Российская Академия Наук
Научный Совет РАН по физике конденсированных сред,
Секция «Магнетизм»
Подсекция «Физика магнитных пленок и малых частиц»
МИРЭА – Российский технологический университет
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
Магнитное Общество России (МАГО)
Образовательная компания «Альбион»

XXIII МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

НОВОЕ в МАГНЕТИЗМЕ и МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

СБОРНИК ТРУДОВ

30 июня – 5 июля 2018, Москва
МИРЭА – Российский технологический университет

Российская Академия Наук
Научный Совет РАН по физике конденсированных сред,
Секция «Магнетизм»,
Подсекция «Физика магнитных пленок и малых частиц»
МИРЭА – Российский технологический университет
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
Магнитное Общество России (МАГО)
Образовательная компания «Альбион»

НОВОЕ В МАГНЕТИЗМЕ И МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Сборник трудов
XXIII Международной конференции
30 июня – 5 июля 2018, Москва

*Конференция проводится при финансовой поддержке
Российского фонда фундаментальных исследований
(код проекта 18-02-20061)*

Москва – 2018

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель оргкомитета Сигов Александр Сергеевич

Заместитель председателя оргкомитета Юрасов Алексей Николаевич

Члены Организационного комитета

Булатов Марат Фатыхович
Грановский Александр Борисович
Лукашева Екатерина Викентьевна
Мишина Елена Дмитриевна
Мухин Александр Алексеевич
Морозов Александр Игоревич
Соколов Виктор Васильевич
Чугуева Ирина Николаевна
Шерстюк Наталия Эдуардовна

Ученый секретарь Пятаков Александр Павлович

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Председатель Лисовский Федор Викторович

Заместитель председателя Пятаков Александр Павлович

Члены программного комитета

Балбашов А.М.
Бебенин Н.Г.
Белотелов В.И.
Ведяев А.В.
Ганьшина Е.А.
Глушков В.В.
Губин С.П.
Звездин А.К.
Звездин К.А.
Зубов В.Е.
Исхаков Р.С.
Калинин Ю.Е
Кокшаров Ю.А.
Курляндская Г.В.
Лилеев А.С.
Логунов М.В.
Локк Э.Г.
Любутин И.С.
Марченков В.В.
Никитин С.А.
Овчинников С.Г.
Памятных Л.А.
Перов Н.С.
Писарев Р.В.
Покатилов В.С.
Поляков П.А.
Прудников В.Н.
Радковская А.А.
Родионова В.В.
Рудой Ю.Г.
Сухоруков Ю.П.
Танкеев А.П.
Усов Н.А.
Устинов В.В.
Фраерман А.А.
Фетисов Ю.К.
Шавров В.Г.
Шалыгина Е.Е.
Шапаева Т.Б.

Ученый секретарь Николаева Елена Петровна

ЛОКАЛЬНЫЙ КОМИТЕТ

Председатель Юрасов Алексей Николаевич

Заместитель председателя Кухарюк Анна Сергеевна

Члены локального комитета

Абросимов Н.С.
Аррохо Э.Э.
Белков П.А.
Билык В.Р.
Боев К.О.
Брехов К.А.
Буряков А.В.
Грановский Н.В.
Григорьев Е.П.
Григорьев Н.Д
Добровольская Е.В.
Еремеева О.С.
Ионов А.Н.
Задоя А.С.
Карзов А.А.
Ковалев Д.И.
Кудрявцев А.В.
Лавров С.Д.
Левин М.М.
Макарова Л.А.
Матвеева И.В.
Мокрушина А.А
Невзорова А.С.
Пятакова З.А.
Рыженко А.Г.
Таубес Е.В.
Териков Д.А.
Семенова Д.В
Скудина А.С.
Смагин А.Н.
Федулов Ф.А.
Фетисов Л.Ю.
Шанина Е.О.
Шестакова Н.П.
Юрасова Н.В.
Яшин М.М.

СОДЕРЖАНИЕ

Пленарные доклады **6**

Новые магнитные и родственные им материалы: синтез и физические свойства
устные доклады **25**
стендовые доклады **65**

Процессы намагничивания и перемагничивания
устные доклады **152**
стендовые доклады **170**

Микромагнетизм и доменная структура
устные доклады **209**
стендовые доклады **230**

Динамические процессы в магнетиках
устные доклады **257**
стендовые доклады **275**

Элементарные возбуждения и волновые процессы в магнетиках
устные доклады **296**
стендовые доклады **312**

Резонансные явления в магнетиках
устные доклады **330**
стендовые доклады **343**

Кинетические эффекты в магнетиках
устные доклады **414**
стендовые доклады **433**

Магнитные фазовые переходы и критические явления
устные доклады **436**
стендовые доклады **482**

Магнитные пленки и многослойные структуры
устные доклады **543**
стендовые доклады **564**

Малые магнитные частицы
устные доклады **615**
стендовые доклады **626**

Магнитные наноструктуры
устные доклады **634**
стендовые доклады **667**

Магнитооптика и фотомагнетизм
устные доклады **692**
стендовые доклады **721**

Магнитоэлектрические явления
устные доклады **742**
стендовые доклады **776**

Преподавание по разделам «Магнетизм» и «Магнитные материалы» в высшей школе
устные доклады **804**

Магнитоакустика и оптоакустика
устные доклады **821**
стендовые доклады **832**

Биомагнетизм
устные доклады **835**
стендовые доклады **844**

Алфавитный указатель **847**

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

MAGNETIC PHASE INTERFERENCE IN ARTIFICIAL MAGNETIC LATTICES: FUNCTIONS AND APPLICATIONS TO OPTICAL, HIGH-FREQUENCY, AND SPIN WAVE DEVICES

M. Inoue, H. Uchida, Y. Nakamura, P.B. Lim and T. Goto
Graduate School of Engineering, Toyohashi University of Technology
Dept. of Electrical & Electronic Engineering, Toyohashi University of Technology
1-1Hibari-Ga-Oka, Tempaku, Toyohashi, Aichi 441-8580, Japan

The introduction of artificial magnetic structures into magnetic materials can induce novel electromagnetic and spin-wave behavior. Nano- and submicrometer-scale artificial magneticlattices (AMLs) can control optical (electromagnetic) waves in magnetophotonic crystals [1], volumetric magnetic holograms [2], and labyrinthian magnetic domain structures [3], and can affect spin waves in magnonic crystals [4].

In this talk, the fundamental properties of such AMLs, mainly in magnetic garnet films and alloy thin films, are discussed, followed by demonstrations of their applications in optical and spin-wave micro-devices driven by magnetic phase interference: volumetric magneto-optic (MO) hologram memories [2] and three-dimensional MO holographic displays [5] with magnetophotonic crystals; high-speed MO Q-switch micro-chip lasers with iron-garnet films with labyrinthian magnetic domain structures [3]; and highly sensitive magnetic sensors and spin-wave logic circuits with magnonic crystals [6]. Prospective future spin-wave devices with AMLs will be also discussed in the context of the new paradigm of magnonics (electron nontransport electronics), where spin waves play an important role as the information carrier.

[1] T. Goto et al., “Magnetophotonic crystal comprising electro-optical layer for controlling helicity of light,” *J. Appl. Phys.*, **111**, 07A913, 2012.
[2] Y. Nakamura et al., “Error-free reconstruction of magnetic hologram via improvement of recording conditions in collinear optical system,” *Optics Exp.*, **25,** pp. 15349-15357, 2017.
[3] R. Morimoto et al., “Magnetic domains driving a Q-switched laser,” *Sci. Rep.*, **6,** 38679, 2016.
[4] N. Kanazawa et al., Metal thickness dependence on spin wave propagation in magnonic crystal using yttrium iron garnet, *J. Appl. Phys.*, **117**, 17E510, 2015.
[5] K. Nakamura et al., “Improvement of diffraction efficiency of three-dimensional magneto-optic spatial light modulator with magnetophotonic crystal,” *Appl. Phys. Lett.*, **108**, 02240, 2016.
[6] N. Kanazawa et al., “Demonstration of a robust magnonic spin wave interferometer,” *Sci. Rep.*, **6.** 30268, 2016.

MAGNETOOPTICAL PLASMON

H. Uchida, T. Goto, P. B. Lim, Y. Nakamura, M. Inoue

Toyohashi University of Technology, Tempaku, Toyohashi, Aichi, Japan

Artificial magnetic lattices can introduce unique features to original properties by introduced structure in materials. Our first study of the artificial magnetic lattice is the magnetophotonic crystal (MPC) that shows enhanced Faraday rotation at a localized mode in transmissivity spectrum, which is composed of a magnetic defect layer and two dielectric multilayers [1]. As an artificial magnetic lattice, in this study, we discuss a magnetic garnet film having Au particles, which shows enhanced Faraday effect at a wavelength where surface plasmon resonance is excited. Structures with randomly arranged Au particles have the almost constant wavelength around 650 nm [2]. However, structures having periodically arranged Au particles show different optical and magneto-optical responses. In this study we discuss optical properties of squarely arranged structures and their electric fields distributions obtained by using the finite-difference time-domain (FDTD) method.

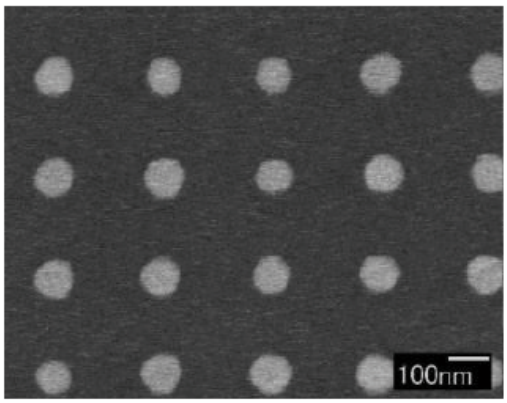


Fig. 1. A SEM image of squarely arranged Au particles. Period: 300 nm, diameter: 103nm

Samples having squarely arranged Au particles were fabricated on a quartz substrate by electron beam lithography and by heating at 1000 deg. for 10 min (Fig. 1). Then, Bi substituted yttrium iron garnet (Bi:YIG) film was deposited on them. As shown in Fig. 2, there are several absorption bands in the transmissivity spectra, which are induced by the localized surface plasmon resonance. At the same wavelength, Faraday rotation angle is

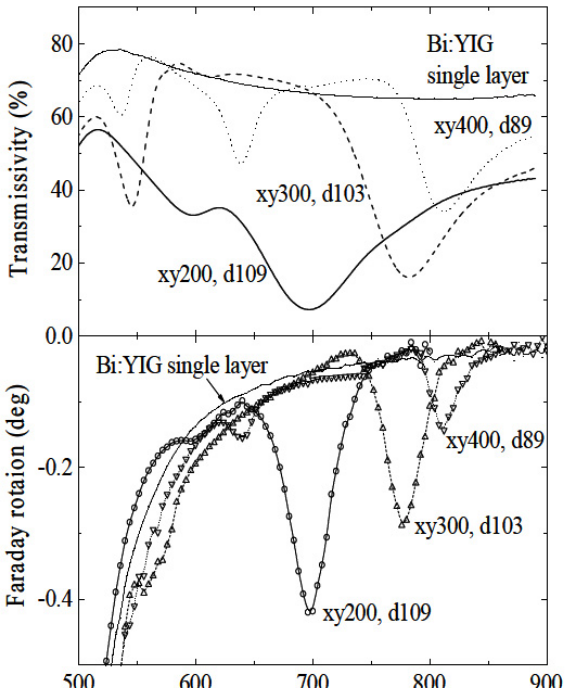
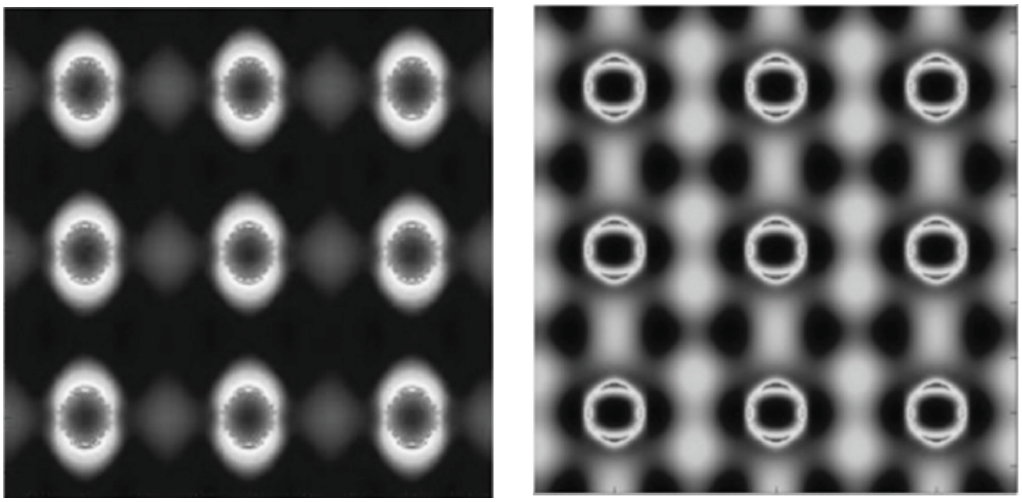


Fig. 2 Transmissivity and Faraday rotation spectra of the fabricated composite structures with squarely arranged Au particles. xy200 and d109 indicate a period and a diameter.

enhanced. With increasing the period of Au particles from 200 to 400 nm, the large absorption band in the long wavelength shifted from 700 to 820 nm.

In FDTD calculations (Fig. 3), similar transmissivity spectra having several absorption bands were obtained. The absorption band at the longest wavelength is shifted to long wavelength side with increasing the period, which agrees with the experimental results as shown in Fig. 2. For the structure with Au diameter of 100 nm and period of 300 nm, electric field distributions at wavelengths of (a) 800 nm and (b) 600 nm that correspond to ones at the first band at the longest wavelength and the third one, respectively. Both field distributions show large evanescent field around Au particles, but complexity of electric field among particles is different. Simple field distribution such as in (a) can be formed by light with long wavelength, but complex field (b) must be irradiated by light with short wavelength. In addition, the first and second bands shifted to long wavelength side with increasing the period, but the third and fourth absorption bands shifted to the short wavelength side.



(a) (b)

Fig. 3. Electric field distributions of the composite structure obtained by FDTD method. Diameter: 100 nm, period: 300 nm. (a) wavelength: 800 nm, (b) wavelength: 600 nm.

[1] M. Inoue, A. V. Baryshev, A. B. Khanikaev, M. E. Dokukin, K. Chung, J. Heo, H. Takagi, H. Uchida, P. B. Lim, J. Kim, IEICE Trans. Electron. E91-C, 10, 1630 (2008).
[2] H. Uchida, Y. Mizutani, Y. Nakai, A. A. Fedyanin and M. Inoue, J. Phys. D: Appl. Phys. 44, 064014 (2011).

ВЫВОД УРАВНЕНИЯ ВМОРОЖЕННОСТИ НАМАГНИЧЕННОСТИ В СПЛОШНУЮ СРЕДУ

В. В. Соколов

МИРЭА - Российский технологический университет, Москва, Россия

Под сплошной средой будем понимать идеальную непроводящую магнитную жидкость. Раздел гидродинамики, описывающий макроскопическую динамику магнитных жидкостей (феррожидкостей), был назван феррогидродинамикой (ФГД) [1]. В работе [2] с помощью обобщенного принципа виртуальных работ в формулировке В.В. Толмачева [3] были получены уравнения ФГД в предположении о бесконечном малом времени релаксации намагниченности к равновесному значению. Для характеристики состояния идеальной магнитной жидкости в [2] использовались следующие скалярные поля: плотность $\rho(\vec{r},t)$, удельная энтропия $s(\vec{r},t)$ и векторные поля: удельная намагниченность $\vec{m}(\vec{r},t)$ напряженность магнитного поля $\vec{H}(\vec{r},t)$, скорость движения жидкости $\vec{V}(\vec{r},t)$. Удельная плотность внутренней энергии $\varepsilon = \varepsilon(\rho, s, \vec{m})$ полагалась заданной функцией. При выводе уравнений ФГД в [2] было получено новое условие термодинамического равновесия магнитной жидкости во внешнем магнитном поле $\vec{H}$:

$$\vec{H} = \vec{H}^{eq} = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \vec{m}}\right)_{\rho,s}, \tag{1}$$

которое означает, что в состоянии термодинамического равновесия в окрестности любой точки жидкости напряженность магнитного поля равна термодинамически равновесной напряженности $\vec{H}^{eq}$. Аналогичное условие было получено также в работе [4]. Тензор напряжения P_{ij} дается следующим выражением:

$$P_{ij} = -p\delta_{ij} + \rho m_i \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial m_j}\right)_{\rho,s}, \quad p = \rho^2 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}\right)_{s,\vec{m}}.$$

Используя уравнения локальных балансов массы, импульса и внутренней энергии, получим следующее уравнение для скорости изменения энтропии

$$T\frac{ds}{dt} = \left(H_i - H_i^{eq}\right)\left(\frac{\partial m_i}{\partial t} + V_i \frac{\partial m_j}{\partial x_j} - m_j \frac{\partial V_i}{\partial x_j}\right) = 0$$

Отсюда следует, что магнитную жидкость можно рассматривать как идеальную в двух предельных случаях. В первом случае выполняется условие магнитного равновесия (1). Второй случае соответствует нарушению усло-

вия магнитного равновесия, т.е. $\vec{H} - \vec{H}_i^{eq} \neq 0$. Тогда магнитную жидкость можно рассматривать как идеальную, если выполняется равенство

$$\frac{\partial m_i}{\partial t} + V_i \frac{\partial m_j}{\partial x_j} - m_j \frac{\partial V_i}{\partial x_j} = 0.$$

Вводя субстациональную производную по времени, представим это уравнение в векторном виде

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = \vec{m} \cdot \nabla \vec{V}.$$

Это уравнение описывает эволюцию удельной вмороженной намагниченности. В работе [5] были получены уравнения ФГД с вмороженной намагниченностью, которая вводилась из физических соображений. Теория распространение волн малой амплитуды в рамках ФГД с вмороженной намагниченностью была построена в [6]. Гидродинамическими модами магнитной жидкости с вмороженной намагниченностью являются быстрая и медленная магнитозвуковые волны и волна альфвеновского типа, которая подобна волне Альфвена, распространяющейся в жидкости с бесконечной проводимостью при наличии внешнего магнитного поля, но в волне альфвеновского типа в магнитной жидкости колеблется намагниченность. Как показано в обзоре [7], только в рамках теории [6] можно описать существующие экспериментальные результаты по анизотропии скорости ультразвука в магнитных жидкостях на различной основе. Связь ФГД с вмороженной намагниченностью с существующими теориями была показана в [8].

1. J. L. Neuringer, R. E. Rosensweig, The Physics of Fluids, **7**, 1927 (1964).
2. V.V. Sokolov, V.V. Tolmachev, Magnetohydrodynamics, **32**, 313 (1996).
3. В.В. Толмачев, А.М. Головин, В.С. Потапов. Термодинамика и электродинамика сплошной среды. М.: МГУ, (1988).
4. B. U. Felderhof, Phys. Rev. E, **62**, 3848 (2000).
5. V. V. Sokolov, V.V. Tolmachev, Magnetohydrodynamics, **32**, 318 (1996).
6. V. V. Sokolov, V.V. Tolmachev, Acoustical Physics, **43**, 92 (1997).
7. V. V. Sokolov, Acoustical Physics, **56**, 972 (2010).
8. B. U. Felderhof, V. V. Sokolov, P. A. Eminov, J. Chem. Phys., **132**, 184907 (2010)

ГЕНЕРАЦИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

В.И. Белотелов

Российский Квантовый Центр, Сколково, Москва, Россия
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Возбуждение спиновой динамики в магнитоупорядоченных материалах с помощью фемтосекундных лазерных импульсов представляет большое интерес, поскольку такой подход позволяет воздействовать на намагниченность локально в области порядка нескольких микрометров в течение десятков или сотни фемтосекунд. Это особенно важно для сверхбыстрой оптической записи информации. Кроме того, локальное оптическое воздействие на магнитную пленку позволяет возбудить в ней спиновые волны. При этом область образца, на которую падают сфокусированные лазерные импульсы, играет роль точечного источника спиновых волн. Важными преимуществами такого метода генерации спиновых волн являются возможность управления спектром возбуждаемых спиновых волн за счет изменения формы и размера лазерного пятна, а также возможность смещения источника спиновых волн в пространстве путем сканирования лазерного луча по образцу. Дополнительные возможности открываются при прохождении лазерного луча через жидкокристаллический пространственный модулятор, который позволяет одновременно воздействовать на образец несколькими лазерными импульсами, разнесенными в пространстве и во времени, т.е. создает несколько источников спиновых волн с заданными параметрами. При этом удается получить перестраиваемую интерференцию спиновых волн. Наконец периодические лазерные импульсы позволяют получить режим синхронизации спиновых колебании и лазерных импульсов, при котором амплитуда спиновых волн значительно усиливается, а спектр спиновых волн сужается.

В данном докладе вышеупомянутые эффекты будут подробно рассмотрены.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант N 17-72-20260).

МАГНИТНЫЕ НАНОКОМПОЗИТЫ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК С ВЫСОКИМ СОДЕРЖАНИЕМ МАГНИТНЫХ ИОНОВ: МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ И МЕМРИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА

В.В. Рыльков[1*], В.А. Демин[1], А.В. Емельянов[1], С. Н. Николаев[1], А.В. Ситников[2], А.Н. Талденков[1], А.Б. Дровосеков[3], К.Э. Никируй[1,4], М.Ю. Пресняков[1], А.Л. Васильев[1], К. Ю. Черноглазов[1], А.С. Веденеев[5], Ю.Е. Калинин[2], А.С. Бугаев[3,5], А.Б. Грановский[6]

[1]*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия*
[2]*Воронежский государственный технический университет, Воронеж, Россия*
[3]*Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва, Россия*
[4]*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., Россия*
[5]*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., Россия*
[*]*vvrylkov@mail.ru; rylkov_vv@nrcki.ru*

Металл-диэлектрические нанокомпозиты (НК) с высоким содержанием магнитных атомов в изолирующей матрице, представляют собой класс пока еще слабо изученных гранулированных систем, для которых ниже порога перколяции x_p ожидается усиленное проявление межгранульного обменного взаимодействия ферромагнитного (ФМ) типа, сдвигающее переход к суперпарамагнитному (СПМ) поведению гранулированной системы в область низких содержаний металла $x < x_p$ [1]. Предполагается, что межгранульный магнитный обмен совместно с диполь-дипольным взаимодействием могут формировать, так называемый, суперферромагнитный (СФМ) порядок в ансамбле магнитных моментов отдельных гранул, который выше некоторой температуры T_{SFM} разрушается [1,2].

В настоящей работе представлены результаты наших недавних исследований свойств НК $(CoFeB)_x(AlO_y)_{100-x}$ и $(CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}$ с высоким содержанием магнитных ионов Fe^{2+} и Co^{2+} (до $3\cdot10^{22}$ см$^{-3}$) в оксидной матрице, включая мемристивные свойства НК [3-5], которые в настоящее время активно изучаются в различного рода системах в связи с возможностью их использования для моделирования синапсов при создании биоподобных («bio-inspired») процессорных устройств [6].

НК были приготовлены методом ионно-лучевого распыления составной мишени специальной конструкции из сплава $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$ и оксида Al_2O_3 (или $LiNbO_3$), позволяющей в едином цикле формировать НК различного состава x = 6 - 60 ат. %. Исследования намагниченности, проводимости и эффекта Холла были выполнены на образцах планарной геометрии, выполненных в форме холловского креста. Изучение мемристивных свойств НК проводилось путем измерения вольт-амперных характеристик "вертикальных" структур металл/НК/металл (М/НК/М) с толщиной слоя НК ~3 мкм в сильных электрических полях (до 10^4 В/см и выше).

Структурные исследования, выполненные методами высокоразрешающей электронной микроскопии, показали, что в случае НК $(CoFeB)_x(AlO_y)_{100-x}$ пленки представляют собой ансамбль округлых ОЦК гранул CoFe размером 2-4 нм, находящихся в оксидной матрице. В случае НК $(CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}$ гранулы имеют тот же размер в плоскости пленки, однако, сильно вытянуты (до 10-15 нм) в направлении ее роста [3-5].

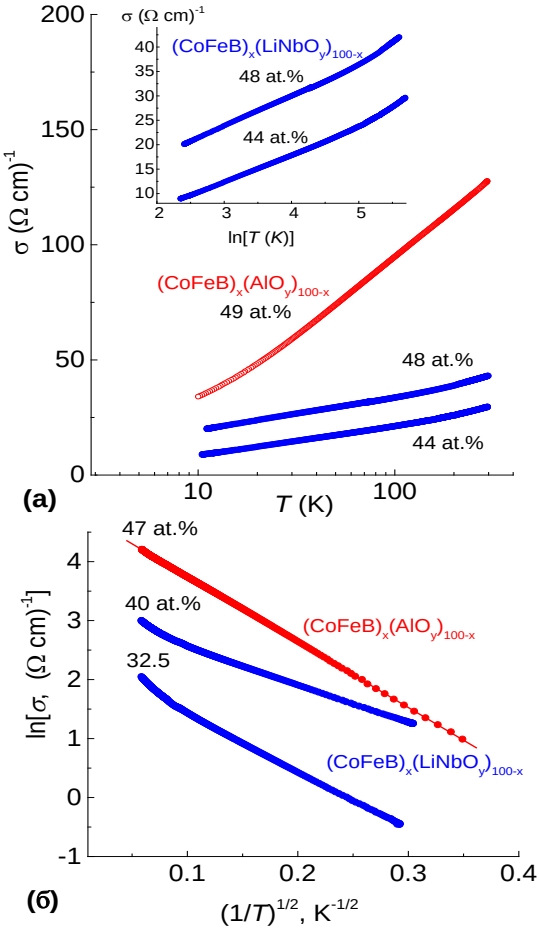


Рис.1. Температурные зависимости проводимости σ НК $(CoFeB)_x(AlO_y)_{100-x}$ и $(CoFeB)_x(AlO_y)_{100-x}$ с x = 33-49 ат.% в координатах: (а) σ - log$T$ и (б) lnσ - $(1/T)^{1/2}$.

На металлической стороне перехода металл-изолятор (ПМИ) температурная зависимость проводимости обоих НК в диапазоне $T \approx$ 10-200 К хорошо описывается логарифмическим законом $\sigma(T) \propto \cdot \ln T$, который при $x < x_c$ сменяется законом "1/2": $\ln\sigma \propto -(T_0/T)^{1/2}$ (критическое содержание ПМИ $x_c \sim$ 48 и 43 at.% для $(CoFeB)_x(AlO_y)_{100-x}$ и $(CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}$, соответственно). В этих условиях при одинаковых значениях T_0 проводимость $(CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}$ оказывается на порядок хуже (рис. 1).

Установлено, что при $T \leq$ 25 К в намагниченности НК, наряду с ферромагнитной (ФМ), наблюдается парамагнитная компонента (ПМ), вклад которой в случае $(CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}$ в три раза превышает ФМ компоненту (рис. 2). Анализ ПМ компоненты с использованием функции Бриллюэна дает величину магнитного момента на ПМ центр $m \approx 5.1\ \mu_B$, что хорошо совпадает со средним магнитным моментом ионов Fe^{2+} и Co^{2+} [4,5].

Гистерезис в намагниченности наблюдается ниже порога перколяции [до $x \approx 33$ ат.% для $(CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}$], что указывает на проявление в НК СФМ порядка. При этом температурное поведение коэрцитивного поля $H_c(T)$ не описывается соотношением Нееля-Броуна ($H_c \propto T^{1/2}$; рис. 3а). Найденное из измерений ферромагнитного резонанса поле перпендикулярной анизотропии для НК $(CoFeB)_{33}(LiNbO_y)_{67}$ ($H_a \approx 0.4$ кЭ) оказалось в ~20 раз меньше значения локального поля H_a для сильно вытянутой ОЦК CoFe гранулы.

Обнаружен туннельный аномальный эффект Холла (ТАЭХ) [7], который достаточно сильно наблюдается в случае $(CoFeB)_x(AlO_y)_{100-x}$ с округ-

лыми гранулами и существенно подавляется в НК $(CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}$.с вытянутыми гранулами [3,5]. В последнем случае наряду с отрицательным спин-зависимым магнетосопротивлением (МС) выявлено положительное МС, которое наиболее сильно проявляется для магнитного поля, расположенного в плоскости (рис. 3б). Положительное МС подавляется с повышением температуры (при T ~ 60 K) и не наблюдается в НК $(CoFeB)_x(AlO_y)_{100-x}$.

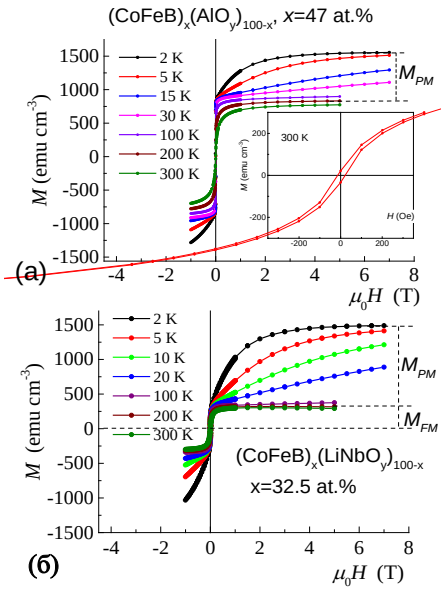


Рис.2. Зависимости намагниченности от магнитного поля $M(H)$ для пленок НК $(CoFeB)_x(AlO_y)_{100-x}$ с x = 47 (а) и $(CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}$ с x = 32.5 ат.% (б) при температурах T = 2 - 300 K.

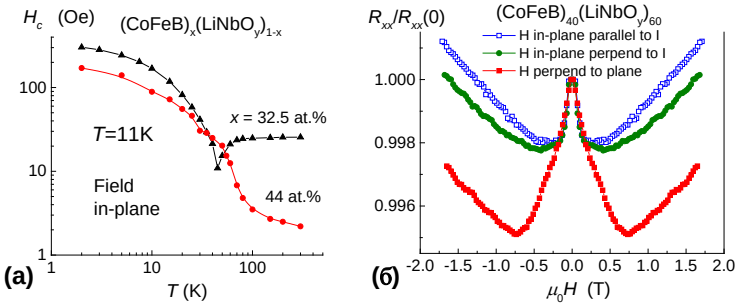


Рис.3. (а) Зависимость коэрцитивного поля от температуры для образцов $(CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}$ с $x \approx 32.5$ и 44 ат.%. (б) Зависимость сопротивления от магнитного поля для НК $(CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}$ с $x \approx 40$ ат.% при различных направлениях поля относительно плоскости пленки и тока через образец.

В конденсаторных М/НК/М структурах на базе пленок $(CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}$ обнаружены эффекты резистивного переключения [5]. Число стабильных РП превышает 10^5 при отношении сопротивлений R_{off}/R_{on}~50.

Особенности магнитных и электрофизических свойств пленок обсуждаются с учетом перколяционного характера проводимости НК и их структуры; влияния ионов Fe^{2+} и Co^{2+} на межгранульный обмен и спин-орбитальное рассеяние электронов при туннелировании, а также роли поверхностной перпендикулярной анизотропии вытянутых гранул в НК $(CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}$ на процессы перемагничивания, которая может быть весьма высокой для тонких CoFe пленок с ОЦК структурой [8].

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 16-19-10233.

1. S. Bedanta *et al.*, Phys. Rev. Lett., **98**, 176601 (2007).
2. O.G. Udalov *et al.*, Phys. Rev. B, **95**, 045427 (2017).
3. V.V. Rylkov *et al.*, Phys. Rev. B, **95**, 144202 (2017).
4. V.V. Rylkov *et al.*, JMMM, 2017 (doi: 10.1016/j.jmmm.2017.11.022).
5. В. В. Рыльков *и др.*, ЖЭТФ **153**, 424 (2018).
6. A.V. Emelyanov *et al.*, AIP Advances, **6**, 111301 (2016).
7. A.V. Vedyayev *et al.*, Phys. Rev. Lett., **110**, 247204 (2013).
8. Martin A. W. Schoen *et al.*, Phys. Rev. B, **95**, 134410 (2017).

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ С ФЕРРОМАГНИТНЫМИ МИКРОПРОВОДАМИ НА ГИГАГЕРЦОВЫХ ЧАСТОТАХ

Л.В. Панина[1], С.В. Подгорная[1], Д. П. Махновский[2]

[1]*Национальный исследовательский технологический университет (НИТУ МИСИС)*
[2]*Sensing Materials Technology Ltd, Великобритания*

Металлические включения в составе композитных материалов перспективны для управления эффективной диэлектрической проницаемостьюε_{ef} на микроволновых частотах. Металлические частицы имеют повышенную электрическую поляризуемость по сравнению с диэлектриками и при резонансных условиях значительно изменяют дисперсионные характеристики диэлектрической функции композита.

Особый интерес представляют ферромагнитные металлические включения в форме микропроводов, в которых наблюдается эффект магнитоимпеданса (МИ) на микроволновых частотах. Провода ведут себя как резонансные электрические диполи. В окрестности резонанса поляризуемость провода очень чувствительна к любым потерям, включая магнитные, что определяется поверхностным импедансом провода. Если поверхностный импеданс зависит от внутренней магнитной структуры микропровода, то появляется возможность изменять наведенный электрический дипольный момент внешними факторами, которые вызывают изменение магнитной структуры или динамической магнитной проницаемости провода [1,2]. В качестве таких факторов могут использоваться внешнее магнитное поле, механические напряжения [3] и температура. В данной работе обсуждаются особенности МИ эффекта в аморфных микропроводах на ГГц частотах, зависимость электрического дипольного момента и эффективной проницаемости от постоянного магнитного поля и механических напряжений, а также перспективы применения этих эффектов в сенсорных системах и смарт-материалах.

В аморфных микропроводах магнитная анизотропия в значительной степени обусловлена магнитоупругими взаимодействиями. Это определяет чувствительность процессов намагничивания и МИ к механическим напряжениям. На Рис. 1 представлены МИ характеристики микропровода с отрицательной магнитострикцией, которая приводит к циркулярной анизотропии. Для данной конфигурации можно получить очень большое (более 200%) изменение импеданса под действием магнитного поля, однако для реализации стресс- чувствительного импеданса необходимо использовать магнитное поле смещения. В проводах с геликоидальной анизотропией возможно реализовать значительные изменения импеданса под действием механических напряжений в отсутствие магнитного поля.

Наведенный дипольный электрический момент определяется распределением тока вдоль микропровода. Вблизи антенного резонанса это распределение оказывается чувствительным к магнитным потерям, то есть зависит от поверхностного импеданса и может модулироваться внешними магнитными и механическими воздействиями, как представлено на Рис.2а. Это приводит к тому, что частотные спектры дипольного момента (и ε_{ef}) обнаруживают сильную зависимость от этих параметров (Рис.2б).

Таким образом, в композитных материалах, содержащих аморфные ферромагнитные микропровода, динамическая эффективная проницаемость зависит от поверхностной магнитной структуры, то есть наблюдается магнитоэлектрический эффект.

Зависимость электрического дипольного момента микропровода от внешнего магнитного поля и механических напряжений можно использовать для удаленных измерений внутренних напряжений материалов и конструкций, как было предложено в работе [4]. Методика состоит в следующем. Микропровод помещается в микроволновое поле, а также подвергается воздействию низкочастотного магнитного поля, которое приводит к модуляциям амплитуды рассеянного сигнала. Амплитуда модуляций будет зависеть от внешних дополнительных факторов, таких как механическое напряжение.

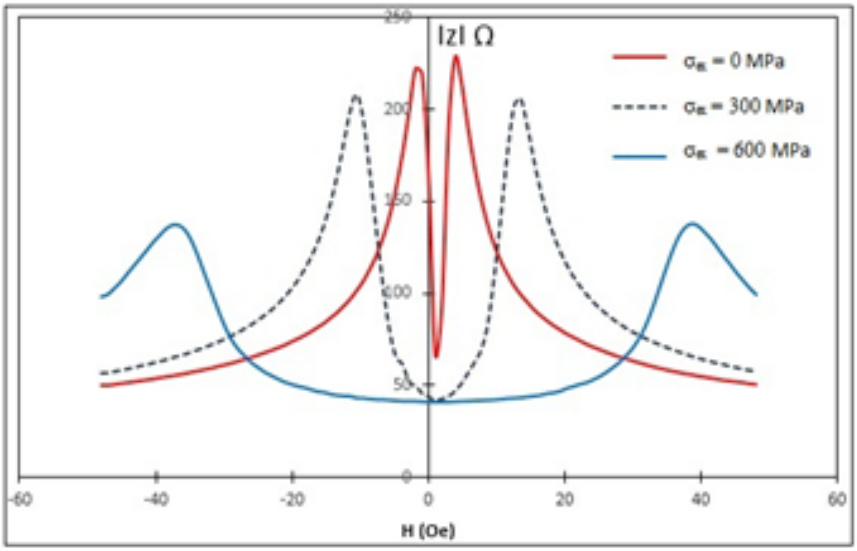
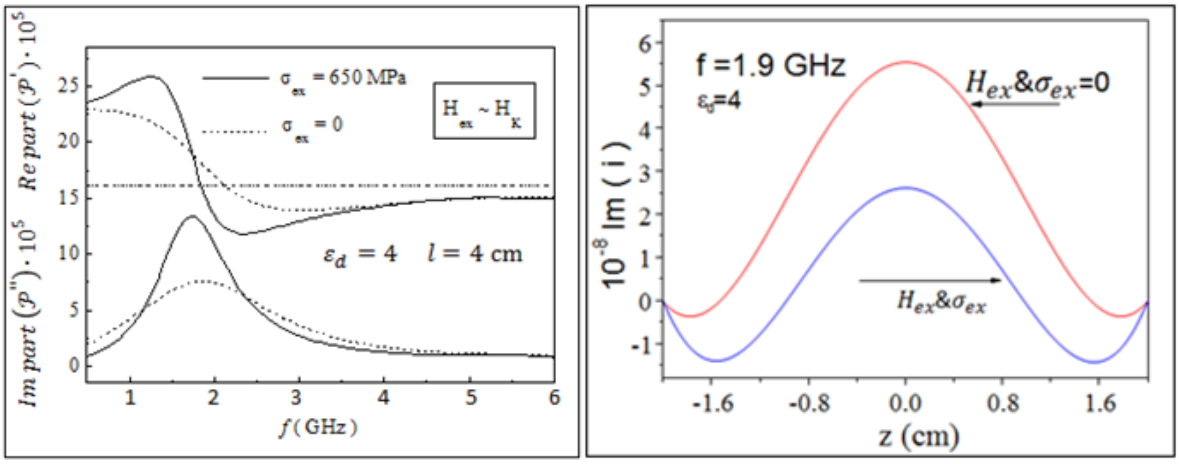


Рис. 1 Абсолютная величина импеданса микропровода в стеклянной оболочке состава $Co_{68.5}Mn_{6.5}Si_{10}B_{15}$ от постоянного магнитного поля для различных значений растягивающих напряжений. Частота измерений 100 МГц. Параметры провода: внешний диаметр 14.5 мкм, диаметр металлической жилы 10.2 мкм, коэффициент магнитострикции $\lambda_s = -2 \cdot 10^{-7}$.



(а) (б)

Рис.2. (а) Распределение тока (мнимая часть) вдоль провода для частоты f=1.9 ГГц (вблизи антенного резонанса). (б) – Частотные спектры дипольного момента. Показано изменение при воздействии внешнего магнитного поля и механических напряжений. (H_{ex}~H_k, σ_{ex} = 650 MПа). Параметры расчета: длина провода- 4 см, диаметр провода - 10 мкм, диэлектрическая проницаемость матрицы - ε_d =4, проводимость - $\sigma = 7.6 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$, поле анизотропии H_K=250 А/м, намагниченность насыщения M_0=500 Гс.

Литература

[1] D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina, C. Garcia, A. P. Zhukov, and J. Gonzalez, Experimental demonstration of tunable scattering spectra at microwave frequencies in composite media containing CoFeCrSiB glass-coated amorphous ferromagnetic wires and comparison with theory, Phys. Rev. B: Condens. Matter, **74**, 064205 (2006).

[2] F.X. Qin, N. Pankratov, H.X. Peng, M.H. Phan, L.V. Panina, M. Ipatov, V. Zhukova, A. Zhukov, J. Gonzalez, Novel magnetic microwires-embedded composites for structural health monitoring applications, J. Appl. Phys. **107**, 09A314 (2010).

[3] D. Makhnovskiy, V. Zamorovskii, J. Summerscales, Embedded ferromagnetic microwires for monitoring tensile stress in polymeric materials, Composites A **61**, 216(2014)

[4] A. M. Aragon, M. Hernando-Rydings, A. P. Martin, Liquid pressure wireless sensor based on magnetostrictive microwires for applications in cardiovascular localized diagnostic AIP Advances, **5**, 087132(2015).

ANTISKYRMIONS IN FERROMAGNETS AND ANTIFERROMAGNETS

O. A. Tretiakov

Institute for Materials Research, Tohoku University, Japan

We study antiskyrmions in ferromagnetic films with perpendicular anisotropy and anisotropic Dzyaloshinskii-Moriya interaction. Using a transformation in spin space from skyrmion to antiskyrmion and numerical simulations based on truncated minimum energy path method, we calculate the lifetimes of antiskyrmions. We demonstrate that in recent experiments [1] the antiskyrmion lifetimes are very long, thus accounting to their observed stability. Furthermore, the mapping between skyrmion and antiskyrmion allows us to describe the antiskyrmion dynamics due to both spin-transfer and spin-orbit torques analytically [2]. Lastly, in analogy to antiferromagnetic skyrmions [3,4], we describe the lifetimes and current driven dynamics of newly proposed antiferromagnetic antiskyrmions.

1. A. K. Nayak, V. Kumar, T. Ma, P. Werner, E. Pippel, R. Sahoo, F. Damay, U. K. Rößler, C. Felser, and S. S. P. Parkin, Nature **548**, 561 (2017).
2. M. N. Potkina, I. S. Lobanov, V. M. Uzdin, H. Jonsson, and O. A. Tretiakov, submitted (2018).
3. J. Barker and O. A. Tretiakov, Phys. Rev. Lett., **116**, 147203 (2016).
4. P. F. Bessarab, D. Yudin, D. R. Gulevich, P. Wadley, M. Titov, and O. A. Tretiakov, arXiv:1709.04454; submitted to Phys. Rev. Lett. (2017).

ПУТИ СОЗДАНИЯ МАГНИТОРЕЗИСТИВНОЙ ПАМЯТИ С ЗАПИСЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

А.И. Морозов

Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия

Увеличение емкости магниторезистивной памяти (MRAM) на основе туннельного магнетосопротивления требует масштабирования ячеек этой памяти в нанометровый диапазон размеров. Для этого необходимо существенное уменьшение энерговыделения в процессе записи информации, что возможно в случае перехода от записи с помощью спин-поляризованного тока (STT-MRAM) на запись электрическим полем (MERAM).

Задача сводится к переключению электрическим полем намагниченности одного из ферромагнитных слоев, входящих в туннельное магнитное соединение (MTJ), состоящее из двух проводящих ферромагнитных слоев, разделенных диэлектрической прослойкой. Параллельная ориентация намагниченностей этих слоев соответствует меньшему значению туннельного сопротивления и служит для записи «нуля», а антипараллельная или взаимно-перпендикулярная ориентация намагниченностей – большему значению сопротивления и используется для записи «единицы». Считывание информации происходит путем измерения сопротивления.

Для управления с помощью электрического поля необходим диэлектрический (чтобы избежать омических потерь) электрочувствительный слой, в качестве которого может быть использована либо диэлектрическая прослойка между двумя проводящими ферромагнитными слоями, входящими в состав магнитного туннельного соединения, либо дополнительный слой, соседствующий с одним из этих ферромагнитных слоев.

На данный момент обсуждаются три главных механизма взаимодействия между ферромагнитным и электрочувствительным слоем:

- обменная связь;
- упругая связь;
- зарядовая связь.

В случае использования обменной связи слоев наиболее перспективна память на основе компенсированного среза мультиферроика $BiFeO_3$. Малые величины слабого ферромагнитного момента и линейного магнитоэлектрического эффекта в $BiFeO_3$ не являются препятствием для ее реализации. Электрическое поле приводит к развороту вектора поляризации и связанного с ним вектора антиферромагнетизма в

дополнительном по отношению к MTJ слое мультиферроика, что, в свою очередь, приводит к развороту намагниченности ферромагнитного слоя за счет обменного взаимодействия на границе раздела ферромагнетик-мультиферроик [1].

Рассмотрение видов упругого взаимодействия ферромагнитного и электрочувствительного слоев показывает, что применение в качестве материала электрочувствительного слоя сегнетоэлектрика-сегнетоэластика $Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})_{0,68}Ti_{0,32}O_3$ (PMN-PT) является наиболее перспективным для создания MERAM [2, 3]. Под действием электрического поля происходит разворот вектора поляризации PMN-PT, что влечет изменение ориентации сегнетоэлектрических и сегнетоэластических доменов. Деформации электрочувствительного слоя существенно различаются в исходном и конечном состоянии. Эти деформации, передаваемые ферромагнитному слою, вследствие магнитоупругого взаимодействия диктуют положение оси легкого намагничивания в этом слое. Для успешной реализации подобного сценария ферромагнитный слой должен иметь малую собственную магнитокристаллическую анизотропию или быть аморфным, чтобы наводимая деформацией магнитная анизотропия была определяющей. Второй (закрепленный) ферромагнитный слой, входящий в состав MTJ, должен иметь магнитокристаллическую анизотропию, существенно превосходящую магнитоупругий вклад [4].

Зарядовая связь эффективно работает только в случае сверхтонких ферромагнитных слоев, и разработка памяти на ее основе является делом будущего. Создаются прототипы памяти на основе этой связи, в которых электрическое поле прикладывается к диэлектрической прослойке MgO, входящей в состав MTJ [5].

1. A.I. Morosov, A.S. Sigov. J. Magn. Magn. Mater., **383**, 242 (2015).
2. T. Wu, A. Bur, P. Zhao et al. Appl. Phys. Lett., **98**, 012504 (2011).
3. T. Wu, A. Bur, K. Wong et al. Appl. Phys. Lett., **98**, 262504 (2011).
4. А.И. Морозов. Нано- и микросистемная техника, **19**, 744 (2017).
5. W-G. Wang, M. Li, S. Hageman, and C.L. Chien. Nature Mat., **11**, 64 (2012).

ВЫРАЩИВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ ОКСИДНЫХ МАГНЕТИКОВ БЕСТИГЕЛЬНЫМ ЗОННЫМ ПРОЦЕССОМ

А.М. Балбашов

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

Кратко описаны методы выращивания монокристаллов оксидных магнетиков и их сравнительные возможности. Подробно описываются достоинства и ограничения процессов получения монокристаллов бестигельной зонной плавкой. Приводятся описания существующих технологических инструментов, реализующих процесс зонной плавки для получения кристаллов оксидных магнетиков. Детально рассмотрены особенности аппаратуры бестигельной зонной плавки типа УРН-2-ЗП и приводятся конструктивные и технические данные современных моделей аппаратуры. Описаны особенности технологических процессов выращивания монокристаллов зонной плавкой различных типов оксидных магнетиков. Рассмотрены проблемы получения кристаллов высокого качества и пути их решения.

ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ СВЕРХБЫСТРАЯ ДИНАМИКА В МАГНИТНЫХ СРЕДАХ

А.В. Кимель

Radboud University, 6525ED Nijmegen, The Netherlands

МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, Россия

Магнетизм по праву можно считать самым сильным квантовомеханическим явлением на Земле. Тем не менее, магнитные явления и динамику принято рассматривать в терминах классической физики [1]. Переход от магнита как многочастичной квантовой системы к магниту как классическому магнитному диполю становиться возможным благодаря макроспиновому и адиабатическому приближениям. Такими приближениями можно пользоваться на временах намного длиннее, чем характерное время спин-спинового взаимодействия в среде, которое определяется периодом магнона на границе зоны Бриллюэна. В своем докладе я планирую показать, что фемтосекундные лазерные импульсы позволяют инициировть принципиально новый режим спиновой динамики с кажущимися противоречиями здравому смыслу.

Фактически, фемтосекундный лазерный импульс - это уникальный метод возбуждения в магнетизме, который позволяет воздействовать на магниты на временах намного быстрее, чем фундаментальные электрон-фононные, спин-фононные и спин-спиновые взаимодействия в твердых телах [2]. Такие оптико-магнитные импульсы вводят среду в сильно

неравновесное состояние, где традиционное описание магнитных явлений в терминах равновесной термодинамики теряет адекватность [3,4].

В частности, в докладе будет показано, что используя фемтосекундный обратный магниторефрактивный эффект в антиферромагнитном $KNiF_3$, можно возбуждать когерентные спиновые волны на краях зоны Бриллюэна. Такое возбуждение инициирует когерентные колебания длины антиферромагнитного вектора, которые нельзя объяснить термодинамически, и описание требует квантово-механического рассмотрения [5]. Я также покажу, что возбуждение $Y_3Fe_5O_{12}$ фемтосекундными лазерными импульсами позволяет реализовать самый быстрый и наименее диссипативный цикл запись-считывание для магнитного хранения информации [6].

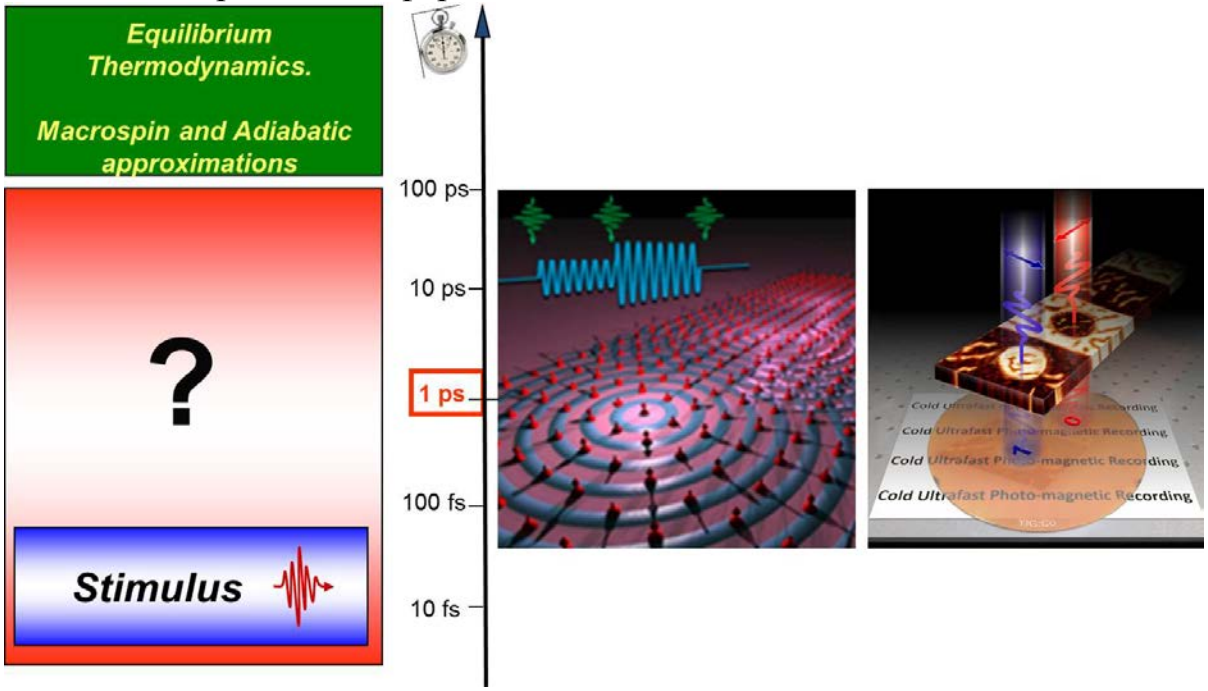


Рис.1. Диаграмма показывает неисследованную область сверхбыстрого магнетизма и примеры кажущегося противоестественного поведения магнитнов в сверхбыстром режиме [5,6].

[1] Г. А Смоленский, В. В. Леманов, Г. М. Петров, Р. В. Писарев, Физика Магнитных Диэлектриков, изд. Наука, Ленинград (1974).
[2] A. V. Kimel, A. Kirilyuk, P. A. Usachev, R. V. Pisarev, A. M. Balbashov, and Th. Rasing, Nature (London) **435**, 655 (2005).
[3] J. de Jong, I. Razdolski, A. M. Kalashnikova, A. Balbashov, R. V. Pisraev, A. Kirilyuk, Th. Rasing and A. V. Kimel , Phys. Rev. Lett. **108**, 157601 (2012).
[4] D. Afanasiev, B. A. Ivanov, A. Kirilyuk, Th. Rasing, R. V. Pisarev, and A. V. Kimel, Phys. Rev. Lett. **116**, 097401 (2016).
[5] D. Bossini, S. Dal Conte, Y. Hashimoto, A. Secchi, R. V. Pisarev, Th. Rasing, G. Cerullo, and A. V. Kimel, Nature Communications **7**, 10645 (2016).
[6] A. Stupakiewicz, K. Szerenos, D. Afanasiev, A. Kirilyuk, A. V. Kimel, Nature **542** 7639 (2017).

Фирма «Индезит» освоила выпуск холодильников с виниловыми магнитами
Новости науки и техники

НОВЫЕ МАГНИТНЫЕ И РОДСТВЕННЫЕ ИМ МАТЕРИАЛЫ: СИНТЕЗ И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

АТОМНАЯ И МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА ЗАМЕЩЕННЫХ ХАЛЬКОГЕНИДОВ 3d МЕТАЛЛОВ ТИПА M_7X_8

Н.В. Селезнева, А.Ф. Губкин, А.С. Волегов, Н.В. Баранов

Уральский Федеральный Университет, Екатеринбург
Институт Физики Металлов, Екатеринбург

В соединениях Fe_7S_8 и Fe_7Se_8 со слоистой структурой типа NiAs реализуются ферримагнитнное упорядочение магнитных моментов Fe ниже T_C ~ 590 K и 480 K, соответственно, из-за отсутствия полной компенсации намагниченности в соседних антиферромагнитно связанных катионных слоях, что обусловлено наличием вакансий [1, 2]. При комнатной температуре направление лёгкого намагничивания этих соединений находится в плоскости (001), однако при понижении температуре направление лёгкого намагничивания выходит из плоскости к направлению оси *c* [3, 4]. Проведенные ранее исследования показали, что замещение атомов железа в пирротине (Fe_7S_8) другими 3d металлами может приводить к значительным изменениям магнитных свойств [5]. Несмотря на активное изучение слоистых соединений на основе халькогенидов переходных металлов, проблемы магнитного упорядочения, магнитной анизотропии и гистерезисных свойств остаются нерешенными, в частности, из-за недостатка экспериментальных данных о величинах магнитных моментов, магнитокристаллической анизотропии, обменных взаимодействий и об особенностях магнитной структуры.

Поликристаллические образцы $Fe_4M_3X_8$ (M – Ti, Co; X – S, Se), принадлежащие семейству типа M_7X_8 со структурой типа пирротина, были получены методом твердофазного ампульного синтеза в вакуумированных кварцевых ампулах при T = 800 ºC. Аттестация осуществлялась на дифрактометре Bruker D8 ADVANCE. Полевые и температурные зависимости намагниченности образцов измерялись на СКВИД-магнитометре MPMS (Quantum Design) в температурном интервале 2 - 400 K и в магнитных полях до 70 кЭ. Для определения магнитной структуры были проведены нейтронографические исследования на порошковых образцах в температурном интервале от 1.5 K до 300 K в институте Пауля Шеррера (Швейцария) на дифрактометрах DMC и HRPT. Уточнение кристаллических и магнитных структур проводилось в программе FullProf.

Измерения магнитных свойств показали, что температурные и полевые зависимости намагниченности имеют вид, характерный для ферро- или ферримагнитного состояния. Замещение Fe атомами Ti или Co привело к уменьшению температуры магнитного упорядочения. Детальное исследование кристаллической и магнитной структур показало, что соединение $Fe_4Ti_3S_8$ кристаллизуется в моноклинной кристаллической структуре *P*2/*c*: слои без вакансий содержат больше атомов железа, чем атомов тита-

на, в то время как в слоях с вакансиями больше катионных позиций занято атомами титана, чем атомами железа. По данным нейтронографического эксперимента (рис.1(а)) соединение $Fe_4Ti_3S_8$ ниже температуры магнитного упорядочения T_N =205 K обладает ферримагнитной структурой с волновым вектором k = 0 с волновым вектором k = 0. Кроме этого, т.к. структура имеет две структурно-неэквивалентны позиции, занимаемые атомами железа: 4*g* Fe(1) и 2*e* Fe(2), установлено, что локальные магнитные моменты железа, $\mu_{Fe,}$ в этих позициях заметно различаются. Различие в значениях μ_{Fe} связано с разным локальным окружением, так как атомы Fe(1) находятся в полностью заполненном слое, а в окружении атомов Fe(2) помимо атомов титана расположены еще и вакансии. Ферримагнитная структура в соединении $Fe_4Ti_3S_8$ при низких температурах является неколлинеарной с магнитными моментами Fe, расположенными под углами около 65° и 82° к плоскости параллельной слоям для ионов Fe(1) и Fe(2), соответственно. Полученные значения магнитных моментов 3.3 $\mu_Б$ для Fe(1) 2.8 $\mu_Б$ для Fe(2) ниже спинового значения 4 μ_B при g = 2, которое можно ожидать для иона Fe^{2+}, исходя из модели локализованных моментов. Присутствие в соединениях типа Fe_7X_8 атомов железа с разными величинами магнитных моментов подтверждается также данными мессбауэровской спектроскопии [6]. Заниженное значение μ_{Fe}, по-видимому, является следствием участия 3*d* электронов атомов железа в образовании ковалентно-подобных связей и гибридизации с 3*d* состояниями Ti и 4*p* состояниями селена. Учитывая тот факт, что орбитальный момент ионов Fe^{2+} в соединениях типа Fe_7X_8 заморожен не полностью, можно предположить, что наблюдаемое различие в ориентации магнитных моментов относительно плоскости слоев, определяется конкуренцией обменных взаимодействий и влиянием локального кристаллического поля.

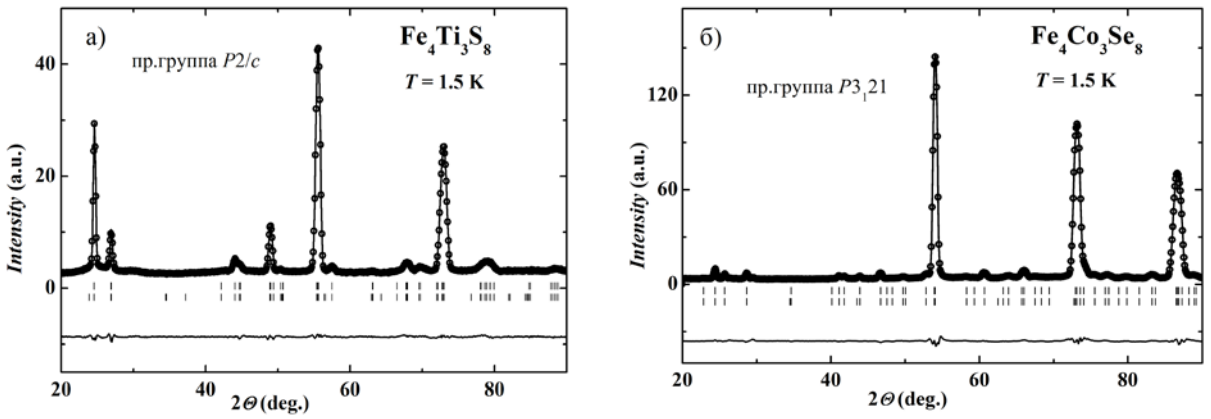


Рис.1. а) нейтронограмма соединения $Fe_4Ti_3S_8$ (пр.группа *P*2/*c*); б) нейтронограмма соединения $Fe_4Co_3Se_8$ (пр.группа $P3_121$). Символы – экспериментальные значения интенсивности, сплошная линия – результат уточнения методом Ритвельда, внизу – разностная кривая между ними. Верхний ряд вертикальных отметок – позиции ядерных брегговских рефлексов, нижний – позиции магнитных рефлексов с волновым вектором k=0.

Наряду с характеристиками магнитной структуры из нейтронографических данных получены температурные зависимости параметров решетки и длины связей. По данным нейтронографического эксперимента в интервале температур от 1.5 К до 300 К в соединениях $Fe_4Ti_3X_8$ структурные фазовые переходы отсутствуют.

В отличие от соединений, содержащих титан, соединения $Fe_4Co_3X_8$, в которых атомы Fe замещены кобальтом, кристаллизуются в тригональной сингонии (пр. группа $P3_121$). Установлено, что замещение железа кобальтом в катионных слоях происходит почти статистически. По данным нейтронографического эксперимента установлено, что при охлаждении ниже $T_N \sim 230$ К происходит сжатие решетки в базисной плоскости *ab* и рост параметра *c*. Как и в титан-содержащих соединениях, разное локальное окружение атомов железа в $Fe_4Co_3X_8$ приводит к разным значениям магнитных моментов μ_{Fe}. Анализ нейтронографических данных показал, что атомы кобальта в соединениях $Fe_4Co_3X_8$ в пределах ошибки уточнения обладают нулевым магнитным моментом, что согласуется с магнитным поведением соединений $Fe_{7-x}Co_xX_8$, в которых замещение атомов железа кобальтом сопровождается монотонным снижением температуры магнитного упорядочения и исчезновением дальнего магнитного порядка при $x > 4$ [5]. Кроме того, было установлено [7], что соединения Co_7X_8, проявляют парамагнетизм Паули. Такое поведение соединений $Fe_{7-x}Co_xX_8$ и отсутствие магнитного момента на атомах Co объясняется уменьшением среднего межслоевого расстояния и коллективизацией 3d электронных состояний.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект № 3.2916.2017/4.6) и при частичной финансовой поддержке РФФИ (проекты 16-02-00480 и 16-03-00733).

1. H. Wang, Phase Transition, **78**, 547 (2005).
2. J. Serre et al., Le Journal de Physique, **30**, 93 (1969).
3. A.V. Powell et al., Physical Review B, **80**, 014415 (2000).
4. A.F. Andresen et al., Journal de Physique, **25**, 574 (1964).
5. N.V. Baranov et al., J. Physics: Condensed Matter, **27**, 286003 (2015).
6. J.R. Gosselin et al., Materials Research Bulletin, **10**, 41 (1975).
7. V.L. Miller, et al., Journal of Solid State Chemistry, **178,** 1508 (2005).

СЛАБЫЕ ФЕРРИМАГНЕТИКИ С КОНКУРИРУЮЩИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ДЗЯЛОШИНСКОГО-МОРИЯ КАК НОВЫЕ ПЕРСПЕКТИВНЫЕ МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

А. Москвин

Уральский федеральный университет, Екатеринбург

Магнетики с эффектом смещенных петель гистерезиса представляет в настоящее время важнейший интерес в плане применения в магнитной записи и спинтронике. Этот эффект недавно наблюдался в некоторых ферримагнетиках с эффектом компенсации намагниченности и отрицательной намагниченностью. В докладе рассматриваются так называемые слабые ферримагнетики – смешанные системы с конкуренцией взаимодействия Дзялошинского-Мория $V_{DM} = \sum_{i>j}(\vec{d}_{ij} \cdot [\vec{S}_i \times \vec{S}_j])$, точнее говоря с различными знаками вектора Дзялошинского $\vec{d}_{ij}$. Для 3d ионов S-типа при одинаковой геометрии сверхобмена соотношение знаков приведено в Табл.1 [1].

	d^3	d^5	d^8
d^3	+	–	+
d^5	–	+	+
d^8	+	+	–

Так, согласно теоретическим предсказаниям d_{FeFe} и d_{CrCr} имеют одинаковые знаки, тогда как они противоположны знаку вектора d_{FeCr}. Конкуренция Fe-Fe, Cr-Cr, и Fe-Cr DM-взаимодействия с антипараллельной ориентацией слабоферромагнитных моментов Fe и Cr подсистем в широком диапазоне концентраций указывает на слабоферримагнитное поведение с концентрационной и температурной точкой (точками) компенсации. Впервые такое поведение наблюдалось в монокристаллах смешанных ортоферритов-ортохромитов $YFe_{1-x}Cr_xO_3$ (x= 0.05; 0.15; 0.20; 0.38; 0.50; 0.65; 0.85; 0.95) Кадомцевой с коллегами 40 лет назад в **1977 г.** [2]. Согласно предсказаниям теории ферриты-хромиты $RFe_{1-x}Cr_xO_3$ (R – редкая земля или Y), $Fe_{1-x}Cr_xBO_3$, и $Fe_{2-x}Cr_xO_3$, а также карбонаты $Mn_{1-x}Ni_xCO_3$ с конкуренцией d^5-d^5, d^5-d^8, and d^8-d^8 DM-взаимодействий являются материалами перспективными с точки зрения наблюдения в них эффекта смещенных петель гистерезиса. В докладе рассматривается краткий обзор теории и экспериментальных данных для широкого класса слабых ферримагнетиков.

Работа поддержана Акт 211 Правительства РФ, соглашение 02.A03.21.0006 и МОН РФ, проекты № 2277 и № 5719.

МЕССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХТОНКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ И ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СПИН-МОДУЛИРОВАННОЙ СТРУКТУРЫ В МУЛЬТИФЕРРОИКЕ $BiFe_{0.80}Cr_{0.20}O_3$

В.С. Русаков[1], В.С. Покатилов[2], А.С. Сигов[2], А.А. Белик[3], М.Е. Мацнев[1]

[1]*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова,*
[2]*Московский технологический университет МИРЭА*
[3] *National Institute for Materials Science (NIMS), Tsukuba, 305-0044 Japan*

Исследование влияния замещения атомов железа примесными 3d атомами в ферритах $BiFe_{0.95}T_{0.05}O_3$ (T = Sc, Mn, Cr) и $BiFe_{1-x}Cr_xO_3$ (x = 0 – 20) методом эффекта Мёсссбауэра проведены в работах [1-2]. При комнатной температуре параметр ангармонизма m увеличивается при допировании феррита $BiFeO_3$ примесными атомами T = Sc, Mn, Cr. Исследования влияния температуры на сверхтонкие взаимодействия и пространственную спин-модулированную структуру (ПСМС) (в том числе параметр ангармонизма m) в мультиферроиках $BiFe_{1-x}T_xO_3$ в литературе отсутствуют. Цель данной работы – исследование влияния температуры на параметры сверхтонких взаимодействий и ПСМС (параметр ангармонизма m) в мультифферроике $BiFe_{0.80}Cr_{0.20}O_3$ в области температур (5 – 600 K) методом эффекта Мессбауэра на ядрах ^{57}Fe.

Синтез образца $Bi^{57}Fe_{0.10}Fe0.70Cr_{0.20}O_3$ был выполнен под давлением 6ГПа при температуре 1250 K в течение 1.5 ч в золотых ампулах и описан в работе [2]. Исследования образца выполнены методом эффекта Мессбауэра в области температур 5 – 600 К. Для анализа и обработки месссбауэровских спектров использованы методы восстановления сверхтонких параметров спектра [3], а также расшифровка спектров в модели ангармонической ПСМС циклоидного типа с помощью программы SpectrRelax [4].

Образец имел ромбоэдрическую структуру (пространственная группа *R3c*. Замещение катионов железа катионами хрома в мультиферроике уменьшает параметры решетки от a = 5.5795(1) Å, c = 13.8686(2) Å для $BiFeO_3$ до a = 5.5664(1) Å, c = 13.8130(2) Å в $BiFe_{0.80}Cr_{0.20}O_3$. Образец содержал малые количества примесных фаз $Bi_2O_2CO_3$ и Fe_2O_3.

Мы восстановили распределение сверхтонкого магнитного поля $p(H_n)$ методом, описанным в [4], предположив наличие линейной корреляции между всеми сверхтонкими параметрами спектра: сдвигом мессбауэровской линии δ, квадрупольным сдвигом ε и сверхтонким магнитным полем (СТМП) H_n, Температурная зависимость среднего значения СТМП H_{av} (T) для феррита $BiFe_{0.80}Cr_{0.20}O_3$ была обработана в

рамках модели спиновых волн, теории подобия (гипотезы скейлинга) и модели эффективного молекулярного поля (функции Бриллюена). В результате были определены параметры и критические индексы моделей, а также температура Нееля T_N. В мультиферроике $BiFe_{0.80}Cr_{0.20}O_3$ температура T_N равна $T_N = 505 \pm 10$ K. Замещение атом железа атомами хрома в количестве 20 мол. % уменьшает температуру Нееля на 135 К.

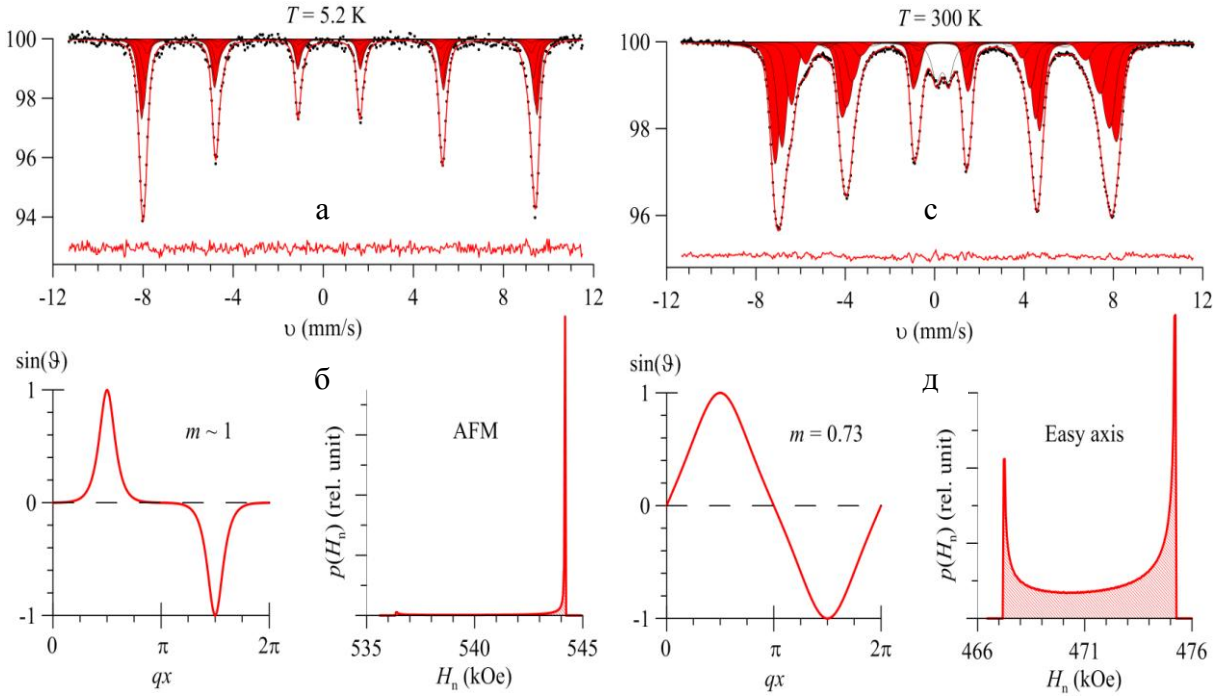


Рис. 1. Мессбауэровские спектры на ядрах ^{57}Fe и результаты их обработки.

В качестве примера на рис. 1 показаны мессбауэровские спектры ядер ^{57}Fe феррита $BiFe_{0.80}Cr_{0.20}O_3$, измеренные при $T = 5{,}2$ K (1.а) и 300 K (1.с), а также результаты их обработки в рамках модели ангармонической ПСМС циклоидного типа (1.б и 1.д соответственно). При этом показаны наиболее вероятные пять парциальных спектров (для пяти локальных состояний атомов железа, имеющих разное количество примесных атомов хрома в ближайшей катионной сфере) с учетом вкладов двух низкоинтенсивных парциальных спектров примесных фаз.

Для расшифровки МС в рамках модели ПСМС циклоидного типа (детальное описание модели изложено в [5]) использовалась взаимосвязь угла $\vartheta(x)$ между вектором антиферромагнетизма и осью симметрии в структуре феррита $BiFeO_3$ и координаты x вдоль направления спиновой модуляции. В зависимости от знака коэффициента одноосной магнитной анизотропии K_u эта взаимосвязь представляется уравнениями [6]:

$$\cos\vartheta(x) = \mathrm{sn}\left(\frac{4\mathrm{K}(m)}{\lambda}x, m\right) \quad \text{при} \quad K_u > 0, \tag{1}$$

$$\sin\vartheta(x) = \mathrm{sn}\left(\frac{4\mathrm{K}(m)}{\lambda}x, m\right) \quad \text{при} \quad K_u < 0, \tag{2}$$

где λ – длина волны спиновой модуляции, $0 \leq m \leq 1$ – параметр (ангармонизма) эллиптической функции Якоби sn(x, m), K(m) – полный эллиптический интеграл первого рода.

В результате расшифровки МС обнаружено, что для области температур 260 – 400 К наилучшее описание экспериментального спектра достигалось при использовании формулы (1), которая определяется существованием одноосной магнитной анизотропии (типа ″легкая ось″) (рис. 1.b), а в области 430 – 480 К – формулы (2), что соответствует магнитной анизотропии типа ″легкая плоскость″. Изменение знака константы магнитной анизотропии при повышении температуры означает смену типа магнитной анизотропии с ″легкая ось″ (″Easy axis″) на ″легкая плоскость″ (″Easy plane″), что приводит к изменению формы распределения $p(H_n)$ (см. рис. 1.б и 1.д). В области температур 5–260 К параметр ангармонизма $m \sim 1$ (рис. 2), что означает отсутствие в этой области температур ПСМС циклоидного типа и существование однородной магнитной структуры G-типа.

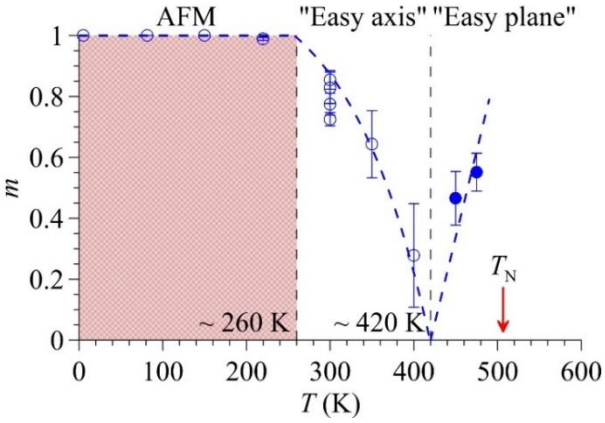


Рис. 2. Магнитная фазовая диаграмма. По осям – "параметр ангармонизма m" – "температура T".

На рис. 2 наряду с температурной зависимостью параметра ангармонизма $m(T)$ приведены температурные области существования различных магнитных состояний мультиферроика $BiFe_{0.80}Cr_{0.20}O_3$: антиферромагнитной структуры G-типа, ангармонической ПСМС с магнитной анизотропией типа "легкая ось" и "легкая плоскость", парамагнитного состояния (при $T > T_N$.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (госзадание № 3.5859.2017/БЧ).

1. В.С. Покатилов, В.С. Русаков, А.С. Сигов, А.А. Белик. ФТТ, **59**, 1535 (2017).
2. В.С. Покатилов, В.С. Русаков, А.С. Сигов, А.А. Белик, М.Е. Мацнев, А.Е. Комаров. ФТТ, **59**, 433 (2017).
3. В. С. Русаков / / Изв. Росс. Акад. Наук. Сер. Физ. **63**, 1389 (1999).
4. M.E. Matsnev, V.S. Rusakov, AIP Conf. Proc., **1489**, 178 (2012).
5. Русаков В.С., Покатилов В.С., Сигов А.С., Мацнев М.Е., Губайдулина Т.В. // Письма в ЖЭТФ, **100**, вып. 7, с. 518 (2014).
6. Tehranchi M.M, Kubrakov N.F. Zvezdin A K. // Ferroelectrics 1997, V.204, p.181 - 188.

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ РЕШЕТКА АПАТИТА КАК МАТРИЦА ДЛЯ МОНОИОННЫХ МАГНИТОВ НА ОСНОВЕ ИОНОВ 3d-МЕТАЛЛОВ

П.Е. Казин[1], М.А. Зыкин[2], Л.А. Трусов[1], Е.А. Горбачев[2], М. Янзен[3]

[1]*Химический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Российская Федерация*
[2]*Факультет наук о материалах, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Российская Федерация.*
[3]*Max-Planck Institute for Solid State Research, Stuttgart, Germany*

Моноионные магниты относятся к типу моноядерных мономолекулярных магнитов и представляют собой химические соединения, содержащие отдельные парамагнитные ионы переходных металлов в анизотропном координационном атомном окружении, которые характеризуются сильной одноосной магнитной анизотропией и высоким энергетическим барьером перемагничивания U_{eff} для отдельного иона. При низких температурах такие объекты могут себя вести как постоянные магниты молекулярного размера, сохраняя при этом квантовые свойства. В подавляющем большинстве случаев вещества представляют собой координационные соединения переходных металлов со сложными органическими лигандами, часто неустойчивые к воздействию окружающей среды. Как альтернативу мы предлагаем создавать подобные парамагнитные центры в кристаллической решетке устойчивых неорганических соединений, в которых ионы переходного металла находятся на достаточно больших расстояниях друг от друга в диамагнитной и диэлектрической матрице, чтобы исключить межионные магнитные взаимодействия. Мы установили, что фосфаты щелочнозмельных металлов со структурой гидроксиапатита могут весьма эффективно выступать в качестве матрицы для подобных магнитов. Высокотемпературных синтез фосфатов-апатитов в присутствии оксидов 3d-металлов приводит к внедрению ионов 3d-металлов в тригональные каналы кристаллической решетки апатита с образованием диоксометаллат-анионов [1,2]. В частности введение меди приводит к возникновению линейного парамагнитного диоксокупрат(III)-иона, а при внедрении кобальта образуется изогнутый диоксокобальтат(II)-ион. Сильное аксиальное кристаллическое поле создает большую магнитную анизотропию, характеризующуюся величинами расщепления основного электронного состояния в нулевом поле от десятков до сотен см$^{-1}$. В результате возникает энергетический барьер перемагничивания для отдельного парамагнитного центра, приводящий к существенному замедлению релаксации намагниченности. Полученные величины U_{eff} для диоксокупрат(III)-иона возрастают при переходе от бариевого к стронциевому и далее кальциевому апатиту и достигают порядка 100 см$^{-1}$ [3,4]. В кобальтсодержащих апатитах наблюдаются два вида магнитных центров [5-7]. Первый проявляет эффект медленной

релаксации намагниченности только в присутствии магнитного поля и характеризуется умеренными значениями U_{eff} в десятки см$^{-1}$. Второй медленно релаксирует даже в отсутствие магнитного поля и имеет гораздо более высокие величины U_{eff}, изменяющиеся в интервале 200 – 387 см$^{-1}$ в зависимости от состава соединения и условий его термообработки. При этом в кальциевом апатите содержатся центры только первого типа, в бариевом соединении – только второго типа, а в стронциевом соединении – и те и другие: относительное содержание последних зависит от общей концентрации ионов кобальта в апатите и условий его термообработки. Соединения с парамагнитными центрами второго типа проявляют гистерезис намагниченности при гелиевых температурах. Достигнутые величины U_{eff} являются одними из самых высоких среди всех известных соединений 3d-металлов. Вместе с тем полученные апатиты обладают гораздо большей химической и термической устойчивостью по сравнению со всеми другими соединениями, проявляющими свойства мономолекулярных магнитов. Магнитные центры - диоксометаллат-анионы – располагаются в каналах решетки апатита, которые идут параллельно оси *c* на расстоянии около 1 нанометра друг от друга и на выходе грани кристалла (001) образуют гексагональную сетку. Поверхность с таким регулярным расположением потенциальных постоянных моноионных магнитов может служить прототипом материала для сверхплотной магнитной записи информации на молекулярном уровне. Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 16-13-10031.

1. P. E. Kazin, A. S. Karpov, M. Jansen, J. Nuss, Y. D. Tretyakov, Z. Anorg. Allg. Chem. **629**, 344 (2003).
2. P. E. Kazin, O. R. Gazizova, A. S. Karpov, M. Jansen, Y. D. Tretyakov, Solid State Sci. **9**, 82 (2007).
3. P. E. Kazin, M. A. Zykin, Y. V. Zubavichus, O. V. Magdysyuk, R. E. Dinnebier, M. Jansen, Chem. – Eur. J. **20**, 165 (2014).
4. P.E. Kazin, M.A. Zykin, W. Schnelle, C. Felser, M. Jansen. Chem. Commun., **50**, 9325 (2014).
5. P.E. Kazin, M.A. Zykin, W. Schnelle, Y.V. Zubavichus, K.A. Babeshkin, V.A. Tafeenko, C. Felser, M. Jansen. Inorg. Chem. **56**, 1232 (2017).
6. P.E. Kazin, M.A. Zykin, L.A. Trusov, A.A. Eliseev, O.V. Magdysyuk, R.E. Dinnebier, R.K. Kremer, C. Felser, M. Jansen. Chem. Comm. **53**, 5416 (2017).
7. M. A. Zykin, K. A. Babeshkin, O. V. Magdysyuk, E. O. Anokhin, W. Schnelle, C. Felser, M. Jansen, P. E. Kazin. Inorg. Chem. **56**, 14077 (2017).

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЙ ТЕКСТУРЫ ПРИ ПЕРВИЧНОЙ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ В МАГНИТОМЯГКИХ СПЛАВАХ

В.А. Милютин, И.В. Гервасьева

ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Известно, что в формировании магнитных свойств металлических сплавов большую роль играет кристаллографическая текстура. Так, например, в анизотропной электротехнической стали методом вторичной рекристаллизации создают однокомпонентную ребровую текстуру {110}<001> и стремятся уменьшить ее рассеяние. Магнитные свойства так называемой изотропной, а на самом деле многокомпонентной, электротехнической стали в наибольшей степени контролируются двумя характеристиками структуры – конечной текстурой и конечным средним размером зерна. Зависимость свойств от кристаллографической текстуры обусловлена связью энергии магнитокристаллической анизотропии с величиной магнитной проницаемости и потерями на перемагничивание. Поэтому во всем мире используют «изотропную» сталь с многокомпонентной текстурой, в которой магнитные свойства определяются как среднее между значениями в направлении прокатки и поперечном направлении. В текстуре стремятся получить меньше компонент с плоскостью {111} и больше госсовской ориентировки {110} [1]. Очевидно, что и кубическая компонента также должна способствовать улучшению магнитных свойств в этом материале. Острая кубическая текстура в ГЦК сплавах с прямоугольной петлей гистерезиса Fe-50%Ni также способствует созданию высокого уровня магнитных свойств. Около 20 лет назад появились первые работы по изучению структурных превращений в сильном постоянном магнитном поле [2,3]. Это было связано с появлением мощных безгелиевых установок по созданию сильного постоянного магнитного поля величиной несколько десятков Тесла и возможностью поддержания высоких температур внутри таких электромагнитов. В настоящей работе исследовано влияние обработки в сильном магнитном поле известных магнитомягких сплавов на основе железа Fe-3%Si и Fe-50%Ni. Отжиг в сильном магнитном поле проводился в Национальной лаборатории сильных магнитных полей (LNCMI-G, Гренобль, Франция), которая входит в состав Европейской лаборатории магнитных полей (EMFL). Использовались биттеровские магниты с водяным охлаждением и рабочим пространством диаметром 50 мм, способные создавать магнитное поле до 29 Тл. Схема эксперимента была построена так, что термическая обработка в поле подвергнутых холодной прокатке с высокой степенью деформации сплавов проходила в области температур ни-

же точки Кюри. Сравнивались результаты для образцов, отожженных в поле и в тех же условиях без поля. При этих температурах первичная рекристаллизация еще не развивалась, но протекали процессы возврата. В работе [4] обсуждается роль магнитного поля в формировании структуры при возврате. Замечено, что процессы разупрочнения в сплавах замедляются, если они протекают в сильном магнитном поле. С другой стороны установлено, что уже при температурах протекания возврата магнитное поле способствует формированию большего количества зародышей с ориентировками, содержащими направление легкого намагничивания. При дальнейшем отжиге без поля при температурах протекания первичной рекристаллизации это сказывается на формировании кристаллографической текстуры. На рис.1 показано черно-белое изображение ориентационных карт, полученных методом EBSD для сплава Fe-50%Ni, в котором острая кубическая текстура обычно, без магнитного поля, формируется при отжиге 1000ºС. Темные участки соответствуют зернам {100}<001> с разориентировкой ±10º. Белые – зернам с другими ориентировками. В табл.1 показано, что магнитное поле способствует резкому возрастанию количества зерен с направлениями легкого намагничивания, при этом возрастает и размер этих кубических зерен. В таблице приведено еще количество остаточной компоненты текстуры деформации, видно, что обработка в поле способствует ее исчезновению. Похожая ситуация наблюдается и в сплаве Fe-3%Si (табл.2). Можно видеть, что магнитная индукция в промежуточном поле до насыщения заметно увеличивается при обработке в поле 20 Тл, что говорит об увеличении количества ориентировок с направлением легкого намагничивания.

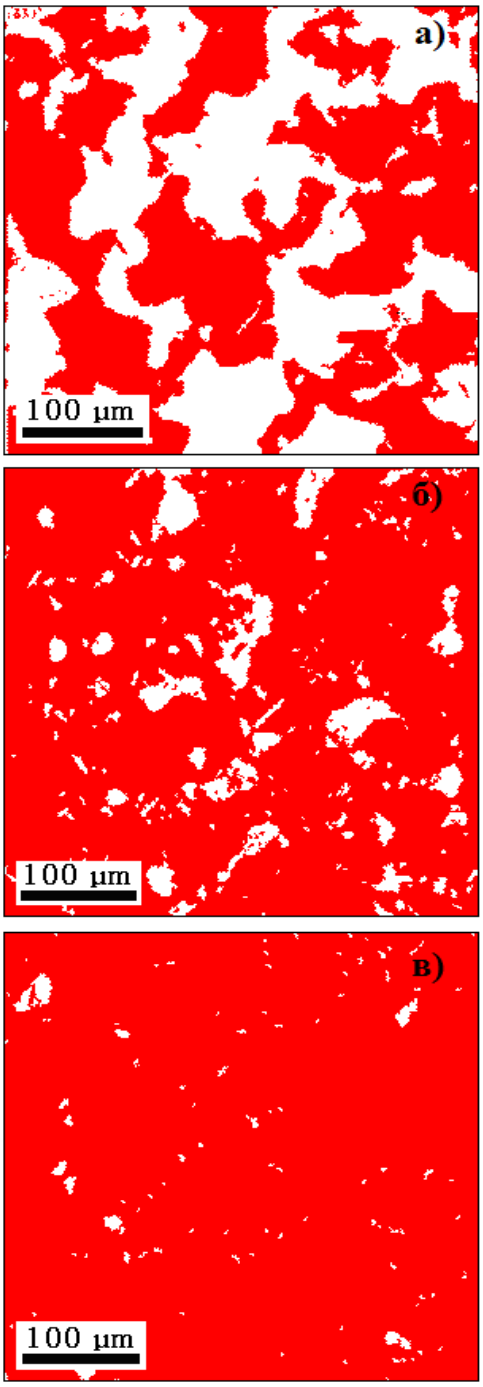


Рис.1. Ориентационные карты для образцов сплава Fe-50%Ni после медленного нагрева до 675ºС, предварительно отожженных при 500ºС без поля (а), в поле 20 Тл (б) и 29 Тл (в)

Таблица 1. Изменение среднего размера зерна *D* и объемной доли компонент {100} и {112} с рассеянием ±10º в исследованных сплавах после указанных обработок

H, Тл	$Ni_{48.8}Fe_{51.2}$ после магнитного отжига при 500ºC и отжига без поля до 675ºC		
	D, μm	{100}, %	{112}, %
0	31.5	49,1	3,1
20	32.2	91,6	0,3
29	49.4	97,5	0,2

Объемная доля ориентировок, содержащих направление легкого намагничивания <001>, также увеличивается, а количество одной из основных компонент текстуры {111}<112>, не содержащей такой ориентировки, уменьшается.

Таблица 2. Магнитная индукция в поле 1400 Э (112 kA/m), объемная доля (±10º) текстурных компонент {hkl} и средний размер зерна D в образцах Fe-3%Si после первичной рекристаллизации 850ºC, 15 минут (предварительный магнитный отжиг при 450ºC, 10 минут)

H, Тл	$B_{112kA/m}$, Тл	{100+110}/{111}, %	D, мкм
0	1.95	7.3/34.6	16.2
10	1.94	7.2/31.3	17.5
20	1.98	9.9/25.3	18.2

В работе [5] магнитному отжигу подвергались ГЦК сплавы $Ni_{48.8}Fe_{51.2}$ и $Ni_{70}Co_{30}$. В обоих сплавах после прокатки и рекристаллизации образуется кубическая текстура. Однако во втором, в отличие от первого, направлением легкого намагничивания является <111>. В результате энергия магнитной анизотропии обусловливает различие в образовании текстуры отжига.

Таким образом, показано, что проведение термической обработки холоднокатаных магнитомягких сплавов в сильном магнитном поле приводит к повышению содержания в рекристаллизованных материалах зерен с направлением легкого намагничивания, что способствует повышению уровня магнитных свойств.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Магнит», № АААА-А18-118020290129-5) при частичной поддержке РФФИ (проект № 18-03-00623).

1. Landgraf F.J.G., Paolinelli S.C., Cunha M.A., de Campos M.F., Mat. Sci. For., **495-497**, 543 (2005).
2. Masahashi N., Matsuo M., Watanabe K. J. Mater. Res., **13**, 457 (1998).
3. Molodov D.A., Gottstein G., Heringhaus.F., Shvindlerman L.S. Acta mater., **46**, 5627 (1998).
4. Gervasyeva I.V., Milyutin V.A., Beaugnon E. Physica B, **524**, 11 (2017).
5. Гервасьева И.В., Милютин В.А., Бинон Э., Казанцев В.А., Хлебникова Ю.В., Родионов Д.П., Журнал технической физики, **86**, 11, 64 (2016).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНО-НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СПЛАВА $FeCu_1Si_{16}B_6$

Н.В. Ильин, В.В. Ткачев. В.А. Иванов, А.С. Кучма, А.В. Давыденко, Г.С. Крайнова, В.С. Плотников.

Дальневосточный Федеральный университет, Владивосток, Россия

Сплавы типа Finemet, полученные закалкой из расплава на вращающийся с большой скоростью холодильник, обладают превосходными магнито-мягкими свойствами. Оптимальным магнитным свойствам таких материалов не в малой степени способствуют нанокристаллы, внедренные в аморфную матрицу. Такая частичная девитрификация характерна для сплавов, полученных методом спиннингования, а также может быть достигнута в результате отжига при различных комбинациях температуры-времени. Однако если отжиг приводит к существенному росту нанокристаллов, то магнитная мягкость материалов нарушается [1].

В данной работе методами мёссбауэровской спектроскопии, магнитооптическим (керровский микроскоп Evicomagnetics), с применением вибрационного магнитометра проведен комплексный анализ магнитного упорядочения спиннингованной ленты $FeCu_1Si_{16}B_6$ в исходном состоянии и при ступенчатом отжиге (скорость нагрева составляла 10 град/мин). Ранее проведенные исследования показывают, что данный образец является рентгеноаморфным [2].

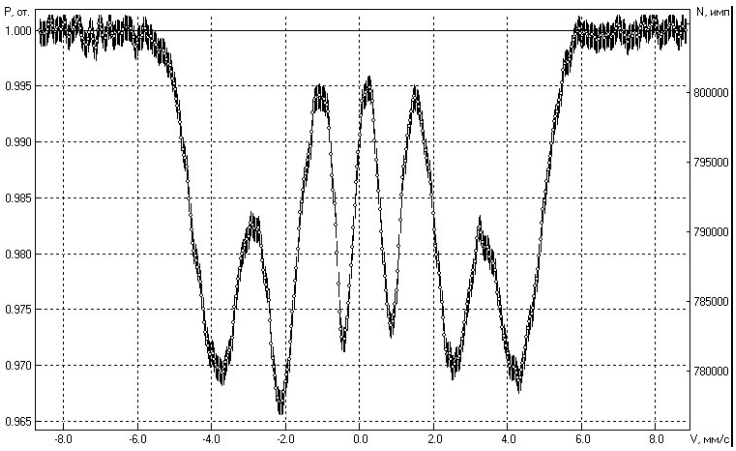


Рис. 1. Спектр Мёссбауэра спиннингованной ленты $FeCu_1Si_{16}B_6$ в исходном состоянии

На рис. 1 показан спектр Мёссбауэра ленты $FeCu_1Si_{16}B_6$. Секстет, которым представлен спектр, указывает на магнитное упорядочение. Так как в аморфных сплавах ближайшее окружение меняется от атома к атому Fe^{57}, то для спиннингованной ленты характерны широкие линии поглощения.

Соотношение пиков спектра, рис. 1, соответствует углу между направлением потока γ-квантов и вектором намагниченности исследуемого образца $\Delta \sim 55{,}4°$. Следовательно, вектор намагниченности находится в

плоскости ленты, но при этом присутствует составляющая, перпендикулярная плоскости. Сверхтонкое магнитное поле H_{cm} = 251 кЭ.

Начальный ход термомагнитных кривых, рис. 2, является типичным для лент типа *Finemet*: намагниченность насыщения монотонно уменьшается с ростом температуры. Но для ленты $FeCu_1Si_{16}B_6$ не выявлено перехода в парамагнитное состояние. Данное поведение объясняется тем, что температура Кюри аморфной фазы в образце выше температуры начала кристаллизации ($T_{кр}$ ≈ 450°C): переход аморфного сплава в равновесное состояние начинается при более низких температурах, чем магнитный фазовый переход.

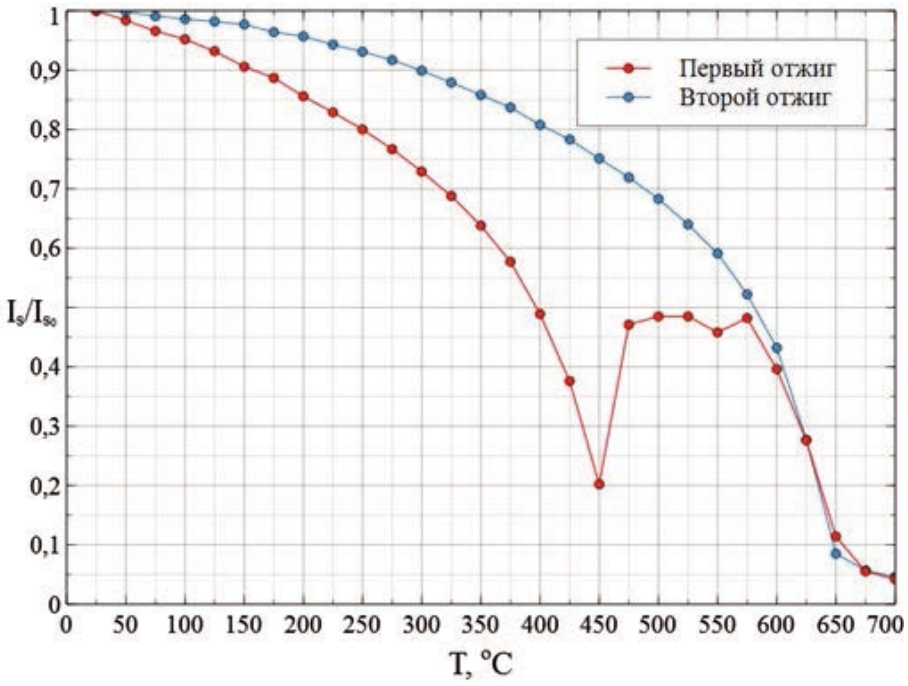


Рис. 2. Термомагнитные кривые приведенной намагниченности насыщения спиннингованной ленты $FeCu_1Si_{16}B_6$.

Произведена оценка температуры Кюри для аморфного состояния ленты $FeCu_1Si_{16}B_6$: $T_c^{ам}$ ≈ 500°C. Коэрцитивная сила для аморфно нанокристаллического сплава, H_c = 1,2Э, поле насыщения H_s ≈ 550 Э. Сложный характер зависимости рис. 2 при последующем отжиге отражает появление в процессе структурной релаксации нескольких магнитных фаз: одна – с температурой Кюри ≈ 650°C, другая – высокотемпературная с T_c > 700°C.

Отмечено изменение структурно-чувствительных магнитных параметров спиннингованной ленты в процессе отжига: H_c = 53 Э, поле насыщения H_s ≈ 750 Э. Таким образом, в отожженном состоянии данная спиннингованная лента не представляет интереса как магнитомягкий материал.

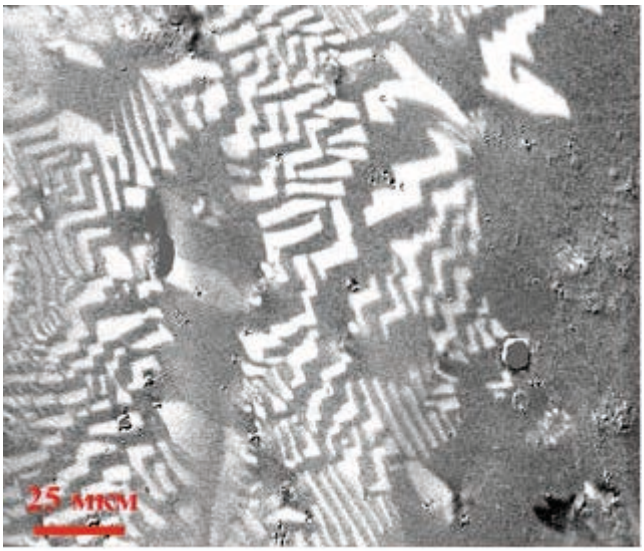


Рис. 3. Доменная структура спиннингованной ленты $FeCu_1Si_{16}B_6$ в исходном состоянии

Начало процессов кристаллизации аморфно-нанокристаллической ленты $FeCu_1Si_{16}B_6$ в мёссбауэровских спектрах отображается появлением дополнительных узких пиков поглощения, характерных для кристаллических фаз. При $T_{отж}$ = 700°C спектр Мёссбауэра имеет четкий кристаллический характер, который интерпретирован как совокупность восьми подспектров, соответствующих трем разным фазам с различными типами ближайшего окружения Fe.

Многокомпонентность и сложность магнитной структуры исследованных образцов, наличие двух составляющих вектора намагниченности проводит к сложной доменной структуре, состоящей из доменов с плоскостной ориентацией вектора **M** и полосовой доменной структуры (ПДС) с тремя осями преимущественной ориентации плоскостной составляющей, углы между которыми 120^0, рис. 3. Размеры 180-градусных доменов варьируются от 10 мкм до 30 мкм, период страйп-структуры d ≤ 3 мкм. Сценарии намагничивания разных участков и составляющих доменной структуры не одинаковы. Перемагничивание 180-градусных доменов происходит движением доменных границ, поле насыщения для данной компоненты доменного разбиения H_s ~ 58 Э. ПДС демонстрирует большую жесткость – насыщение для этой составляющей наступает при H_s = 103 Э; процессы перемагничивания сопровождаются появлением лабиринтной структуры с образованием магнитных цилиндрических неоднородностей.

1. А.Н. Котвицкий, К.С. Крайнова, А.М. Фролов, В.А. Иванов, А.С. Кучма. Известия РАН. Сер. физ., 2015, том 79, №6, 795-799с
2. Kotvitckii, G. Kraynova, V. Ivanov, V. Plotnikov. Solid State Phenomena, 2014, vol. 215, pp. 179-184.
3. Н. В. Ильин, А. К. Цесарская, В. В. Ткачев, В. А. Иванов, А. М. Фролов, С. В. Должиков, Г. С. Крайнова, В. С. Плотников. Известия РАН. Сер. физ., 2017, т. 81, № 3, с. 415 – 418.

СИНТЕЗ И СВОЙСТВА ИНТЕРКАЛИРОВАННОГО СИЛИЦЕНА НА КРЕМНИИ

Д.В. Аверьянов, И.С. Соколов, И.А. Каратеев, А.Н. Талденков, А.М. Токмачёв, О.Е. Парфёнов, О.А. Кондратьев, В.Г. Сторчак
НИЦ «Курчатовский институт»

В последние годы наблюдается все больший прогресс в создании и исследовании магнитных материалов с низкой размерностью, побуждаемый стремлением реализовать компактные спинтронные устройства. Хотя, согласно теореме Мермина-Вагнера [1], дальние магнитные упорядочения у двумерных магнетиков должны подавляться тепловыми флуктуациями, в действительности, в ее основании лежат условия, которые могут нарушаться, и публикации о магнетизме в таких системах начинают появляться. В частности, в работе [2] показывается переход магнитного состояния CrI_3 из ферромагнитного в антиферромагнитное и обратно в ферромагнитное с уменьшением толщины с трех до двух и одного монослоя, соответственно. В работе [3] демонстрируется влияние слабого поля на температуру ферромагнитного перехода в $Cr_2Ge_2Te_6$ – признак 2D магнетизма.

Вместе с тем, не прекращается поиск новых веществ, проявляющих подобные свойства. В данном контексте двумерные материалы со структурой интеркалированного магнитными ионами силицена (подобного графену двумерного соединения атомов кремния) представляются весьма привлекательными. Силицен считается весьма многообещающим материалом: согласно теоретическим предсказаниям носители заряда в нем должны являться безмассовыми дираковскими фермионами, материал должен проявлять квантовый аномальный эффект Холла, квантовый спиновый эффект Холла, гигантское магнетосопротивление и т. д. [4, 5]. Придание силицену магнитных свойств может расширить спектр его возможных применений.

В данной работе приводятся результаты исследования пленок $GdSi_2$ и $EuSi_2$, обладающих структурой интеркалированного силицена [6, 7]. Атомы Gd и Eu выбраны в качестве интеркалята, поскольку, находясь в состоянии 3+ и 2+, обладают большим спиновым магнитным моментом. Синтез этих соединений производился методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Пленки $GdSi_2$ формировались путем осаждения атомов Gd на нагретую подложку Si(111) за счет диффузии, пленки $EuSi_2$ – отличным способом, необходимым для стабилизации нужной фазы: осаждением Eu на подложку при комнатной температуре и последующим отжигом.

Совместный анализ картин дифракции быстрых электронов, регистрируемых на протяжении всего процесса роста, а также данных рентгеновской дифрактометрии и просвечивающей электронной

микроскопии свидетельствует о формировании монокристаллических пленок, отсутствии каких-либо посторонних фаз и резкости границ раздела.

Магнитные свойства образцов, в отличие от работ [2, 3], оказываются достаточно выраженными для их измерения с помощью стандартного СКВИД-магнитометра. Объемные пленки демонстрируют типичный антиферромагнитный переход. Однако при уменьшении толщины температурные зависимости намагниченности сильно меняются. В частности, у образца с толщиной ~ 70 Å антиферромагнитный переход не обнаруживается – вместо него появляется заметный ферромагнитный момент. Дальнейшее уменьшение толщины еще сильнее сдвигает баланс в сторону ферромагнитного взаимодействия. У пленок толщиной в несколько монослоев ферромагнетизм проявляет свою истинную двумерную природу, показывая зависимость температуры перехода от слабого магнитного поля (Рис. 1(а)), вызванную изменением щели в спектре спиновых возбуждений. При низких температурах кривые *M*(*H)* демонстрируют выраженный гистерезис (Рис. 1(б)), характерный для ферромагнетиков. Разница кривых FC-ZFC, проявляющаяся при низких температурах также является признаком ферромагнитного порядка. Величина магнитного момента, приходящегося на атом Gd (Eu), в пленках меняется с толщиной, имея максимум при двух монослоях.

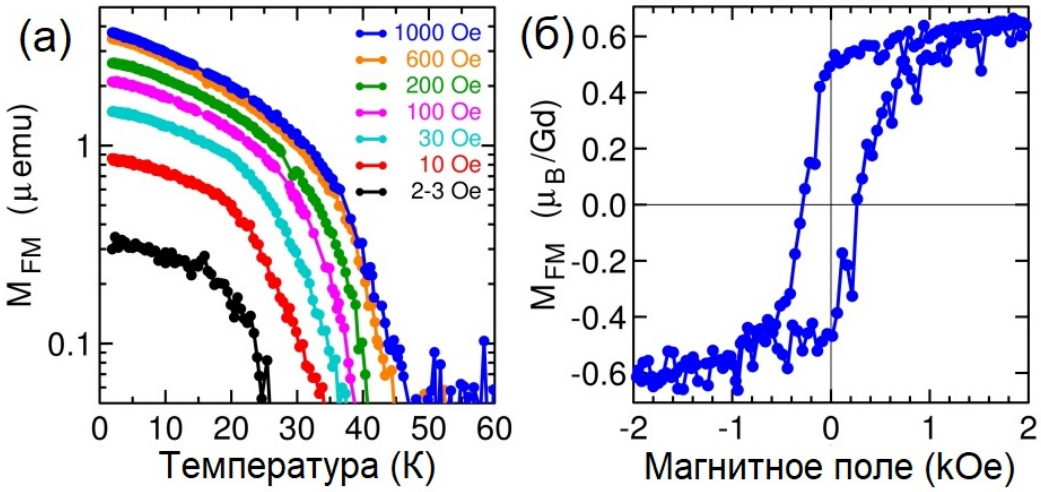


Рис. 1 (а) Температурные зависимости ферромагнитного момента образца с толщиной $GdSi_2$ 4÷5 монослоев в различных магнитных полях. (б) Полевая зависимость магнитного момента образца с толщиной $GdSi_2$ 2 монослоя при 2 К.

Фундаментальное изменение магнитного состояния отражается и на транспортных свойствах. Сопротивление, измеренное при 2 К, при уменьшении толщины пленки с 660 до 4 Å возрастает более чем на 9 порядков, что указывает на значительные изменения в поведении электронов с уменьшением размерности. Вместе с тем, особенность при T_N на кривой $\rho_{xx}(T)$, проявляющаяся у толстых антиферромагнитных образцов, исчезает в тонких пленках. Напротив, у них появляется,

являющийся индикатором появления ферромагнитных моментов, аномальный эффект Холла, отсутствовавший у толстых образцов.

Представленная работа проведена при частичной поддержке НИЦ «Курчатовский институт», РФФИ (гранты 16-07-00204, 16-29-03027 и 17-07-00170) и РНФ (грант 14-19-00662).

1. N. D. Mermin et al., Phys. Rev. Lett. **17**, 1133-1136 (1966).
2. B. Huang et al., Nature **546**, 270-273 (2017).
3. C. Gong et al., Nature **546**, 265-269 (2017).
4. J. Zhao et al., Prog. Mater. Sci. **83**, 24-151 (2016).
5. C. Grazianetti et al., 2D Mater. **3**, 012001 (2016).
6. A. M. Tokmachev et al., Adv. Funct. Mater. **27**, 1606603 (2017).
7. A. M. Tokmachev et al., Nature Communications, accepted (2018).

МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ EuO/ГРАФЕН И ДВУХСЛОЙНОГО ГРАФЕНА, ИНТЕРКАЛИРОВАННОГО Eu

И.С. Соколов, Д.В. Аверьянов, И.А. Каратеев, А.М. Токмачёв, О.Е. Парфёнов, А.Н. Талденков, О.А. Кондратьев, В.Г. Сторчак
НИЦ «Курчатовский институт»

Увеличение вычислительных мощностей современных устройств во многом ограничено энергетическими затратами на поддержание их работы. Данные ограничения относятся как к мобильным устройствам, чьи возможности ограничены временем автономной работы, так и к суперкомпьютерным кластерам, сталкивающимся с проблемами энергообеспечения и отвода тепла. Создание устройств с низким потреблением энергии является приоритетным направлением развития современной микроэлектроники.

Одним из путей решения данной задачи является создание устройств на основе спин-поляризованного транспорта. Значительный интерес в рамках создания устройств на основе спиновой логики представляет графен. Данное обстоятельство обусловлено тем, что графен является проводником спинового тока с большой длиной спиновой когерентности. В графене можно пытаться добиться разделения электронов по спину за счет эффекта близости с магнитными моментами [1-6].

В данной работе разработана методика роста гетероструктур EuO/Графен, а также интеркаляции Eu на двухслойном графене методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Качество пленок контролировалось методами *in situ* дифракции быстрых электронов, рентгеновской дифрактометрии, просвечивающей электронной микроскопии.

В результате подбора ростовых параметров получена пленка монооксида европия без примесей высших оксидов с кристаллитами двух типов: преобладающими (100), латерально развернутыми относительно друг друга на угол 30º в соответствии с направлениями в графене, и небольшими

включениями кристаллитов с ориентацией (111). Изображения просвечивающей электронной микроскопии подтверждают отсутствие посторонних фаз, высокое кристаллическое качество в пределах зерна и резкость границ. Для получения таких результатов на поверхности графена предварительно, путем бескислородного роста, была сформирована поверхностная фаза Eu $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$, соответствующая степени покрытия 1/6 монослоя.

Создание интеркалированных европием слоев двухслойного графена в контексте изменения его магнитных свойств является альтернативой использования поверхностных фаз. Для проникновения сквозь верхний слой графена использовалась повышенная температура подложки. По картине дифракции быстрых электронов и результатам исследований образцов при помощи просвечивающей электронной микроскопии показано проникновение атомов европия между слоями графена, а также формирование поверхностной фазы Eu на верхнем слое.

В образцах с гетероструктурами типа EuO/Графен наблюдается ферромагнитный переход в окрестности T_C=69 K. Полевая зависимость магнитного момента демонстрирует поведение характерное для ферромагнитных пленок EuO. Вычисленный момент на атом μ_{eff} дает величину ~7 μ_B/Eu , что согласуется с теоретическим значением для EuO. В то же время, измеренная подвижность носителей в структуре характерна для графена. Зависимость $R_{xy}(B)$ в структурах EuO/Графен существенно нелинейна до T_C^*=220 K. Данное поведение предположительно связано с аномальным эффектом Холла, что позволяет говорить о спин-поляризованном транспорте в графене. В структурах с поверхностной реконструкцией Eu на графене в рамках чувствительности СКВИД-магнитометрии ферромагнетизм не обнаружен. На зависимости $R_{xx}(B)$ обнаружены осцилляции Шубникова - де Гааза.

В образцах с интеркаляцией Eu на двухслойном графене обнаружен слабый ферромагнетизм с моментом насыщения, соответствующим пленке EuO толщиной менее одного монослоя. На зависимости $R_{xy}(B)$ виден сильный аномальный эффект Холла, сохраняющийся вплоть до комнатной температуры. Также как и в образцах с поверхностной реконструкцией, обнаружены осцилляции Шубникова – де Гааза, исчезающие при T=50 K.

Представленная работа проведена при частичной поддержке НИЦ «Курчатовский институт», РФФИ (гранты 16-07-00204, 16-29-03027 и 17-07-00170) и РНФ (грант 14-19-00662).

1. J. Klinkhammer, PhD thesis, Electronic Structure and Magnetism of EuO Films on the Nanometer Scale, (2013).
2. A. G. Swartz, P. M. Odenthal, Y. Hao et al., ACS Nano, **6**, pp. 10063-10069 (2012).
3. J. Klinkhammer, D. F. Forster, S. Schumacher et al., APL, **103**, (2013).
4. Dmitry V Averyanov et al., Nanotechnology, **29**, 195706, (2018).
5. Dmitry V.Averyanov et al., JMMM, 10.1016/j.jmmm.2017.11.062, (2017).
6. Z. Wang, C. Tang, R. Sachs et al., Phys. Rev. Lett. **114**, 016603 (2015).

ПРОВОДИМОСТЬ ТОНКИХ ПЛЕНОК ИРИДАТОВ СТРОНЦИЯ С СИЛЬНЫМ СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Ю.В. Кислинский, К.И. Константинян, Г.А. Овсянников,
Т.А. Шайхулов, А.М. Петржик
ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Моховая 11-7, Москва

Оксиды 5d переходных металлов вызывают значительный интерес из-за возникновения в них сильного спин-орбитального взаимодействия (E_{SO}), которое сосуществует с электрон-электронным взаимодействием (U). В 5d переходных металлах E_{SO} ~0. 4 mV в несколько раз превышает E_{SO} 3d переходных металлов и сравнимо с энергией электронных корреляций U~0.5eV. Эта комбинация, как предсказано теоретически [1], позволяет реализовать несколько новых квантовых состояний вещества, таких как топологический моттовский изолятор [2, 3], квантовый спиновый эффект Холла, квантовый аномальный эффект Холла [4-6] вейлевский полуметалл [7] и высокотемпературный сверхпроводник [8] в Ruddlesden-Popper серии иридатов стронция ($Sr_{n+1}Ir_nO_{3n+1}$; n = 1, 2, и ∞, 1) [1-4]. Это семейство оксидов демонстрирует сильную зависимость физических параметров материалов от размерности системы. Слоистый $Sr_3Ir_2O_7$ (n = 2) является двумерным антиферромагнитным моттовским изолятором с расщеплением зон J_{eff} = 1/2 [9], Sr_2IrO_4 (n= 1) является магнитным изолятором, но с заметной проводимостью, и с температурой ферромагнитного перехода 285 K [10]. В таких иридатах свойства изолятора начинают проявляться, когда кристаллическое поле расщепляет вырожденные состояния $5d$ электронов на e_g и t_{2g} зоны, а частично заполненная t_{2g} зона расщепляется на J_{eff} = 3/2 и J_{eff} = 1/2 за счет сильного спин-орбитального взаимодействия ионов иридия. При этом появление моттовской щели в J_{eff} = 1/2 зоне, вызванной кулоновским взаимодействием, становится энергетически выгодным. Соответственно, экспериментальное исследование электрофизических характеристик тонкопленочных структур из иридатов стронция вызывает в настоящее время повышенное внимание.

В данной работе приводятся результаты измерений температурных зависимостей проводимости и эффекта Холла для тонких пленок иридата стронция: $SrIrO_3$ и Sr_2IrO_4. Пленки $SrIrO_3$ были получены лазерной абляцией при температуре 770C и давлении кислорода 0.3 mbar. Пленки $SrIrO_3$, полученные на подложках с наименьшим рассогласованием кристаллографических параметров (001) $SrTiO_3$ (STO), имеют наибольшие проводимости (рис.1). Сопротивление пленок изменяется с температурой и имеет минимум при низких температурах. Вблизи комнатной температуры сопротивление $SrIrO_3$ пленки пропорционально $\rho \infty T^p$ Заметим, коэффициент p=3/2 вызван неупругим электрон-фононным рассеянием, а p=1 и p=2 - неупругим электрон-электронным рассеянием [11]. Для описания темпера-

турной зависимости сопротивления пленок $SrIrO_3$ на STO использовалась аппроксимация: $\rho=\rho_0 - \alpha T^{3/4} + \beta T^{3/2}$, где ρ_0 – остаточное сопротивление, α - параметр трехмерной слабой локализации для систем с сильным электронным взаимодействием, β - параметр, описывающий неупругое рассеяние из-за взаимодействия электронов с антиферромагнитными магнонами, [12], [13]. За счет трехмерной слабой локализации носителей происходит уменьшение сопротивления, а за счет неупругого рассеяния носителей при взаимодействии со спиновой подсистемой происходит рост сопротивления с увеличением температуры. Пленки на подложках из (110) $NdGaO_3$ (NGO) и (001) $LaAlO_3$ (LAO) имеют наименьшие проводимости, наблюдается рост сопротивления с температурой.

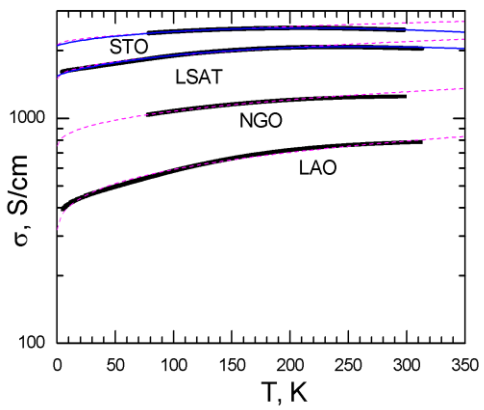


Рис. 1. Температурные зависимости проводимости металла $SrIrO_3$. Черные точки – эксперимент, пунктирные линии аппроксимации в модели разупорядоченного металла [14], сплошные – в модели слабой локализации [13], [15].

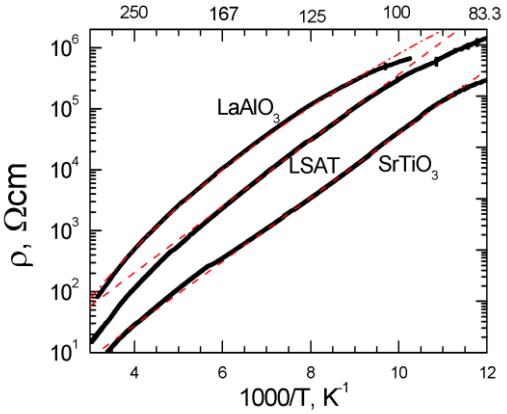


Рис. 2. Температурные зависимости удельного сопротивления диэлектрика Sr_2IrO_4. Черные точки – эксперимент, пунктирные линии аппроксимации в модели зонного диэлектрика, штрих-пунктирная - в модели двумерной прыжковой проводимости.

Измерения эффекта Холла для пленок на подложках NGO и LAO показали увеличение сопротивления Холла R_H и уменьшение концентрации носителей заряда p при понижении температуры. Изменение концентрации дырок составило: от p около $5\cdot10^{21}$ cm^{-3} при 300 К, до p≈ 10^{21} cm^{-3} при 77 К. Однако температурный ход зависимостей $\rho(T)$ и $R_H(T)$ для $SrIrO_3$ противоречат ожидаемым, что отмечалось также в работе [16], что может быть связано с влиянием сильного спин-орбитального взаимодействия на электропроводимость пленки.

Материал Sr_2IrO_4 обычно рассматривается, как магнитный изолятор, в котором запрещенная зона открывается благодаря спин-орбитальному взаимодействию [1]. Нами, при напылении в атмосфере аргона получены тонкие пленки Sr_2IrO_4 весьма совершенной структуры [17]. При уменьшении температуры удельные сопротивления пленок росли экспоненциально (рис. 2). Путем аппроксимации зависимостей $\sigma(T)$ для пленок на подложках STO и LSAT обнаружены признаки диэлектрической щели, в обоих

случаях около $\Delta E \approx 200$ meV. Эта величина больше, чем щель, которая была измерена другими авторами для Sr_2IrO_4: $\Delta E \approx 100$ meV [18]. Для наших пленок Sr_2IrO_4 на подложках LAO температурная зависимость проводимости близка к двумерной прыжковой зависимости, как показано на рис. 2. Применение пленок Sr_2IrO_4 в двуслойных гетероструктурах может привести к реализации вейлевского полуметалла, как было теоретически предсказано [19], что будет интересно исследовать экспериментально.

Авторы благодарны А.В. Шадрину, G. Cristiani, Г. Логвенову за помощь в работе и полезные обсуждения.

1. S.J. Moon, H. Jin, K.W. Kim, et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 226402 (2008).
2. W. Witczak-Krempa, G. Chen, Y. B. Kim, and L. Balents. Annu. Rev. Condens. Matter. Phys. **5**, 57 (2014).
3. R. Schaffer, E. Lee, B. Yang, and Y. Kim. Rep. Prog. Phys. **79**, 094504 (2016).
4. A. Shitade, H. Katsura, J. Kuneš, et al., Phys. Rev. Lett., **102**, 256403 (2009).
5. D. Xiao, W. Zhu, Y. Ran, et al., Nat Commun. **2**, 596 (2011).
6. F. Wang, Y. Ran. Phys. Rev. B **84**, 241103 (2011).
7. X. Wan, A.M. Turner, A. Vishwanath, S.Y. Savrasov. Phys. Rev. B, **83**, 205101 (2011).
8. J. G. Kim, D. Casa, M.H. Upton, et al., Phys. Rev. Lett. **108**,.177003(2012).
9. G. Cao, Y. Xin, C. S. Alexander, et al.. Phys. Rev. B **66**, 214412 (2002).
10. E. Miranda and V. Dobrosavljevic, Rep. Prog.Phys. 68, 2337 (2005).
11. P.A. Lee, T.V. Ramakrishnan. Rev. Mod. Phys. 57, 287 (1985).
12. F.X. Wu, J. Zhou, et al.. J. Phys.: Condens. Matter 25(12), 125604 (2013).
13. N. Gayathri, F.R. Raychaudhuri, et al., J. Phys. Condens. Matter **11**, 2901 (1999).
14. B.L. Al`tshuler and A.G. Aronov. Sov. Phys. JETP **50**, 968 (1979).
15. Ю.В. Кислинский, Г.А. Овсянников, и др.// ФТТ **57**, 2446 (2015).
16. L. Fruchter, O. Schneegans, Z.Z. Li, J. of Appl. Phys. **120**, 075307 (2016).
17. А.М. Петржик, G. Cristiani, Г. Логвенов, и др., Письма в ЖТФ, **43,** 25 (2017).
18. C. Lu, A. Qiundeau, et al., Appl. Phys. Lett. **105**, 082407 (2014).
19. Y. Chen, H-Y. Kee, Phys. Rev. B **97**, 085155 (2018).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФАЗЫ НОВОТНОГО $Mn_5Ge_3O_y$ СИНТЕЗИРОВАННОЙ В ПЛЁНОЧНОЙ СИСТЕМЕ GeO/Mn

А. А. Мацынин, В. Г. Мягков, Л. Е. Быкова, В. С. Жигалов

Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

Ферромагнитные тонкопленочные Mn_5Ge_3 образцы являются перспективными материалами для применения в спинтронике из-за высокой спиновой поляризации и температуры Кюри (выше комнатной). Однако немагнитные элементы, такие как кислород, углерод и азот, могут непредсказуемо изменять структурные и магнитные свойства пленок Mn_5Ge_3. Мы используем твердотельную реакцию между тонкими слоями Mn и GeO для синтеза Mn_5Ge_3 ($Mn_5Ge_3O_y$) -GeO_2 (GeO_x) нанокомпозитных пленок и исследования их структурных и магнитных характеристик. Наши результаты показывают, что реакция между слоями Mn и GeO стартует при 180 °C.

При этом GeO распадается на элементный германий и кислород и атомы Ge мигрируют в слой Mn с образованием ферромагнитных нанокластеров Mn_5Ge_3. А атомы кислорода участвуют в синтезе оксидов GeO_x и GeO_2, а также мигрируют в решетку Mn_5Ge_3 с образованием нанокластеров $Mn_5Ge_3O_y$ (фаза Новотного).

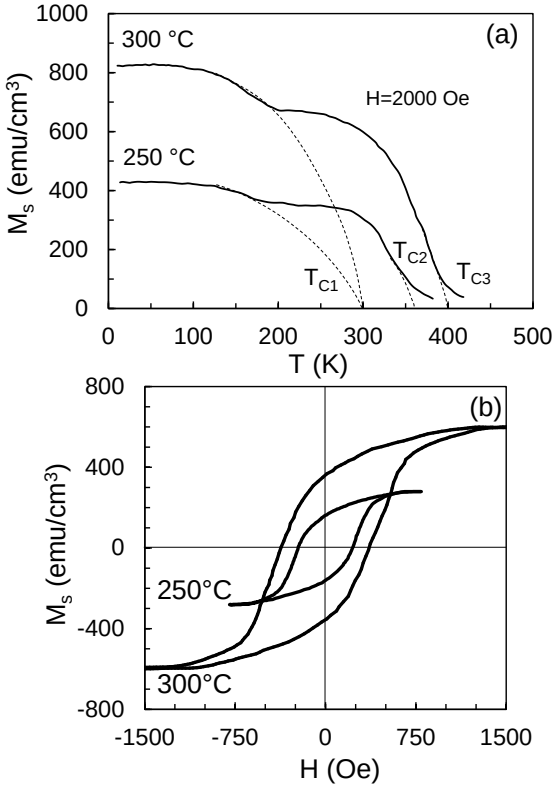


Рис.1. (a) Температурные зависимости намагниченности насыщения MS, (b), Петли гистерезиса полученных фаз

Для характеристики магнитных свойств образцов Mn/GeO после отжига при 250 °C и 300 °C измерялись температурные зависимости намагниченности насыщения M_S (рис. 1a) и петли гистерезиса (рис. 1b). Обе зависимости указывают на формирование фазы Mn_5Ge_3 с температурой Кюри T_{C1} ~ 300K [1 - 3] и второй ферромагнитной фазой с T_{C2} ~ 360 - 400K. Вторая фаза $Mn_5Ge_3O_y$ обладает значительно более высокой намагниченностью насыщения M_S=600 emu/cm^3 по сравнению с фазой Mn_5Ge_3 M_S=200 emu/cm^3 [1-3]. На рисунке 2 показана намагниченность насыщения $M_S(T_S)$ (a) и электрическое сопротивление $R(T_S)$ (b) Mn/GeO в зависимости от температуры отжига T_S. До ~ 180 °C образцы Mn/GeO оставались немагнитными, что

подразумевало отсутствие смешения и образование магнитных фаз на границе Mn/GeO (рис. 2a). При увеличении температуры отжига выше ~ 180 ° C в пленках Mn GeO появляется намагниченность M_S, которая достигает максимального значения после отжига при 300 °C (Рис.2a). Это указывает на начало твердофазной реакции T_{in} ~ 180°C между слоями Mn и GeO и синтез одной или нескольких ферромагнитных фаз. Объемная доля этих фаз в продуктах реакции увеличивается до температуры отжига 300 ° C. После отжига более 300 ° C деградация ферромагнитных фаз уменьшила намагниченность, которая упала до нуля при 400 °C (рис. 2a). На рисунке 2b показана температурная зависимость электрического сопротивления R (T_S) образца пленки Mn / GeO, где критические температуры полностью согласуются с температурами, определенными из рисунка 1(a).

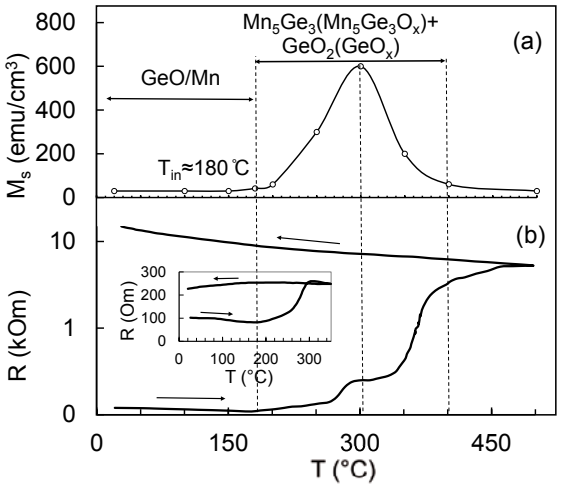


Рис.2. (a)зависимость намагниченность насыщения от температуры. (b) Зависимость электрического сопротивления от температуры

Наши результаты доказывают, что кислород может мигрировать в Mn_5Ge_3 решётку и способствовать увеличению намагниченности насыщения и температуры Кюри наноструктур на основе Mn_5Ge_3.

Это исследование было поддержано РФФИ (гранты № 18-02-00779, № 16-03-00069, № 17-52-53031), РФФИ и правительством Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 16-42-243006 р_мол_а, # 18-42-243009 р_мол_а, Советом по грантам президента Российской Федерации (СП-1373.2016.3).

1. V.G. Myagkov, V.S. Zhigalov, A.A. Matsynin, L.E. Bykova, Yu.L. Mikhlin, G.N. Bondarenko, G.S. Patrin, G.Yu. Yurkin, Thin Solid Films 552 (2014) 86-91.
2. V.G. Myagkov, V.S. Zhigalov, A.A. Matsynin, L.E. Bykova, G.V. Bondarenko, G.N. Bondarenko, G.S. Patrin, D.A. Velikanov, JETP Letters, 96 (2012) 40-43.
3. V.G. Myagkov, L.E. Bykova, A.A. Matsynin, M.N. Volochaev, V.S. Zhigalov , I.A. Tambasov, Yu.L. Mikhlin, D.A. Velikanov, G.N. Bondarenko, J. Solid State Chem. 246 (2017) 379-387.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ВРАЩАТЕЛЬНАЯ МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ В МАГНИТОТВЁРДЫХ ПЛЁНОЧНЫХ МАТЕРИАЛАХ

В.Г. Мягков, В.С. Жигалов, Л.Е. Быкова, Г.Н. Бондаренко

Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

Магнитная анизотропия является одной из фундаментальных характеристик магнитных материалов. С прикладной точки зрения важно управлять и контролировать магнитную анизотропию различными способами. В последние годы большой интерес представляют управление магнитной анизотропией электрическим полем и упругими напряжениями, поскольку они потенциально могут привести к расширению функциональных возможностей тонких ферромагнитных пленок.

Все классические виды магнитных анизотропий характеризуются константой анизотропии (константами анизотропий) и лёгкой осью (лёгкими осями), которые жестко связаны с образцом. Однако, в отличии от массивных образцов в некоторых магнитных плёнках существует плоскостная магнитная вращательная анизотропия, лёгкую ось которой можно вращать магнитным полем только в плоскости плёнки. После удаления магнитного поля лёгкая ось остаётся в новом направлении.

Магнитная вращательная анизотропия (МВА) была обнаружена более 50 лет назад в начальных исследованиях магнитных свойств тонких плёнок [1]. МВА наблюдалась во многих обмено-связанных системах [например: Ni/NiO, Co/CoO, Fe/$KNiF_3$, NiFe/FeMn и др. и в плёнках со стайп-структурой]. МВА также наблюдается FeCoB плёнках и объясняется существованием ряби намагниченности в образцах. Магнитострикция также может лежать в объяснении МВА [2, 3].

А.Ферт (A.Fert) наблюдал МВА в аморфных редкоземельных сплавах и рассматривал два механизма, которые могут её объяснить. Первое объяснение предполагает замерзание в корреляциях между спиновой структурой и полем локальной анизотропии. Второе – при приложении магнитного поля создание напряжений через магнитоупругий эффект [4].

В настоящее время нет общепринятой интерпретации механизмов магнитной вращающейся анизотропии.

В отличии от других видов анизотропий, в ранних работах вращающаяся анизотропия наблюдалась только в плоскости плёнки и в настоящее время нет однозначной характеристики её величины. Обычно используются два метода оценки величины вращающейся анизотропии.

а) В изучениях ферромагнитным резонансом характеристикой МВА является поле H_{rot}, которое находится по разнице между динамическим по-

лем магнитной анизотропии H_k^{dyn}, измеренной ферромагнитным резонансом и статическим полем магнитной анизотропии H_k^{sta} ($H_{rot} = H_k^{dyn} - H_k^{sta}$).

б) В методе крутящих моментов мы определили константу МВА, как сдвиг кривой крутящих моментов при вращении магнитного поля $+L_{\parallel}^{rot}$ по часовой стрелке и $-L_{\parallel}^{rot}$ против часовой стрелки (рис.1b.). Однако, если константа $L_{\perp}^{rot}$ МВА превышает анизотропию формы плёнки, то лёгкую ось можно вращать и перпендикулярно плоскости плёнки (рис. 1c).

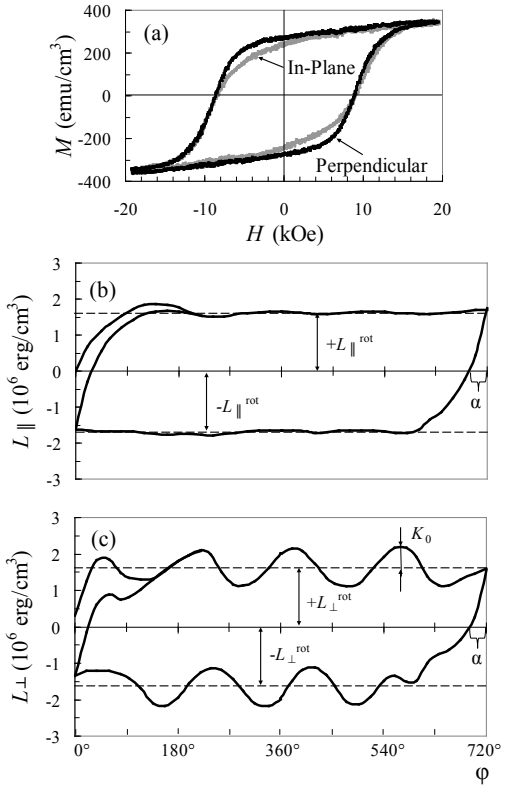


Рис. 1. Петли гистерезиса в плоскости и перпендикулярно плоскости (a), кривые крутящего момента при вращении магнитного поля H = 12кЭ в плоскости $L_{\parallel}(\varphi)$ (b) и перпендикулярно плоскости плёнки $L_{\perp}(\varphi)$ (c) Fe-TiO_2 плёночной системы после отжига при 700°C. Петли гистерезиса одинаковы в любом направлении, так как лёгкая ось вращается за магнитным полем.

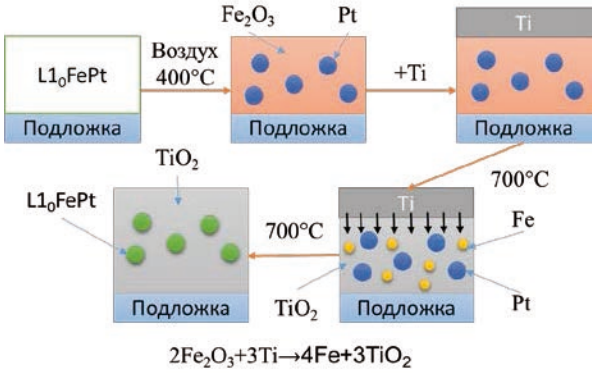


Рис. 2. Схематическое представление синтеза FePt-TiO2 нанокомпозитных плёнок. На магнитотвердые L10-FePt плёнки с пространственной МВА окислялись на воздухе при температуре ~ 400°C [10]. При таких условиях в L10-FePt образцах окислялось только железо и продуктами окисления были плёнки, содержащие нанокластеры Pt, вложенные в Fe2O3 матрицу. На эти образцы осаждалась плёнка Ti и в полученных образцах отжигом в вакууме при температуре 700°C инициировались термитная 2Fe2O3+3Ti = 4Fe+3TiO2 реакция. Последовательно синтезированные атомы Fe реагировали с Pt и конечные продукты содержали магнитотвердые L10-FePt нанокластеры в TiO2 матрице, которые обладают пространственной вращательной анизотропией, как показано на рис.1.

В наших работах показано существование с пространственной МВА новых плёночных магнитотвёрдых $L1_0CoPt$, $L1_0FePt$, δ-$Mn_{0.6}Ga_{0.4}$, MnBi сред, в которых лёгкую ось можно вращать не только в плоскости, но и перпендикулярно плоскости плёнки [5-10]. Изучение таких сред только начинается и среди различных прикладных направлений важно получение и исследование с пространственной МВА композитных сред, содержа щих магнитотвёрдые $L1_0CoPt$, $L1_0FePt$, δ-$Mn_{0.6}Ga_{0.4}$, MnBi зёрна, вложенные в непроводящие (Al_2O_3, SiO_2 и др.) и полупроводниковые (In_2O_3, ZnO и др.) матрицы.

Мы разрабатываем общую термитную стратегию получения композитных магнитотвёрдых сред с пространственной вращательной магнитной анизотропией. С этой целью магнитотвёрдые $L1_0CoPt$ и $L1_0FePt$ слои окисляются для получения Pt-Co_3O_4 и Pt-Fe_2O_3 плёнок, на которые наносятся слои Al, Ti, In и др. и отжигом осуществляется термитный синтез FePt-Al_2O_3, FePt-TiO_2 и других нанокомпозитных плёнок.

На рис. 2. на примере получения FePt-TiO_2 плёнок показана общая схема синтеза нанокомпозитных плёнок с пространственной вращательной анизотропией. Среды с пространственной МВА существуют во многих плёночных системах и могут быть востребованы для применения в перпендикулярной записи информации и сенсорных устройствах.

Анализ плёночных МВА сред показывает, что МВА в плоскости обнаружена в магнитомягких плёнках, в то время как пространственная МВА наблюдается в магнитотвёрдых образцах. Это явно указывает на общую природу МВА и магнитной кристаллографической анизотропии.

Это исследование было поддержано РФФИ (грант № 16-03-00069), РФФИ и правительством Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 16-42-243006 р_мол_а, # 18-42-243009 р_мол_а, Советом по грантам президента Российской Федерации (СП-1373.2016.3).

[1] Суху Р. Магнитные тонкие пленки. М.: Мир, 1967. 424 с;
[2] G. Chai, N. N. Phuoc, C. K. Ong, Sci. Rep. 2 (2012) 832.
[3] G. Wang, C. Dong, W. Wang, Z. Wang, G. Chai, C. Jiang, D. Xue, J. Appl. Phys. 112 (2012) 093907.
[4] M.J. O`Shea, K.M. Lee, A. Fert, J. Appl. Phys. 67 (1990) 5769].
[5] V. G. Myagkov, V. S. Zhigalov, L. E. Bykova, G. N. Bondarenko, Yu. L. Mikhlin, G. S. Patrin, D. A. Velikanov, Phys. Status Solidi B 249 (2012) 1541–1545.
[6] Жигалов В.С., Мягков В.Г., Быкова Л.Е., Бондаренко Г.Н., Мацынин А.А., Волочаев М.Н., ФТТ 59 (2017) 379-384.
[7] В.Г. Мягков, Л.Е. Быкова, В.Ю. Яковчук, А.А. Мацынин, Д.А. Великанов, Г.С. Патрин, Г.Ю. Юркин, Г.Н. Бондаренко, Письма в ЖЭТФ 105 (2017) 610-615.
[8] В.Г. Мягков, В.С. Жигалов, Л.Е. Быкова, Г.Н. Бондаренко, Д.А. Великанов, А.Н. Рыбакова, А.А. Мацынин, И.А. Тамбасов, М.Н. Волочаев, Письма в ЖЭТФ 102 (2015) 393-398.
[9] V.G. Myagkov , L.E. Bykova , V.S. Zhigalov , A.A. Matsynin , D.A.Velikanov, G.N. Bondarenko, J. Alloys Compd. 706 (2017) 447-454.
[10] Жигалов В.С., Мягков В.Г., Быкова Л.Е., Бондаренко Г.Н., Великанов Д.А , Волочаев М.Н., ФТТ 60 (2018) 175-179.

ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ МАТЕРИАЛОВ И ПЛЕНОЧНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР ДЛЯ УСТРОЙСТВ МАГНИТОЭЛЕКТРОНИКИ НА ОСНОВЕ ФЕРРИТОВ

В.А. Кецко, М.Н. Смирнова
Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Россия

В докладе обсуждаются проблемы, которые необходимо решить в процессе создания пленок ферритов микроэлектронного качества на полупроводниковых и диэлектрических подложках для устройств магнитоэлектроники. Основная трудность, препятствующая решению указанной проблемы, связана с тем, что в процессе кристаллизации пленок ферритов при температурах 850-950^{0}С на интерфейсе из-за рассогласования кристаллографических параметров решеток возникают упругие напряжения. В процессе их релаксации образуются многочисленные дефекты, приводящие к уменьшению электрофизических характеристик пленочных структур. Помимо этого, на межфазной границе могут протекать взаимодействия между компонентами гетероструктур и процессы диффузии. Это существенно ограничивает их практическое использование.

В докладе обсуждается новый подход к созданию указанных структур на основе ферритов микроэлектронного качества, позволяющий в значительной степени устранить указанные проблемы.

Авторами разработан оригинальный метод (метод сжигания гелей, основанный на окислительно-восстановительной реакции нитратов соответствующих металлов с восстановителями, в качестве которых выступают глицин и ее смеси с мочевиной, уротропином и крахмалом) получения порошкообразных ферритов для последующего изготовления на их основе мишеней для синтеза пленок. Особенностью указанного способа изготовления мишеней является то что, что порошкообразные нанокристаллические прекурсоры для синтеза пленок характеризуются гомогенностью, унимодальностью распределением частиц по размерам и температурой кристаллизации, не превышающей 700^{0}С [1].

Используя полученные прекурсоры синтез пленок проводят в несколько этапов: на 1-ом этапе на полупроводниковую подложку ионно-лучевым методом наносят слой феррита толщиной от 10 до 20 нм, на 2-м этапе проводят кристаллизацию полученного слоя путем квазиимульсного нагревания, на 3-м этапе кристаллическую пленку пучком ионов кислорода утоняют до толщины 2-4 нм. В результате процесса утонения удаляются слои феррита, содержащие в своем составе дефекты, образующиеся при кристаллизации ферритов на рассогласованных кристаллографических параметрах решеток. Затем 4-м этапе, на утоненный кристаллический слой феррита повторно наносят слой того же состава, что и на первом этапе, до толщины пленки, не превышающей 80 нм. При этом температура разогре-

ва подложки не превышает 200^0С. Это позволяет получать пленочные структуры с намагниченностью насыщения, сопоставимой с объемными аналогами [2].

В качестве ферритов анализируются как магнитные полупроводниковые материалы состава $Mg(Fe_{0,8}Ga_{0,2})_2O_4$, разработанные с участием авторов, так и структуры на основе замещенного и незамещенного железо-иттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$ [3].

Отметим, что галлий-замещенный феррит магния $Mg(Fe_{0.8}Ga_{0.2})_2O_4$ сочетает такие свойства, как высокую температуру Кюри (t_K) ~ 180°С, величину намагниченности насыщения (M_S) ~ 28 А·м^2·кг$^{-1}$, превышающую аналогичную величину для $MgFe_2O_4$, а также оптимальную для устройств спинтроники удельную проводимость ~10^{-8} См/м и ширину запрещенной зоны ΔE ~1.9 эВ [4]

Анализируются пленки ферритов с намагниченностью насыщения, сопоставимой с объемным аналогом, сформированные с использованием нового метода кристаллизации, как без защитного барьерного слоя, так и с использованием наноразмерных барьерных слоев на основе аморфных оксидов, которые предотвращают химическое взаимодействие между компонентами гетероструктуры [5]. При этом обеспечивается компенсация упругих напряжений при кристаллизации гетероструктур без образования пустот и отрывов от подложки за счет высокой адгезии пленок к барьерному слою, которая достигается за счет наличия высокоэнергетической составляющей в потоке адатомов.

В качестве полупроводниковых материалов подложек рассматриваются GaN и Si. Анализируются параметры кристаллизации пленок ферритов, при которых взаимодействие между компонентами структур, отсутствует.

1. Смирнова М. Н., Гоева Л.В., Симоненко Н.П. и др. // ЖНХ. 2016. Т. 61. № 10. С. 1354.
2. М.Н. Смирнова, А.И. Стогний, А.В. Беспалов, О.Л. Голикова, Н.Н. Новицкий В.А. Кецко и др.// Заявка на ИЗ № 2017128782
3. A.Stognij, L.Lutsev, N. Novitskii, A.Bespalov, O.Golikova, V.Ketsko, R.Gieniusz and A. Maziewski J. Phys. D: Appl. Phys. 48 (2015) 485002 (8pp).
4. Нипан Г.Д., Стогний А.И., Кецко В.А. // Успехи химии. 2012. № 5. С.458.
5. Кондратьева О.Н., Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Беспалов А.В., Голикова О.Л., Никифорова Г.Е., Смирнова М.Н., Кецко В.А. // ЖНХ. 2016. Т. 61. № 9. С. 1136.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-08-00933 и 16-29-05204).

СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ $(Nd_{1-X}Ce_X)Fe_{11}Ti$ (ГДЕ $0 \leq X \leq 0,3$), ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ЗАКАЛКИ ИЗ ЖИДКОГО СОСТОЯНИЯ

М.В. Железный, И.В. Щетинин, А. Базлов, Э.Н. Занаева
Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», 119049, Ленинский проспект, д. 4, Москва, Россия. markiron@mail.ru

Согласно теоретическим расчетам из первых принципов [1] магнитотвердые материалы на основе интерметаллических соединений $R(Fe, M)_{12}$ (где R – Nd или Ce, M – Ti или Co) со структурным типом $ThMn_{12}$ обладают высокими значениями спонтанной намагниченности насыщения, температуры Кюри, константы и поля одноосной магнитокристаллической анизотропии. Предположительно, частичное замещение ионов неодима ионами церия в соединении $NdFe_{11}Ti$ способствует повышению основных магнитных гистерезисных свойств. В работе [2] показано, что закалка из жидкого состояния сплава $NdFe_{11}Ti$ приводит к получению однофазного состояния с дисперсной структурой (средний размер зёрен составлял около 120 нм).

В связи с этим, исследование структурных превращений и магнитных свойств сплавов $(Nd_{1-x}Ce_x)Fe_{11}Ti$ (где $0 \leq x \leq 0,3$), подвергнутых закалке из жидкого состояния, является актуальной задачей.

Исследуемые сплавы получены методом дугового плавления в атмосфере аргона с последующей закалкой из жидкого состояния, которую проводили на установке для спиннингования расплава DVX-II. Элементный состав образцов определялся на рентгенофлуоресцентном спектрометре с волновой дисперсией Rigaku ZSX Primus II, рентгеноструктурные исследования проводились на дифрактометре Rigaku Ultima IV (CoK_α – излучение) с помощью программного обеспечения Rigaku PDXL 2. Микроструктура литых сплавов была исследована с помощью сканирующего электронного микроскопа TescanVega 3SB, оснащенного приставкой для энергодисперсионного элементного микроанализа. Магнитные гистерезисные свойства образцов были определены с помощью вибрационного магнетометра VSM-130 во внешнем поле напряженностью 11кЭ.

В результате исследований установлено, что сплавы после закалки из жидкого состояния на медный барабан, вращающийся с линейной скоростью 30 м/с, содержали до 90% основной магнитотвердой фазы с кристаллической решеткой $ThMn_{12}$ (*I4/mmm*), при этом средний размер зерен составил 100-150 нм. Повышение содержания церия в закаленных из жидкого состояния сплавах $(Nd_{1-x}Ce_x)Fe_{11}Ti$ приводит увеличению значений основных магнитных гистерезисных свойств.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства Образования и Науки Российской Федерации в рамках гранта Президента

Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых (грант № МК-3616.2017.2).

[1] Körner, Krugel, Elsässer // Sci. Rep. 6 (2016), 24686.

[2] Железный М.В., Горшенков М.В., Щетинин И.В., Савченко А.Г. и др. Структура и магнитные свойства сплавов $NdFe_{11}Ti$, полученных методом закалки из жидкого состояния и химико-термической обработкой //Сборник тезисов XXI Международной конференции по постоянным магнитам. Суздаль, 18-22 сентября 2017 г. – С. 70.

УПРУГИЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА Ni(Co)-Mn(Cr, C)-In И Ni(Co)-Mn(Cr,C)-In

В.Д. Бучельников[1], В.В. Соколовский[1], М.А. Загребин[1], Д.Р. Байгутлин[1]

[1]*Челябинский государственный университет, Россия*

С момента своего открытия в 1903 году сплавы Гейслера вызвали значительный научный интерес в силу разнообразия проявляемых практически важных свойств, например, таких как эффект памяти формы, сверхэластичность и сверхупругость, гигантские магнитокалорический эффект, магнитосопротивление, магнитодеформация и др. [1, 2]. Каждое из указанных свойств представляет собой как самостоятельный научный интерес, так и перспективу для практического применения.

На сегодняшний день семейство сплавов Ni_2MnGa является одним из наиболее изученных семейств интерметаллидов. Однако, данные системы с эффектом памяти формы имеют некоторые недостатки, такие как дороговизна галлия, низкая температура мартенситного превращения и температура Кюри ниже 100°C [2]. Поэтому перспективным является исследование других семейств сплавов Гейслера.

В данной работе представлены первопринципные исследования упругих свойств сплавов Гейслера вида Ni(Co)-Mn(Cr,C)-In и Ni(Co)-Mn(Cr,C)-Sn, указанных в таблице 1. Представленные вычисления реализованы с помощью теории функционала плотности в рамках программного пакета VASP (Vienna *ab initio* simulation package) [3] и приближения обобщенного градиента. Для моделирования химического беспорядка использовался метод суперячейки, включающей 32 атома.

В случае линейной упругой малой деформации энергия напряженной системы может быть выражена разложением в ряд Тейлора:

$$E(V,\varepsilon) = E(V_0,0) + V_0\sum_{i=1}^{6}\sigma_i\varepsilon_i + \frac{V_0}{2}\sum_{i,j=1}^{6}C_{ij}\varepsilon_i\varepsilon_j + O(\varepsilon^3) \quad (1)$$

где ε и σ – тензоры деформации и напряжения, соответственно. V_0 – объем неискаженной решетки. $E(V_0, 0)$ – полная энергия неискаженного кристалла. C_{ij} – элементы тензора упругих постоянных.

Как известно, для кубических кристаллов существует три независимых элемента тензора упругих постоянных: C_{11}, C_{12}, C_{44}. Для определения данных констант рассматривались три типа искажений базиса кубической решетки, представленных в таблице 2. В результате, были получены зависимости полной энергии рассмотренных сплавов от величины деформации – ΔE/V0(δ), где деформация δ принимала значения в интервале -0,03 до 0,03 с шагом 0,01. Данные зависимости были аппроксимированы полиномами второго порядка. Константы упругости были вычислены из коэффициентов при вторых степенях полиномов путем решения соответствующих систем уравнений. Результаты вычислений представлены в таблице 1.

Таблица 1. Равновесные параметры решетки (в Å), константы упругости (C_{11}, C_{12}, C_{44} в ГПа), объемные модули (B в ГПа) и модули сдвига (C' в ГПа) исследуемых сплавов

Название	***a*, Å**	C_{11}	C_{12}	C_{44}	***B***	C'
Ni(Co)-Mn(Cr,C)-In						
$Ni_{16}Mn_{12}In_4$	5,970	141,46	135,12	94,85	137,23	3,17
$Ni_{16}Mn_{11}Cr_1In_4$	5,970	140,45	134,50	95,18	136,48	2,97
$Ni_{16}Mn_{10}Cr_2In_4$	5,970	185,30	179,73	96,19	181,58	2,79
$Ni_{14}Co_2Mn_{12}In_4$	5,960	147,41	130,16	96,60	135,91	8,62
$Ni_{15}Co_1Mn_{11}Cr_1In_4$	5,964	144,33	133,68	97,13	137,23	5,33
$Ni_{14}Co_2Mn_{11}Cr_1In_4$	5,961	148,67	132,17	98,58	137,67	8,25
$Ni_{15}Co_1Mn_{10}Cr_2In_4$	5,962	183,54	173,66	98,44	176,95	4,94
$Ni_{14}Co_2Mn_{10}Cr_2In_4$	5,958	155,94	132,11	100,35	140,06	11,91
$Ni_{16}Mn_{11}C_1In_4$	5,970					-0,17
$Ni_{14}Co_2Mn_{11}C_1In_4$	5,931	148,71	135,81	92,99	140,11	6,45
Ni(Co)-Mn(Cr,C)-Sn						
$Ni_{16}Mn_{12}Sn_4$	5,951	163,97	139,78	98,38	147,84	12,10
$Ni_{16}Mn_{11}Cr_1Sn_4$	5,952	163,82	140,00	98,67	147,94	11,91
$Ni_{14}Co_2Mn_{12}Sn_4$	5,960	155,39	138,07	98,10	143,84	8,66
$Ni_{15}Co_1Mn_{11}Cr_1Sn_4$	5,948	162,24	141,63	100,16	148,50	10,31
$Ni_{14}Co_2Mn_{11}Cr_1Sn_4$	5,961	161,01	135,55	98,74	144,04	12,73
$Ni_{15}CoMn_{10}Cr_2Sn_4$	5,948	177,34	158,34	100,50	164,67	9,50
$Ni_{14}Co_2Mn_{10}Cr_2Sn_4$	5,957	160,81	136,00	99,74	144,27	12,41
$Ni_{16}Mn_{11}C_1Sn_4$	5,922	159,53	143,82	93,24	149,06	7,86
$Ni_{14}Co_2Mn_{11}C_1Sn_4$	5,933	156,88	138,59	93,03	144,69	9,14
Ni13Co3Mn13Sn3	5,937	163,16	134,48	98,57	144,04	14,34
Ni13Co3Mn13Sn2Al1	5,898	165,49	137,30	101,93	146,69	14,10

На конечном этапе, были определены значения таких упругих характеристик как модуль Юнга (E), коэффициент Пуассона (ν) и температура Дебая, используя известные соотношения между упругими модулями, представленными в таблице 1 [7]. Результаты данных вычислений приведены в таблице 3.

Таблица 2. Элементы тензора деформации и соответствующие изменения энергии

Деформация	Параметры	$\Delta E/V_0$
C_1	$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \delta$	$(3/2)\,(C_{11} + 2C_{12})\,\delta^2$
C_2	$\varepsilon_1 = \delta,\ \varepsilon_2 = -\delta,\ \varepsilon_3 = \delta^2/(1-\delta^2)$	$(C_{11} - C_{12})\,\delta^2 + O(\delta^4)$
C_3	$\varepsilon_3 = \delta^2/(1-\delta^2),\ \varepsilon_6 = \delta$	$2C_{44}\,\delta^2 + O(\delta^4)$

Таблица 3. Коэффициенты Пуассона и Юнга, температуры Дебая

Название	**Коэффициент Пуассона**	**Модуль Юнга, ГПа**	**Температура Дебая, К**
Ni(Co)-Mn(Cr,C)-In			
$Ni_{16}Mn_{12}In_4$	0,39	91,29	289,95
$Ni_{16}Mn_{11}Cr_1In_4$	0,39	90,84	289,46
$Ni_{16}Mn_{10}Cr_2In_4$	0,41	92,69	290,98
$Ni_{14}Co_2Mn_{12}In_4$	0,37	109,81	319,65
$Ni_{15}Co_1Mn_{11}Cr_1In_4$	0,38	100,21	304,57
$Ni_{14}Co_2Mn_{11}Cr_1In_4$	0,37	110,37	320,38
$Ni_{15}Co_1Mn_{10}Cr_2In_4$	0,40	101,84	305,48
$Ni_{14}Co_2Mn_{10}Cr_2In_4$	0,35	122,26	338,27
$Ni_{14}Co_2Mn_{11}C_1In_4$	0,38	100,72	307,35
Ni(Co)-Mn(Cr,C)-Sn			
$Ni_{16}Mn_{12}Sn_4$	0,36	121,83	335,14
$Ni_{16}Mn_{11}Cr_1Sn_4$	0,36	121,56	335,00
$Ni_{14}Co_2Mn_{12}Sn_4$	0,37	111,64	320,44
$Ni_{15}Co_1Mn_{11}Cr_1Sn_4$	0,37	118,33	330,08
$Ni_{14}Co_2Mn_{11}Cr_1Sn_4$	0,36	123,49	338,33
$Ni_{15}CoMn_{10}Cr_2Sn_4$	0,38	117,27	327,81
$Ni_{14}Co_2Mn_{10}Cr_2Sn_4$	0,36	123,46	338,39
$Ni_{16}Mn_{11}C_1Sn_4$	0,38	105,74	313,40
$Ni_{14}Co_2Mn_{11}C_1Sn_4$	0,37	109,12	319,15
Ni13Co3Mn13Sn3	0,35	127,54	348,65
Ni13Co3Mn13Sn2Al1	0,35	129,83	358,88

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №17-72-20022\17.

1. A.N. Vasiliev, V.D. Buchelnikov, et al., Phys.-Usp., **173**, 577–608 (2003)
2. P. Entel, et al., Mat. Sci. Forum, **635**, 3 (2010)
3.G. Kresse, D. Joubert, Phys. Rev., **59**, 1758 (1999)
4. I.A. Abrikosov, et al., Usp. Fiz. Met., **14**, 319–352 (2013)

ОБМЕННАЯ СВЯЗЬ МЕЖДУ МАГНИТО-ЖЕСТКОЙ И МАГНИТО-МЯГКОЙ ПОДРЕШЕТКАМИ И МАГНИТНЫЕ АНОМАЛИИ В НАНОЧАСТИЦАХ ФЕРРИТОВ $NiFe_xCr_{2-x}O_4$ С ТОЧКОЙ КОМПЕНСАЦИИ

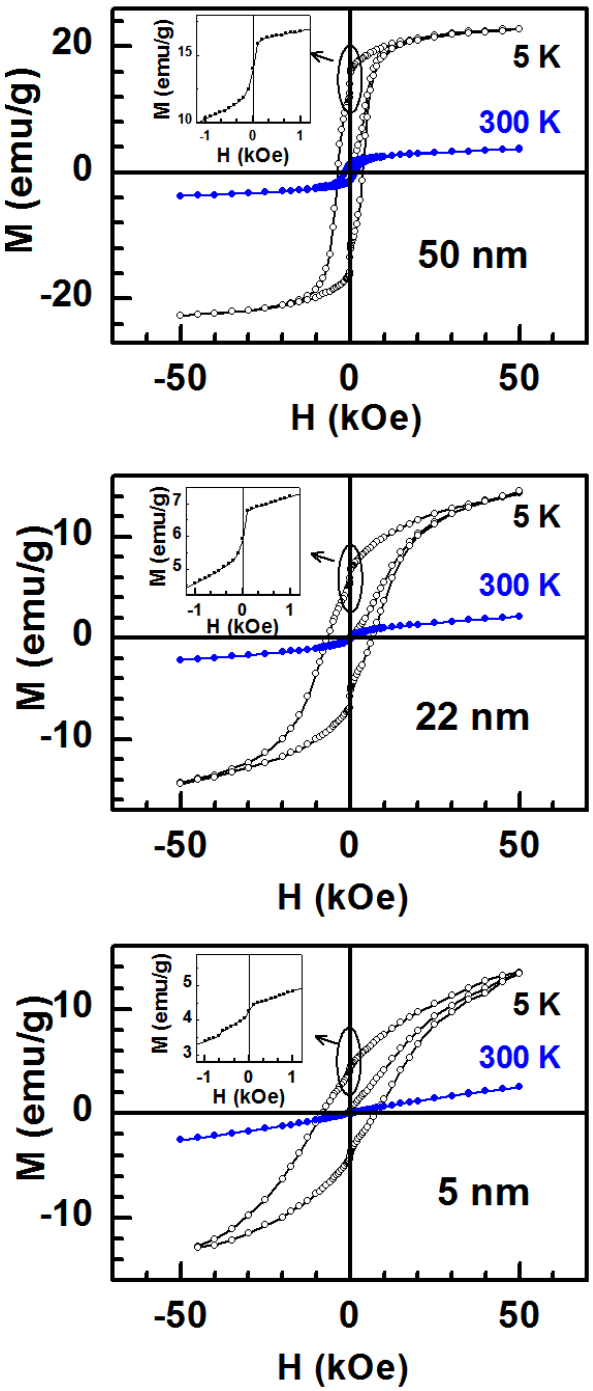
И.С. Любутин, С.С. Старчиков, А.О. Баскаков, Н.Е. Гервиц, Ю.Л. Огаркова

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова,
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Москва 119333, Россия

Методом химического сгорания синтезированы монокристаллические наночастицы (NP) никель-хромового феррита $NiFe_{0.75}Cr_{1.25}O_4$ с кубической структурой шпинели. Размер NP может варьироваться от 5 до 50 нм путем окончательного отжига прекурсора при температурах между 600 и 900°C. Из магнитных и мессбауэровских измерений установлено распределение катионов по тетраэдрическим (A) и октаэдрическим [B] узлам ($Fe_{0.75}$ $Ni_{0.25}$) [$Ni_{0.75}$ $Cr_{1.25}$] O_4. Установлено, что малые NPs с размером d < 11 нм проявляют суперпарамагнитное поведение в мессбауэровских спектрах, однако температура перехода в парамагнитное состояние (около T_N = 240 K) необычно велика для малых частиц 5 нм. С другой стороны, большие NP с d = 50 нм не обладают суперпарамагнитными свойствами, но полученное значение T_N = 490 K значительно ниже, чем у массивного феррита с аналогичным составом (около 570 K) [1].

Намагниченность насыщения M_S, полученная при 5 K, уменьшается от 0.98 до 0.70 μ_B (на формульную единицу) при уменьшении размера частиц от 50 до 5 нм. В наиболее крупных частицах магнитная структура при низких температурах близка к коллинеарной антиферромагнитной (АФМ) структуре типа Нееля; и полный магнитный момент M_{tot} феррита совпадает с направлением момента B-подрешетки. Наличие трех типов магнитных ионов в этих ферритах приводит к нескольким типам обменных взаимодействий между и внутри A- и B-подрешеток, которые отличаются по знаку и силе. Конкуренция между АФМ и ФМ взаимодействиями приводит к сильно фрустрированному магнитному упорядочению в октаэдрических B-узлах, что приводит к угловой магнитной структуре в B-подрешетке [2-4].

Фрустрированная структура очень лабильна и подвержена значительному воздействию температуры и приложенного магнитного поля. Это приводит к появлению нескольких магнитных аномалий. В частности, возникновение магнитной компенсации объясняется увеличением с повышением температуры угла φ между магнитными моментами ионов Cr и Ni в B-подрешетке (от 20 до 80 град.) до тех пор, когда результирующий момент B-подрешетки станет равным моменту A-подрешетки [4].



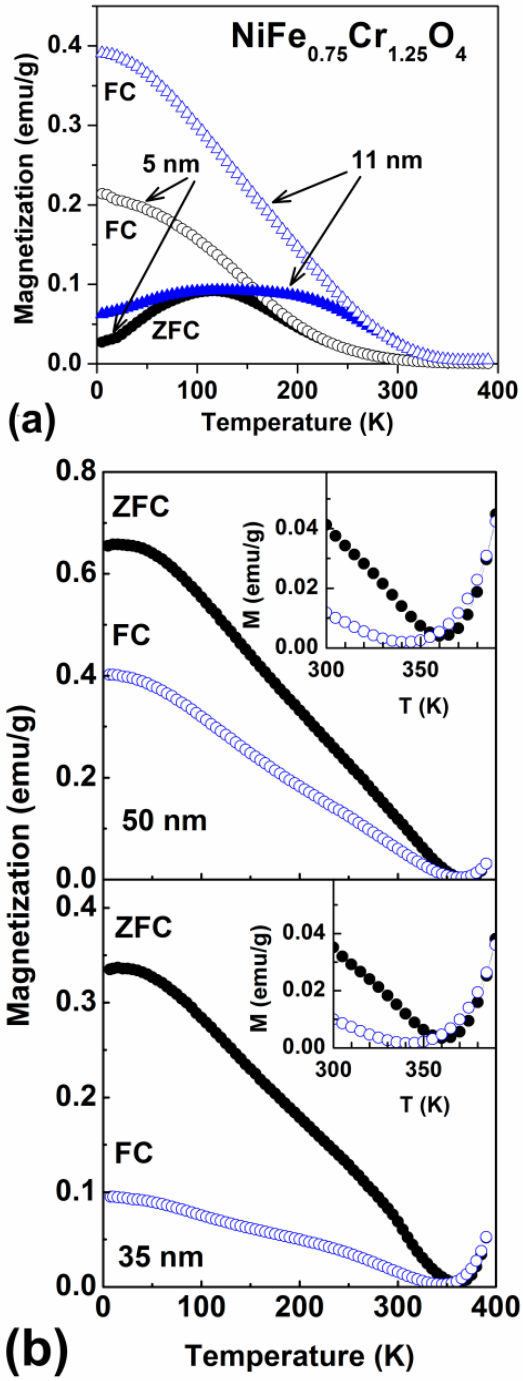


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности наночастиц $NiFe_{0.75}Cr_{1.25}O_4$ с разным размером при низких и высоких температурах. Вставки показывают в увеличенном масштабе магнитную аномалию в слабом поле, приложенном в обратном направлении.

Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности наночастиц $NiFe_{0.75}Cr_{1.25}O_4$ с разным размером в слабом магнитном поле H = 100 Э. Аномальное поведение кривых FC и ZFC показано в (b) для крупных НЧ, в то время как для малых НЧ (a) это поведение «нормально». Вставки в (b) показывают поведение намагниченности в окрестности точки компенсации в увеличенном масштабе.

Обнаружено аномальное поведение петель гистерезиса (Рис.1) с резким изменением намагниченности в слабых полях при перемагничивании, которое может быть объяснено в терминах обменной связи между «мягкой» и «жесткой» магнитными B- и A-подрешетками. Этот эффект в наночастицах $(Fe_{0.75}\,Ni_{0.25})\,[Ni_{0.75}Cr_{1.25}]\,O_4$ можно рассматривать как ***аналог атомного масштаба*** похожего эффекта, наблюдаемого в нанокомпозитах двухфазных обменно-связанных сплавов $FePt\text{-}Fe_3Pt$, состоящих из “твердой” (FePt) и “мягкой” (Fe_3Pt) магнитных фаз [1,2]. Теория этого эффекта разработана для постоянных магнитов [5].

Дополнительная интересная аномалия наблюдалась в поведении намагниченности в режимах ZFC и FC в наночастицах $NiFe_xCr_{2-x}O_4$ с точкой компенсации (Рис.2). При определенных условиях кривые ZFC могут лежать выше кривых FC. Это можно объяснить температурным гистерезисом намагниченности в образце, предварительно нагретом выше точки компенсации, но не переведенным в парамагнитное состояние. Этот эффект зависит от особенностей обменного взаимодействия ионов в «мягкой» и «жесткой» подрешетках выше и ниже точки компенсации. При этом пиннинг доменных стенок может отвечать за температурное поведение FC и ZFC намагниченности в наночастицах с точкой компенсации [1].

Работа поддерживается Российским научным фондом, проект № 14-12-00848-П. Частично работа выполнена при поддержке Федерального агентства научных организаций (соглашение № 007-ГЗ/Ч3363/26).

[1] I. S. Lyubutin, S.S. Starchikov, A.O. Baskakov, N.E.Gervits, Chun-Rong Lin, Yaw-Teng Tseng, Wen-Jen Lee and Kun-Yauh Shih, “Exchange-coupling of hard and soft magnetic sublattices and magnetic anomalies in mixed spinel $NiFe_{0.75}Cr_{1.25}O_4$ nanoparticles”, Journal of Magn. Magn. Materials, **451,** 336 (2018). DOI: //doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.11.067
[2] L. G. Antoshina, A. N. Goryaga, and V. V. San’kov, Phys. Solid State **42**, 1488 (2000)
[3] L. G. Antoshina, A. N. Goryaga, and D. A. Chursin, Phys. Solid State **44**, 747 (2002).
[4] L. G. Antoshina, E. N. Evstaf’eva, A. I. Kokorev, Phys. Solid State **49**, 1476 (2007).
[5] H. Zeng *et al.*, Nature **420**, 395 (2002).

МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНИТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА Cd_3As_2 +20 МОЛ.%MnAs ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ.

Л.А. Сайпулаева[1], А.Г. Алибеков[1], С.Ф. Маренкин[2], В.С. Захвалинский[3].
[1]*Институт физики им. Х.И. Амирханова ДагНЦ РАН, Махачкала, Россия*
[2]*Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва, Россия*
[3]*Белгородский национальный исследовательский университет, Россия*

В настоящей работе изучена структура и измерены эффект Холла, электро- и магнетосопротивление при высоком гидростатическом давлении до 9 ГПа в области комнатных температур ферромагнитного полупроводника Cd_3As_2+MnAs (MnAs–20 мол.%). Измерения проводились на образце Cd_3As_2+MnAs (MnAs– 20 мол. %) в аппарате высокого давления типа «Тороид» при гидростатическом давлении до $P \leq 9$GPa в области комнатных температур при подъеме и сбросе давления [1, 2]. Объемный образец 80 мол.% Cd_3As_2 - 20 мол.% MnAs был синтезирован вакуумно-ампульным методом из мелкодисперсных порошков Cd, Mn и As в графитизированных кварцевых ампулах в электрической печи с автоматической регулировкой температуры с точностью ± 1 град [3]. На рис.1 представлены результаты порошковой рентгеновской диффрактометрии образца Cd_3As_2+MnAs (MnAs–20 мол. %). На штрих диаграмме видно, что исследуемый кристалл является композитным, в котором преобладает α^'-фаза Cd_3As_2. Для магнитной фазы MnAs уверенно определяется дифракционный пик только для плоскости (101) (Рис. 1), поэтому ее наличие подтверждалось методом СЭМ (см. ниже).

Многофазный состав образцов подтверждается при исследовании их поверхности методом СЭМ и конфокальной микроскопии (Рис.2). На рис. 2 представлены изображения поверхности образца Cd_3As_2+20 мол.% MnAs.

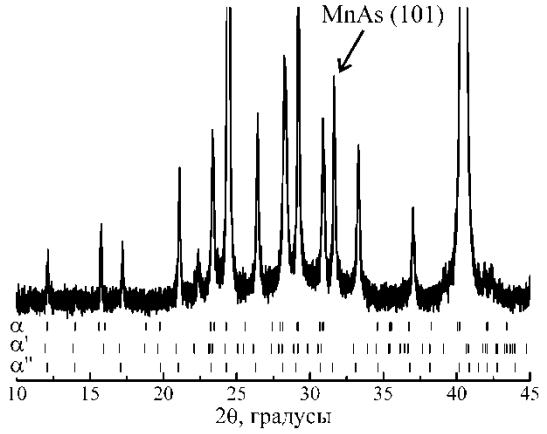


Рис. 1. Рентгенограмма образца. Штриховые диаграммы приведены для различных полиморфных модификаций арсенида кадмия.

Большая часть объема имеет однородный состав соответствующий, как показывает элементный анализ, соединению Cd_3As_2. Дополнительные включения занимают менее 5 % от площади образца и содержание в них мышьяка выше, а содержание кадмия ниже, чем в основном объеме образца. На увеличенном изображении части включения (рис. 2 (вставка, увеличенный фрагмент микроструктуры образца Cd_3As_2+20 мол.% MnAs, изображённой на

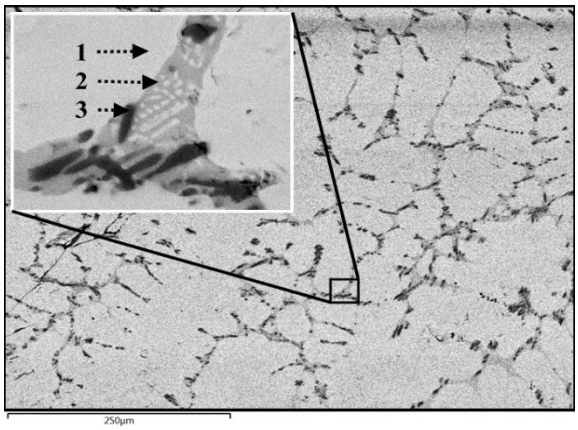


Рис.2. СЭМ-изображение поверхности и результаты определения количественного содержания элементов на участках, указанных стрелками в вставке.

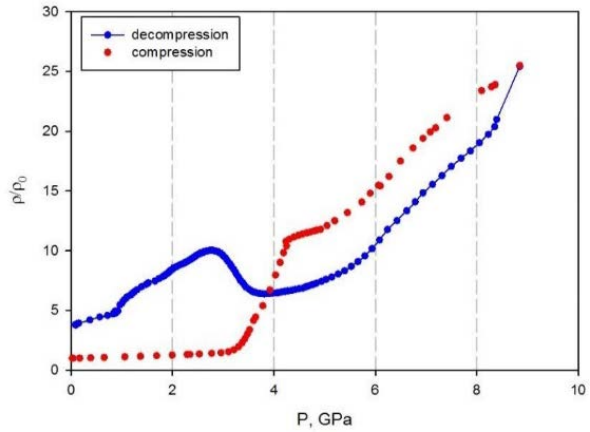


Рис.3. Барическая зависимость удельного электросопротивления (при подъеме и сбросе давления)

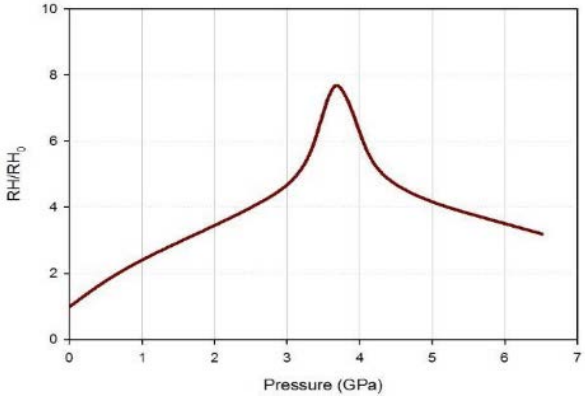


Рис.4. Барическая зависимость коэффициента Х

рис.2.) хорошо видно, что оно имеет сложный характер и, в свою очередь, содержит субмикронные включения по составу близкие к Cd_3As_2. Элементный анализ в темной области включения показывает, что вторая фаза представляет из себя $CdAs_2$.

Экспериментальные результаты барических исследований удельного электросопротивления $\rho(P)/\rho_0(P)$ (Рис. 3), коэффициента Холла $R_h(P)/R_{h0}(P)$ (Рис.4) и магнетосопротивления (Рис.5). Cd_3As_2+MnAs (MnAs–20 мол. %) приведены при подъеме и сбросе давления. При подъеме давления удельное электросопротивление (Рис. 3) до P≈2.8 ГПа практически не меняется, затем начинает резко расти, достигая своего максимума при P=4.2 ГПа. При сбросе давления удельное электросопротивление падает с различными барическими коэффициентами и при P= 2.75 ГПа наблюдается максимум удельного электросопротивления. Барическая зависимость коэффициента Холла (Рис.4) удовлетворительно коррелируется с барической зависимостью ρ(P), для которой характерно наличие четкого пика при P≈3.65 ГПа.

На рис.5 представлены магнитополевые зависимости магнетосопротивления при фиксированных давлениях P≈0.0÷ 5.1 ГПа для образца Cd_3As_2+MnAs (MnAs–20 мол. %). В отсутствии давления магнетосопротивление положительно. С ростом давления положительная составляющая магнетосопротивления подавляется. Магнетосопротивление, начиная с P≈ 1 ГПа и с P≈ 2.6 ГПа падает и на

кривой появляются максимумы, которые с ростом давления сдвигаются в сторону высоких магнитных полей.

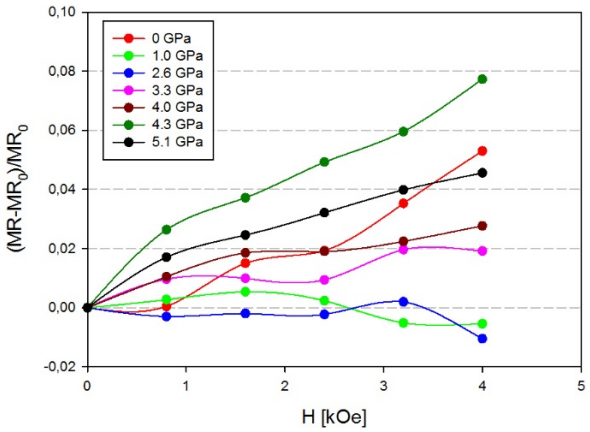


Рис.5 Магнетополевые зависимости магнетосопротивления при фиксированных давлениях

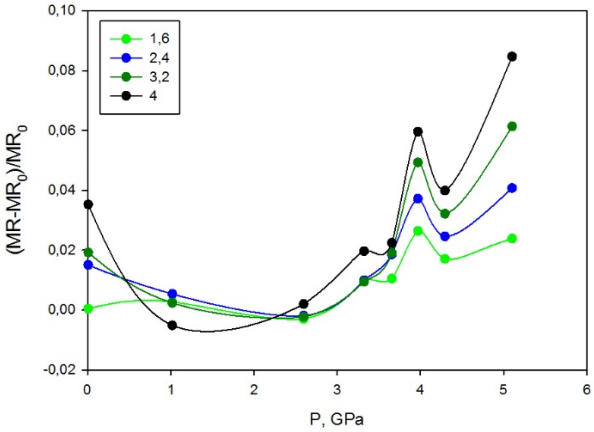


Рис.6. Барические зависимости магнетосопротивления при фиксированных давлениях.

На барических зависимостях магнетосопротивления (рис.6) при P≈4 ГПа обнаружен фазовый переход, значение которого на шкале высоких давлений удовлетворительно согласуется со значениями фазового перехода на кривых $\rho(P)/\rho_0(P)$ и $R_h(P)/R_{h0}(P)$. Величина пика фазового перехода на барической зависимости приведенного магнетосопротивления растет с увеличением напряженности магнитного поля. В нашем случае, уменьшение магнетосопротивления также может быть вызвано уменьшением расстояния между магнитными моментами гранул MnAs под давлением. Приложение давления усиливает влияние магнитного поля, что приводит к возникновению ОМС, индуцированного давлением.

Таким образом, на барической зависимости магнетосопротивления начиная с давления P ≈ 0.9 ГПа магнетосопротивление носит знакопеременный характер, а при давлениях P ≈ 1 ГПа и P ≈ 2 ГПа участок отрицательного магнетосопротивления существенно увеличивается и начинается с малых магнитных полей.

Можно предположить, что в нанокомпозите Cd_3As_2+MnAs (MnAs–20 мол. %) под воздействием высокого давления мы наблюдаем результат двух практически совмещённых фазовых перехода в Cd_3As_2 и MnAs оказывающих влияние на транспорт носителей и магнетосопротивление композита.

1. MollaevA.Yu., Saipulaeva L.A., Arslanov R.K., Marenkin S.F. Effect of hydrostatic pressure on the transport properties of cadmium diarsenide crystals // Inorganic Materials. 2001. V. 37. № 4. P. 327-330.
2. Khvostantsev L.G., Vereshchagin L.P., Novikov A.P. // High Temperatures - High Pressures. 1977. V. 9. № 6. P. 637.
3. Marenkin S.F., V. M. Trukhan V.M., Fedorchenko I.V., Trukhanov S.V., Shelkovaya T.V.Magnetic and electrical properties of Cd_3As_2 + MnAs composite // Russ. J. of Inorg. Chem. 2014. Vol. 59. No. 4, P. 355–359.

МОРФОЛОГИЯ ЗЕРЕННОЙ СТРУКТУРЫ И СЛОЕВ Nb_3Sn ФАЗЫ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ ДЛЯ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ HL-LHC

М.В. Крылова [1], И.М. Абдюханов[1], М.В. Алексеев[1], А.С. Цаплева[1], И.А. Каратеев [2], А.В. Овчаров [2], И.Н. Трунькин [2], Д.К.Фигуровский[3], А.Л. Васильев [2]

[1] АО «ВНИИНМ» им А.А.Бочвара

[2] НИЦ КИ «Курчатовский институт»

[3] Московский технологический университет

Для создания магнитных систем для системы HL-LHC в рамках сотрудничества с ЦЕРН разрабатываются конструкции и технологии сверхпроводящих материалов, обладающих высокой токонесущей способностью в магнитных полях до 16 Тл при температуре 4,2 К, а также высокой стабильностью

Для обеспечения такой высокой плотности критического тока (вплоть до 3500 А/мм^2 в поле 12 Тл при температуре 4,2 К используются Nb_3Sn сверхпроводники по методу внутреннего источника олова. Сверхпроводящая фаза образуется после длительной диффузионной термообработки. Критическая плотность тока чувствительна количеству и морфологии Nb_3Sn фазы, что в свою очередь связано с исходными конструкционными параметрами и режимом диффузионного отжига.

Для обеспечения высокой стабильности необходим высокий уровень чистоты внешней медной оболочки и соответственно параметра RRR, что также связано с исходными параметрами конструкции и режимом отжига.

В настоящей работе была поставлена задача методами сканирующей, просвечивающей электронной микроскопии (СЭМ и ПЭМ) и микрорентгеноспектрального анализа (МРС) исследовать морфологию и состав зеренной структуры Nb_3Sn отечественных сверхпроводников нового поколения с повышенными электрофизическими свойствами.

Была изучена микроструктура образцов Nb_3Sn стрендов ряда конструкций, после различных диффузионных отжигов. Выявлен оптимальный размер волокна (1-2,5 мкм) для обеспечения наиболее качественной его проработки. Кроме того, с уменьшением диаметра волокна с 10 до 1,5 мкм уменьшается и средний размер зерна (с 180 нм до 60 нм). Обнаружена тенденция, связанная с повышением коэффициента столбчатости с увеличением размера волокна с 1 до 6 мкм. Выявлены условия образования нежелательной крупнозеренной фазы и зависимости толщины этого слоя от соотношения Cu/Sn. Изучена зависимость состава сверхпроводящей фазы от режима диффузионного отжига.

Результаты данной работы были использованы для оптимизации режимов диффузионной термообработки и конструкции для достижения требуемых электрофизических параметров.

МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЕ ДЕФОРМАЦИИ В СПЛАВАХ $(Tb_{1-x}Y_x)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2$ СО СТРУКТУРОЙ ФАЗ ЛАВЕСА

А.С. Илюшин [1,3], З.С. Умхаева [1,2], Т.А. Алероева [2],
И.С. Терешина [3], Н.Ю. Панкратов [3]

[1] *ФГБУН «Комплексный исследовательский институт имени Х.И. Ибрагимова РАН», Москва, Россия*
[2]*ФГБОУ ВО «Чеченский государственный университет», физический факультет, Грозный, Россия*
[3]*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

Новые магнитные материалы, обладающие широким спектром функциональных свойств и повышенными характеристиками постоянно востребованы в таких быстро развивающихся отраслях, как микроэлектроника и электронно-вычислительная техника, энергетика, авиакосмическая промышленность, медицина и др. Ряд редкоземельных интерметаллидов со структурой фаз Лавеса (например, Терфенол-Д) уже нашли широкое применение в качестве магнитоакустических преобразователей, линий задержки и аппаратуры для ультразвуковой локации. Редкоземельные фазы Лавеса наряду с магнитострикционными могут демонстрировать заметные магнитотепловые свойства в широкой области температур, включая климатические, что может значительно расширить область их применение. Уникальные свойства соединений данного типа делают актуальным поиск новых высокоэффективных соединений, их синтез и всестороннее изучение свойств.

Для решения данной задачи нами впервые синтезированы сплавы новой квазитернарной системы $(RR'Y)Fe_2$, за основу которой взяты соединения $TbFe_2$ и $SmFe_2$, обладающие рекордными значениями констант магнитострикции. Исследование систем $(Tb,Sm,Y)Fe_2$ позволит изучить не только эффекты кристаллического поля, но и межподрешеточное обменное взаимодействие R-Fe при разбавлении редкоземельной подрешетки атомами немагнитного иттрия.

Образцы $(Tb_{1-x}Y_x)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2$ системы получены методом дуговой плавки в атмосфере спектрального чистого аргона при нормальном давлении. Параметр замещения в данных сплавах x = 0; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0. Рентгеноструктурный анализ показал, что все исследованные образцы изотипны фазе Лавеса C15. Кристаллическая структура данных сплавов обладает кубической симметрией, а параметр решетки линейно растет с ростом параметра замещения. В данной работе проведены исследования

продольной и поперечной магнитострикции в интервале температур 80 – 400 К в магнитных полях до 1.2 Тл тензометрическим методом.

Особенностью выбранных составов является тот факт, что, соединение $TbFe_2$ демонстрирует положительную магнитострикцию, в то время как соединение $SmFe_2$ – отрицательную, и в системе $(Tb,Sm)Fe_2$ происходит инверсия знака магнитострикции. Более того, варьируя концентрацию редкоземельных компонент (тербия и иттрия), можно получить состав с полной магнитной компенсацией намагниченности во всей области температур магнитного упорядочения. Совокупность сразу двух эффектов ранее не исследовалась.

В результате проведенных исследований нами установлено, что продольная магнитострикция всех сплавов системы $(Tb_{1-x}Y_x)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2$ с параметром замещения $x \leq 0.6$ в максимальном магнитном поле положительна, а поперечная магнитострикция отрицательна. В сплавах со значением $x \geq 0.7$, наоборот, продольная магнитострикция отрицательна, а поперечная – положительна. Инверсия знака констант магнитострикции происходит в области концентрации иттрия $0.6 \leq x \leq 0.7$.

Полученные результаты обсуждены в рамках существующих моделей: модели одноионной анизотропии по механизму кристаллического поля, а также в рамках модели молекулярного поля. Найденные новые составы пополнят банк данных, в котором хранятся результаты теоретических исследований, а также информация по существующим структурам и их физическим свойствам, полученная экспериментально. Данные составы с выявленными особенностями магнитострикционных свойств могут быть предложены для использования в таких областях, как робототехника и медицина.

СИНТЕЗ ОКСИБОРАТА $MnFeBO_4$ РАСТВОР-РАСПЛАВНЫМ МЕТОДОМ

Бельская Н.А[1], Бовина А.Ф.[2], Мошкина Е.М.[2]

[1]*Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М.Ф. Решетнева, Красноярск, Россия*

[2]*Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия*

Оксибораты со структурой варвикита привлекают значительный интерес как магнитные фрустрированные системы с квазинизкомерными эффектами, изучение свойств таких соединений играет важную роль в

фундаментальном аспекте [1]. В данной работе исследовалась кристаллизация оксибората $MnFeBO_4$ со структурой варвикита с помощью раствор-расплавного метода.

Ранее были синтезированы и исследованы «смешанные» образцы $Mn_{2-x}Fe_xBO_4$ с x=0,25; 0,5; 0,75 [2]. Исследование магнитных свойств с помощью элементно-чувствительных методов показали, что данные соединения при низких температурах обладают состоянием спинового стекла и статистическим распределением магнитных катионов по кристаллографическим позициям [2]. Для продолжения исследований потребовалось получить образец $MnFeBO_4$ (с x, близким к 1)– где, по возможности, полностью отсутствует трехвалентный марганец.

Раствор-расплавная система для синтеза оксибората $MnFeBO_4$ имеет вид:

$$(100-n)\%\,масс.(Bi_2Mo_3O_{12}+2{,}8B_2O_3+0{,}7Na_2O)+ \\ n\%\,масс.(2MnO+0{,}5Mn_2O_3+0{,}5Fe_2O_3+0{,}5B_2O_3) \quad (1)$$

В процессе поисковых исследований были определены параметры системы (1). После проведения этапа поисковых исследований были выращены монокристаллы оксибората $MnFeBO_4$, с помощью следующей процедуры: раствор-расплав выдерживался в течении 3-х часов при T=1100°C, затем температура в печи быстро понижалась до 950°C, и далее, медленно, со скоростью 4°C/сут. Через пятеро суток тигель извлекался из печи и раствор-расплав выливался из тигля. Выросшие монокристаллы в виде черных призм, длиной до 5 мм и поперечным размером до 0.4 мм, отделялись от остатков раствор-расплава травлением в 20% растворе азотной кислоты.

С помощью порошкового рентгеноструктурного анализа был определен тип симметрии полученного оксибората, пространственная группа и параметры решетки. Планируется проведение исследования температурно-полевых зависимостей намагниченности.

1) N.V. Kazak, Uniaxial anisotropy and low-temperature antiferromagnetism of Mn_2BO_4 single crystal / Kazak N.V., Platunov [и др] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials 393, 316-324 (2015)
2) M.S. Platunov, Effect of Fe-substitution on the structure and magnetism of single crystals $Mn_{2-x}Fe_xBO_4$ / Platunov, M.S. [и др] // Journal of Crystal Growth. – 2017. – V. 475. – P. 239–246.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТОАКТИВНЫХ ЭЛАСТОМЕРОВ С СИСТЕМАМИ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ

Ю.А. Алехина[1], Л.А. Макарова[1], Т.А. Наджарьян[1], Н.С. Перов[1], Г.В. Степанов[1,2], Е.Ю. Крамаренко[1]

[1]*Физический факультет, Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия*
[2] *Государственный Научно-исследовательский Институт Химии и Технологии Элементоорганических соединений, Москва, Россия*

Магнитоактивные эластомеры (МАЭ) относятся к классу «умных» материалов, изменяющих собственные свойства под воздействием внешних факторов. Они представляют собой ферромагнитные частицы, распределенные в полимерной упругой матрице. Так как МАЭ являются сложной системой, состоящей из большого количества элементов, предсказание их свойств возможно только с помощью моделирования, которое в свою очередь требует комплексного экспериментального исследования.

В рамках проекта по разработке фиксатора сетчатки глаза была поставлена задача определения оптимальных параметров его элементов. Фиксатор состоит из двух частей: внешней пломбы, представляющей собой систему постоянных магнитов, которая закрепляется снаружи глазного яблока, и внутренней пломбы из МАЭ, непосредственно прижимающей сетчатку. Параметры внутренней и внешней пломб должны быть подобраны таким образом, чтобы создать необходимое давление и зафиксировать сетчатку без ее травмирования. Для этого были проведены измерения сил взаимодействия образцов МАЭ с различными системами постоянных магнитов. Для анализа сил, возникающих в глазном яблоке, были исследованы взаимодействия при расположении фиксатора на криволинейной поверхности.

Для исследований использовались образцы МАЭ с частицами железа. Концентрации частиц составляли 52, 62, 70 и 76 массовых %. МАЭ были изготовлены в виде пленок толщиной 0.1 мм, из которых затем были вырезаны образцы длиной 7 мм и шириной 2 мм. В качестве постоянных магнитов использовались цилиндрические магниты из сплава неодим-железо-бор диаметром 3 мм и высотами 1 мм и 1.5 мм, кольцевые магниты высотой 1.5 мм с внешним диаметром 3 мм и внутренним - 1.5 мм, а также магниты в форме прямоугольного параллелепипеда с длиной 3 мм, шириной 3 мм и высотой 1 мм. Три магнита из каждой серии были закреплены на бумажной основе с интервалами 0.5 мм, а затем зафиксированы на измерительной установке. В работе рассматривались конфигурации с сонаправленными и чередующимися ориентациями магнитных моментов постоянных магнитов.

Силы взаимодействия были измерены с помощью измерительной установки на основе электронных весов [1].

Все экспериментальные зависимости спадают по степенному закону с увеличением расстояния. При этом использование конфигурации с чередующимися магнитными моментами позволяет значительно увеличить градиент магнитного поля и, следовательно, возникающую силу взаимодействия. При расположении магнитов на криволинейной поверхности создаваемое давление уменьшается (Рис. 1).

а) б)

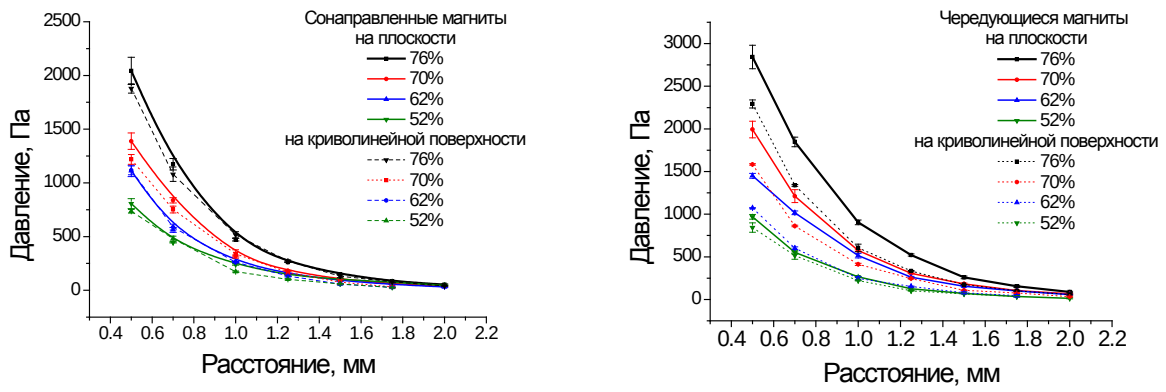


Рис 1. Сила взаимодействия МАЭ с цилиндрическими магнитами высотой 1 мм а) в сонаправленной конфигурации магнитных моментов, б) в чередующейся конфигурации магнитных моментов.

Использование кольцевых магнитов привело к уменьшению силы взаимодействия приблизительно в 3 раза. Несмотря на неоднородность магнитного поля кольцевого магнита, значение напряженности поля значительно снижается по сравнению с полем, создаваемым цилиндрическими магнитами. Градиент поля, создаваемый системой таких магнитов, также оказывается меньше, что приводит к ослаблению взаимодействия.

Магниты в форме прямоугольного параллелепипеда позволяют значительно усилить взаимодействие в случае чередующейся конфигурации магнитных моментов по сравнению с взаимодействием с цилиндрическими магнитами таких же размеров за счет большей неоднородности магнитного поля. В случае же сонаправленных магнитов силы для прямоугольных и цилиндрических магнитов имеют различие в пределах погрешности измерений.

Основываясь на полученных результатах, можно подобрать конфигурации системы магнитов и концентрации частиц железа для дальнейшего использования в медицинских целях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 16-15-00208).

[1] L.A. Makarova et al., Smart Mater. Struct. **26**, 095054 (2017).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Cd_{1-x}Fe_xCr_2S_4$ (x=0,6-1)

Т.Г. Аминов, Г.Г. Шабунина, Н.Н. Ефимов, Е.В. Бушева, В.М. Новоторцев

ИОНХ РАН, Москва, Россия

Работа посвящена разработке научных основ синтеза и исследованию новых магнитоактивных систем – твердых растворов на основе тетрасульфидов дихрома железа и кадмия. Повышенное внимание практиков к этим веществам обусловлено их уникальными характеристиками такими, как колоссальное магнитное сопротивление, высокие магнитоэлектрические и магнитоемкостные параметры и др.

Для исследования методом твердофазных реакций из высокочистых компонентов - S, Fe, Cr и CdS при температуре 900^0C были получены твердые растворы $Cd_{1-x}Fe_xCr_2S_4$ в области, прилегающей к тиохромиту $FeCr_2S_4$ (x=0,6-1). Магнитные измерения проводили на приборе Quantum Design PPMS-9 в температурном интервале 5-300 К в постоянном (100 Э) и переменном (от 10 до 5000 Гц, 1 Э) магнитном поле.

Соединения $FeCr_2S_4$ (ферримагнетик, $T_C \approx$ 170-177 К) и $CdCr_2S_4$ (ферромагнетик, $T_C \approx$ 86 К) кристаллизуются в структуре шпинели. Величина магнитного момента $FeCr_2S_4$ составляет 1,6 μ_B и хорошо согласуется с расчетным моментом для простой коллинеарной ферримагнитной структуры. Характер температурной зависимости обратной парамагнитной восприимчивости $FeCr_2S_4$ также указывает на ферримагнитный тип упорядочения. Закон Кюри-Вейсса при этом выполняется с асимптотической температурой Кюри θр = –260 К. С охлаждением в $FeCr_2S_4$ обнаруживаются признаки необратимости, напоминающие спин-стекольное состояние [1].

Второй компонент твердого раствора - $CdCr_2S_4$ - является ферромагнетиком с температурой Кюри, равной $T_C \approx$ 86 К. Сравнительно недавно в $CdCr_2S_4$ были обнаружены релаксационный магнитоэлектрический эффект и колоссальная магнитоемкость [2]. Изучение низкотемпературной теплоемкости методом релаксационной калориметрии подтвердило существование в $CdCr_2S_4$ отличительных признаков спиновых стекол [3].

Для исследованных образцов с 0,6<x<1 характерно наличие на кривых температурной зависимости намагниченности двух максимумов производной $\sigma(T)$, первый из которых соответствует переходу твердого раствора из парамагнитного состояния в ферро- или ферримагнитное состояние. Второй максимум — возвратному переходу из ферромагнитного состояния в состояние спинового стекла с температурой замораживания спинов T_f .

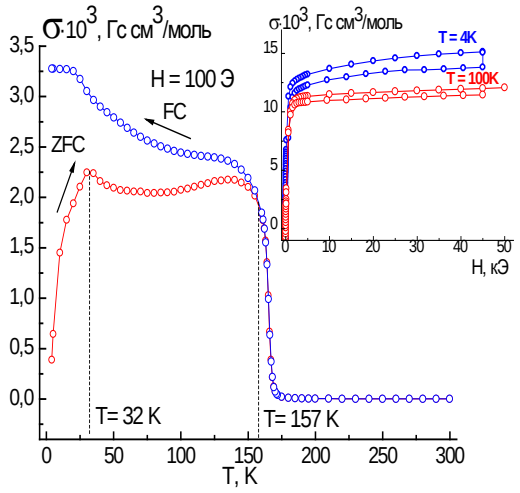


Рис.1. Температурная зависимость ZFC- и FC- намагниченностей $Cd_{0.2}Fe_{0.8}Cr_2S_4$ в поле 100 Э. На вставке - полевая зависимость намагниченности при T= 5 K и T=100 K.

На рис. 1 приведена температурная зависимость намагниченности σ(T) одного из исследованных образцов $Cd_{0,2}Fe_{0,8}Cr_2S_4$, начиная от комнатной до гелиевой температуры, в слабом поле H = 100 Э. В данном твердом растворе присутствуют два перехода: «парамагнетик- ферромагнетик» с температурой Кюри T_C = 157 K и «ферромагнетик - возвратное спиновое стекло» с температурой замораживания спинов T_f = 32 K. На вставке показаны полевые зависимости для этого же состава при температурах T= 5 K и 100 K, характерные для ферромагнетика.

Температуры Кюри (T_C) твердых растворов $Cd_{1-x}Fe_xCr_2S_4$ закономерно увеличивались с возрастанием концентрации железа (x): T_C =147 K (x=0,6); 151 K (x=0,7); 157 K (x=0,8); 172 K (x=0,9); 177 K (x=1); для температур замораживания спинов (T_f) также наблюдалась тенденция к их увеличению: T_f= 28 K (x=0,7); 32 K (x=0,8); 39 K (x=0,9), 60 K(x=1). Парамагнитная температура Кюри (θ_p) в исследованной области составов, в основном, имела положительные значения. С увеличением концентрации железа она понижалась до нуля и, меняя знак, при концентрации x ≥ 0,92 принимала отрицательные значения, характерные для ферримагнетиков. Магнитные моменты насыщения (μ_S) также понижались с увеличением концентрации железа.

На кривых действительной части магнитной восприимчивости всех исследованных составов при амплитуде измерительного поля H = 1 Э присутствовал только один пик, отвечающий переходу "парамагнетик-ферромагнетик". Чтобы произвести отсчет значения второго (спин-стекольного) пика требовалась большая амплитуда поля, вплоть до H = 20 Э. На кривых мнимой части магнитной восприимчивости, отвечающей за магнитные потери, помимо пика, отвечающего за переход "парамагнетик-ферромагнетик", присутствовал размытый пик при 60-80 K и малый, также размытый, пик в районе 10-20 K. Последний относят на счет динамического эффекта Яна-Теллера, который со снижением температуры (T < 10 K) переходит в статический.

1. Tsurkan V. J.Appl.Phys, 90, 4639, (2001)
2. J.Hemberger et al., Nature, 03348,·April 2005.
3. Suguru Kitani et al., Solid State Communications. 179. P.16. (2014)

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 17- 03-01114.

PHASE EQUILIBRIUM OF THE Fe–Se–Te–Ge SYSTEM AND THE MAGNETIC PROPERTIES OF THE SAMPLES

M.M. Asadov[1], K.I. Yanushkevich[2], F.M. Mammadov[1]

[1]*Institute of Catalysis and Inorganic Chemistry, ANAS, H. Javid ave. 113, Baku, AZ1143 Azerbaijan*
[2]*SSPA «Scientific-Practical Materials Research Centre», NASB, P. Brovki str.19, Minsk, 220072 Belarus*

In magnetic semiconductors, which include alloyed iron chalcogenides, the chemical bond has an intermediate character between the ionic and covalent bond type. The physical properties of crystals are strongly affected by the contribution of magnetic electrons to the chemical bond.

The most interesting results of studies of iron selenides in experimental studies of recent years include the discovery of superconductivity in the α-phase of FeSe, which lacks anions. The violation of the stoichiometry of anions in α-$FeSe_{1-X}$ can reach values up to $x \sim 0.12$.

This report presents the results of studying the phase equilibrium of the Fe–Se–Te–Ge system and the magnetic properties of the samples. It is established that the FeSe–GeTe system forms one intermediate phase and solid solutions based on FeSe and GeTe. X-ray analysis showed that the solid solutions of $(FeSe)_{1-x}(GeTe)_x$ have a tetragonal structure of the *P4/nmm* spatial group.

The temperature dependences of the magnetization of the samples show a redistribution of the specific value of the magnetization in two temperature ranges $77 \leq T \leq 450$ K and $450 \leq T \leq 850$ K. The manifestation of anomalies at 450 K and 850 K is associated with the nonequilibrium state of the FeSe magnetic matrix.

The interaction between cations in octapores occurs through the anions of selenium. The destruction temperature of octapores is ~ 450 K. The exchange interaction between Fe cations takes place in tetrapores. In the magnetic sublattice between the cations, a direct exchange occurs bypassing the Se-anions. Therefore, the magnetic moments of the ferromagnetic ordering take place in accordance with the Heisenberg interaction. As a result, we have a high temperature of the magnetic charge Tc ~ 850 K.

1. H. Shi, Z.-B. Huang, J.S. Tse, H.-Q. Lin, J. Appl. Phys., **110**, 043917 (2011).
2. Y. Sun, T. Yamada, S. Pyon. T. Tamegai. Sci. Rep. **6**, 32290; doi: 10.1038/srep32290 (2016)

РОЛЬ КИСЛОРОДНОЙ НЕСТЕХИОМЕТРИИ В ФОРМИРОВАНИИ СВОЙСТВ ЛАНТАН-СТРОНЦИЕВЫХ МАНГАНИТОВ С ПАРНЫМ ЗАМЕЩЕНИЕМ МАРГАНЦА НИКЕЛЕМ И ГЕРМАНИЕМ

В.К. Карпасюк[1], А.Г. Баделин[1], Д.И. Меркулов[1], И.М. Державин[1], С.Х. Эстемирова[2,1]

[1]*Астраханский государственный университет, Астрахань, Россия*
[2]*Институт металлургии Уральского отделения РАН, Екатеринбург, Россия*

Соотношение различных видов упорядочения и конкурирующих взаимодействий, отвечающих за магнитные и транспортные свойства манганитов, тесно связано с механизмами зарядовой компенсации при введении иновалентных примесей и отклонении содержания кислорода от стехиометрического [1-4]. Введение в манганиты двух- и четырехвалентных ионов обусловливает допирование различного типа. Наряду с наиболее часто предполагаемым механизмом компенсации двухвалентной примеси или повышенной концентрации кислорода, реализующимся путем перехода $Mn^{3+}\rightarrow Mn^{4+}$, существует возможность компенсации за счет образования однозарядных ионов кислорода (O^{-}), имеющих неспаренный электрон [2,5]. В этом случае состояние дырок может быть кислородного типа [1,2], что подтверждается данными рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. В работе [5] получены свидетельства о существовании однозарядных ионов кислорода в Ti-замещенных La-Sr манганитах некоторых составов. Альтернативой образованию ионов O^{-} является механизм компенсации двухвалентной примеси анионными вакансиями, которые могут возникать также в результате термообработки в восстановительной атмосфере [2-4, 6]. При повышенном содержании кислорода в манганитах возникают катионные вакансии, которые могут размещаться в различных подрешетках.

В настоящей работе приведены результаты исследований структуры и свойств манганитов системы $La_{1-c}Sr_cMn_{0.9}(Ni^{2+}_{0.5}Ge^{4+}_{0.5})_{0.1}O_{3+\gamma}$ ($0.15 \leq c \leq 0.30$), которые удается объяснить с учетом образования при восстановительном отжиге однозарядных ионов кислорода.

Манганиты были синтезированы по керамической технологии. Основные операции и режимы подготовки образцов к спеканию приведены в работе [5]. Спекание осуществлялось на воздухе при 1473 К, время изотермической выдержки составляло 10 часов. Охлаждение образцов происходило вместе с печью. Часть спеченных образцов отжигалась в вакууме при парциальном давлении кислорода в газовой фазе $P_{O2} = 10^{-1}$ Па и температуре T = 1223 К для достижения стехиометрической концентрации кислорода [2,5], другая часть была отожжена в кислородной атмосфере ($P_{O2} = 10^{5}$ Па) при той же температуре.

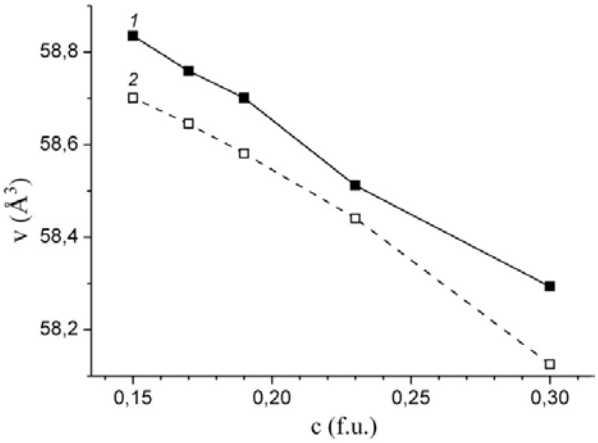


Рис. 1. Объем элементарной ячейки манганитов $La_{1-c}Sr_cMn_{0.9}(Ni^{2+}_{0.5}Ge^{4+}_{0.5})_{0.1}O_{3+\gamma}$ при различном содержании стронция: *1* – исходные образцы; *2* – после отжига при $P_{O2} = 10^{-1}$ Па, T = 1223 К

Объем (v) ромбоэдрической элементарной ячейки манганитов после отжига при пониженном давлении кислорода уменьшился по сравнению с исходными (спеченными) образцами (рис. 1). Таким же образом изменился объем v и у образцов, отожженных в кислороде, однако величина v этих манганитов при $c \geq 0.19$ оказалась больше, чем объем ячейки образцов, отожженных в вакууме.

Эти факты свидетельствуют о том, что механизмы зарядовой компенсации в данных случаях различны.

Для механизма $Mn^{3+} \rightarrow Mn^{4+}$ и сопутствующего образования вакансий в обеих катионных подрешетках структурная формула манганита $La_{1-c}Sr_cMn_{1-x}(Ni^{2+}_{0.5}Ge^{4+}_{0.5})_xO_{3+\gamma}$ при $\gamma << 1$ может быть записана в виде: $\{La^{3+}_{(1-c)(1-\gamma/3)}Sr^{2+}_{c(1-\gamma/3)}\square_{\gamma/3}\}[Mn^{3+}_{(1-x-c-2\gamma)(1-\gamma/3)}Mn^{4+}_{(c+2\gamma)(1-\gamma/3)}Me^{3+}_{x(1-\gamma/3)}\square_{\gamma/3}]O^{2-}_3$, где символ □ обозначает катионную вакансию, а $Me^{3+} = (Ni^{2+}_{0.5}Ge^{4+}_{0.5})$. Изменение объема элементарной ячейки (Δv) после восстановительного отжига, приводящего содержание кислорода к стехиометрическому, вычисленное по алгоритму, приведенному нами ранее [5], при изменении индекса нестехиометрии на величину $\Delta\gamma$ описывается формулой:
$\Delta v(Å^3) \approx 3v^{2/3}(-0.249+0.022c+0.012x)\Delta\gamma$.

При восстановлении $\Delta\gamma < 0$, а поскольку $c \leq 0.30$, $x = 0.10$, то теоретически должно быть $\Delta v > 0$, в то время как по данным эксперимента объем после вакуумного отжига уменьшился. В случае иного распределения катионных вакансий объем ячейки теоретически все равно должен увеличиться при восстановлении. В результате окисления величина γ возрастает, а объем, соответственно, становится меньше.

При восстановительном отжиге эффективным, с точки зрения уменьшения объема элементарной ячейки, был бы механизм образования вакансий в анионной подрешетке, но это представляется нереальным в наших условиях, поскольку в исходных образцах $\gamma > 0$ и, кроме того, возникновение кислородных вакансий привело бы к резкому снижению магнитных параметров [3,4,6], чего на самом деле не произошло: намагниченность и температура Кюри изменились очень слабо, а у некоторых образцов даже увеличились (табл. 1).

Таблица 1. Намагниченность в поле 5.6 кЭ при 80 K (σ) и температура Кюри (T_c) исходных и отожженных образцов манганитов: I – исходные образцы; II – отожженные в вакууме

Содержание стронция «c»	σ, emu/g		T_c, K		ε
	I	II	I	II	II
0.15	73.3	73.4	248	244	0.25
0.17	75.1	74.7	235	231	0.21
0.19	75.7	76.2	249	247	0.22
0.25	83.9	85.1	218	228	0.34
0.30	79.8	79.8	209	209	0.31

В случае образования однозарядных ионов кислорода структурная формула манганитов будет иметь вид:
$\{La^{3+}_{1-c}Sr^{2+}_{c}\}[Mn^{3+}_{1-c-x+\varepsilon}Mn^{4+}_{c-\varepsilon}(Ni^{2+}_{0.5}Ge^{4+}_{0.5})_x]O^{2-}_{3-\varepsilon}O^{-}_{\varepsilon}$.

По методике, предложенной в [5], найдем, что изменение объема элементарной ячейки при возникновении ионов O^- составит: $\Delta v_\varepsilon(Å^3) \approx -0.036\ \varepsilon v^{2/3}$. Таким образом, образование однозарядных ионов кислорода (дырок кислородного типа) при восстановительном отжиге должно приводить к уменьшению объема элементарной ячейки, что и соответствует экспериментальным данным, по которым вычислены значения концентрации однозарядных ионов O^- в отожженных образцах, приведенные в табл. 1.

Одним из факторов, влияющих на электромагнитные параметры манганитов, может быть возникновение ферромагнитной связи между ионами $Ni^{2+}(3d^8)$ через анион O^-, тем более что последний, благодаря кулоновским силам, склонен локализоваться вблизи ионов никеля. С другой стороны, ионы Ni^{2+} экранируют Mn^{4+}, препятствуя двойному обменному взаимодействию, а Ge^{4+} разбавляет подрешетку ян-теллеровских ионов Mn^{3+}. Эти факторы, с учетом также и межионных расстояний, объясняют изменения параметров манганитов в зависимости от состава и кислородной нестехиометрии.

1. Э.Л. Нагаев, УФН, **166**(8), 833 (1996).
2. J. Mizusaki, N. Mori, H. Takai, et al., Sol. State Ionics, **129**, 163 (2000).
3. Л.И. Королева, Д.М. Защиринский, Т.М. Хапаева, Л.И. Гурский, Н.А. Каланда, В.М. Трухан, Р. Шимчак, Б. Крзуманска, ФТТ, **52**(1), 92 (2010).
4. З.Р. Мусаева, А.Г. Баделин, А.М. Смирнов, В.К.Карпасюк, В.И. Пономарев, А.А. Щепеткин, Изв. РАН. Сер.физ., **74**(10), 1523 (2010).
5. D. Merkulov, A. Badelin, S. Estemirova, V. Karpasyuk, Acta Physica Polonica A **127**(2), 248 (2015).
6. И.О. Троянчук, С.В. Труханов, Е.Ф. Шаповалова, В.А. Хомченко, ЖЭТФ, **123**(6), 1200 (2003).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ШПИНЕЛЕЙ $(Cu_{0,5}In_{0,5})_{1-x}Fe_xCr_2S_4$ (x=0-0,3)

Т.Г. Аминов, Е.В. Бушева, Г.Г. Шабунина

Институт общей и неорганической химии РАН, Россия, aminov@igic.ras.ru

Способность к образованию протяженных твердых растворов и изоморфным замещениям в катионной подрешетке шпинелей ACr_2S_4 (A= Cd, Cu, Fe, Co) позволяет реализовывать большой диапазон магнитных и полупроводниковых свойств. Для этого в настоящей работе использованы тетрасульфид дихрома железа $FeCr_2S_4$ (ферримагнетик, $T_C \approx$ 170-177 К) и тетрасульфид дихрома меди-индия $Cu_{0,5}In_{0,5}Cr_2S_4$ (антиферромагнетик, T_N = 28 К) [1]. Магнитные свойства синтезированных образцов $(Cu_{0,5}In_{0,5})_{1-x}Fe_xCr_2S_4$ (x = 0; 0,05; 0,1; 0,15; 0,2; 0,3) изучали с помощью прибора Quantum Design PPMS-9 в температурном интервале 5 – 300 К в постоянном (100 Э) и переменном (от 10 до 10000 Гц, 1 Э) магнитном поле.

Измерения намагниченности $Cu_{0,5}In_{0,5}Cr_2S_4$ в интервале от комнатной до гелиевой температуры в магнитном поле H = 40 кЭ показали, что соединение является типичным антиферромагнетиком с температурой Нееля $T_N \approx$ 28 К. Антиферромагнетизм $Cu_{0,5}In_{0,5}Cr_2S_4$ следует из линейного характера полевой зависимости намагниченности при T = 5 К и отрицательного знака парамагнитной температуры Кюри θp = –58 К, полученной экстраполяцией линейной части обратной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ до ее пересечения с осью температур.

На рис. 1 показаны температурные зависимости намагниченности $\sigma(T)_{ZFC}$ и $\sigma(T)_{FC}$ состава $Cu_{0,475}In_{0,475}Fe_{0,05}Cr_2S_4$ для интервала 5 – 300 К в слабом магнитном поле H = 100 Э. Там же на врезке представлены полевые зависимости намагниченности образца при T = 5 и 100 К. Как видно, при T = 5 К кривая σ(H) является типичной для суперпарамагнетика, хотя измеряемый состав x = 0,05 по закладке очень близок к однородному антиферромагнетику $Cu_{0,5}In_{0,5}Cr_2S_4$, рассмотренному выше, и не должен от него сильно отличаться. Наиболее вероятной причиной наблюдаемого различия является дисперсия магнитных частиц (по составу и размерам), вначале неравномерно распределенных в матрице однородного антиферромагнетика $Cu_{0,5}In_{0,5}Cr_2S_4$. Как следует из рис. 1, наиболее крупные магнитные частицы могут быть охарактеризованы эффективной температурой Кюри T =75 К, отсчитываемой по правому крылу кривой $\sigma(T)_{ZFC}$. Тогда температура, отсчитываемая по левому крылу кривой $\sigma(T)_{ZFC}$ будет соответствовать возвратному переходу в спин-стекольное состояние для крупных, почти бесконечных, ферримагнитных кластеров, содержащих малые частицы или отдельные спин-стекольные кластеры в количестве, обеспечивающем измеряемую эффективную температуру Кюри.

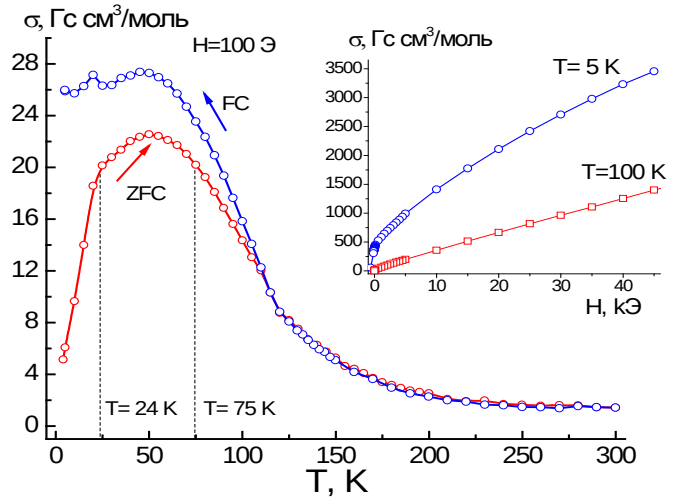


Рис.1. Температурные и полевые зависимости намагниченности для $Cu_{0,475}In_{0,475}Fe_{0,05}Cr_2S_4$

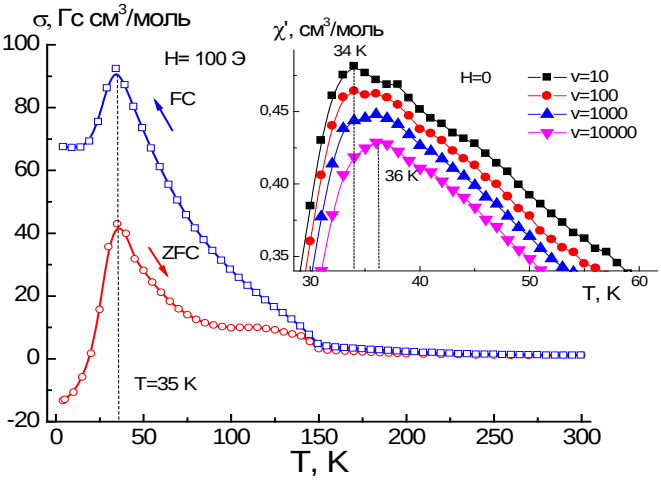


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности для $Cu_{0,4}In_{0,4}Fe_{0,2}Cr_2S_4$ в постоянном и переменном поле.

Спин-стекольный пик при измерении динамической магнитной восприимчивости с амплитудой H = 1 Э оставался столь же размытым, как и в случае статического метода измерения в поле H = 100 Э (рис.1). Это свидетельствовало о том, что магнитная неоднородность образца с x = 0.05 не зависит от используемого метода измерения, а обусловлена технологией получения образца.

На рис.2 приведены температурные зависимости намагниченности $\sigma(T)_{ZFC}$ и $\sigma(T)_{FC}$ твердого раствора $Cu_{0,4}In_{0,4}Fe_{0,2}Cr_2S_4$ в слабом магнитном поле H = 100 Э. Пики на кривых $\sigma(T)_{ZFC}$ и $\sigma(T)_{FC}$ здесь менее размыты, чем в случае образца $Cu_{0,475}In_{0,475}Fe_{0,05}Cr_2S_4$. Этот результат является следствием большей магнитной однородности образцов.

Как и для рис.1, пики на температурных зависимостях намагниченности $\sigma(T)_{ZFC}$ и $\sigma(T)_{FC}$ твердого раствора $Cu_{0,4}In_{0,4}Fe_{0,2}Cr_2S_4$ (рис.2) относятся к спиновому стеклу, образованному суперпарамагнитными кластерами, которые в этом случае являются гораздо более крупными, приближаясь по размерам к бесконечному ферримагнитному кластеру. На врезке к рис. 2 отчетливо видна частотная зависимость действительной части магнитной восприимчивости, которая свидетельствует о кластерной природе полученных спиновых стекол. Таким образом, особенности замещения А-ионов в $Cu_{0,5}In_{0,5}Cr_2S_4$ ионами Fe^{2+} в районе x = 0 – 0,3 находят свое отражение в характере концентрационных магнитных переходов.

1. Королева Л.И. Магнитные полупроводники. Москва: МГУ, 2003. 304 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18- 03-01070.

ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НАНОЧАСТИЦ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ СООТНОШЕНИЯ Mn-Zn В МАРГАНЕЦ-ЦИНКОВЫХ ФЕРРИТАХ

Н.Е. Гервиц, К.О. Фунтов, С.С. Старчиков, И.С. Любутин

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова,
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Москва 119333, Россия

Мягкие магнитные материалы широко используются в разнообразных устройствах, например, в магнитных катушках, трансформаторах, коммутаторах. Однако их магнитные свойства не идеальны для поставленных целей и существует запрос от промышленности на более совершенные материалы, в особенности, в области высоких частот: необходимо уменьшение размеров и увеличение эффективности передачи энергии [1]. Одним из способов достижения поставленных целей является изготовление материала путем прессовки наночастиц, что позволяет получить материалы со свойствами, близкими к теоретическим [2].

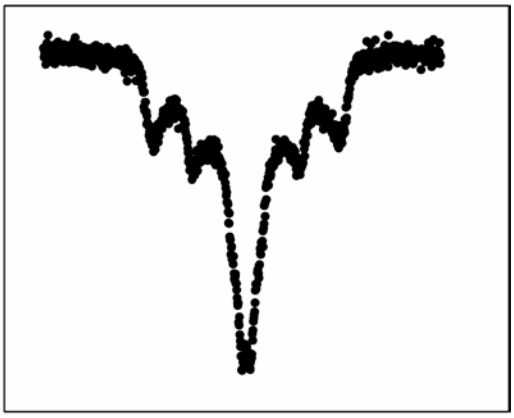


Рис.1. Мессбауэровский спектр феррита состава $Mn_{0.2}Zn_{0.8}Fe_2O_4$ при 90 К.

В данной работе были синтезированы и исследованы методами TEM, XRD, SEM, электронной дифракции и мессбауэровской спектроскопии наночастицы ферритов-шпинелей серии $Mn_{1-x}Zn_xFe_2O_4$, где x = {0.0, 0.2, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.0}. С помощью мессбауэровской спектроскопии изучено распределение катионов по различным кристаллографическим узлам, степень монодисперсности образцов, магнитные и суперпарамагнитные свойства, а также их зависимость от концентрации цинка.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства научных организаций (соглашение № 007-ГЗ/Ч3363/26) и Российского научного фонда (Project No. 14-12-00848-Р).

1. H. Shokrollahi, K. Janghorban Soft magnetic composite materials (SMCs) J. Mat. Process. Technol., 189 (2007)
2. I.P. Gilbert, V. Moorthy, S.J. Bull, J.T. Evans, A.G. Jack, Development of soft magnetic composites for low-loss applications, J. Magn. Magn. Mater., 242–245 (2002)

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДОВ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

Д.В. Гладких, Ю.И. Диканский

Северо-Кавказский федеральный университет, Россия

Важным вопросом в исследовании магнитных коллоидных систем является изучение особенностей намагничивания таких сред и релаксационных процессов намагничивания в них, информация о которых необходима при разработке конкретных приложений. Очевидно, что особенности кинетики намагничивания могут быть связаны, наряду с другими факторами и с диполь-дипольным взаимодействием частиц. В свою очередь межчастичное взаимодействие может иметь свои особенности в приповерхностных слоях коллоида. Ранее исследованию магнитного взаимодействия наночастиц было уделено достаточно большое внимание как отечественными, так и зарубежными исследователями [1, 2], анализ которого, наряду с другими подходами, осуществлялся при использовании полученных экспериментально температурных зависимостей магнитной восприимчивости магнитных коллоидов [3-5]. Одним из факторов, влияющим на процессы намагничивания, может быть влияние поверхностных явлений, например, при заполнении коллоидом пористых матриц. Однако исследования, посвященные особенностям намагничивания областей магнитного коллоида, расположенных вблизи его границ, а также кинетики намагничивания коллоида вблизи межфазных поверхностей до настоящего времени практически не предпринимались.

В настоящей работе приводятся результаты начатых нами исследований особенностей намагничивания магнитных коллоидов, обусловленные влиянием межфазных явлений.

Измерение магнитной восприимчивости проводилось мостовым методом в диапазоне частот от 12 Гц до 10 кГц с помощью установки, аналогичной описанной в [6], позволяющей проводить измерения в широком температурном интервале (от 77 до 380 K).

В качестве объектов исследования было использовано 2 образца магнитного коллоида на основе керосина одинаковой концентрации ($\varphi = 9,4\%$) с различным средним размером дисперсных частиц – 19 нм (образец №1) и 9 нм (образец №2). В дальнейшем этими магнитными коллоидами пропитывались до насыщения пористые тела, в качестве которых использовались кварцевый песок и кремнеземный шнур, плотно заполняющие измерительный контейнер.

Проведенные исследования показали, что температурная зависимость магнитной восприимчивости обоих образцов магнитного коллоида имеет максимум (рис. 1). При этом, как видно из рисунка, температура,

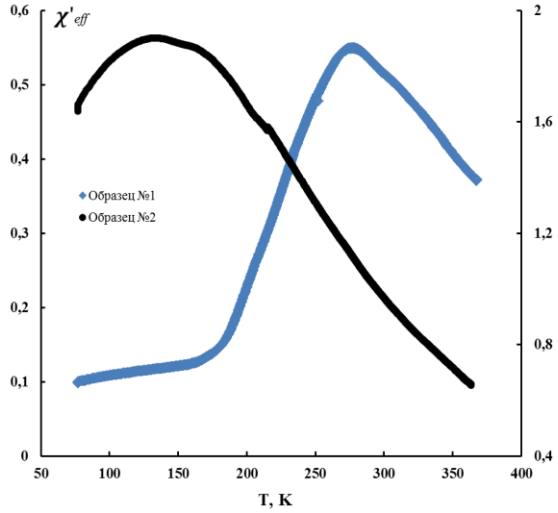


Рис. 1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости образцов магнитного коллоида.

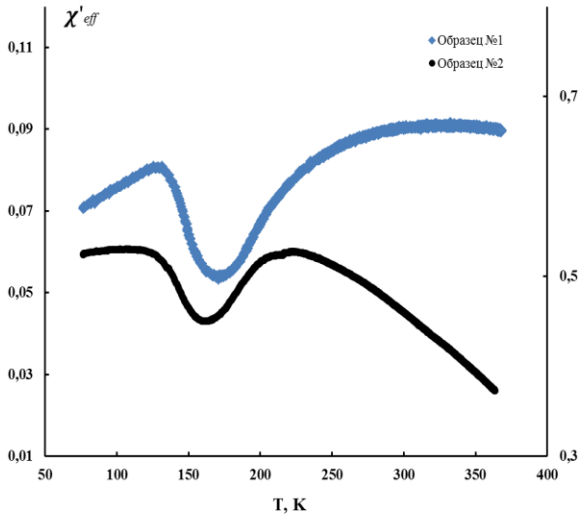


Рис. 2. Температурная зависимость магнитной восприимчивости образцов магнитного коллоида при воздействии внешнего постоянного магнитного поля, параллельного измерительному. H = 9,7 кА/м.

соответствующая максимуму, для образца № 1 находится в области, соответствующей жидкому состоянию ($\sim 270\,K$), а для образца № 2 оказывается значительно более низкой ($\sim 130\,K$) и соответствующей твердому состоянию магнитного коллоида. Дополнительное воздействие постоянным магнитным полем, сонаправленным с измерительным, для образца №1 смещает максимум в область более высоких температур ($\sim 330\,K$) (рис. 2), в то время как для образца №2 положение максимума смещается в область более низких температур ($\sim 110\,K$).

Исследованные образцы магнитного коллоида также по-разному ведут себя при пропитывании ими пористых образцов. Для пористых сред, пропитанных образцом №1, наблюдается значительное смещение максимума температурной зависимости магнитной восприимчивости в область более высоких температур (рис. 3) по сравнению с его положением для магнитного коллоида. Причем, наиболее сильное смещение наблюдается для образца, представляющего собой кремнеземный шнур, пропитанный магнитным коллоидом.

В случае пористых сред, пропитанных магнитным коллоидом №2, положение максимума температурной зависимости магнитной восприимчивости практически не изменяется (рис. 4) по сравнению с его положением для образца магнитного коллоида.

Обнаруженные отличия температурных зависимостей магнитной восприимчивости пористых сред, пропитанных магнитным коллоидом, по-видимому, связаны с различным средним размером дисперсных частиц в образцах №1 и №2 магнитного коллоида. Средний размер частиц в образце

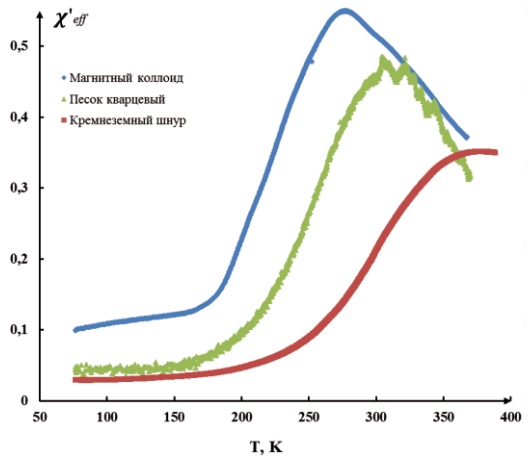


Рис. 3. Температурная зависимость магнитной восприимчивости пористых сред, пропитанных магнитным коллоидом (образец №1).

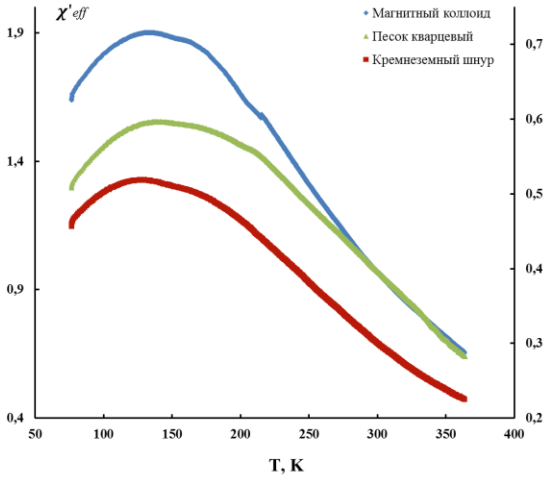


Рис. 4. Температурная зависимость магнитной восприимчивости пористых сред, пропитанных магнитным коллоидом (образец №2).

№1 19 нм и для них реализуется броуновский механизм релаксации. Поэтому максимум температурной зависимости магнитной восприимчивости (рис. 1) наблюдается при температуре, соответствующей разблокировке броуновских степеней свободы. При насыщении данным образцом магнитного коллоида пористых сред дисперсные частицы оказываются находящимися в условиях ограниченного пространства. Это приводит к значительному уменьшению коэффициента броуновской диффузии и, соответственно, к увеличению времени релаксации и, следовательно, температуры максимума зависимости $\chi'_{eff}(T)$ (рис. 3).

Для образца №2 наличие максимума температурной зависимости восприимчивости в области, соответствующей твердому состоянию, может быть объяснено переходом частиц из суперпарамагнитного состояния в магнитожесткое. Таким образом, для дисперсных частиц в данном образце реализуется неелевский механизм релаксации, который не изменяется при насыщении магнитным коллоидом пористых сред. Этим и объясняется неизменность положения максимума температурной зависимости восприимчивости $\chi'_{eff}(T)$ для исследованных пористых сред (рис. 4).

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации и РФФИ (грант № 18-03-00279).

1. Wei D., Patey G.N., Phys. Rev. Lett., **68**, 2043 (1992).
2. Levesqye D., Weis J.J., Phys. Rev. E., **49**, 5131 (1994).
3. Groh B., Dietrich S., Phys. Rev. E., **57**, 4535 (1998).
4. L.Yu. Iskakova, A.Yu. Zubarev, J.Magn.Magn.Mater., **252**, 74 (2002).
5. S. Taketomi, Phys. Rev. E, **57**, 3073 (1998).
6. Куникин С.А., Диканский Ю.И., ЖТФ, **80(6)**, 112 (2010).

СПОНТАННЫЙ МАГНЕТИЗМ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ ГИБРИДИЗИРОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИМЕСЕЙ ЖЕЛЕЗА НИЗКОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ (< 0,1 at. %) В КРИСТАЛЛЕ СЕЛЕНИДА РТУТИ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Т.Е. Говоркова[1], В.И. Окулов[1], Л.Д. Паранчич[2]

[1]*Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*
[2]*Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича, Черновцы, Украина*

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований намагниченности электронной системы примесных атомов Fe низкой концентрации в кристалле HgSe. Низкая концентрация примесей (<0,1 at.%) обеспечивает отсутствие межпримесного взаимодействия. При этом в условиях гибридизации электронных состояний в полосе проводимости существует спонтанная спиновая поляризация системы, обусловленная коллективизацией однопримесных состояний. Проявление такого механизма спонтанной спиновой поляризации теоретически было предсказано в работе [1], а затем было обнаружено экспериментально при наблюдении аномального эффекта Холла (АЭХ) в HgSe с примесями Fe [2] и других 3d-переходных элементов (Co, Ni, V, Cr) [3].

При комплексном исследовании электронных свойств селенида ртути с низкой концентрацией 3d-примесей мы получили экспериментальное подтверждение наличия спонтанной спиновой поляризации электронной системы в условиях гибридизации состояний d-оболочки примесного атома и полосы проводимости. Было показано, что существует механизм спонтанной спиновой поляризации, который не связан с межпримесным взаимодействием. Электронная оболочка примесного атома переходного элемента поляризована по спину и при гибридизации ее состояний с состояниями полосы проводимости кристалла образуется единая спонтанно-поляризованная система донорных электронных состояний.

Экспериментально установлено, что зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} от напряженности магнитного поля H для кристалла HgSe с 3d-примесями имеют вид кривых с насыщением, по которым определены значения поля насыщения H_S для каждой примеси. В экспериментах по изучению температурных зависимостей магнитной восприимчивости электронных систем гибридизированных состояний примесей Fe, Co и Ni в кристалле HgSe показано, что в парамагнитной восприимчивости содержится независящая от температуры часть, которая отвечает вкладу спонтанной поляризации. При этом в намагниченности исследуемых примесных систем была определена доля спонтанно-поляризованной электронной плотности в локализованной компоненте гибридизировнных состояний для каждой примеси [4].

Изучение температурных зависимостей примесных вкладов в модули упругости и теплоемкость кристаллов HgSe с низкой концентрацией примесей Fe и Co привело к выявлению закономерностей, в которых проявляется обменное межэлектронное взаимодействие. Показано, что примесный вклад в теплоемкость имеет температурный максимум, форма которого зависит от интенсивности обменного взаимодействия. Наблюдаемая экспериментальная зависимость отвечает такому значению константы взаимодействия, которое свидетельствует о наличии спонтанной спиновой поляризации исследуемой электронной системы. В температурных зависимостях упругих модулей также наблюдались аномалии, связанные с эффектами гибридизации, а полученные значения параметров межэлектронного взаимодействия отвечают существованию спонтанной спиновой поляризации электронов [5].

Цель настоящей работы состояла в прямом экспериментальном обнаружении спонтанного магнетизма при комнатной температуре в полевых зависимостях намагниченности HgSe с низкой концентрацией примесей Fe: $N_{Fe} = 7\cdot10^{18}$см$^{-3}$ (1), $1\cdot10^{19}$см$^{-3}$ (2), $4\cdot10^{19}$см$^{-3}$ (3). Исследовались образцы с такими концентрациями d-примесей, при которых наблюдались ранее изученные эффекты гибридизации и спонтанной спиновой поляризации. Измерения намагниченности при $T = 300$ K в магнитном поле $H \leq 50$ kOe проведены на СКВИД-магнитометре MPMS-5-XL (Quantum Design Co.).

В полевых зависимостях удельной намагниченности образцов 1-3 в силу малости концентраций примесей Fe (<0,1 at. %) вклад диамагнитной восприимчивости решетки является существенным. На фоне диамагнитного вклада в полной намагниченности исследуемой системы наблюдалось слабое отклонение от линейности в низкополевом интервале измерений. Для выделения вклада от гибридизированных примесных состояний атомов Fe, связанного со спонтанным магнетизмом, из экспериментальных данных $M(H)$ вычиталась линейная зависимость от напряженности поля, включающая диамагнетизм матрицы. Для построения данной линейной зависимости проводилась подгонка высокополевой намагниченности (H = 40-50 kOe), а затем определялся диамагнитный вклад χH в полную намагниченность. С помощью выражения $m(H)_{exp} = m_0 + \chi H$ (где $m(H)_{exp}$ – полная намагниченность, m_0 - намагниченность, обусловленная спонтанным моментом, χH – диамагнитная часть) для всех концентраций примесей Fe получены зависимости $m_0(H)$, имеющие вид кривых намагничивания с насыщением, характерный для магнитоупорядоченных систем. В исследованных нами образцах угловые коэффициенты зависимостей χH при $T = 300$ K в магнитных полях $H > 40$ kOe соответствуют значениям магнитной восприимчивости χ_d от $-2{,}6\cdot10^{-7}$ до $-2{,}3\cdot10^{-7}$ emu/g·Oe, которые согласуются с известными экспериментальными данными для нелегированного HgSe [6]. Из полученных зависимостей $m_0(H)$ определены магнитные параметры электронной системы гибридизировнных состояний примесей

Fe: намагниченность насыщения M_S, магнитный момент μ_S и поле насыщения H_S (табл.1).

Таблица 1. Магнитные параметры электронной системы гибридизированных состояний примесей Fe низкой концентрации в HgSe.

N_{Fe}, cm^{-3}	M_S, emu/g	μ_S, μ_B/Fe	H_S, kOe	H_S, kOe (АЭХ)	χ_0, emu/g·Oe
$7\cdot10^{18}$	$3{,}0\cdot10^{-5}$	$3{,}5\cdot10^{-3}$	10	13	$-2{,}6\cdot10^{-7}$
$1\cdot10^{19}$	$1{,}8\cdot10^{-5}$	$1{,}5\cdot10^{-3}$	12	14	$-2{,}5\cdot10^{-7}$
$4\cdot10^{19}$	$4{,}3\cdot10^{-6}$	$1{,}0\cdot10^{-4}$	15	16	$-2{,}3\cdot10^{-7}$

Из таблицы видно, что значения поля насыщения H_S, определенные из намагниченности, согласуются с данными, полученными из экспериментов по аномальному эффекту Холла. Тот факт, что магнитный момент μ_S для образца с концентрацией примесей Fe $7\cdot10^{18}$см$^{-3}$ максимален, свидетельствует о согласии с экспериментальными данными по ранее наблюдавшимся эффектам гибридизации и спонтанной спиновой поляризации [2-5].

Впервые в системе HgSe с низкой концентрацией примесей Fe (<0,1 at.%) при комнатной температуре наблюдались кривые намагничивания с насыщением, характерные для магнитоупорядоченных систем гибридизированных состояний. Обнаруженный спонтанный магнетизм примесной электронной системы является прямым экспериментальным подтверждением выявленных ранее закономерностей, связанных с наличием спонтанной спиновой поляризации электронной системы гибридизированных состояний (АЭХ, вклад спинового упорядочения электронных состояний примесей в магнитную восприимчивость, аномальные температурные зависимости примесных вкладов в теплоемкость и модули упругости). Полученные значения магнитных параметров исследуемой электронной системы свидетельствуют о наличии слабого ферромагнетизма, природа которого связана с прямым обменным взаимодействием электронов в гибридизированных состояниях.

Магнитные измерения проведены в ЦКП «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5 и проекту № 18-10-2-6 Программы УрО РАН при поддержке РФФИ (грант № 15-02-08909).

1. V.I. Okulov, E.A. Pamyatnykh, V.P. Silin, LTP, **37**, 798 (2011).
2. V.I. Okulov, A.T. Lonchakov, et al., JETP Lett., **96**, 405 (2012).
3. V.I. Okulov, A.T. Lonchakov, et al., Sol. State Phen., **233-234**, 456 (2015).
4. T.E. Govorkova, V.I. Okulov et al., LTP, **41**, 154 (2015).
5. T.E. Govorkova, I.V. Zhevstovskikh, V.I. Okulov et al., LTP, **43**, 508 (2017).
6. J.K. Furdyna, J. Kossut. Diluted Magnetic Semiconductors. New York: Academic (1988).

МИКРОСТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ОБЪЕМНЫХ АМОРФНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ СПЛАВА $Co_{58}Ni_{10}Fe_5B_{16}$ Si_{11}

Е.А. Денисова[1,2], С.В. Телегин[3], С.В. Комогорцев[1], И.В. Немцев[4], Р.С. Исхаков[1], Г.Ю. Юркин[1,2], Л.А. Кузовникова[5], Н.А. Шепета[2]

[1]*Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Российская федерация*
[2]*Сибирский федеральный университет, Российская федерация*
[3]*Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М.Ф. Решетнева, Красноярск, Российская федерация*
[4]*Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук», Российская федерация*
[5]*Красноярский институт железнодорожного транспорта – филиал ИрГУПС*

В работе представлены результаты исследования микроструктуры и магнитных свойств объемных аморфных $Co_{58}Fe_5Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ покрытий, композиционных материалов $Co_{58}Fe_5Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ –Al_2O_3 и $Co_{58}Fe_5Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ –ZrO_2, изготовленных методом плазменного напыления. Ранее было установлено, что наилучший уровень магнитных характеристик сплавов на основе кобальта для экранирования электро-магнитного излучения может быть получен в случае определенного соотношения аморфной и нанокристаллической фаз в материале. Такая аморфно-кристаллическая структура может быть получена несколькими методами: либо при нагреве аморфного сплава, либо на ранних стадиях кристаллизации в условиях резкого охлаждения расплава. В нашей работе использованы оба подхода: изучена модификация структуры и магнитных характеристик объемных наноструктурированных сплавов $Co_{58}Fe_5Ni_{10}B_{16}Si_{11}$, при изменении скорости закалки покрытий и под воздействием термообработки первоначально аморфного сплава. Скорость закалки изменялась посредством варьирования температуры подложки (Ts) от 20°C до 400°C. Термообработка проводилась в течение 30 минут в атмосфере аргона.

Полученные образцы исследовались методами электронной микроскопии и рентгеновской дифракции. На рис. 1 представлено РЭМ изображение композиционного покрытия и EDX-карта распределения элементов в нем. Установлено, при температуре отжига ($T_{от}$) или температуре подложки менее 400°C покрытия из сплава $Co_{58}Fe_5Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ остаются рентгено-аморфными. Магнитофазовый анализ проводился по термомагнитным кривым. Обнаружено, что сплав $Co_{58}Fe_5Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ в аморфном состоянии во всех типах объемных материалов представляет собой гетерофазную систему, в которой фаза 1 с температурой Кюри T_{C1}=550К является матрицей с объемной долей 90%, с включениями фазы 2 с T_{C2}=840К. При повыше-

нии $T_{от}$ до 400 ^{oC} происходит инверсия матрицы. Выделение дополнительной фазы с T_{C3}=640К при Тот=300°С приводит к увеличению магнитной проницаемости до $20{\cdot}10^3$ и уменьшению коэрцитивной силы до 0,1Э. Установлено, что наблюдаемые в аморфном сплаве $Co_{58}Fe_5Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ фазовые превращения в композиционном покрытии происходят при тех же температурах отжига.

Методом корреляционной магнитометрии определены характеристики микромагнитной структуры композиционных покрытий (размер стохастического магнитного домена R_L, величина средней анизотропии в этой области $<H_a>$, величина локальной анизотропии зерна H_a, средний размер зерен R_c и степень их анизомерности. Исследована кинетика фазового превращения по величине поля локальной анизотропии, определена энергия активации E_a=2,8 эв. Изготовление композиционных покрытий $Co_{58}Fe_5Ni_{10}B_{16}Si_{11}$–$Al_2O_3$ и $Co_{58}Fe_5Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ –ZrO_2, в которых слои металла разделены слоями диэлектрика, позволило увеличить электросопротивление покрытия в несколько раз, что сдвигает границу рабочих частот в мегагерцовый диапазон. Определены режимы плазменного напыления, позволяющие изготавливать объемные аморфные или нанокристаллические материалы с сохранением структуры и основных магнитных характеристик исходных порошков.

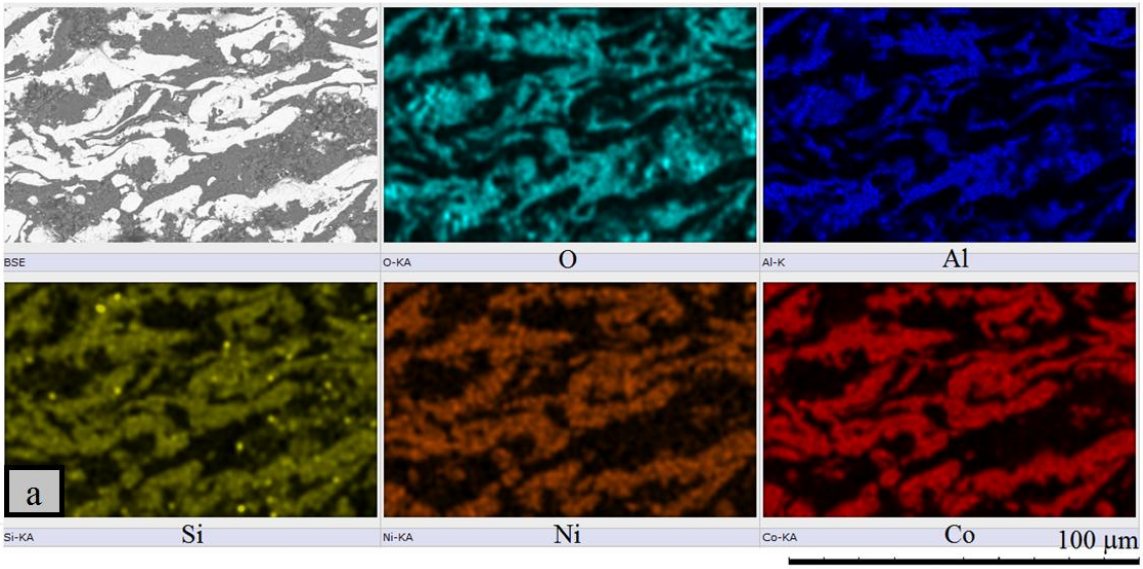


Рис.1. РЭМ – изображение композиционного покрытия $Co_{58}Fe_5Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ –Al_2O_3 и EDX карты распределения элементов в покрытии.

ЕСТЕСТВЕННОЕ СТАРЕНИЕ La-Sr МАНГАНИТОВ С КОМБИНИРОВАННЫМ ЗАМЕЩЕНИЕМ МАРГАНЦА РАЗНОВАЛЕНТНЫМИ МЕТАЛЛАМИ

А.Г. Баделин[1], И.М. Державин[1], В.К. Карпасюк[1], Д.И. Меркулов[1], С.Х. Эстемирова[2,1]

[1]*Астраханский государственный университет, 414056, Астрахань, Россия*
[2]*Институт металлургии УрО РАН, 620016, Екатеринбург, Россия*

Временная стабильность основных параметров функциональных магнитных материалов является одним из важнейших условий их применения в различных устройствах магнитной и спиновой электроники. Несмотря на огромное количество работ, посвященных разработкам и исследованиям перовскитоподобных манганитов, обладающих колоссальным магнитосопротивлением, гигантской магнитострикцией и другими интересными свойствами, публикации о процессах старения объемных керамических образцов этих материалов весьма немногочисленны. В работах [1,2] приведены данные об изменениях электромагнитных и структурных характеристик керамических манганитов с двух- и четырехвалентными заместителями марганца за продолжительное время хранения и после многократного термоциклирования.

В настоящей работе представлены результаты исследования естественного старения манганитов системы $La_{1-c}Sr_cMn_{0.900}Zn_{0.050}Ti_{0.050}O_3$ (c = 0.15, 0.17, 0.19) в процессе длительного хранения (в течение 20 месяцев) при комнатной температуре. Манганиты были синтезированы по керамической технологии. Спекание осуществлялось на воздухе при 1473 К, время изотермической выдержки составляло 10 часов. Охлаждение образцов происходило вместе с печью.

Данные об изменениях структурных и магнитных характеристик образцов приведены в таблицах 1 и 2.

Таблица 1. Объем элементарной ячейки (V) манганитов в исходном состоянии и через 20 месяцев

Состав	V, Å^3	
	Исходное состояние	Через 20 месяцев
$La_{0.850}Sr_{0.150}Mn_{0.900}Zn_{0.050}Ti_{0.050}O_3$	354.582(9)	354.113 (9)
$La_{0.830}Sr_{0.170}Mn_{0.900}Zn_{0.050}Ti_{0.050}O_3$	354.35(1)	354.074 (9)
$La_{0.810}Sr_{0.190}Mn_{0.900}Zn_{0.050}Ti_{0.050}O_3$	353.79(8)	353.242 (9)

Как следует из приведенных данных, объем элементарной ячейки манганитов за время хранения уменьшился, намагниченность

незначительно увеличилась (максимум на 6%). Точка Кюри у образцов с содержанием стронция с ≥ 0.17 повысилась в пределах 10%, а при с = 0.15 – изменилась в сторону уменьшения в пределах погрешности измерения.

Таблица 2. Намагниченность в поле 5.6 кЭ при температуре 80 К и точка Кюри манганитов: I – в исходном состоянии; II – через 20 месяцев

Состав	σ, Гс×см^3/г		T_c, К	
	I	II	I	II
$La_{0.850}Sr_{0.150}Mn_{0.900}Zn_{0.050}Ti_{0.050}O_3$	48,4	48,9	203	196
$La_{0.830}Sr_{0.170}Mn_{0.900}Zn_{0.050}Ti_{0.050}O_3$	45,0	48,0	185	193
$La_{0.810}Sr_{0.190}Mn_{0.900}Zn_{0.050}Ti_{0.050}O_3$	46,6	47,6	178	197

Качественно подобные результаты были получены для некоторых Ga-замещенных манганитов эквивалентных составов.

Очевидно, после охлаждения от температуры спекания образцы находились в термодинамически неравновесном состоянии. Переход в энергетически более выгодное состояние должен сопровождаться поглощением кислорода [3,4], вызывающим переход $Mn^{3+} \rightarrow Mn^{4+}$ и приводящим к образованию катионных вакансий. В результате объем элементарной ячейки манганитов уменьшается, а концентрация пар ионов (Mn^{4+},Mn^{3+}), связанных двойным обменным взаимодействием, возрастает, что обусловливает повышение ферромагнитных характеристик. Конкурирующими факторами являются уменьшение магнитного момента ионов марганца и разбавление октаэдрической подрешетки вакансиями. Другими факторами, влияющими на процессы старения, могут быть: перераспределение катионов по вакантным узлам подрешеток [4,5]; релаксация упругих напряжений.

Полученные результаты свидетельствуют о важной роли окислительных процессов в естественном старении изученных манганитов и о весьма незначительном изменении их магнитных параметров в течение двадцати месяцев.

1. D. Merkulov, A. Badelin, S. Estemirova, and V. Karpasyuk, The European Conference “Physics of magnetism 2017”, Poznań, Poland: Abstracts, 147 (2017).
2. A.G. Badelin, Z.R. Datskaya, S.Kh. Estemirova, V.K. Karpasyuk, D.I. Merkulov, Moscow International Symposium on Magnetism, Moscow: Book of Abstracts, 890 (2017).
3. J. Mizusaki, N. Mori, H. Takai et al., Solid State Ionics, **129,** 163 (2000).
4. З.Р. Мусаева, А.Г. Баделин, А.М. Смирнов, В.К.Карпасюк, В.И. Пономарев, А.А. Щепеткин, Изв. РАН. Сер.физ., **74**(10), 1523 (2010).
5. R.A. De Souza, M.S. Islam, E. Ivers-Tiffee, J. Mater. Chem., **9,** 1621 (1999).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $(1 - x)BiFeO_3 - xYMnO_3$

В.И. Михайлов[1], В.Т. Довгий[2], А.И. Линник[1], З.Ф. Кравченко[1], Н.Н. Кулик[3], А.В. Бондарук[3]

[1]ГУ "Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина" г. Донецк
[2] Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАНУ, г. Киев, Украина
[3]Институт физики НАНУ, г. Киев, Украина
e-mail: mikhaylovv55@gmail.com

Интерес к мультиферроикам обусловлен, с одной стороны, фундаментальными свойствами этих материалов, с другой стороны ожидается практическое применение в таких областях, как сенсорная техника, спинтроника и логические устройства [1,2].

Среди мультиферроиков наиболее интересным является $BiFeO_3$. Установлено, что в чистом $BiFeO_3$ имеют место три температурных фазовых перехода: ферроэлектрический при T_{FE} ~1100 K, антиферромагнитный при T_N = 643 K, а также сегнетоэластический при T_{SE}~1193K [1]. $BiFeO_3$ относится к высокотемпературным мультиферроикам, перспективным для практического применения. Но, как известно, он является антиферромагнетиком вследствие геликоидального магнитного упорядочения вдоль оси [111]. Чтобы $BiFeO_3$ проявил свойства мультиферроика, т.е. чтобы разрушить геликоидальную спиновую структуру, необходимо к объемному материалу приложить магнитное поле порядка 20 T [1]. Существуют различные способы разрушить геликоидальную структуру. Например, получение тонких пленок из $BiFeO_3$ [2,3].

В последние годы появилось много работ по системам твердых растворов на основе $BiFeO_3$ [2,3]. Структурные изменения в твердых растворах $BiFeO_3$ – $YMnO_3$ достаточно подробно описаны в работе [2]. Но в ней не исследовались магнитные свойства этих твердых растворов. В работе [3] были получены тонкие пленки $(1-x)BiFeO_3$ – $xYMnO_3$ (x= 0; 0.05; 0.1 и 0.15) на подложке $(001)SrTiO_3$ методом импульсного лазерного напыления. При комнатной температуре были получены петли магнитного гистерезиса M(H). Максимальная намагниченность наблюдалась для x=0.1, она уменьшалась для x=0.05 и 0.15, а самая маленькая была у пленок $BiFeO_3$.

$BiFeO_3$ и $YMnO_3$ являются антиферромагнетиками и мультиферроиками 1-го типа. В этих мультиферроиках сегнетоэлектричество проявляется при более высоких температурах, чем

магнетизм. Например, в $BiFeO_3$ (T_{FE} ~1100 K, T_N=643K, а в $YMnO_3$ (T_{FE}~914 K, T_N=76 K). Связь между магнетизмом и сегнетоэлектричеством в этих материалах, как правило, довольно слабая. Следует ожидать, что физические свойства твердых растворов $BiFeO_3$ с $YMnO_3$ должны зависеть от концентраций компонентов.

Приготовление образцов и экспериментальная часть

Образцы керамик состава (1-x)$BiFeO_3$ – x$YMnO_3$ были получены по ниттратной технологии.

После разложения нитратов до окислов твердые растворы (1-x)$BiFeO_3$ – x$YMnO_3$ с x= 0.1; 0.2; 0.25; 0.3; 0.35 и 0.5 были синтезированы при T = 600 °C в течение 10 часов. Продукты синтеза после перетирки были спрессованы в таблетки Ø 8 и толщиной d =1.5 мм . Таблетки спекались при T = 1000 °C на воздухе 18 часов.

В работе проведены исследования магнитных свойств системы твердых растворов (керамик) состава (1-x)$BiFeO_3$ – x$YMnO_3$. Цель работы – выяснить особенности магнитного упорядочения в зависимости от концентрации $YMnO_3$.

Запись петель перемагничивания производилась как с помощью вибрационного магнитометра LDJ-9500, так и индуктивно-частотной методики (автогенератор, частота модуляции поля 133 Гц).

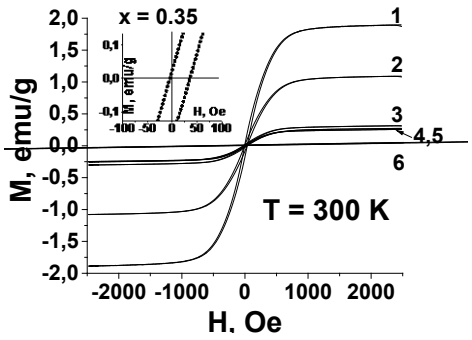


Рис.1. – Петли магнитного гистерезиса, измеренные при T= 300K. Петли 1-6 - для образцов системы (1-x)$BiFeO_3$ - x$YMnO_3$: 1- x=0.35; 2- x=0.2; 3- x=0.25; 4- x=0.3; 5- x=0.1 и 6- x=0.5. На вставке (вверху) показан фрагмент петли гистерезиса для образца 0.65$BiFeO_3$ – 0.35$YMnO_3$.

Из рис.1 видно, что максимальной намагниченности достигает образец с x=0.35. Далее по мере убывания намагниченности M(2.5 кЭ) идут x=0.2 (петля 2), x=0.25 (петля 3), x=0.3 (петля 4), x=0.1 (петля 5) и x=0.5 (петля 6).

По ширине петли магнитного гистерезиса можно сделать вывод, что составы (1-x)$BiFeO_3$ - x$YMnO_3$ (0.1 < x < 0.35) – магнитно–мягкие ферромагнетики, чувствительные к слабому магнитному полю. Поле коэрцитивности для них составляет Hc ~ 20 – 32 Э (см. рис.2).

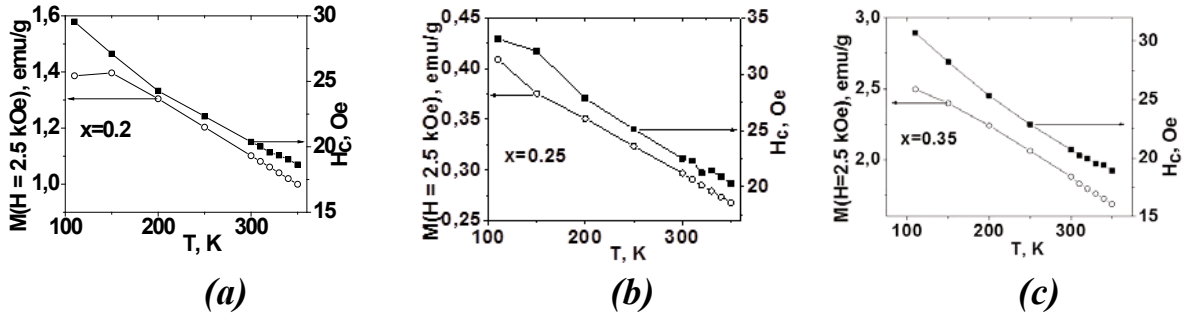


Рис.2 – Температурные зависимости намагниченности M(H=2.5кЭ) = f(T) и поля коэрцитивности H_c (T) для образцов (1-x)$BiFeO_3$ - x$YMnO_3$ с x=0.2 *(a),* x=0.25 *(b),* x=0.35 *(c).*

Для x=0.35 и 0.25 по касательной к точке перегиба кривых $\chi'(T)$, определены температуры ферромагнитного упорядочения. Они оказались равными 549 и 551 К, соответственно (довольно близкие значения).

Обсуждение

За магнитное упорядочение в системе твердых растворов (1-x)$BiFeO_3$ – x$YMnO_3$ могут отвечать как взаимодействие Дзялошинского (в чистом $BiFeO_3$) [1], так и суперобменные взаимодействия Fe-O-Fe, Fe-O-Mn и Mn-O-Mn. Анализ кривых намагниченности M(H) (рис.1) позволяет сделать вывод, что в этой системе в диапазоне концентраций $0.1 < x < 0.35$ наблюдается ферромагнитное упорядочение.

На вставке к рис.1 показан фрагмент петли гистерезиса для образца 0.65$BiFeO_3$ – 0.35$YMnO_3$. Несимметричность петли гистерезиса подтверждает, что в образце кроме ферромагнитной фазы присутствует и антиферромагнитная фаза.

По данным работы [3], в которой исследовались тонкие пленки (1-x)$BiFeO_3$ – x$YMnO_3$, максимум намагниченности соответствует составу с x=0.1. Исследование керамических объемных образцов этой же системы в данной работе показывает, что максимум намагниченности соответствует составу с x=0.35.

Составы (1-x)$BiFeO_3$ - x$YMnO_3$ ($0.1 \leq x \leq 0.35$) – магнитно–мягкие ферромагнетики, чувствительные к слабому магнитному полю. Поле коэрцитивности для них составляет $H_c \sim 20 – 32$ Э (см. рис.2).

1. Звездин А.К., А.П. Пятаков, УФН. **186** (2), 593 (2012).
2. Назаренко А.В., А.Г. Разумная, М.Ф. Куприянов и др., ФТТ. **53** (8), 1523 (2011).
3. Nie Peng-Xiao, Yi-Ping Wang, Ying Yang et al., Energy Harvesting and System. **2** (3-4), 157 (2015).

СИНТЕЗ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛА $PtSn_4$

А.Н. Доможирова[1, 2], А.А. Махнев[1], В.В. Чистяков[1], Е.И. Патраков[1], J.C.A. Huang[3], В.В. Марченков[1, 2]

[1)] *Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия*
[2)] *Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия*
[3)] *National Cheng Kung University, Tainan, Taiwan*

В настоящее время активно исследуются новые квантовые материалы – топологические вейлевские полуметаллы (ТВПМ), для которых характерен необычный перенос заряда на поверхности и в объеме. Квазичастицами в ТВПМ являются «безмассовые» вейлевские фермионы, киральные частицы с «нулевой» эффективной массой, которые защищены топологически. Следовательно, управлять такими квазичастицами можно гораздо быстрее, чем обычными носителями заряда, а вероятность их рассеяния достаточно мала [1, 2]. Таким образом, ТВПМ являются перспективными для создания устройств сверхбыстрой электроники. Согласно [3, 4] интерметаллическое соединение $PtSn_4$ относится к классу ТВПМ. Поэтому получение новой информации о его физических свойствах представляет большой интерес. Цель работы – синтез, исследование электрических, гальваномагнитных и оптических свойств монокристалла ТВПМ $PtSn_4$.

Монокристалл $PtSn_4$ был выращен методом из раствора в расплаве согласно методике, использованной в работе [3], и имел отношение величин электросопротивлений $\rho_{293K}/\rho_{4.2K} \approx 100$. Химический состав образца подтвержден методом рентгеноспектрального микроанализа (РСМА). Микроструктура поверхности изучалась методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ). Электрические и гальваномагнитные свойства измерены общепринятым 4-контактным способом на постоянном токе в интервале температур от 4.2 до 300 K и в магнитных полях до 10 Тл. Показатели преломления n и поглощения k измерены эллипсометрическим методом Битти при комнатной температуре. Значения оптических постоянных n и k использованы для вычисления действительной части $\varepsilon_1(\omega)$ диэлектрической проницаемости и оптической проводимости $\sigma(\omega)$, где ω – циклическая частота световой волны.

Результаты измерения электросопротивления и гальваномагнитных свойств представлены на рисунке 1. Установлено, что температурная зависимость электросопротивления $\rho(T)$ имеет металлический тип, т.е. электросопротивление увеличивается с ростом температуры. Магнитное поле приводит к росту величины удельного сопротивления почти в 3.5 ра-

за. Исследования эффекта Холла показали, что в $PtSn_4$ коэффициент Холла положителен, т.е. преобладает дырочный тип проводимости. Оценены концентрация основных носителей заряда n_{cc} и их подвижность μ. При температуре 4.2 К концентрация носителей тока $n_{cc} \approx 6.7 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$, подвижность $\mu \approx 1.1 \cdot 10^3$ см^2/В·с. Исследования действительной части диэлектрической проницаемости ε_1 монокристалла $PtSn_4$ показали, что основную роль в формировании оптических свойств играет механизм внутризонного ускорения электронов полем световой волны. Кроме того, полученные отрицательные значения ε_1, характеризующей «металличность» вещества, указывают на наличие свободных носителей в $PtSn_4$. Оценена эффективная концентрации носителей заряда $N_{eff} \sim 10^{21}$ см$^{-3}$, что согласуется с данными, полученными из эффекта Холла. Исследование оптической проводимости $\sigma(\omega)$ монокристалла $PtSn_4$ в области энергий фотона $E = 0.1 - 5.0$ эВ указывает на отсутствие резкой границы между областями внутризонного и межзонного поглощения.

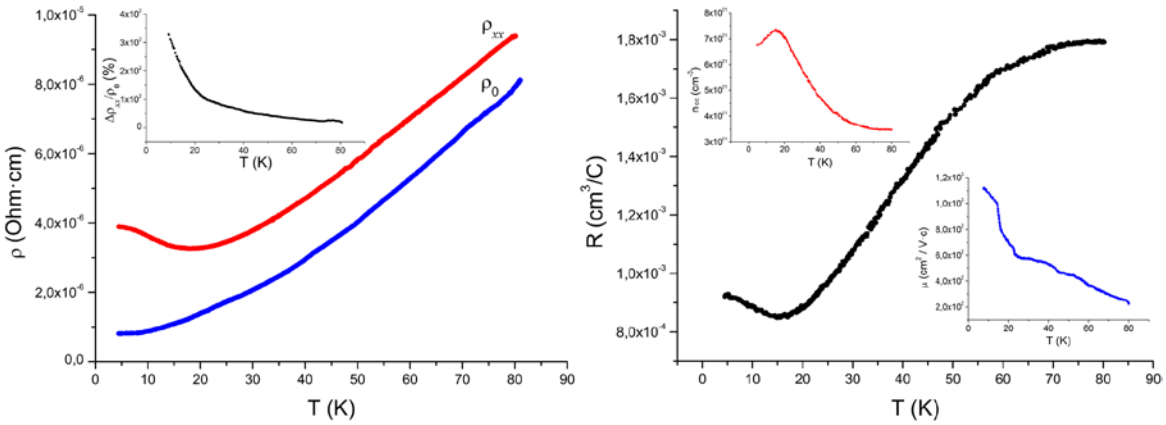


Рис. 1. а) Температурная зависимость удельного сопротивления $PtSn_4$ при H = 0 и в магнитном поле 100 кЭ. На вставке показана температурная зависимость магнитосопротивления $\Delta\rho_{XX} / \rho_0$. б) Температурная зависимость коэффициента Холла монокристалла $PtSn_4$. На вставках показаны температурные зависимости концентрации носителей тока n_{cc} и их подвижности μ.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке РФФИ (проект № 17-52-52008), Правительства Российской Федерации (постановление № 211, контракт № 02.A03.21.0006) и гранта № 14.Z50.31.0025 Министерства образования и науки РФ.

1. S.Y. Xu, I. Belopolski et al. Science, **349**, 613 (2015).
2. Z.K. Liu, L.X. Yang et al. Nature Materials, **15**, 27 (2016).
3. E. Mun, H. Ko et al. Physical Review B, **85**, 035135 (2012).
4. Y. Wu, L. Wang et al. Nature Physics, **12**, 667 (2016).

ВКЛАД ВРАЩАТЕЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ В МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ МОНОКРИСТАЛЛА СПЛАВА $Tb_{0.2}Gd_{0.8}$ В ПОСТОЯННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ДО 14 Тл

Звонов А.И.[1], Кошкидько Ю.С.[2,3], Цвик Я.[2,3], Иванова Т.И.[1], Никитин С.А.[1]

[1]*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*
[2]*Институт низких температур и структурных исследований, Вроцлав, Польша*
[3]*Международная лаборатория высоких магнитных полей и низких температур, Вроцлав, Польша*

Редкоземельные металлы (РЗМ) высокой степени очистки, а также их сплавы между собой представляют огромный интерес для современной науки и техники в связи с открытием в них, в середине прошлого века, гигантских значений магнитной анизотропии, магнитострикции и магнитокалорического эффекта (МКЭ), а также сложных магнитных структур, претерпевающих серьезные изменения при изменении температуры и внешнего поля, приложенного к магнетику.

Особенный интерес для исследований представляет изучение магнитных свойств монокристаллических сплавов, обладающих температурами магнитных фазовых переходов близких к комнатной, и большими значениями магнитокристаллической анизотропии. Одним из классов таких материалов являются сплавы системы Tb-Gd с достаточно высокими концентрациями гадолиния, так как данные сплавы сочетают в себе гигантскую магнитную анизотропию тербия и высокую (близкую к комнатной) температуру магнитного фазового перехода гадолиния.

Гадолиний является коллинеарным ферромагнетиком с кристаллографической осью легкого намагничивания *c*. Магнитное упорядочение в гадолинии разрушается при температуре Θ_1 = 293 K [1-5].

В тербии с ростом температуры наблюдается два магнитных фазовых перехода: переход из ферромагнитного в геликоидальное антиферромагнитное (ГАФМ) состояние при температуре Θ_1 = 221 K, и магнитный фазовый переход, из ГАФМ фазы в парамагнитное состояние, наблюдается при температуре Θ_2 = 228 K. Приложение внешнего магнитного поля уменьшает температурную область существования ГАФМ фазы за счёт увеличения Θ_1 и уменьшения Θ_2. Полностью ГАФМ фаза в тербии подавляется во внешнем магнитном поле 180 Э. Осью легкого намагничивания в тербии является кристаллографическая ось *b* (базисная плоскость) [1-5].

Сплавы системы Tb-Gd образуют сплошной ряд твердых растворов замещения с кристаллической структурой P_{63}/mmc при любой концентрации компонентов.

Целью данной работы являлось определение вклада вращательного МКЭ в общий МКЭ сплава $Tb_{0,2}Gd_{0,8}$ в широкой области температур в полях до 14 Тл.

Исследуемый монокристалл был выращен методом Чохральского из исходного сплава, который был получен методом индукционной плавки из тербия и гадолиния чистотой не менее 99,9 %, плавка производилась в алундовом тигле, в атмосфере чистого аргона. Сплав подвергался многократной переплавке для гомогенизации. Образец для измерения МКЭ был вырезан из монокристаллического слитка в форме куба со стороной 5 мм, и гранями, перпендикулярными основным кристаллографическим осям. Ориентация образца производилась методом Лауэ. Измерения температурных зависимостей МКЭ проводились на установке для прямого измерения МКЭ, устройство которой подробно приведено в статьях [6,7].

Были произведены измерения температурных зависимостей МКЭ в монокристалле сплава $Tb_{0,2}Gd_{0,8}$ в магнитных полях до 14 Тл вдоль кристаллографической оси *c* (ось трудного намагничивании для данного сплава) и оси *b* (ось легкого намагничивания). Вращательный МКЭ определялся как разность величин МКЭ, измеренных вдоль разных кристаллографических направлений. Обнаружен существенный вклад вращательного МКЭ в общий МКЭ монокристалла сплава $Tb_{0,2}Gd_{0,8}$ в магнитных полях выше поля магнитной анизотропии для соответствующих температур. При температуре Кюри в поле 14 Тл величина вращательного МКЭ составила ~3 К, при этом общая величина МКЭ составила ~18 К.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 16-02-00472 А.

Литература

1. Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М.: Издательство Московского университета. 1989.
2. Белов К.П. Магнитотепловые явления в редкоземельных магнетиках. М.: Наука. 1990.
3. Тейлор К., Дарби М. Физика редкоземельных соединений. М: Мир. 1974.
4. Белов К.П., Левитин Р.З., Никитин С.А. Ферро- и антиферромагнетизм редкоземельных металлов, УФН. 1964. т. 82. вып. 3. С. 449.
5. Burgardt P., Legvold S. Magnetic ordering in terbium alloys. Phys. Rev. B. Vol. 20. № 9 (1979).
6. Rodionov I.D., Koshkid’ko Y.S., Cwik J. et al. Jetp Lett. (2015) 101, 385.
7. Rodionov I.D., Koshkid’ko Y.S., Cwik J. et al. In Physics Procedia, Volume 75, 2015, Pages 1353-1359.

ДИОКСОКОБАЛЬТАТ-ИОНЫ, ВСТРОЕННЫЕ В РЕШЕТКУ АПАТИТА, КАК НОВЫЕ МОНОИОННЫЕ МАГНИТЫ

М.А. Зыкин, А.В. Васильев, А.А. Елисеев, Е.О. Анохин, П.Е. Казин

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва

Подавляющее большинство современных моноионных магнитов (МИМ) представляют собой комплексы d- или f-металлов с объемными органическими лигандами. Как правило, такие комплексы характеризуются низкой температурной и химической устойчивостью на воздухе. В данной работе получены и исследованы новые моноионные магниты на основе изолированных диоксокобальтат-ионов, распределенных в диамагнитной инертной неорганической матрице гидроксоапатита.

В ходе работы методом твердофазного синтеза был получен ряд образцов состава $M_5(PO_4)_3(CoO_2)_x(OH)_{1-2x}$ (M = Ca, Sr, Ba; x меняется от 0 до 0,3). Согласно данным рентгенофазового анализа, все образцы представляют собой практически чистую фазу апатита, при этом наблюдается последовательное изменение параметров решетки с изменением степени замещения *x*. Уточнение структуры поликристаллических образцов методом Ритвельда, а также решение структуры полученного монокристалла кобальтсодержащего стронциевого апатита показало, что кобальт располагается в гексагональных каналах апатита в виде уголкового иона O-Co-O.

Все кобальтсодержащие образцы характеризуются наличием узких пиков на зависимости мнимой компоненты магнитной восприимчивости от частоты, положение которых определяется временем релаксации намагниченности. Время релаксации намагниченности каждого образца демонстрирует классическую для МИМ температурную и полевую зависимости, описываемые несколькими механизмами релаксации: механизм Орбаха, Рамановский механизм, прямая релаксация и квантовое туннелирование, однако наблюдаются существенные различия для серий образцов с различным катионом M апатитовой матрицы.

Так, величина энергетического барьера перемагничивания U_{eff} кальциевых образцов составляет 62 см$^{-1}$ и не зависит от концентрации магнитных ионов, однако диамагнитное разбавление (уменьшение концентрации парамагнитных ионов) позволяет повысить время релаксации за счет подавления туннелирования. При этом в нулевом внешнем магнитном поле медленной релаксации практически не наблюдается, что, вероятнее всего, связано с квантовым туннелированием [1].

Диоксокобальтат-ионы, помещенные в матрицу стронциевого апатита, демонстрируют два типа медленной релаксации: аналогичный релаксации, обнаруженной в кальциевых фосфатах (U_{eff} около 60 см$^{-1}$, релаксация подавлена в отсутствии внешнего поля) и новый более медленный тип, характеризующийся U_{eff} ~ 200-250 см$^{-1}$ и сохраняющийся в нулевом внешнем магнитном поле. Количество центров, релаксирующих по этому второму типу, удается существенно повысить путем отжига в токе кислорода: в образцах с низким содержанием диоксокобальтат-ионов удалось повысить долю медленно релаксирующих центров до 60% [2].

В кобальтсодержащих бариевых фосфатах обнаружен только второй медленный тип релаксации с высотой энергетического барьера перемагничивания 300-387 см$^{-1}$ [3].

Таким образом, в кобальтсодержащих фосфатах со структурой апатита обнаружено два типа медленной релаксации: более быстрый с высотой энергетического барьера перемагничивания U_{eff} порядка 60 см$^{-1}$, подавляющийся в отсутствии внешнего поля, и более медленный с высотой 200-380 см$^{-1}$, сохраняющийся в нулевом внешнем магнитном поле. Для кальциевых образцов обнаружены центры только первого типа, для бариевых – только второго, а для стронциевых одновременно и первого, и второго. При этом содержание центров второго типа в стронциевых фосфатах растет после проведения отжигов в токе кислорода. Тем не менее, центрам и первого, и второго типа соответствуют уголковые парамагнитные диоксокобальтат-ионы.

1. M. Zykin, K. Babeshkin, O. Magdysyuk, E. Anokhin, W. Schnelle, C. Felser, M. Jansen, and P. Kazin, Inorg. Chem., **56**, 14077 (2017).
2. P. Kazin, M. Zykin, W. Schnelle, Y. Zubavichus, K. Babeshkin, V. Tafeenko, C. Felser and M. Jansen, Inorg. Chem., **56**, 1232 (2017).
3. P. Kazin, M. Zykin, L. Trusov, A. Eliseev, O. Magdysyuk, R. Dinnebier, R. Kremer, C. Felser and M. Jansen, Chem. Commun., **53**, 5416 (2017).

Работа выполнена при поддержке грантом РНФ 16-13-10031.

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОРОШКОВ МАНГАНИТОВ ЛАНТАНА, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫМ СИНТЕЗОМ

Иванцов Р.Д.[1], Михайлов М.М.[2], Петров Д.А.[1], Юркин Г.Ю.[1,3], Соколовский А.Н.[4], Эдельман И.С.[1]

[1] *Институт физики им. Л.В. Киренского, Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН, Красноярск, Российская Федерация*

[2] *Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск 634050, Российская Федерация*

[3] *Сибирский Федеральный Университет, Красноярск, Российская Федерация*

[4] *University of Washington, Seattle, Washington 98195, USA*

Исследованы магнитные и магнитооптические свойства порошковых образцов $La_{1-x}Sr_xMnO_3$, изготовленных методом твердотельного синтеза. Манганиты с общей формулой $R_{1-x}M_xMnO_3$, где R-трехвалентный ион лантаноидов, а M-двухвалентный ион щелочноземельных элементов, привлекают значительное внимание, благодаря их экстраординарным свойствам таким, как большое разнообразие электрических и магнитных состояний, сильные корреляции между магнитными и транспортными свойствами, химическая стабильность, и т. д. Они также широко востребованы в качестве магнитных сенсоров, головок жестких дисков, элементов с гигантским магнито-сопротивлением для спинтроники. Использование порошковых образцов и керамики на их основе значительно расширяет функциональные возможности манганитов. Часть авторов настоящей работы разработали ранее твердофазную технологию синтеза порошков манганитов, обладающую высокой производительностью и относительно низкой стоимостью [1]. Целью настоящей работы является изучение температурных зависимостей магнитных свойств порошковых образцов $La_{1-x}Sr_xMnO_3$, синтезируемых по этой технологии, в зависимости от технологических режимов. Для получения дополнительной информации исследован один из наиболее информативных магнитооптических эффектов – магнитный круговой дихроизм (МКД) – в зависимости от температуры и энергии световой волны.

Техника синтеза частиц манганита была представлена в [1]. Были синтезированы две серии образцов $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ в различных режимах. Образцы с одинаковой концентрацией Sr (x=0.175 по закладке) были синтезированы в одностадийном режиме при температурах 900, 1000, и 1200 ^oC. Образцы с x=0.15, 0.175, 0.2, и 0.25, соответственно, были синтезированы в двух стадийном процессе при 800 ^oC в течение 2 часов и затем при 1200 ^oC тоже в течение 2 часов.

Необходимо отметить, что, согласно литературным данным, дифрактограммы фаз манганита весьма незначительно отличаются для разных значений x в интервале 0.15 до 0.6. Например, трудно выявить различия

между дифрактограммами для наночастиц $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ [2] и $La_{0.8}Sr_{0.2}MnO_3$ [3], синтезированных в обоих случаях методом твердотельных реакций. И в нашем случае, рентгенограммы, записанные с помощью дифрактометра Shimadzu XRD 6000, не позволили идентифицировать однозначно магнитные фазы в порошках, синтезированных в различных режимах. Поскольку температура Кюри (T_c) манганитов весьма чувствительна к специфической магнитной фазе и, таким образом, к отношению концентраций La и Sr, информация о фазовом составе порошков в зависимости от условий синтеза была получена с помощью температурных зависимостей намагниченности M(T) и их производных по температуре dM(T)/dT (Рис. 1).

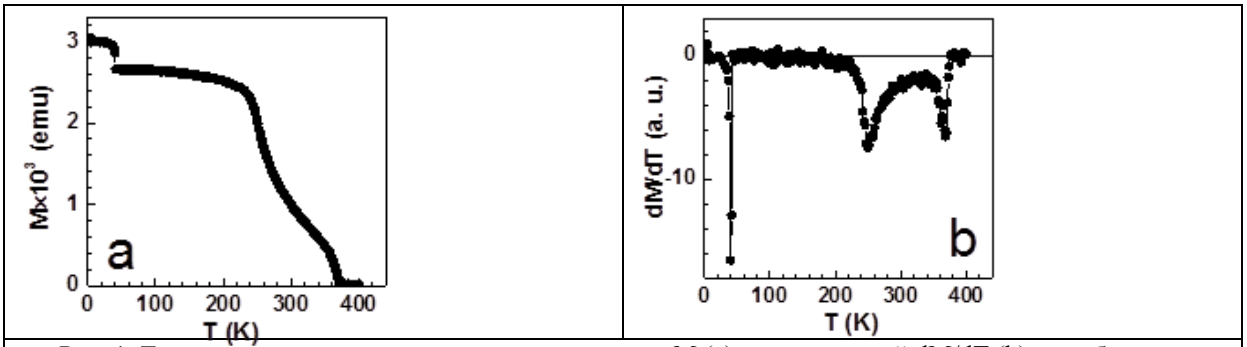


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности M (a) и производной dM/dT (b) для образца с x=0.175, синтезированного при 1200 °C. Концентрация x здесь и далее указана по закладке.

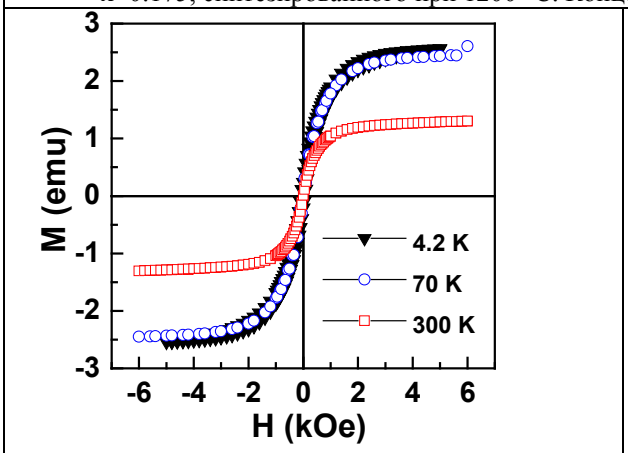


Рис. 2. Зависимость намагниченности от магнитного поля при 300, 70 и 4.2 K для образца с x=0.2, синтезированного в двух стадийном режиме.

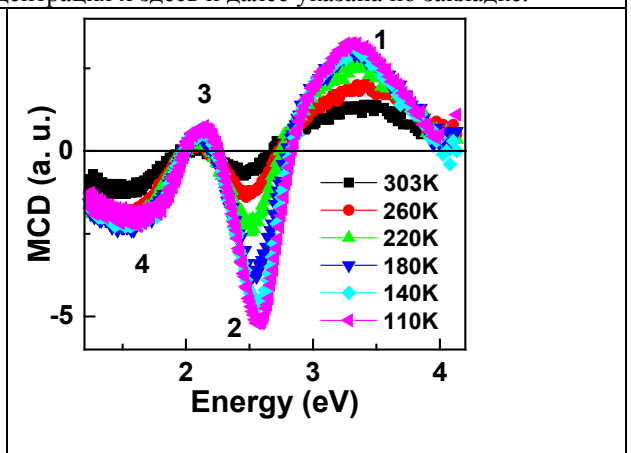


Рис. 3. Спектры МКД, записанные при различных температурах, для образца с x=0.175, синтезированного в двух стадийном режиме.

Прежде всего, для всех образцов наблюдается низкотемпературный пик, соответствующий T_C около 42 K, характерный для Mn_3O_4 [4]. Вклад этой фаза отчетливо виден и на термомагнитных кривых. Его величина варьируется от образца к образцу, отражая количество фазы Mn_3O_4 в каждом случае. Для образцов, синтезированных при температурах, меньших 1000 °C, наблюдается очень широкое распределение значений T_c, что свидетельствует об их многофазном состоянии. Драматические изменения кривых M(T) и dM(T)/dT наблюдаются при переходе к образцам, синтезированным при более высоких температурах (Пример представлен на рис. 1).

В температурном интервале 50 – 200 K, намагниченность уменьшается медленно, а при дальнейшем возрастании T намагниченность резко уменьшается, как это обычно наблюдается для ферромагнитных образцов. При этом на кривых, dM(T)/dT появляются два пика при температурах приблизительно 250 и 360 K что было приписано сосуществованию в образцах двух фаз с более низкой и более высокой температурами Кюри. Такая же картина наблюдается для образцов, синтезированных в двух стадийном режиме.

Типичные зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля (кривые намагничивания) показаны на рис. 2 для образца с x=0.2. Они представляют собой очень узкие петли гистерезиса с коэрцитивной силой, близкой к нулю при комнатной температуре и около 70 Oe при 4.2 K. Форма кривых намагничивания характерна для малых частиц со случайно ориентированными осями анизотропии и малой ее величиной.

Серия спектров МКД записанных при различных температурах, для образца с x=0.175, синтезированного в двух стадийном режиме, показана на Fig. 4. Магнитное поле, использованное в этих экспериментах, составляло 3.5 kOe, что было близко к полю магнитного насыщения (рис. 2). Подобные спектры МКД с незначительными вариациями наблюдались для остальных образцов, синтезированных при T, большем 1000 °C. Спектральные зависимости МКД совпадают по форме со спектрами МКД, представленными в литературе для тонких пленок $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$. Однако, весь спектр оказался сдвинутым на ~0.8 эВ в область более низких энергий по сравнению со спектрами пленок. Особенности в спектрах сопоставлены с d-d электронными переходами в ионах Mn^{3+} и Mn^{4+}.

Некоторые явления, обнаруженные в ходе экспериментов, нуждаются в дополнительных исследованиях. Прежде всего, не ясно сосуществуют ли обе магнитные фазы в одних и тех же частицах или различные частицы находятся в различных фазах. Требует выяснения вопрос о механизмах, обеспечивающих более высокую концентрацию стронция в большинстве синтезированных образцов по сравнению с его концентрацией в исходной смеси. И, наконец, чем обусловлен сдвиг MCD в исследованных порошковых образцах по сравнению со спектром этого эффекта в тонких пленках манганита, известных в литературе. В настоящее время реализуются исследования, направленные на выяснение этих вопросов.

1. M.M. Mikhailov, V.A. Vlasov, T.A. Utebekov, A.N. Sokolovskiy, A.A. Lovizkii, A.E. Smolin, Mater. Res. Bull. 89 (2017) 154–160.
2. N. Astik, S. Patil, P. Bhargava, P.K. Jha, AIP Conference Proceedings 1728 (2016) 020467.
3. X. Shen, G. Xu, C. Shao, Physica B 405 (2010) 1090–1094.
4. R.J. Tackett, J.G. Parsons, B.I. Machado, S.M. Gaytan, L.E. Murr, C.E. Botez, Nanotechnology 21 (2010) 365703.

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ $TbCo_2Mn_x$

А.А. Инишев[1,2], Е.Г. Герасимов[1,2], Н.В. Мушников[1,2], В.С. Гавико[1,2], П.Б. Терентьев[1,2]

[1]*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия*
[2]*Институт естественных наук и математики, УрФУ, г. Екатеринбург, Россия*

В нашей работе определены концентрационные границы существования и исследованы кристаллическая структура, магнитные свойства, теплоемкость и магнитокалорический эффект нестехиометрических соединений $TbCo_2Mn_x$.

Показано, что однофазные нестехиометрические соединения $TbCo_2Mn_x$ с кубической структурой фазы Лавеса $MgCu_2$ существуют до определенной концентрации марганца $x < 0.6$. При концентрациях $x > 0.6$ в сплавах наряду с фазой со структурой типа $MgCu_2$ образуются фазы со структурами типа Th_6Mn_{23} и $PuNi_3$. Относительное содержание фазы со структурой $MgCu_2$ уменьшаются с ростом x в соединениях.

С ростом концентрации марганца в сплавах $TbCo_2Mn_x$ происходит значительное увеличение температуры Кюри и магнитного момента 3*d*-подрешетки. Для соединения $TbCo_2Mn_{0.6}$ температура Кюри резко возрастает от 220 до 350 К, а магнитный момент 3*d*-подрешетки от 1.3 до 1.6 μ_B. Проведенный анализ полученных результатов показывает, что увеличение температуры Кюри с ростом концентрации x обусловлено возрастанием магнитного момента 3*d*-подрешетки, которое может происходить вследствие изменения электронной структуры соединений.

На основе магнитных измерений и измерений теплоемкости проведена оценка величины магнитокалорического эффекта в соединениях. Максимальное изменение энтропии при изменении магнитного поля от 0 до 1 Тл составляет -0.2 Дж/кг·К в соединении $TbCo_2Mn_{0.4}$, что приводит к изменению температуры на ~ 0.5 К. Показано, что характерной особенностью магнитокалорического эффекта в соединениях $TbCo_2Mn_x$ является его существование в широком диапазоне температур, что позволяет рассматривать соединения как возможные кандидаты для магнитотепловых приложений.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Магнит», № АААА-А18-118020290129-5) при частичной поддержке РФФИ (проект № 18-02-00294).

МИКРОВОЛНОВЫЙ НАГРЕВ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ОКСИДОВ ЖЕЛЕЗА

Бычков И.В., Калганов Д.А., Анзулевич А.П.

Челябинский государственный университет, г. Челябинск

Повышение эксплуатационных характеристик изделий, а также экологических требований к процессам порошковой металлургии ограничивают возможности использования традиционных методов, таких как высокотемпературное спекание в печах и горячее прессование. Применение микроволнового процесса обработки позволяет добиться быстрого, равномерного и, с высокой точностью, контролируемого нагрева, а также уменьшить влияние материала муфеля на состав синтезируемых веществ [1].

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследован микроволновый нагрев гранулированного материала, состоящего из смеси оксидов железа (Fe_2O_3 / Fe_3O_4), кремния (SiO_2) и углеродсодержащего порошка (biochar). Изучение механизмов взаимовлияния электродинамических и термохимических процессов в таком материале необходимо для решения проблемы оптимизации технологий восстановления оксидов в производстве металлического железа.

Нагрев исследуемых образцов осуществляли в установке, собранной по принципу прямоугольного волновода с изменяемым профилем для регулировки напряженности электрической и магнитной составляющей поля (рис.1, а). Была создана численная модель установки (рис.1, б) и, с учётом данных об эффективных значениях диэлектрической и магнитной проницаемостей для исследуемых смесей [2], методом конечных элементов проведён расчёт нагрева образца исследуемого материала.

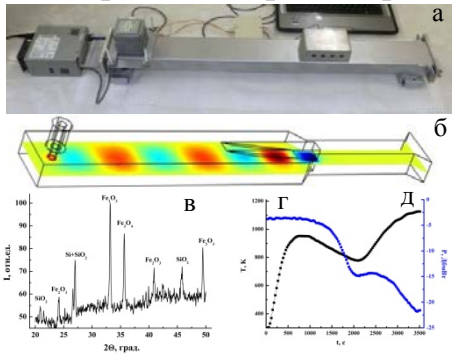


Рис.1. Установка микроволнового нагрева – а, численная модель – б, фазовый состав материала – в, временная зависимость поглощения ЭМВ и температуры – г и д соответственно.

Фазовый состав образцов определяли рентгендифракционным анализом в диапазоне углов 2θ = 20°–50° с шагом 0,05° на дифрактометре ДРОН-3М (CuKα-излучение). Полученные данные приведены на рисунке 1-в. Экспериментальные исследования проводили в режиме бегущей волны H_{10} с частотой 2,45 ГГц и мощностью 400 Вт, были зарегистрированы зависимости поглощения электромагнитных волн (ЭМВ) и температуры образца от времени нагрева (рис.1 г и д соответственно).

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ в рамках гранта № 18-58-53055.

1. K.I. Rybakova, M.N. Buyanova, Scripta Materialia, 149, 108-111 (2018).
2. Z. Peng, Z. Li, X. Lin, M. Yang, J.Y. Hwang, Y. Zhang, G. Li, T. Jiang, JOM, 69 (2), 178-183 (2017)

МЕССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КОБАЛЬТ-ЗАМЕЩЕННЫХ ЛИТИЕВЫХ ФЕРРИТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ АВТОГОРЕНИЯ

Л.С. Кайкан[1], В.В. Мокляк[1], А.Б. Грубяк[1], Ю.С. Мазуренко[2], А.И. Качмар[2]

[1]*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины, Киев, Украина*
[2]*ГВУЗ «Прикарпатский национальный университет имени Василия Стефаника», Ивано-Франковск,Украина*

Литиевые ферриты и замещенные литиевые ферриты обращают на себя внимание привлекательными технологическими свойствами. Их высокая температура Кюри, высокая намагниченность насыщения, свойства петли гистерезиса создают преимущества перед другими шпинельными структурами, использующимися в микроволновой области и для ячеек памяти. В $Li_{0.5}Fe_{2.5}O_4$ все ионы Li^+ и три пятых всех ионов железа занимают октаэдрические В позиции, тогда как остальные ионы Fe^{3+} занимают тетраэдрические А позиции. Магнитные моменты каждой из этих позиций анти параллельны и доминирующий вклад в намагниченность вносят ионы, находящиеся в октаэдрических позициях. Совершая замещение в какой либо из подрешеток, можно планомерно изменять магнитные свойства материала.

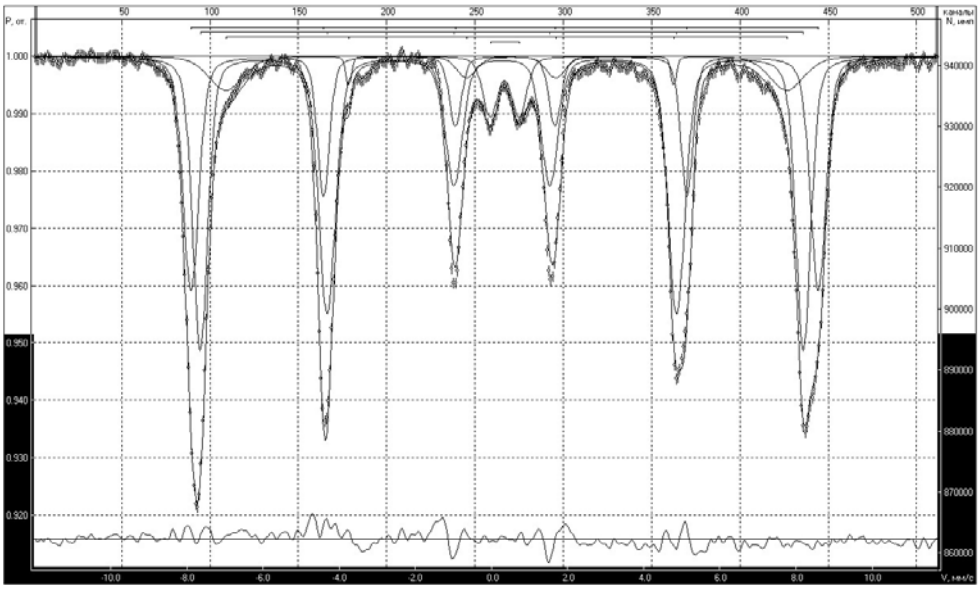


Рис.1. Мессбауэровский спектр кобальт-замещенного литиевого феррита состава $Li_{0.1}Co_{0.8}Fe_{2.1}O_4$, полученный при комнатной температуре

Мессбауэровские спектры ^{57}Fe, полученные при комнатной температуре кобальт-замещенного литиевого феррита состава $Li_{0.1}Co_{0.8}Fe_{2.1}O_4$, полученного методом золь-гель автогорения, представлен на рис.1. Экспери-

ментальный спектр был представлен тремя зеемановскими шестерками и парамагнитным дублетом. Параметры расшифровки представлены в таблице. Очевидно, шестерки с магнитными полями 511 и 492 кЭ (изомерные сдвиги, составляют 0,36 и 0,28 мм/с) соответствуют полям для ионов $Fe^{3+}(B)$ и $Fe^{3+}(A)$, находящихся во внутренних областях частиц. Что касается третьей шестерки (H=458 кЭ и δ=0,46 мм/с), то вследствие большого значения ширины линии (Γ=1.08 мм/с) ее можно сопоставить с полями от ионов железа, находящихся в поверхностной области как в окта-, так и тетра позициях. Уменьшение эффективных магнитных полей на ядрах ^{57}Fe находящихся в поверхностной области составляет около 50 кЭ. Это уменьшение вызвано существенным различием в окружении ионов железа внутри частицы и на ее поверхности. Поскольку в случае объемных ионов железа каждый ион, находящийся в А положении окружен 12 ближайшими ионами железа в В положении, а Fe^{3+} В положения имеет в ближайшем окружении 6 ионов железа в А позициях [1], то в случае поверхностных ионов, количество косвенных обменных связей уменьшается почти вдвое, что и вызывает уменьшение эффективных магнитных полей на несколько десятков кЭ, что и согласуется с результатами наших экспериментов.

	Изомерный сдвиг δ, мм/с	Квадрупольное расщепление Δ, мм/с	Эффективное магнитное поле на ядре $H_{эфф}$, кЭ	Площадь спектра S, %	Ширина линии Γ, мм/с
Секстет1	0.36	-0.02	511.7	31	0.49
Секстет1	0.29	-0.01	492.0	55	0.47
Секстет1	0.46	-0.013	457.6	9	1.08
Дублет	0.35	0.76	-	5	0.47
погрешность	±0.01	±0.01	±0,3	±3%	±0.01

Наличие парамагнитного дублета наряду с магнитоупорядоченными спектрами очевидно связано с образованием в процессе синтеза методом золь-гель автогорения суперпарамагнитных частиц.

1. A.V.Anupama, M.Manjunatha, V.Rathod, V.M.Jali, R.Damle, K.R.Ramesh, B.Sahoo, Journal Magn Res, **286**, 68-77, (2017)

МАГНИТНЫЕ И СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА ДВУХФАЗНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ $Fe_7(Se,Te)_8$

Н.В. Селезнева, Н.В. Баранов, А.С.А. Абухасва, Е.В. Кислов

Уральский Федеральный Университет, Екатеринбург

Соединения Fe(Se,Te) имеют простую кристаллическую структуру типа PbO и считаются хорошей модельной системой для изучения механизмов сверхпроводимости в соединениях на основе железа. Благодаря небольшой области гомогенности тетрагональной сверхпроводящей фазы в образцах Fe(Se,Te) наблюдается выделение других фаз, в частности, фаза гексагонального Fe_7Se_8, который имеет ферримагнитный порядок. Цель настоящей работы - изучить, как сосуществование тетрагональной и гексагональной фаз в образцах $Fe_7(Se,Te)_8$ влияет на их сверхпроводящие свойства, из-за ограниченной растворимости теллура в $Fe_7(Se,Te)_8$.

Поликристаллические образцы с номинальным составом $Fe_7(Se_{1-x}Te_x)_8$ (x = 0 – 0.8) были получены методом твердофазного синтеза. На полученных материалах проводилась рентгенографическая аттестация, измерение электросопротивления, теплового расширения и магнитной восприимчивости.

Фазовый анализ образцов $Fe_7(Se_{1-x}Te_x)_8$ показал, что состав с x = 0.1 однофазен (пространственная группа $P6_3/mmc$). Увеличение концентрации теллура x ≥ 0.2 приводит к появлению тетрагональной фазы (пространственная группа $P4/nmm$). Объем тетрагональной фазы возрастает с увеличением концентрации теллура.

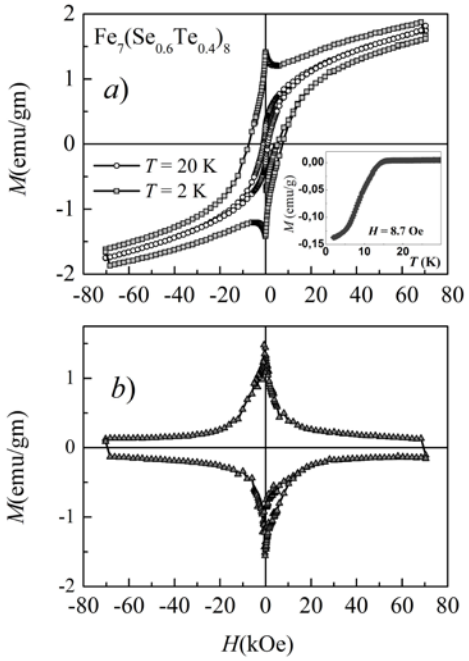


Рис.1. Полевая зависимость намагниченности для соединения $Fe_7(Se_{0.6}Te_{0.4})_8$

По данным измерения электросопротивления переход в сверхпроводящее состояние наблюдается при образцах с содержанием Te выше x = 0.3. На рисунке 1 критическая температура T_c и удельное сопротивление двухфазных образцов вблизи сверхпроводящего перехода зависят от содержания теллуридов и условий термообработки.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект № 3.2916.2017/4.6) и при частичной финансовой поддержке РФФИ (проекты 16-02-00480 и 16-03-00733).

МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МАГНИТОАКТИВНЫХ ЭЛАСТОМЕРАХ: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

С.А. Костров[1], Г.В. Степанов[1,2], М. Шамонин[3], Е.Ю. Крамаренко[1,4]

[1]*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*
[2]*ГНЦ РФ АО «ГНИИХТЭОС», Москва, Россия*
[3]*East Bavarian Centre for Intelligent Materials (EBACIM), Ostbayerische Technische Hochschule Regensburg, Seybothstr. 2, D-93053 Regensburg, Germany*
[4]*Институт элементоорганических соединений им. А.Н. Несмеянова Российской академии наук, Москва, Россия*

Магнитоактивные эластомеры (МАЭ) представляют собой магнито-полимерные композиты, состоящие из полимерной матрицы с внедренными в нее магнитными частицами. В магнитном поле происходит переструктурирование магнитных частиц за счет их взаимодействия. В настоящее время магнитоактивные эластомеры являются объектом интенсивных исследований, так как объединение магнитных свойств наполнителя и эластичных свойств полимерной матрицы позволяет создавать устройства с контролируемыми электрическими и механическими свойствами [1-2]. До сих пор нет общепринятой модели, хорошо описывающей изменение свойств образца МАЭ, помещенного в магнитное поле. В работе [3] предложена простая модель, которая на качественном уровне хорошо объясняет изменение емкости МАЭ при приложении внешнего магнитного поля.

В текущей работе было проведено экспериментальное исследование магнитодиэлектрических свойств образцов МАЭ на основе силиконовой матрицы с различными концентрациями микрочастиц железа (70/75/80% по массе). Был исследован отклик образцов на внешнее магнитное поле при различных способах воздействия (циклическое увеличение и уменьшение величины магнитного поля, «ступенька», периодические импульсы различной величины). Было впервые обнаружено, что при последовательном включении достаточно сильного магнитного поля (больше некоторой критической величины) диэлектрическая проницаемость образца растет с каждым новым включением. Обнаружен гигантский рост диэлектрической проницаемости в 6 раз в магнитном поле 0,57 Тл. Используя подход, описанный в работе [3], была предложена расширенная модель, описывающая поведение эффективной диэлектрической проницаемости и проводимости образца МАЭ в магнитном поле (см. рис.1-2). Модель основана на изменении геометрической структуры расположения магнитных частиц внутри

образца, вследствие чего происходит изменение его свойств. Данная модель на качественном уровне удовлетворительно описывает не только изменение емкости образца, но и изменение его проводимости.

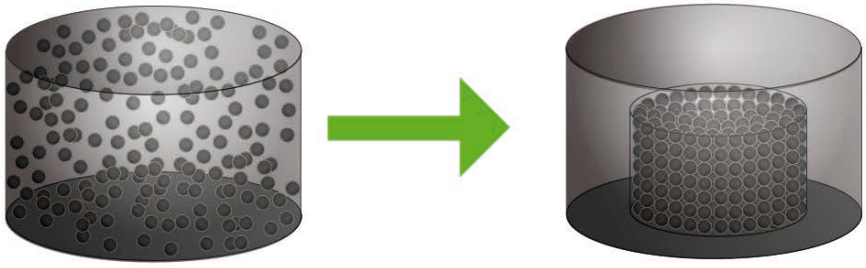


Рис.1: Модельная схема распределения магнитных частиц

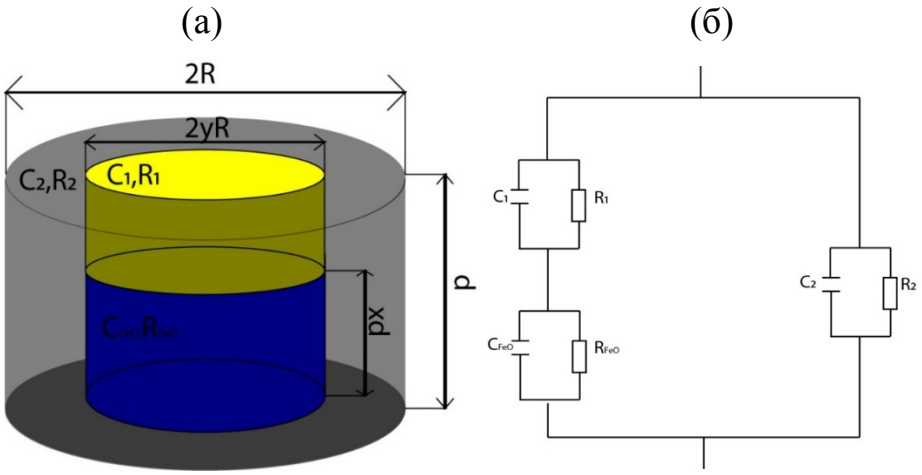


Рис.2: Геометрические параметры МАЭ (а) и электрическая схема замещения (б)

Благодарность Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №16-29-05276). С.А.К. выражает благодарность баварскому центру BAYHOST, Regensburg, Germany (грант Mobilität 2017_2 MB-2017-1/11) за финансовую поддержку.

Литература

[1] Thévenot J. et al. Magnetic responsive polymer composite materials //Chemical Society Reviews. – 2013. – Т. 42. – №. 17. – С. 7099-7116.

[2] Makarova L. A. et al. Magnetoactive elastomer as an element of a magnetic retina fixator //Smart Materials and Structures. – 2017. – Т. 26. – №. 9. – С. 095054.

[3] Semisalova A. S. et al. Strong magnetodielectric effects in magnetorheological elastomers //Soft Matter. – 2013. – Т. 9. – №. 47. – С. 11318-11324.

БЛИЖНИЙ ПОРЯДОК В БИНАРНЫХ СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА И ЕГО КОРРЕЛЯЦИЯ С МАГНИТОУПРУГИМИ СВОЙСТВАМИ

Н.В. Ершов[1], Ю.П. Черненков[2], В.А. Лукшина[1], О.П.Смирнов[2]
[1] *Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия.*
[2] *Петербургский институт ядерной физики, НИЦ «Курчатовский институт», Гатчина, Ленинградская область, Россия.*

Прецизионные сплавы на основе железа характеризуются высокими магнитомягкими свойствами, которые удается изменять в довольно широких пределах с помощью термических обработок. Например, сплавы железа с алюминием имеют большую, а с галлием гигантскую магнитострикцию, которая увеличивается пропорционально квадрату концентрации примеси и достигает максимума при 18-20 ат.%. Если на подъеме величина тетрагональной магнитострикции, λ_{100}, не зависит от термической предыстории, то в районе максимума λ_{100} увеличивается на 10 % в Fe-Al [1] и на 25 % в Fe-Ga [2] после закалки образца в воду по сравнению с его медленным охлаждением. Поскольку магнитоупругие свойства сплавов являются структурно обусловленными, то для понимания механизма их формирования необходимы исследования локального порядка в расположении атомов и его зависимости от условий термических обработок.

Структурные исследования методом рентгеновской дифракции выполнялись на монокристаллах сплавов железа с алюминием (7 ат.%) и галлием (18 ат.%). Образцы выдерживались при температурах 850°C (выше точки Кюри, T_C) с последующей закалкой в воду и 450°C (< T_C) с последующим медленным охлаждением. Дифрактограммы измерялись в геометрии «на просвет» с использованием четырехкружного дифрактометра. Наблюдались и анализировались не только сильные брэгговские рефлексы от ОЦК решетки сплавов, но и слабое диффузное рассеяние, несущее информацию о локальном атомном упорядочении.

Изменения брэгговских рефлексов или их отклонения от профилей аналогичных пиков, измеренных от монокристалла железа, не были обнаружены. Диффузное рассеяние в профилях, измеренных при сканировании вдоль направления [001] между узлами (000), (002) и (004), для всех образцов сплавов и монокристалла железа показано на рис. 1. Рассеяние от железа лишено каких бы то ни было особенностей и может рассматриваться как фон от прямого пучка и рефлексов ОЦК решетки. Дифрактограммы сплавов имеют признаки химического упорядочения. В сплаве с алюминием наблюдаются широкие сверхструктурные пики (001) и (003), максимумы которых сдвинуты в направлении меньших углов рассеяния. Они являются вкладом областей (кластеров) с *B*2 упорядочением со средним размером около 0.7 нм или 2.5 ОЦК ячейки.

Малоугловые смещения объясняются локальными деформациями решетки в ближайшем окружении примесных атомов. *B*2 кластеры состоят преимущественно из двух ячеек с общей гранью, в центре которых атомы алюминия. Они характеризуются осевой анизотропией формы и равновероятно ориентированы вдоль кристаллографических осей <100>. *B*2 кластеры сосуществуют с областями, в которых имеет место локальное упорядочение типа *D*0$_3$. Средний размер этих областей около 0.6 нм, что соответствует параметру одной элементарной *D*0$_3$ ячейки. Закалка или медленное охлаждение не сказываются на характере локальной атомной структуры в железоалюминиевом сплаве.

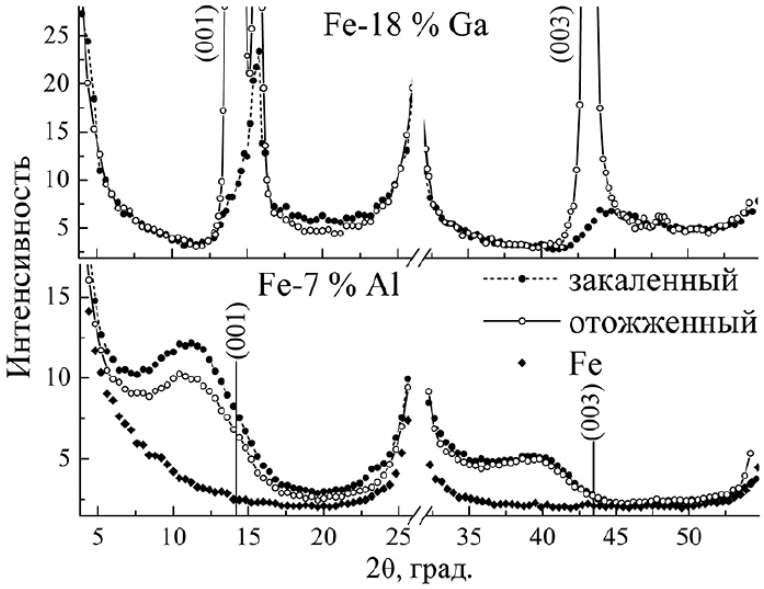


Рис. 1. Профили интенсивности диффузного рассеяния, измеренные при сканировании вдоль оси [001], монокристаллических образцов сплавов Fe-Al, Fe-Ga и чистого железа. Вертикальными отрезками прямых линий показаны расчетные позиции сверхструктурных пиков (001) и (003).

Напротив, дифрактограммы сплава железо-галлий после закалки и медленного охлаждения значительно различаются. После закалки в сплаве обнаруживаются области *D*0$_3$ и *B*2 фаз. Выдержка при температуре 450°С вызывает рост объемной доли и размеров областей с *D*0$_3$ упорядочением. Если после закалки их средний размер составляет примерно 2 нм, то после часового отжига и медленного охлаждения они становятся областями дальнего *D*0$_3$ порядка (рис. 1). Широкие сверхструктурные пики (001) и (003), максимумы которых сдвинуты из расчетных узлов в большие углы, – вклады от *B*2 фазы, которая представлена *B*2 кластерами с размерами около 0.65 нм. *B*2 упорядочение сопровождается локальными деформациями решетки вокруг атомов галлия. Впервые кластеры *B*2 фазы в решетке α-железа были обнаружены при анализе картин диффузного рассеяния от монокристаллов сплавов железо- кремний при содержании кремния 5-6 ат.% [3]. Было показано, что для таких сплавов характерно

ближнее упорядочение кремния в виде пар атомов, расположенных на расстоянии вторых соседей друг от друга. Оси Si-Si пар ориентированы вдоль осей легкого намагничивания <100>, их преимущественная ориентация вдоль одной из легких осей, возникающая в результате отжига в постоянном магнитном поле – ТМО или под растягивающей нагрузкой – ТМехО, становится причиной наведенной в сплаве осевой анизотропии магнитных свойств. Таким образом, в сплаве железа с алюминием (7 ат.%) магнитострикция и атомная структура после отжига в ферромагнитном состоянии практически не изменяются. Уменьшение магнитострикции в сплаве с 18 ат.% Ga, по- видимому, связано с изменениями атомной структуры. Корреляция между структурным состоянием и магнитоупругим поведением, наблюдаемая в зависимости от условий термической обработки, позволяет предположить, что интенсивный рост областей $D0_3$ фазы и формирование дальнего $D0_3$ порядка при отжиге в ферромагнитном состоянии и медленном охлаждении образцов сплава при высоком содержании галлия является причиной снижения магнитострикции. Кластеры $B2$ фазы (пары примесных атомов – вторые соседи в ОЦК решетке железа), имеющиеся в сплавах при разных концентрациях и независимо от температуры отжига, обеспечивают соответствующий рост коэффициента магнитострикции λ_{100}. Поскольку константа тетрагональной магнитострикции

$$\lambda_{100} = -\frac{b_1}{c'},$$

где $-b_1$ – коэффициент магнитоупругого взаимодействия, а $c' = ½(c_{11}-c_{12})$ – тетрагональный модуль сдвига, то для доказательства правильности этого предположения необходимо показать, что появление в сплавах $B2$ пар примесных атомов приводит с одной стороны к увеличению модуля коэффициента магнитоупругого взаимодействия $|-b_1|$, и с другой стороны к уменьшению тетрагонального модуля сдвига c'.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Магнит» № АААА-А18-118020290129-5 и проекту № 01201463328 Программы УрО РАН при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00391).

1. R.C. Hall, J. Appl. Phys. **30**(6), 816 (1959).
2. A.E. Clark, K.B. Hathaway, M.Wun-Fogle, et al., J. Appl. Phys., **93**(10), 8621 (2003).
3. N.V. Ershov, Yu.P. Chernenkov, V.A. Lukshina, et al., Physica B **372**(1-2) 152 (2006).

ЛОКАЛЬНАЯ АТОМНАЯ И МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА АМОРФНОГО СПЛАВА $Fe_{65}Cr_{20}B_{15}$

А.О. Макарова, В.С. Покатилов, В.В. Покатилов

МИРЭА - Российский технологический университет

Аморфные сплавы на основе Fe-B, применяемые в технике, содержат, как правило, дополнительно *s, p, d*-атомы. Влияние таких атомов на локальную атомную и магнитную структуру аморфных сплавов мало изучено. Цель работы - исследование влияния замещения атомов железа атомами хрома на локальную атомную и магнитную структуру в аморфном сплаве $Fe_{65}Cr_{20}B_{15}$.

Аморфный сплав $Fe_{65}Cr_{20}B_{15}$ приготовлен методом сверхбыстрой закалки расплава на вращающийся стальной диск (методом спининговання). Рентгенографический анализ исследуемых образцов в виде ленточек толщиной 20 мкм и шириной 10 мм показал, что образцы были *рентгеноаморфными*. Химический и рентгеноспектральный анализы подтвердил состава сплава с точностью 0.1 вес. %.

Измерения мессбауровских спектров на ядрах ^{57}Fe проведены в области температур 16-300 К. Обработка и анализ экспериментальных спектров осуществлялись методом наименьших квадратов с помощью программы SpectrRelax [1].

Были восстановлены распределения сверхтонкних магнитных полей $p(H)$ и квадрупольных сдвигов $p(\varepsilon)$ методом, описанным в [1], предположив наличие линейной корреляции между всеми сверхтонкими параметрами спектра: сдвигом мессбауэровской линии δ, квадрупольным сдвигом ε и сверхтонким магнитным полем (СТМП) H. Были измерены температурные зависимости средних значений СТМП H_c (T), квадрупольных сдвигов $\varepsilon_c(T)$ и сдвигов линий $\delta_c(T)$ для сплава Fe65Cr20B15 в области температур 16 - 300К.

В рамках модели эффективного молекулярного поля (функции Бриллюэна) для сплава $Fe_{65}Cr_{20}B_{15}$ определена температура магнитного перехода Кюри T_c = 165± 2 К. Таким образом, замещение атомов железа в аморфном сплаве $Fe_{85}B_{15}$ (T_c = 600 К) 20 ат.% хрома в $Fe_{65}Cr_{20}B_{15}$ уменьшает температуру T_c на 435 К.

Профили распределений $p(\varepsilon)$ в области температур 170 - 300К содержали два частично разрешенных пика. Например, при Т = 300 К максимумы пиков находятся при ε_1 = 0.152±0.003 мм/с и ε_1 = 0.293±0.003 мм/с. Отношение интенсивностей пиков 54:46 (±3). Эти данные показывают, что при $T>T_c$ аморфный сплав содержит микрообласти (нанокластеры) с неэквивалентными локальными структурными состояния атомов железа. При низких температурах, $T< T_c$ профили распределений

СТМП *p*(H) также содержали два пика. Например, при 16 К СТМП, соответствующие этим максимумам, равны H_1=(56±4) кЭ и H_2=(171±4) кЭ и отношением интенсивностей пиков 56:44(±4) %. Эти данные также показывают, что в этих двух нанокластерах наблюдаются разные значения СТМП и, следовательно, разных величин локальных магнитных моментов атомов железа.

В работах [2 -6] показано, что аморфные сплавы $Fe_{85}B_{15}$ состоят из нанокластеров с ближними порядками типа α-Fe и тетрагонального борида t – Fe_3B с относительными интенсивностями 45:55 %, соответственно. При замещении атомов железа атомами хрома в аморфном сплаве $Fe_{85}B_{15}$ наблюдалось снижение температур Кюри, расширение мессбауэровских спектров и сдвиг их к низким полям [7. 8], что обусловлено возмущением (уменьшением) локальных магнитных моментов железа в этих нанокластерах при появлении атомов хрома в ближайшей координационных сферах атомов железа [7, 8].

В работах [8, 9] обнаружено, что при кратковременных отжигах в области температур кристаллизации в аморфных сплавах $Fe_{(85-x)}Cr_xB_{15}$ (x= 10, 15) появлялись нанокристаллы α-Fe(Cr) и t – $(Fe,Cr)_3B$ с отношением их количеств 45:55%. Мы полагаем, что аморфный сплав $Fe_{65}Cr_{20}B_{15}$ также состоит из нанокластеров типа α-Fe(Cr) и t – (Fe,Cr)3B, причем пик с наибольшими СТМП соответствует нанокластерам типа α-Fe(Cr), а с меньшими СТМП - нанокластерам t – $(Fe,Ск)_3B$. Оценены средние магнитные моменты атомов железа в рассматриваемых двух типах нанокластеров.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (госзадание № 3.5859.2017/БЧ).

1. M.E. Matsnev, V.S. Rusakov, AIP Conf. Proc., **1489**, 178 (2012).
2. В.С. Покатилов. ДАН СССР. 1981. **257** (1981).
3. В.С. Покатилов. Металлофизика. . **5**, 96 (1983).
4. Y. Zhang, J.I. Budnick, J.C. Ford, W.A. Hines, F.H. Sanchez. Appl. Phys. **61**, 3231 (1987).
5. V. Pokatilov, N. Dyakonova. Heperfine Interaction **59**, 525 (1990).
6. J. I. Budnick, Y. D. Zhang, J. C. Ford and W. A. Hines. J. Mag. Mag. Mat. **100**, 13 (1991).
6. В.С. Покатилов В.С. ФТТ, **51**. (2009).
7. В.С. Покатилов, Т.Г. Дмитриева. Изв. РАН Серия физ.,73, 1159 (2009).
8. В. С. Покатилов, Т. Г. Дмитриева, В. В. Покатилов, В. В. Китаев. Изв. РАН, сер. физ., **76**, 958 (2012).
9. В.С. Покатилов,Т.Г.Дмитриева,В.В.Покатилов, Н.Б. Дьяконова. ФТТ, **54**, 9 (2012).

МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИЕ ЭЛАСТОМЕРЫ НА ОСНОВЕ НАНОЧАСТИЦ КОБАЛЬТОВЫХ И БАРИЕВЫХ ФЕРРИТОВ

Л.А. Макарова[1], Ю.А. Алехина[1], А.С. Омельянчик[2], В.В. Родионова[2]
Г.В. Степанов[3], Н.С. Перов[1,2]

[1] *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Россия*
[2] *Балтийский федеральный университет имени И. Канта, Россия*
[3] *ГНИИХТЭОС, Россия*

Магнитореологические эластомеры (МРЭ) представляют собой материалы, состоящие из микро- или наночастиц, распределенных в упругой среде. Ферриты бария и кобальта используются для изготовления постоянных магнитов, соперничая с соединениями на основе редкоземельных элементов. Преимуществом использования ферритов в производстве являются их химическая стабильность и высокое удельное сопротивление. МРЭ на основе мелкодисперсных магнитнотвердых материалов, таких как ферриты, также проявляют магнитнотвердые характеристики. При этом остаточную намагниченность и коэрцитивную силу можно изменять, варьируя различные параметры эластомера, например, концентрацию частиц или модуль упругости полимерной матрицы.

В работе представлены результаты исследования магнитных эластомеров на основе наночастиц феррита бария и феррита кобальта. Частицы феррита бария получены методом твердофазного синтеза [1] с последующим помолом в шаровой мельнице EMAXRetsch. Получены три партии порошков феррита бария, размеры частиц были оценены с помощью анализатора размеров частиц Photocor Compact-Z методом динамического рассеяния света и составляют 167±12 нм, 138±8 нм, 98±8 нм. Наночастицы феррита кобальта были изготовлены золь-гель методом с автоматическим отжигом [2]. Размер наночастиц был определен с помощью туннельного электронного микроскопа и составляет 10±2 нм. Электронно-дифракционная картина и изображение (ТЭМ) частиц феррита кобальта представлены на Рис. 1.

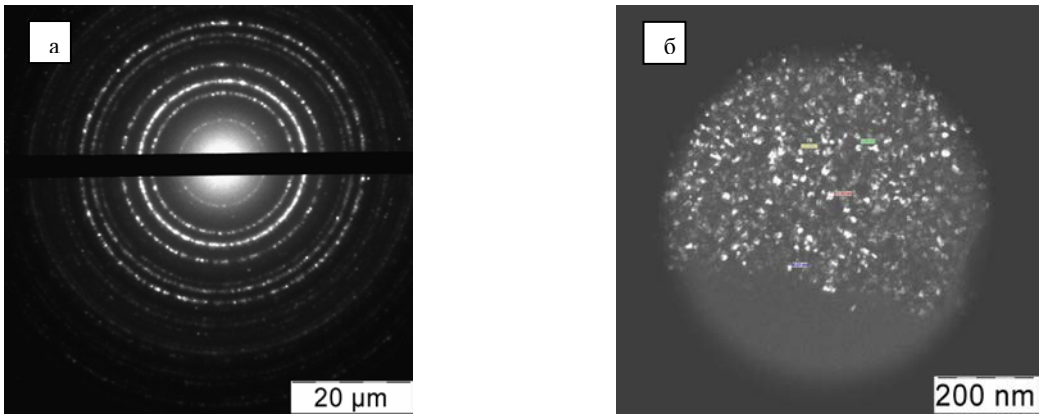


Рис.1. а) Электронная дифрактограмма и б) изображения наночастиц феррита кобальта, полученные с помощью туннельного электронного микроскопа.

Изготовление магнитных эластомеров проводилось с использованием двухкомпонентного силиконового компаунда [3]. Были изготовлены образцы следующих массовых концентраций: с частицами феррита бария 30-68%, с частицами феррита кобальта 15-25%. Исследования магнитных свойств проводилось с помощью вибрационного магнитометра LakeShore (модель 7400) в диапазоне магнитного поля до 16 кЭ при комнатной температуре.

На Рис. 2а представлены петли гистерезиса эластомеров с частицами феррита бария на основе полимерных матриц с различными значениями модуля Юнга, а также петля гистерезиса исходного порошка (100 нм). В зависимости от типа полимерной матрицы происходит либо увеличение (в жесткой матрице), либо уменьшение (в мягкой матрице) коэрцитивной силы эластомера по сравнению с исходным порошком (Рис. 2б). При этом обнаружено, что зависимость коэрцитивной силы от концентрации магнитного наполнителя является возрастающей (Рис. 3а) для эластомеров на основе мягкой полимерной матрицы.

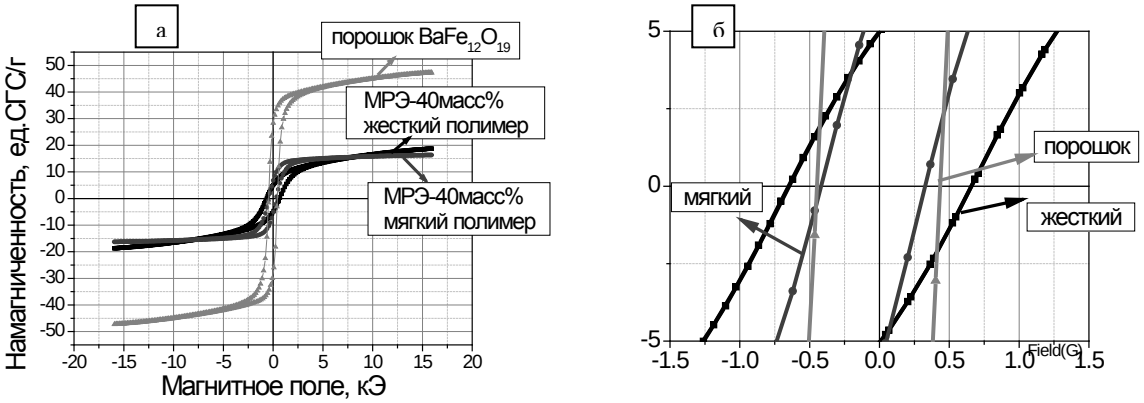


Рис. 2. Петли гистерезиса исходного порошка феррита бария с размером частиц 100 нм (светло-серая кривая) и магнитных эластомеров на основе этого порошка с концентрацией 40 масс% и различных полимерных матриц.

Обнаружено, что коэрцитивная сила исходных порошков увеличивается при увеличении среднего размера частиц (Рис. 3б, черная кривая). Это означает, что размер частиц не превышает размера однодоменности феррита бария. При этом было обнаружено, что коэрцитивная сила эластомеров на основе частиц различных размеров практически не меняется при их одинаковом содержании в образце (серая кривая).

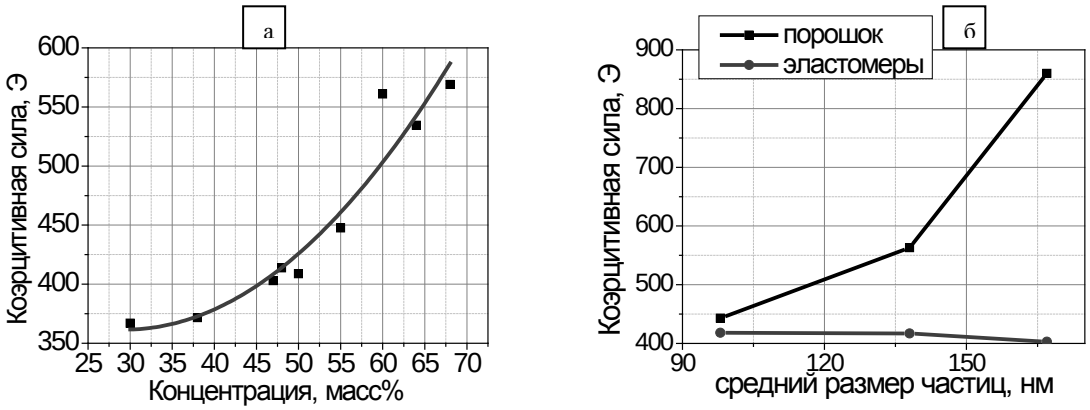


Рис.3. а) Зависимость коэрцитивной силы МРЭ на основе мягкой полимерной матрицы с наночастицами феррита бария. б) Зависимость коэрцитивной силы частиц феррита бария от их размера и МРЭв на основе этих частиц одинаковых концентраций.

Аналогичные результаты были получены для магнитных эластомеров с наночастицами феррита кобальта.

Таким образом, в ходе исследований показано, что магнитные свойства эластомеров с наполнителями в виде наночастиц ферритов кобальта и бария зависят от концентрации наполнителя и модуля упругости полимерной матрицы. Наночастицы используемых материалов являются суперпарамагнитными, однако в процессе изготовления эластомеров возможны образования скоплений частиц, что приводит к уменьшению доли суперпарамагнитных частиц в образце. В этом случае может изменяться механизм перемагничивания, анализ которого проведен в работе.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00354.

Авторы благодарят коллектив Д.А. Винника (ЮУрГУ) за изготовление образцов феррита бария, Peddis D. (ISM-CNR, Рим, Италия) за помощь в изготовлении образцов феррита кобальта, Спиридонова В.В. (МГУ) за помощь в проведении измерений на ТЭМ, Макарова В.И. (ИОФ РАН) за помощь в определении размеров частиц феррита бария.

1. D.A. Vinnik et.al., Materials Chemistry and Physics, **163**, 416-420 (2015).
2. C. Cannas et.al., Journal of Nanoparticle Research, **6(2)**, 223-232 (2004).
3. E.Yu. Kramarenko et.al., Smart Mat. Struct., **24**, 035002 (2015).

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ПОЛУЧЕНИЯ МАГНИТОТВЁРДЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ НАНОПОРОШКОВ

С.В.Михайлин [1], Э.Л. Дзидзигури [2]

1) ООО «Научно-производственное объединение «Магнитные материалы», Москва, cniti-sm@yandex.ru
2) Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, avrore@gmail.com

Общепризнано, что 21 век – век применения нанотехнологий в промышленности. Однако главная роль в эффективности применения нанотехнологий отводится функциональным материалам и изделиям на их основе. Магнитные материалы в 21 веке будут определять развитие электронного приборостроения, энергосберегающих технологий, развитие экологически чистых видов транспорта, приборов бытовой техники.

Дальнейший прогресс в совершенствовании магнитных материалов должен базироваться на новейших исследованиях в области получения композиций на основе наноматериалов.

В связи с вышесказанным возникла необходимость в поиске новых путей совершенствования магнитных материалов на основе нанотехнологий.

Постоянные магниты, полученные на основе нанопорошков, полученные по существующим технологиям, значительно уступают по магнитным параметрам постоянным магнитам на основе широко используемым литым или спеченным материалам. Одноко, теоретические возможности создания материалов на основе нанопорошков для постоянных магнитов далеко не исчерпаны.

Наиболее перспективными, с нашей точки зрения, материалами для производства постоянных магнитов являются композиционные металлополимерные материалы, полученные на основе наноструктурированного ферромагнитного наполнителя и полимерной матрицы [1].

Известно несколько методов получения ультродисперсных порошков ферромагнитных материалов, в том числе метод осаждения частиц из электролитов на ртутном катоде, метод конденсации частиц из газовой фазы в токе аргона с последующим осаждением, метод осаждения частиц порошка из водных растворов.

Магнитные свойства наномагнитов значительно отличаются от свойств массивных магнитов и определяются множеством факторов, наиболее важными среди которых являются размер и форма частиц, их

химический состав и морфология поверхности [1]. Варьируя такие параметры как состав и строение наночастиц, можно в определенных пределах управлять магнитными свойствами наномагнетиков.

Приведены данные по особенностям получения магнитотвёрдых материалов на основе однодоменного железа и системы железо-кобальта различными методами.

Приведены результаты по исследованию процесса получения опытных образцов магнитных материалов на основе наноразмерных Fe и Co [2 - 10].

Наиболее важным направлением в области получения магнитных материалов на основе наноферромагнетиков является развитие теоретических и экспериментальных представлений о наноразмерном состоянии вещества, размерных зависимостях физических свойств, дисперсных характеристиках и структуре нанопорошков металлов для оптимизации и интенсификации их практического применения [11].

[1]. Губин С.П., Кокшаров Ю.А., Хомутов Г.Б., Юрков Г.Ю. Магнитные наночастицы: методы получения, строение и свойства. Успехи химии. 2005. Т. 74, № 6. С. 539-574.

[2] A.N. Morish , Morfology and Physical Properies of Gamma Iron Oxide. Vol.2. of Crystals, Ed. by H.C.Freyhardt, Berlin: Springer-Verlag (1980).

[3] С.В.Михайлин. Постоянные магниты на основе высокодисперсных порошков. Доклад на X всесоюзной конференции по постоянным магнитам. Суздаль. (1994).

[4] Российский патент №1769625А1. кл. Н01 Г/06 (1993).

[5] Д.И.Рыжонков, В.В.Лёвина, Э.Л.Дзидзигури. Наноматериалы. БИНОМ.(2008).

[6] В.И.Петинов. ЖТФ (2012) Т.82. вып.2. 147-149.

[7] С.В.Михайлин. Физические основы получения магнитных материалов на основе нанопорошков. Доклад на Научной сессии НИЯФИ МИФИ, том 1, Инновационные ядерные технологии. (2013).

[8] С.В.Михайлин. Доклад на 4-ой международной научно-техническая конференция «Технологии микро и наноэлектроники в микро- и наносистемной технике.» (2014).

[9] С.В. Михайлин. Магнитная анизотропия однодоменных частиц. Доклад на Научной сессии 5-ой ежегодной конференции НОР(2014).

[10] С.В.Михайлин. Физические основы получения магнитных материалов на основе нанопорошков. Журнал «Нанотехнологии. Наука и производство» № 4. (2014).

[11] Дзидзигури Э.Л., Карпачёва Г.П., Перов Н.С., Самохин А.В., Шатрова Н.В. Влияние способа получения на свойства нанопорошков кобальта // Изв. Томского полит. Уни-та. – 2014. – Т. 324. – С. 7 – 15.

ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ВАРВИКИТА $Mn_{2-x}Mg_xBO_4$

А. Муфтахутдинов[1], Р. Еремина[1,2], И. Гильмутдинов[2], Е. Мошкина[3]

[1] *Казанский Федеральный Университет, Россия*
[2] *Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Россия*
[3] *Институт физики им. Л.В. Киренского, Красноярск, Россия*

Оксибораты $M^{2+}M^{3+}BO_4$ со структурой варвикита привлекают большое внимание благодаря широкой возможности замещения в них двухвалентными и трехвалентными элементами (M^{2+} = Mg, Co, Mn, Fe, Ni, … и M^{3+} = Ti, V, Cr, Fe, Mn, In, Lu, Yb, Tm, …) [1]. В литературе приведены данные по изучению варвикитов с ионами переменной валентности марганцем и железом Fe_2BO_4 и Mn_2BO_4. В обоих соединениях наблюдается зарядовое упорядочение. В работе [2] было показано, что в $MgTiBO_4$ реализуется модель антиферромагнитной Гейзенберговской цепочки со случайным обменом (REHAC), что подтверждается температурной зависимостью удельной теплоемкости [3]. В данной работе изучались магнитные свойства новых монокристаллов варвикитов $Mn_{2-x}Mg_xBO_4$ в зависимости от концентрации ионов магния. Измерения намагниченности были проведены на многофункциональной системе измерения физических свойств со сверхпроводящим магнитом PPMS-9 в температурном диапазоне от 5 до 300 K в режимах охлаждения в нулевом магнитном поле (ZFC) и в магнитном поле (FC). Температурное поведение магнитной восприимчивости в $Mn_{1.2}Mg_{0.8}BO_4$ в зависимости от величины и направления приложенного магнитного поля приведены на рисунке 1. Как видно из рисунка, магнитная восприимчивость ниже 20 K убывает, когда магнитное поле приложено вдоль оси *c*. Установлена зависимость изменения температуры фазового перехода от концентрации примеси, природа которого обсуждается.

Работа выполнена при поддержке программы президиума РАН №5 “Электронный спиновый резонанс, спин-зависящие электронные эффекты и спиновые технологии”.

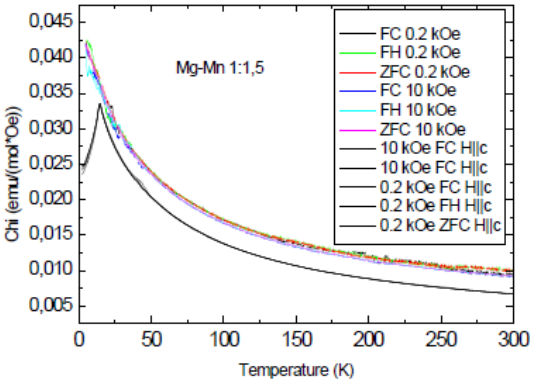


Рис.1 Температурная зависимость магнитной восприимчивости в $Mn_{1.2}Mg_{0.8}BO_4$

1. N.V. Kazak et.al, JMMM, **55**, 393 (2015).
2. J.C. Fernandes et.al, Phys.Rev.B, **50**, 16754 (1994).
3. M. Brunner et. al., Physica B, **233**, 37, (1997).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТОАКТИВНЫХ ЭЛАСТОМЕРОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Т.А. Наджарьян[1], Л.А. Макарова[1], Ю.А. Алёхина[1], Г.В. Степанов[1,2], Н.С. Перов[1], Е.Ю. Крамаренко[1]

[1] *Московский государственный университет имена М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Ленинские горы, 1-2*
[2] *Государственный научно-исследовательский институт химии и технологии элементоорганических соединений, Москва, шоссе Энтузиастов, 38*

Магнитоактивные эластомеры (МАЭ) – это полимерные композитные материалы, состоящие из мягкой полимерной матрицы и вшитых в неё ферромагнитных частиц нано- или микро-размеров. Благодаря наличию ферромагнитного наполнителя и низкому модулю упругости матрицы, МАЭ способны изменять свои механические и магнитные свойства в широких пределах при приложении магнитного поля необходимой величины и конфигурации. В МАЭ проявляется большое число комплексных физических эффектов, таких как магнитореологический эффект, магнитострикция, магнитный эффект Пэйна, эффект памяти формы, магнитный и механический гистерезисы и др. Данная работа направлена на изучение влияния магнитного поля, создаваемого системой постоянных магнитов с различной геометрией, на образец МАЭ с целью расчёта параметров магнитного и магнитомеханического взаимодействия образца с внешним полем. Практическое применение данной работы заключается в разработке магнитных пломб на основе МАЭ, которые предполагается использовать при хирургическом лечении тяжёлых случаев отслоения сетчатки глаза.

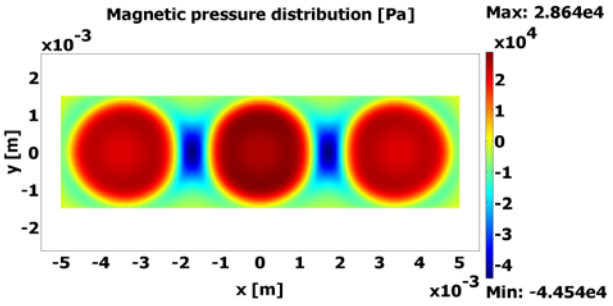


Рис. 1. Распределение магнитного давления по поверхности образца МАЭ.

Для моделирования системы МАЭ-источники магнитного поля используется метод конечных элементов. Производится рассмотрение различных геометрических конфигураций системы, включая случай криволинейной геометрии, соответствующей строению человеческого глаза. Производится расчёт магнитных полей и магнитных свойств как источников поля, так и образца магнитоактивного материала. На основе этих данных моделируется механический отклик МАЭ на различные магнитные поля. При моделировании учитывается неоднородность намагниченности в под-

системе источников поля, явление размагничивания, связанное с форм-факторами объектов системы, и зависимость характеристик МАЭ от приложенного поля [1].

В работе получены зависимости параметров взаимодействия (сил и давления) МАЭ с магнитным полем источников от геометрической и магнитной конфигураций системы, в том числе проведена оценка возможных ошибок, возникающих при отклонении геометрической конфигурации от заданной, и рассчитаны полевые градиенты и тангенциальные силы в случае смещения образца вдоль поверхности заданной кривизны. Получены распределения механических напряжений и деформаций, возникающих в МАЭ под действием выбранного магнитного поля. Для оценки корректности моделирования проведено сравнение с реальным экспериментом по взаимодействию образцов МАЭ с различной концентрацией наполнителя и систем постоянных магнитов (*NdFeB*). Полученные результаты позволяют говорить об эффективном использовании МАЭ в глазной хирургии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 16-15-00208).

1. L.A. Makarova, T.A. Nadzharyan, Yu.A. Alekhina, G.V. Stepanov, E.G. Kazimirova, N.S. Perov, E.Yu. Kramarenko, Magnetoactive elastomer as an element of a magnetic retina fixator, Smart Mater. Struct., **26**, 9 (2017).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКИХ СПЛАВОВ $TbNi_5Mn_x$

П.Б. Терентьев, Н.В. Мушников, Е.Г. Герасимов, В.С. Гавико, А.Ф. Губкин, А.А. Инишев

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия
Институт естественных наук и математики, УрФУ, г. Екатеринбург, Россия

В данной работе мы исследовали возможность существования нестехиометрических соединений $TbNi_5Mn_x$, их кристаллическую структуру и магнитные свойства.

Исходное соединение $TbNi_5$ кристаллизуется в гексагональной структуре типа $CaCu_5$ (пространственная группа P6/mmm) [1, 2]. При температурах ниже 23 К происходит упорядочение магнитных моментов Tb, а магнитный момент на атомах Ni практически отсутствует. Соединение $TbNi_5$ обладает сильной магнитной анизотропией типа легкая плоскость. Интерметаллические соединения $TbMn_5$ не существуют.

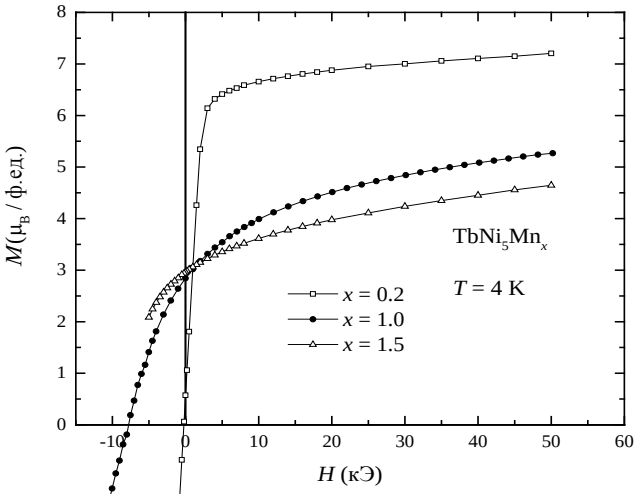


Рис. 1. Кривые размагничивания соединений $TbNi_5Mn_x$ при T = 4.2 K.

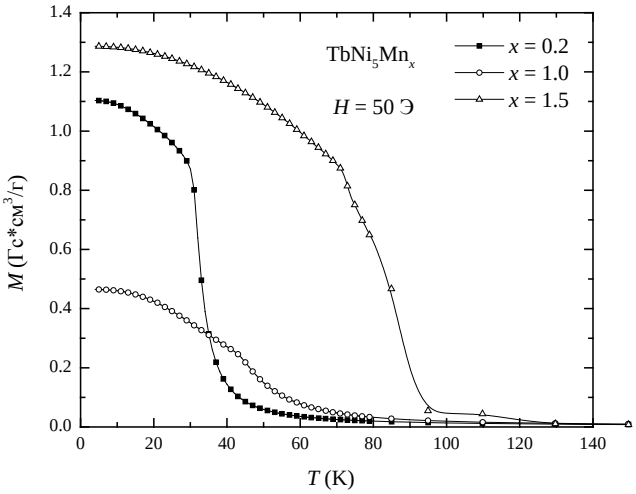


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности соединений $TbNi_5Mn_x$ при H = 50 Э.

Проведенные исследования показали, что нестехиометрические однофазные соединения $TbNi_5Mn_x$ со структурой типа $CaCu_5$ образуются вплоть до концентрации x = 1.5. С добавлением Mn в соединения и с ростом его концентрации происходит значительное возрастание температуры Кюри, коэрцитивной силы и уменьшение магнитного момента (Рис.1, 2).

Предполагается, что в нестехиометрических соединениях происходит значительный рост магнитного момента магнитной подрешетки 3d переходных металлов обусловленный появлением магнитного момента на Ni и увеличением концентрации Mn. Увеличение магнитного момента 3d подрешетки приводит к увеличению обменных взаимодействий и к увеличению температуры Кюри. Поскольку магнитные моменты «тяжелого» редкоземельного элемента Tb и 3d металлов упорядочиваются антипараллельно, увеличение магнитного момента 3d подрешетки приводит к уменьшению суммарного магнитного момента соединений. Появление коэрцитивной силы в соединениях может быть обусловлено изменением локальной магнитной анизотропии.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Магнит», № 01201463328) при частичной поддержке РФФИ (проект № 18-02-00294).

1. S. Lee, A. A. Podlesnyak, K. Prokes, V. E. Sikolenko, A. S. Ermolenko, E. G. Gerasimov, Yu. A. Dorofeev, A. P. Vokhmyanin, J.-G. Park, and A. N. Pirogov, Magnetic Phase Transitions in $TbNi_5$ Single Crystal: Bulk Properties and Neutron Diffraction Studies JETP Letters, **82**, 34 (2005)

2. R. Lizarraga, A. Bergman, T. Bjorkman, H.-P. Liu, Y. Andersson, T. Gustafsson, A. G. Kuchin, A. S. Ermolenko, L. Nordstrom, and O. Eriksson Crystal and magnetic structure investigation of $TbNi_{5-x}Cu_x$ (x = 0,0.5,1.0,1.5,2.0): Experiment and theory Physical Review B **74**, 094419 (2006)

ОБРАЗОВАНИЕ ЛИТИЙ-ТИТАНОВЫХ ФЕРРИТОВ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

Е.В. Николаев, Е.Н. Лысенко, А.П. Суржиков

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Литиевые и замещенные литиевые ферриты широко используются в микроволновой технике вследствие их низкой стоимости и удачного сочетания магнитных и электрических свойств, которые зависят от состава и методов получения ферритов [1].

Твердофазный синтез, в котором используются как высокие температуры (выше 900 °С), так и длительное время, является основным методом получения литий-титановых ферритовых порошков, которые затем используются для производства высокоплотной ферритовой керамики с особыми электромагнитными свойствами. Однако высокая температура синтеза приводит к нарушению стехиометрического состава ферритов вследствие летучести лития из образцов.

Научные результаты, полученные ранее в работах [2, 3] показали, что радиационно-термический (РТ) нагрев с помощью электронных пучков с энергиями выше 1 МэВ является эффективным способом производства ферритов, как на стадии синтеза ферритовых порошков [2], так и на стадии спекания ферритовой керамики [3]. Было установлено, что РТ нагрев по сравнению с чисто термическим нагревом (Т) существенно увеличивает реакционную активность твердофазной системы, что дает возможность существенно снизить температуры синтеза и спекания, повысить гомогенность конечного продукта, а также улучшить основные электромагнитные характеристики ферритов.

В работе [2] приведены результаты синтеза литий-титановых ферритовых порошков в условиях совместных высокоэнергетических воздействий, основанных на РТ нагреве в импульсном пучке высокоэнергетических электронов реакционных смесей, предварительно механически активированных в планетарной мельнице. Результаты показали наличие синергетического эффекта по сравнению с чисто РТ нагревом, который заключался в значительном сокращении температурно-временных режимов синтеза ферритовых порошков конечного состава.

Целью настоящей работы является исследование синтеза, структурных и магнитных свойств литий-титановых ферритов состава $Li_{0.6}Fe_{2.2}Ti_{0.2}O_4$, полученных при комплексном высокоэнергетическом воздействии, основанным на использовании механической активации смеси исходных реагентов Fe_2O_3-Li_2CO_3-TiO_2 в планетарной мельнице и последующего нагрева смеси в пучке электронов импульсного действия. Полученные результаты сравнивались с результатами для контрольных образ-

цов, изготовленных при обычном термическом нагреве в лабораторной печи при 1000 °С в течение 8 часов с включением промежуточных помолов и перемешиваний через каждые 2 часа изотермического нагрева.

Механическая активация проводилась с помощью мельницы АГО-2С планетарного типа с использованием режима максимальной энергонапряженности мельницы g=60 (частота вращения барабанов в переносном движении 2200 об./мин.). РТ нагрев образцов проводился на ускорителе ИЛУ-6 (Институт ядерной физики им. Будкера, СО РАН, г. Новосибирск), обеспечивающий импульсный пучок ускоренных электронов с энергией 2.4 МэВ. Синтез осуществлялся в диапазоне температур 600–750 °С при изотермических выдержках при данной температуре 0–60 минут.

Определение фазового состава исследуемых образцов проводилось методом рентгенофазового анализа (РФА) на дифрактометре ARL X'TRA с Cuk_{α}-излучением. Температура Кюри исследовалась с помощью термомагнитометрических (ТМ) измерений на анализаторе STA 449C Jupiter фирмы Netzsch, позволяющий анализировать изменения массы (в том числе и в магнитном поле) и калориметрические измерения в едином эксперименте для одного и того же образца. При этом температура Кюри определяется с помощью деривативных термогравиметрических (ДТГ) кривых, измеренных в области магнитофазового перехода. Измерение удельной намагниченности (σ_s) проводили при комнатной температуре на магнитометре в магнитном поле 10 кЭ.

РФА в комплексе с ТМ анализом показали, что температура синтеза 600 °С недостаточна для получения гомогенных по фазовому составу литий-титановых ферритов. В этом случае образцы характеризуются наличием исходного реагента оксида железа и литий-замещенных фаз, формирующихся при синтезе как промежуточные фазы.

На рис. 1 приведены рентгеновские дифрактограммы (рис. 1а) и штрих-диаграммы (рис. 1б) для образцов, полученных при 750 °С в течении 60 минут в различных условиях. Результат показал, что в процессе РТ синтеза из исходной смеси ферритовые образцы содержат широкий спектр литий-замещенных фаз и фазу литиевого феррита $LiFe_5O_8$ с X_{Ti}=0, которая образуется первоначально при синтезе и затем тратится на образование литий-замещенных фаз.

При синтезе механоактивированных образцов при 750 °С промежуточные ферритовые фазы, доминирующие на начальной стадии синтеза, преобразуются в литий-титановые феррошпинели, состав которых группируется вблизи значения, заданного по шихте. При этом концентрация фазы $LiFe_5O_8$ убывает. РТ синтез механоактивированных образцов показал высокое наличие литий-титановой феррошпинели заданного состава $Li_{0.6}Fe_{2.2}Ti_{0.2}O_4$.

Результаты РФА согласуются с данными ТМ измерений. После РТ синтеза исходной смеси и Т синтеза механоактивированной смеси на

зависимостях ДТГ (рис. 2) выделяются широкие размытые пики, обусловленные содержанием большого набора шпинельных магнитных фаз, включая фазу чистого литиевого феррита при Тс ≈ 631 °С. Качественно иной результат показывает РТ синтез механоактивированной смеси, в которой магнитный фазовый происходит при температуре, близкой к Тс для контрольного образца состава $Li_{0.6}Fe_{2.2}Ti_{0.2}$. Измерения намагниченности насыщения исследованных образцов согласуются с вышеприведенными результатами.

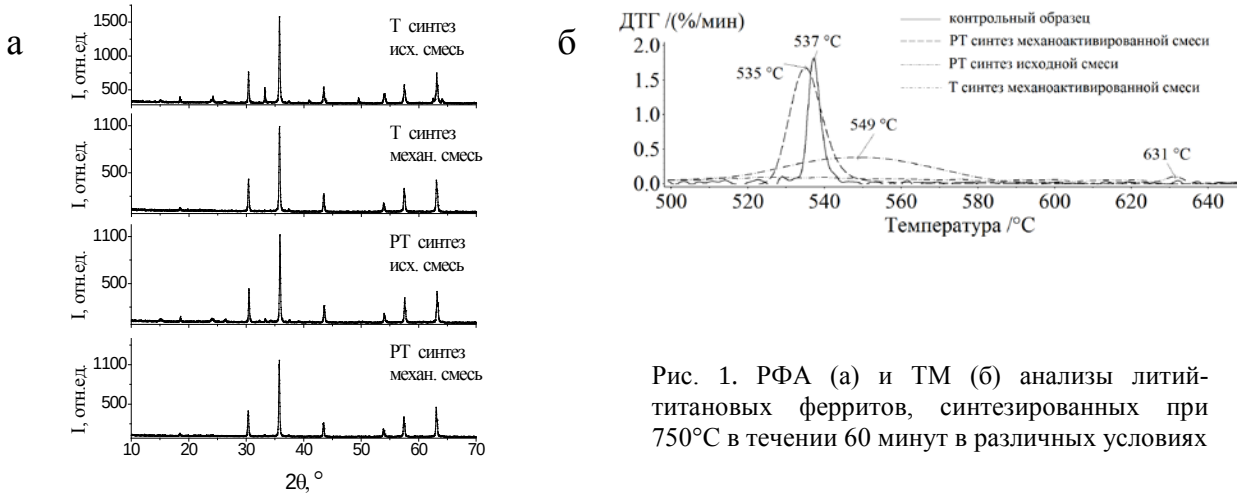


Рис. 1. РФА (а) и ТМ (б) анализы литий-титановых ферритов, синтезированных при 750°С в течении 60 минут в различных условиях

Таким образом, полученные результаты по синтезу литий-титановых ферритов в условиях высокоэнергетических воздействий подтвердили ранее установленный эффект значительного увеличения реакционной активности твердофазной системы, что дает возможность существенно снизить температуру и время синтеза и повысить фазовую гомогенность конечного продукта.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках государственного задания «Наука», проект №11.980.2017/4.6. Экспериментальные исследования по рентгенофазовому анализу проводились из средств программы повышения конкурентоспособности ТПУ среди ведущих мировых исследовательских центров.

1. Б.Е. Левин, Ю.Д. Третьяков, Л.М. Летюк. Физико-химические основы получения, свойства и применение ферритов. М.: Металлургия (1979).
2. А.П. Суржиков, Е.Н. Лысенко, В.А. Власов, А.В. Малышев, Е.В. Николаев, Исследование процесса ферритообразования в системе Li_2CO_3-ZnO-Fe_2O_3 в условиях высокоэнергетических воздействий, Изв. вузов. Физика. **56** 69 (2013).
3. A.V. Malyshev, E.N. Lysenko, V.A. Vlasov, S.A. Nikolaeva, Electromagnetic properties of $Li_{0.4}Fe_{2.4}Zn_{0.2}O_4$ ferrite sintered by continuous electron beam heating, Ceram. Int., **42** 16180 (2016).

ПРОЯВЛЕНИЕ РАВНОВЕСНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ТОКОВ И СПОНТАННОЙ СПИНОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ В ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ЭФФЕКТАХ

В.И. Окулов[1], Е.А. Памятных[2]

[1]*Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*
[2]*Уральский федеральный университет имени Первого президента России Б.Н. Ельцина*

Холловское сопротивление электронной системы содержит часть, происходящую от тока локально равновесного состояния, то есть состояния, рассматриваемого как равновесное в электрическом поле, создаваемом источником тока. При этом известно, что и в термодинамически равновесном состоянии без электрического поля существует равновесные токи намагничивания и размагничивания. Настоящее сообщение посвящено рассмотрению вкладов равновесных поверхностных токов в холловское сопротивление и в поперечное магнитосопротивление. Обсуждается сам факт проявления равновесных поверхностных токов в гальваномагнитных эффектах, о котором уже сообщалось [1], и в полном объеме приводятся основные результаты, учитывающие вклад спонтанной намагниченности.

Термодинамическое рассмотрение в рамках принимаемого одночастичного описания электронной системы со спонтанной спиновой поляризацией проводим с использованием термодинамического потенциала Ω или электронного давления $p = -\Omega/V$, рассматриваемого как функцию химического потенциала ζ, температуры T в единицах энергии и напряжённости магнитного поля $\boldsymbol{H} = rot\ \boldsymbol{A}(\boldsymbol{r})$, заменяемой при необходимости векторным потенциалом $\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r})$. Исходное выражение для давления имеет вид:

$$V\,p(\zeta,, T, \boldsymbol{A}(\mathrm{r})) = -\,T \sum_{\upsilon} \ln(1-f_{\nu}) + \int \mathrm{dr}\, \mu_0 \mathrm{j}_{\mathrm{s}}(\mathrm{r}) A(\mathrm{r}) \ , \qquad (1)$$

где ν – квантовые числа электронов, включая проекцию спина, j_s (r) – среднее значение спиновой части плотности тока, $f_\nu = f(\varepsilon_\nu)$ – функция Ферми. Предполагаем, что изучаемая система обладает достаточно высокой симметрией, так что направляя вектор напряженности магнитного поля вдоль оси симметрии, можно считать в дальнейшем, что рассматриваемые поперечные компоненты векторных средних величин не связаны с продольными.

К равновесным электронным токам относится прежде всего ток намагничения, плотность которого $\boldsymbol{j_m}$ (r) определяется вариацией давления по векторному потенциалу:

$$V\ \delta p = (1/c) \int dr\, \delta A(\mathrm{r}) j_m(\mathrm{r}) \qquad (2)$$

Если не учитывать влияние границ системы, то величина $\boldsymbol{j_m}$ (r) определяется плотностью магнитного момента электронов $\boldsymbol{m}(\mathbf{r})$

$$\mathbf{j_{eq}}(\mathrm{r}) = \mathrm{c\ rot}\ \boldsymbol{m}(\mathbf{r}) \qquad (3)$$

Однако роль границ системы может быть значительной. В магнитном поле возникает протекающий вдоль границ так называемый размагничивающий ток, который может изменять проявления тока намагничения и в определённых условиях полностью их компенсировать. Роль размагничивающих факторов давно изучается в физике магнетизма, но в квантовой физике гальваномагнитных явлений эта тематика, имеющая свою специфику, не так хорошо известна. И вот теперь мы показываем, что анализ квантовых закономерностей приводит к развитию представлений, отождествляющих своего рода размагничивающий ток в электронной системе кристалла с током проводимости, вызванным градиентом электронного давления. В соответствии с этими представлениями следует продолжить формулу (2), вводя плотность тока намагничения в виде разности величины $\boldsymbol{j_{eq}}(\mathrm{r})$, не учитывающей вклада границ, и тока проводимости $\boldsymbol{j_c}(\mathrm{r})$:

$$V\ \delta\,\mathrm{p} = \frac{1}{c}\int d\mathrm{r}\delta A(\mathrm{r})\mathrm{j_m}(\mathrm{r}) = \frac{1}{c}\int d\mathrm{r}\delta A(\mathrm{r})[\mathrm{j_{eq}}(\mathrm{r}) - \mathrm{j_c}(\mathrm{r})] \qquad (4)$$

Интегрирование здесь, как в формулах выше, проводится по объему, занимаемому электронами. Теперь нужно учесть, что на систему, обладающую током проводимости, в магнитном поле действует сила (1/c) $[\mathbf{j_c}\ (\mathbf{r}) \times \boldsymbol{H}]$ (Л.Ландау, Е.Лифшиц Электродинамика сплошных сред, 1982, с.184). Действие этой силы может уравновешиваться только градиентом электронного давления, который отвечает существованию неоднородности электронной плотности, то есть электрического поля. Таким образом, упомянутое условие равновесия определяет существование в электронной системе в магнитном поле электрических полей и создаваемых ими электрических токов, с полным основанием по сути называемым токами проводимости. При подключении сторонних источников эти поля и токи термодинамического равновесия вносят вклад в измеряемые величины и оказывают предсказываемое нами влияние на гальваномагнитные эффекты.

Для рассмотрения простой в основном однородной системы (кристалла) следует выделить основной объем, который описывается однородными термодинамическими параметрами, и примыкающий к границам тонкий приповерхностный слой, содержащий часть с неоднородной электронной плотностью. В формуле (4) для основного объема в интегралах можно перенести действие роторов, содержащихся в плотностях токов, на вариации векторного потенциала, заменяя затем rot $\delta\boldsymbol{A}(\mathrm{r})$ на вариацию однородной напряженности магнитного поля $\delta\boldsymbol{H}$. Тогда формула (4) преобразуется в выражение для намагниченности M однородной электронной системы:

$$M = m + (1/H)p \qquad (5)$$

В преобразовании слагаемого с плотностью тока проводимости использовалось упомянутое выше условие равновесия grad p = (1/c) $[\mathbf{j_c}\ (\mathbf{r}) \times \boldsymbol{H}]$, которое с учетом симметрии системы приводит к явному выражению для плотности тока проводимости:

$$\mathbf{j}_c(\mathbf{r}) = (c/H)[\mathbf{h}\times \text{grad}\, p] = -(c/H)\text{rot}\, p\mathbf{h} \qquad (\mathbf{h} = \boldsymbol{H}/H) \qquad (6)$$

Формула (5) хорошо известна, она просто получается дифференцированием термодинамического потенциала (1), записанного для квантовой системы электронов в магнитном поле. Однако роль слагаемого с давлением, как целиком происходящего от наличия границ системы вряд ли вызывала значительный интерес. Исключение представляет книга Ф.Блоха Молекулярная теория магнетизма, 1936, в которой обсуждался важный вопрос о масштабе приповерхностного слоя. Теперь в связи с вышеизложенным можно добавить, что упомянутое слагаемое имеет прямое отношение к размагничивающим токам проводимости, поскольку именно оно обеспечивает как обращение в нуль намагниченности при переходе к классической механике описания электронов, так и вообще малость намагниченности по сравнению с каждым из слагаемых в формуле (5).

Дальнейший этап рассмотрения равновесного тока проводимости состоит в описании его в приповерхностном слое. Такой слой формируется неоднородным приграничным распределением электронной плотности, как атомного масштаба, так и масштаба, определяемого электронными состояниями в магнитном поле, модифицированными границей. Характеризуя электрическое поле в слое потенциалом $\varphi_s(\mathrm{r})$ и напряженностью поля $\boldsymbol{E_s}$, можно записать градиент давления в формуле (6): grad $p = -en_s\boldsymbol{E_s}$., где n_s – параметр, характеризующий концентрацию электронов. Рассматривая токи и вектор $\boldsymbol{E_s}$ в плоском сечении, перпендикулярном напряженности магнитного поля, проинтегрируем по приповерхностному слою и усредним плотность тока в формуле (6), получив упрощенную формулу, описывающую плотность приповерхностного тока проводимости:

$$J_c = (cQ/H)[\boldsymbol{E_s}\times\mathbf{h}], \qquad (7)$$

где параметр Q характеризует плотность заряда. Нетрудно видеть, что получился аналог локально равновесного холловского тока, отвечающий дрейфовому движению электронов в скрещенных полях с напряженностями $\boldsymbol{E_s}$ и $\boldsymbol{H}$. Поэтому при анализе данных наблюдений гальваномагнитных эффектов при такой же геометрии и симметрии нужно просто прибавить к соответствующим слагаемым поверхностный вклад. Для иллюстрации приведем получающиеся значения напряженности полей для измерения поперечного магнитосопротивления: $U_{xx} = \rho_{xx}\, j_x - (H/cQ)\, J_{cy}$ и холловского сопротивлении: $U_H = \rho_H\, j_y + (H/cQ)\, J_{cx}$, где ρ_{xx} и ρ_H - компоненты объемного сопротивления. Существенным достижением полученного результата стало объяснение линейной зависимости магнитосопротивления от напряженности магнитного поля.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5 и проекту № 18-10-2-6 Программы УрО РАН, при поддержке РФФИ (грант № 15-02-08909).

МАГНИТНОЕ СОСТОЯНИЕ ИНТЕРКАЛИРОВАННЫХ ФАЗ В СИСТЕМЕ Cr-$MoSe_2$

В.Г.Плещев[1], Н.В.Селезнева[1], В.С.Флягин[1], Н.В.Баранов[1,2]

[1]*Институт естественных наук и математики Уральского федерального университета им.Б.Н.Ельцина. Екатеринбург, Россия*
[2]*Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской Академии Наук, Екатеринбург, Россия*

Дихалькогениды молибдена MoX_2 (X=S,Se) также, как и подобные соединения элементов 4 группы Периодической таблицы (например, дихалькогениды титана), обладают слоистой кристаллической структурой. Структурные различия, однако, состоят в том, что если для TiX_2 характерна модификация 1T с октаэдрической координацией атомов титана, то диселенид молибдена может иметь различные структурные модификации (политипы), отличающиеся положением атомов и количеством слоев $MoSe_2$ в элементарной ячейке. Модификация 2H-$MoSe_2$ описывается в рамках гексагональной структуры (пространственная группа $P6_3/mmc$). Элементарная ячейка 2H-$MoSe_2$ содержит два слоя $MoSe_2$ с тригонально-призматическим окружением атомов молибдена. Слоистая структура таких материалов и слабая Ван-дер-Ваальсова связь между Se-Mo-Se трехслойными блоками позволяют интеркалировать в структуру соединения $MoSe_2$ атомы других элементов и существенно модифицировать его свойства.

Внедрение (интеркаляция) в незанятые позиции между слоями MoX_2 атомов 3*d*-переходных элементов, обладающих незаполненными электронными оболочками, позволяет получать структуры с чередующимися слоями “магнитных” и немагнитных атомов. Возникновение магнитного упорядочения в подобных соединениях со слоистой структурой может быть обусловлено комбинацией двух типов обменных взаимодействий между 3d-электронами внедренных атомов: косвенного взаимодействия через электроны проводимости типа РККИ, доминирующего внутри слоя, и межслойного сверхобменного через атомы халькогена [1]. Изменяя концентрацию интеркалированных магнитных атомов разного сорта, а также состав исходной матрицы можно в широких пределах варьировать обменные взаимодействия внутри слоя и между слоями и формировать магнитные упорядочения различного типа. Ранее при исследовании интеркалированных хромом диселенидов титана Cr_xTiSe_2 было показано, что образцы с содержанием хрома x = 0.5 проявляли антиферромагнитное упорядочение ниже температуры Нееля 38 К [2], а в соединениях $Cr_{0.5}TiTe_2$ на основе дителлурида титана наблюдалось состояние ферромагнитного типа при температурах ниже 78

К [3]. Сведения о магнитных свойствах интеркалированных соединений на основе диселенида молибдена в литературе практически отсутствуют.

В настоящей работе были впервые получены и исследованы интеркалированные образцы Cr_xMoSe_2 (x = 0.1; 0.2; 0.25; 0.33; 0.5). Синтез проводился методом твердофазных реакций в вакуумированных кварцевых ампулах с последующей многократной гомогенизацией. Рентгенографический анализ подтвердил соответствие структуры исходного диселенида молибдена и полученных образцов модификации 2H-$MoSe_2$. Магнитная восприимчивость (χ) исследовалась методом Фарадея в интервале температур 80 – 300 К. В результате проведенных исследований было обнаружено, что восприимчивость всех образцов монотонно уменьшается при повышении температуры, что характерно для парамагнетиков с локализованными магнитными моментами. Увеличение содержания хрома в образцах сопровождалось ростом восприимчивости.

Из рис. 1 видно, что в области низких температур изменение обратной восприимчивости с температурой $\chi^{-1}(T)$ отклоняется от линейного, наблюдаемого при высоких температурах. Подобная особенность может быть обусловлена несколькими причинами. Одна из них заключается в значительном вкладе в измеряемую величину χ, наряду с Кюри-Вейссовской составляющей, некоторого дополнительного вклада. В качестве второй причины можно указать наличие взаимодействия между ионами хрома, как это ранее сообщалось для других подобных систем на основе дихалькогенидов титана (см., например, [2]).

Полученные зависимости $\chi(T)$ обрабатывались в соответствии с выражением:

$$\chi(T) = \chi_0 + C \cdot (T - \Theta_p)^{-1}, \qquad (1)$$

где $\chi_0 = \chi_p + \chi_d$ – член, обусловленный паулиевским парамагнетизмом электронов проводимости (χ_p) и диамагнитным вкладом (χ_d); C – постоянная Кюри; Θ_p – парамагнитная температура Кюри, которая отражает среднее значение алгебраической суммы обменных

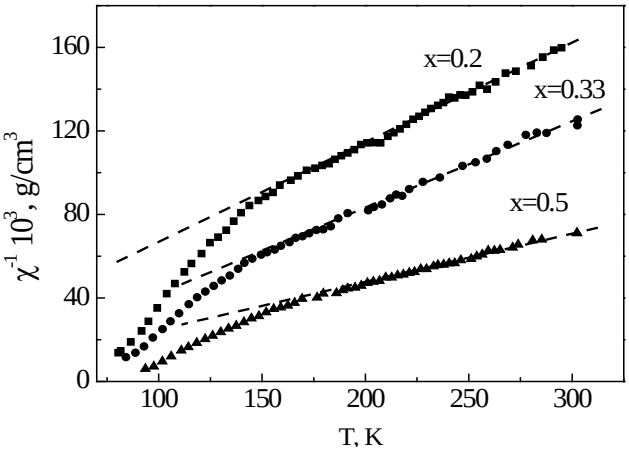


Рис.1. Температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости образцов Cr_xMoSe_2.

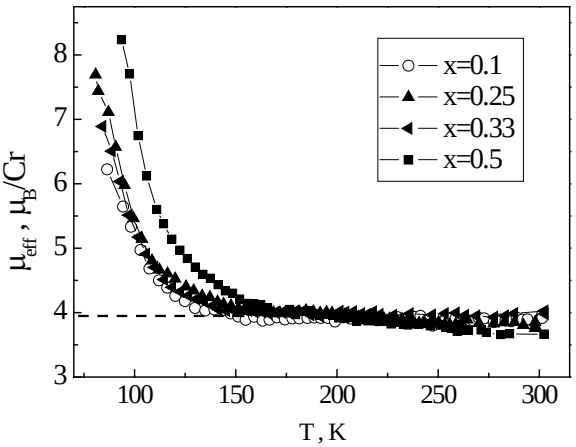


Рис.2. Температурные зависимости эффективных магнитных моментов ионов хрома в Cr_xMoSe_2 .

взаимодействий между локализованными моментами. В данной аппроксимации величина χ_0 считалась независящей от температуры. Расчет эффективных магнитных моментов на ионах хрома из данных по восприимчивости показал, что их значения для образцов с разным содержанием хрома отличаются незначительно и с учетом экспериментальных погрешностей составляют 3.8±0.2 μ_B. Эта величина хорошо согласуется с μ_{eff} = 3.87 μ_B для спинового значения свободного иона Cr^{3+}. Полученные данные свидетельствуют о хорошей локализации 3d электронов на атомах хрома, интеркалированных в структуру $MoSe_2$. Результаты аппроксимации показали также, что температуры Θ_p для образцов разного состава имеют положительные значения, лежащие в интервале от 56 К до 80 К. Это указывает на то, что в подсистеме магнитных ионов Cr доминируют ферромагнитные обменные взаимодействия.

Дополнительные данные о характере обменной связи при низких температурах могут быть получены из анализа температурных зависимостей эффективного магнитного момента на ионах хрома, рассчитанного в соответствии с выражением:

$$\mu_{eff}^2 = 8 \cdot \chi_{mol} \cdot T / x , \qquad (2)$$

где χ_{mol} – молярная восприимчивость соединений, T – температура, x – содержание хрома в Cr_xMoSe_2. Результаты расчетов для образцов различного состава представлены на рис. 2. Видно, что по мере увеличения температуры значения μ_{eff} для каждого образца уменьшаются, асимптотически стремясь к постоянным значениям, совпадающим по величине с теми, которые получены в результате аппроксимации зависимостей $\chi(T)$. Такой вид зависимости характерен для систем, обнаруживающих при понижении температуры ферромагнитный характер взаимодействия между магнитоактивными ионами. При этом можно видеть, что высокотемпературный участок зависимостей χ^{-1}(T) соответствует области, где значения μ_{eff} остаются практически постоянными, что характерно для парамагнитного состояния. При T < 150 К обменные взаимодействия начинают играть заметную роль.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-02-00480) и Министерства образования и науки Российской Федерации (проект №: 3.2916.2017/4.6).

[1] Y.Tazuke, S. Shibata, K. Nakamura, H.Yano.J. Phys. Soc.Jpn. **64,** 242 (1995).
[2] V.G. Pleschov, N.V. Baranov, A.N. Titov, K. Inoue, M.I. Bartashevich, T.Goto. J.Alloys Comp. **320**, 13 (2001).
[3] В.Г. Плещев, А.В. Королев, Ю.А. Дорофеев. ФТТ, **46,** №2. 282 (2004).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРИЗОВАННОГО ПРИ НИЗКОМ ДАВЛЕНИИ ФУЛЛЕРЕНА С60.

В.И. Березкин[1], В.В. Попов[2].

[1]*Научно-исследовательский центр экологической безопасности РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*
13745pop@mail.ru

В последнее время большое внимание уделяется исследованиям магнитных свойств различных модификациий углеродных структур. Особый интерес вызывает наличие сверхпроводимости в легированных металлами фуллеренах, ферромагнитного поведения фуллереновых структур, а также других эффектов, природа которых является предметом дискуссий. В настоящей работе проведено исследование магнитного момента полимеризованного фуллерена С60 в широком интервале температур (3-300К) и магнитных полей (до 14 Тл) в измерительной установке PPMS. Исследуемый материал в виде довольно прочных монолитных образцов был получен при комнатной температуре путем прессования поликристаллического порошка C_{60} при давлении 0,7 ГПа. Хорошо известно, что при комнатной температуре молекулярные фуллерены легко полимеризуются и при гораздо более низких давлениях, например, при 0,3 ГПа [1].

На рис.1 показаны зависимости измеренного магнитного момента М от магнитного поля в интервале температур 50-300 К. Видно, что в сильных магнитных полях преобладает линейный диамагнитный сигнал; в слабых полях линейность нарушается. При вычитании линейной диамагнитной части (M_d) наблюдается ферромагнитное поведение магнитного момента – быстрый рост в магнитном поле $M_f = M - M_d$ с выходом на насыщение при H > 5 kOe. В то же время гистерезис практически незаметен. При 50<T< 200K кривые $M_f(H)$ идентичны (рис.2).

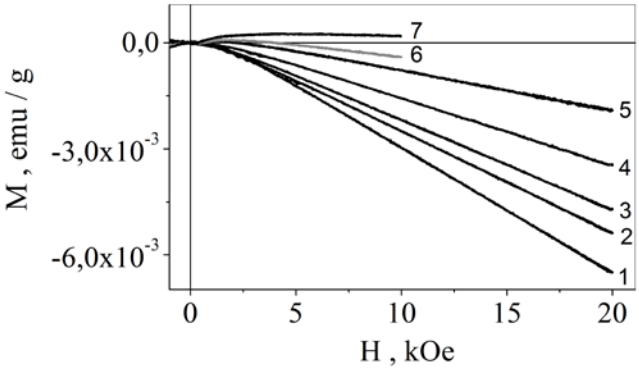


Рис.1. Зависимость магнитного момента от магнитного поля (T, K: 1-300, 2-200, 3-150, 4-100, 5-70, 6-60, 7-50.)

В интервале температур 40-200K в слабых полях проявляется еще одна диамагнитная особенность, хорошо заметная, например, на полной экспериментальной кривой M(H) при T=60K (рис.3).

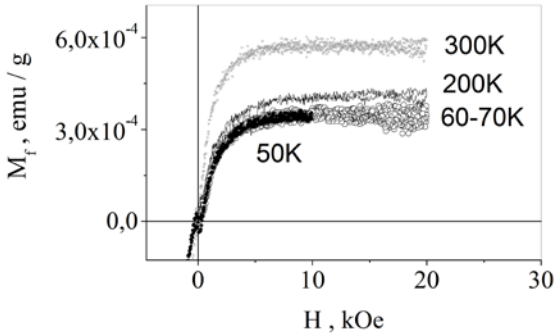


Рис.2. Ферромагнитная составляющая магнитного момента M_f в магнитном поле

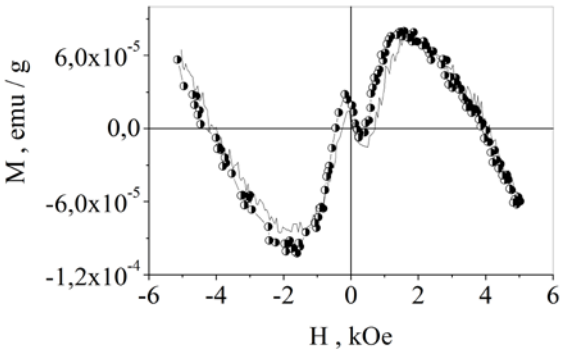


Рис.3. Зависимость M(H) при T=60 K

С понижением температуры характер зависимостей M(T,H) резко меняется – наблюдается сильный рост парамагнитной составляющей, свойства которой, как показывает анализ, близки к поведению суперпарамагнитной системы. Температура появления роста M лежит ниже 100K. Известно, что при T<90K происходит замораживание вращения фуллеренов в кристаллической решетке [2], что может существенно повлиять на вклад магнитных молекулярных моментов в общую намагниченность. Это, по-видимому, приводит к образованию суперпарамагнитных кластеров, и возрастанию полного магнитного момента, который можно представить в виде: $M=M_d+M_f+M_{sp}+M_{d1}$, где M_{sp} – суперпарамагнитный вклад, и M_{d1}- аномальный диамагнитный вклад, наиболее заметный в полях H<1 kOe в диапазоне температур 40-200K. Таким образом, проведенное экспериментальное исследование позволило выделить и изучить особенности поведения магнитных подсистем, оказывающих влияние на магнитные свойства полимера C60.

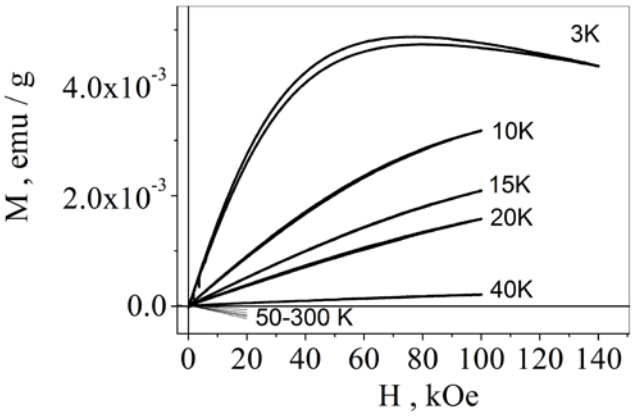


Рис.4. Зависимость магнитного момента от поля при T<40K

[1] B. Sundqvist. Adv. Phys. **48**, 1 (1999).
[2] W. I. F. David**,** at.al. Europhys. Lett., **18** (3)**,** 219 (1992)

ПОЛЯ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ ПОЛЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Х. Р. Ростами

Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института Радиотехники и Электроники им В. А. Котельникова РАН, Россия.

Известно [1], что поле внутри однородного магнитного образца эллипсоидальной формы, помещенного во внешнее однородное поле $\mathbf{H}_0$, направленное вдоль одной из главных осей эллипсоида, однородно, параллельно внешнему полю на бесконечности и равно $\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_0 - 4\pi n\mathbf{I}$. Здесь n – размагничивающий фактор образца, а $\mathbf{I}$ – намагниченность образца. «Внутреннее», или максвелловское поле $\mathbf{H}_i$ не имеет непосредственного физического смысла, так как внутри образца его невозможно измерить. Однако $\mathbf{H}_i$ может рассматриваться как формальная величина, связанная с индукцией в образце $\mathbf{B}$ и внешним полем $\mathbf{H}_0$ соотношением

$$(1 - n)\,\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_0 - n\mathbf{B}. \qquad (1)$$

При помещении массивного сверхпроводника в слабое внешнее магнитное поле на поверхности образца индуцируются экранирующие сверхтоки, которые создают поле размагничивания $\mathbf{H}_D$, направленное против внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$ и компенсирующее его внутри образца. Следовательно, внутри сверхпроводника поле равно $\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_0 - \mathbf{H}_D$. Для эллипсоидального образца $\mathbf{H}_D = 4\pi n\mathbf{I}$, где $\mathbf{I} = V^{-1}\Sigma\mathbf{M}_g$ – эффективная намагниченность образца, которая определяется экранирующими сверхтоками $\mathbf{J}_{cgi} = c\cdot\mathrm{rot}\mathbf{M}_g$, V – объем образца, $\mathbf{M}_g$ – магнитный момент, c – скорость света. Поскольку в мейснеровском состоянии внутри сверхпроводника $\mathbf{B} = 0$, то из (1) следует $\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_0/(1 - n)$. Согласно граничным условиям теории Максвелла, поле на границе сверхпроводника с вакуумом имеет только непрерывную тангенциальную компоненту, т.е. вблизи поверхности эллипсоидального образца эффективное магнитное поле равно $H_{eff} = H_i\sin\varphi = H_0/(1 - n)\sin\varphi$. Здесь φ – угол между полем $\mathbf{H}_0$ и нормалью к поверхности сверхпроводника в данной точке. Таким образом, когда внешнее поле направлено вдоль одной из осей эллипсоидального образца, эффективное поле максимально на экваторе $H_{eff} = H_i = H_0/(1 - n)$, т.е. на экваторе поле размагничивания суммируется с внешним полем. На рис. 1 схематически изображено распределение полей $\mathbf{H}_0$, $\mathbf{H}_D$ и $\mathbf{H}_{eff}$ вокруг образца, межкристаллитных джозефсоновскых критических токов J_{cj} и внутрикристаллитных критических токов J_{cg} внутри образца. Так как вблизи поверхности образца роль находящегося в термодинамически равновесных условиях внешнего эффективного поля H_{eff} начинает играть внутреннее поле H_i [1], то в литературе по сверхпроводимости вместо понятия максвелловского или внутреннего поля часто используется

понятие термодинамического поля $H_i = 4\pi\partial F/\partial B$, где F – плотность свободной энергии сверхпроводника [2]. В сверхпроводниках II рода при $H_{eff} = H_i = H_0/(1 - n) = H_{ic1}$ (первое критическое магнитное поле образца) вихри проникают в образец. Однако, из-за изменения размагничивающего фактора образца по мере проникновения поля в образец и из-за того, что конфигурации поля H_i внутри образца неизвестна, значения термодинамического поля внутри сверхпроводников II рода в критическом состоянии можно было определить только численно. Согласно вышеизложенному и как показано в [2], для эллипсоидального образца из сверхпроводника II рода вихревой фронт проникает в образец до глубины, при которой величина термодинамического поля H_i сравнивается с H_{c1}. Внутренняя область с более высоким H_{c1} находится в мейснеровском состоянии, свободном от вихрей ($B = 0$). Таким образом, с ростом внешнего поля профиль термодинамического поля с экватора постепенно сжимается к оси образца. Для применения формулы (1) к сверхпроводникам II рода в смешанном состоянии необходимо, чтобы образец состоял из однородно распределенных одинаковых магнитных моментов – диполей. Такая ситуация может создаться в образцах в области насыщения захвата магнитного потока, когда сверхпроводимость слабых связей подавляется полями рассеяния абрикосовских вихрей, захваченных в монодоменах и его структурных единицах. В образце сверхпроводящими остаются только «изолированные» друг от друга монодомены, кристаллиты, суб- и нанокристаллиты в которых справедлива модель Бина (J_{cgi} = const). В этом случае $H_i = H_0/(1 - n_{eff})$. Эффективный размагничивающий фактор образца равен $n_{eff} = 1/k\left(\sum_{k=1}^{N} n_k\right)$, где $n_к$ – размагничивающий фактор образца и его составных частей, а k – число структурных единиц образца. Отсюда видно, что по зависимости $n_{eff}(H_0)$ можно установить зависимость $H_i(H_0)$. Так как эти зависимости следят за движением границы раздела между областями, занятыми вихрями и мейснеровскими областями, свободными от вихрей (ГРВМО), то при проникновении вихрей в образец или при одновременном проникновении вихрей в большое число монодоменов, кристаллитов или суб- и нанокристаллитов с близкими размагничивающими факторами на зависимости $n_{eff}(H_0)$ появляются заметные особенности или скачки. Таким образом, по значениям H_0, при которых на зависимости $n_{eff}(H_0)$ возникали особенности, определились значения термодинамических первых критических магнитных полей образца и его составных частей $H_{ic1} = H_i = H_0/(1 - n_{eff})$. Для режима ZFC (zero field cooling) [3,4] внутреннее поле H_{i1} согласно формуле (1) определяется следующим образом:

$$(1 - n)H_{i1} = H_0 - nB_1. \qquad (2)$$

Для режима ZFCMFA (zero field cooling with magnetic flux accumulation) [3,4] внутреннее поле H_{i2} согласно формуле (1) будет определяется следующим образом:

$$(1 - n_{eff})\, H_{i2} = H_o - n_{eff} B_2. \qquad (3)$$

С другой стороны, $H_{i2} = H_{i1} + B_{tr2}$. (4)

Согласно формулам (2)–(4), $$n_{eff} = \frac{n(B_{tr2} + B_1 - H_o) - B_{tr2}}{B_2 - H_o - B_{tr2} + n(B_1 + B_{tr2} - B_2)}. \qquad (5)$$

Здесь B_1 и B_2 – индукции в центре на поверхности образца, измеренные в режимах ZFC и ZFCMFA соответственно, $n = 1 - \pi h/D$ – размагничивающий фактор в направлении поля. Возбуждая в соленоиде переменное затухающее магнитное поле (рис. 2) и используя процедуру вычитания сигнала отклика – плотности захваченного магнитного потока B_{tr1}, измеренной в режиме ZFC, из величины B_{tr2} измеренной в режиме ZFCMFA, удалось создать осцилляционную дифференциальную методику и селективно выделить ГРВМО, которая, в свою очередь определяет $n_{eff} \sim B_{tr2} - B_{tr1}$ [3,4]. Таким способом можно с более высокой точностью выделить составляющие, связанные с мейснеровскими экранирующими токами образца, монодоменов, кристаллитов, суб- и нанокристаллитов. Так как поле проникает в образец в областях, где $H_0 \geq H_{ic1}$, то ГРВМО с ростом поля постепенно сжимается вокруг зон с наиболее высокими критическими параметрами (H_{ic1}, J_{ci}, T_{ci}) и создает возможность получить полезную информацию о магнитных свойствах образцов в зависимости от кристаллографической микроструктуры таких пространственно неоднородных сверхпроводников, каковыми являются ВТСП [3,4]. Измерения зависимостей $B_{tr}(H_0)$ и $n_{eff}(H_0)$ проводились на $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) с помощью преобразователя Холла.

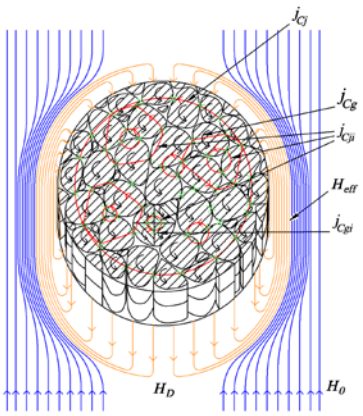


Рис.1

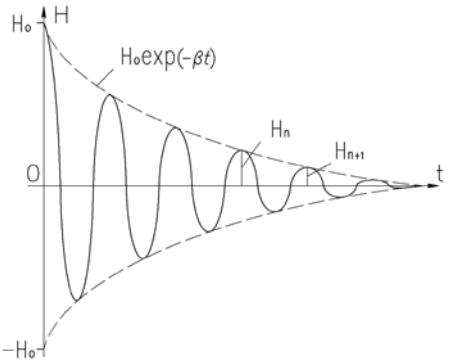


Рис.2

1. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).
2. V. M. Krasnov, V. A. Larkin and V. V. Ryazanov, Physica C **174**, 440 (1991).
3. Х. Р. Ростами, ФТТ, **55**, 1677 (2013).
4. Х. Р. Ростами, Письма в ЖЕТФ, **105**, 754 (2017).

КОМПОЗИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ, ПЕН И ЭЛАСТОМЕРОВ

Л.А. Макарова, Т.С. Русакова, Ю.А. Алехина, Н.С. Перов

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Россия

Магнитореологические материалы, к которым относятся магнитные жидкости, пены и эластомеры, являются многофункциональными. В настоящее время такие материалы активно используются в различных областях робототехники, в датчиках, манипуляторах, а также в биомедицинских приложениях. Магнитореологические эластомеры (МРЭ) известны как полимеры с ферро- (или антиферро-, или ферри-) магнитными частицами. В то же время одними из перспективных материалов являются и магнитореологические пены (МРП), представляющие собой пористую структуру с магнитной жидкостью.

Целью данной работы является изучение магнитодеформационных преобразований в композитных объемных структурах на основе магнитореологических пен и эластомеров. Ранее было показано [1,2], что внешние механические напряжения влияют как на величину диэлектрической проницаемости, так и на значение коэрцитивной силы магнитных эластомеров. При этом известно, что образец магнитного эластомера является несжимаемым, поэтому в ограниченном объеме при приложении внешних механических напряжений в нем возникают только внутренние напряжения без изменения формы эластомера. В отличие от МРЭ, приложение внешних механических напряжений к образцу МР пены может привести к изменению его объема из-за пористости образца.

Были исследованы механические характеристики следующих композитных материалов: 1) двухкомпонентные эластомеры с микрочастицами железа, неодим-железо-бор, феррита бария; 2) трехкомпонентные материалы на основе силиконовой пористой структуры с добавлением выше перечисленных эластомеров, а также с добавлением магнитной жидкости с наночастицами феррита кобальта. Изображение силиконовой пористой основы для изготовления МРП представлено на Рис. 1.

Размер пор составляет от 180 до 430 мкм, что является достаточным для возникновения капиллярного эффекта при помещении магнитной жидкости или жидкой предкомпозиции для эластомера в данную пористую структуру.

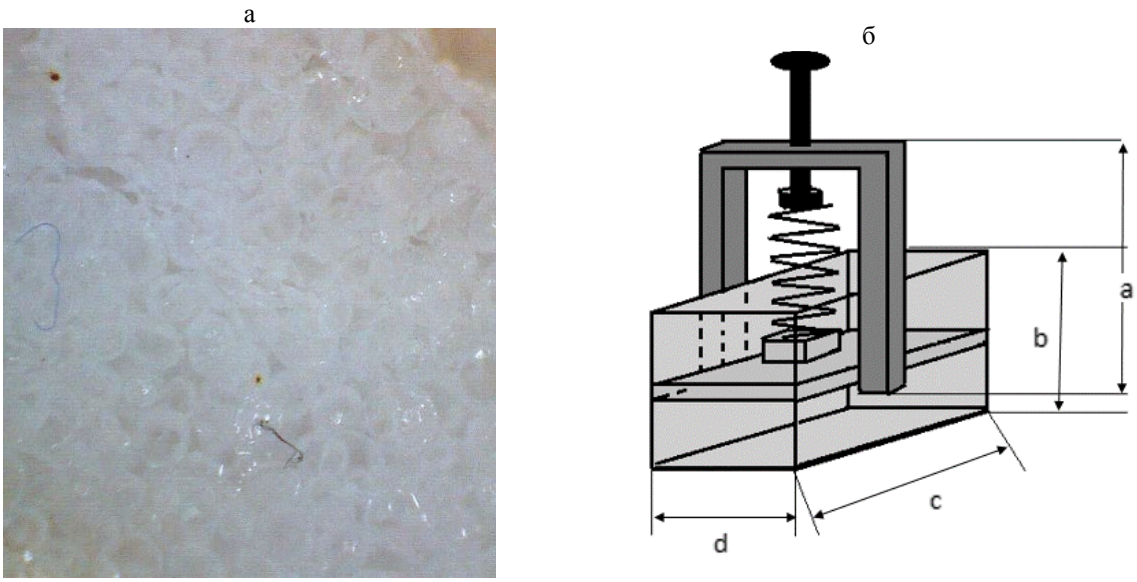


Рис.1. а) Изображение силиконовой пористой структуры, полученное с помощью оптического микроскопа. б) Схематическое изображение измерительной ячейки для приложения механического давления к образцу в процессе проведения измерений.

Исследование магнитных свойств проводилось с помощью вибрационного магнитометра LakeShore (модель 7400) в температурном диапазоне от 100 К до 300 К для анализа учета вклада матрицы в магнитные и механические свойства композитных материалов. Также было исследовано влияние внешних механических напряжений, прикладываемых к образцу, на его магнитные и электрические свойства. Для этого образец помещался в измерительную ячейку (Рис.1б), которая закреплялась на держателе. В работе будет представлено обсуждение результатов зависимости величины обратного магнитодеформационного эффекта от типа магнитореологического материала и типа наполнителя.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00354.

Авторы благодарят Центр Молодежного Инновационного Творчества при Научном Парке МГУ имени М.В. Ломоносова и его руководителя Морозова В.В. за оказанную поддержку в разработке измерительных ячеек, напечатанных с помощью 3D-принтера.

1. L.A. Makarova et.al., Book of Abstracts 18th ISEM, No.270 (2017).
2. L.A. Makarova et.al., Book of Abstracts 7th BICMM, 207-208 (2016).

ОБЪЕМНАЯ И ПОВЕРХНОСТНАЯ МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ В ТРИГОНАЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ С НУЛЕВЫМ ОРБИТАЛЬНЫМ МОМЕНТОМ

М. Стругацкий[1], Я. Клява[2], К. Селезнева[1], А. Дровосеков[3], С. Ягупов[1], В. Зубов[4]

[1] *Физико-технический институт, Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, Россия*
[2] *LOMA, UMR 5798 Université de Bordeaux-CNRS, Talence, France*
[3] *Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Россия*
[4] *Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия*

В материалах, магнетизм которых обусловлен ионами с нулевым орбитальным моментом, обменная связь в хорошем приближении изотропна. В этом случае магнитокристаллическая анизотропия должна включать вклады только от диполь-дипольного и одноионного взаимодействий [1]. В настоящей работе мы рассматриваем тригональные легкоплоскостные магнетики, в которых, помимо объемной, существует также поверхностная магнитокристаллическая анизотропия. В качестве модельного объекта таких систем используется борат железа, $FeBO_3$ [2].

Объемная магнитокристаллическая анизотропия бората железа включает в себя одноосную и базисную гексагональную компоненты. При этом в качестве источников одноосной анизотропии обычно рассматривают дипольный и одноионный механизмы. Для базисной же анизотропии − только одноионный механизм, поскольку, по соображениям симметрии, дипольный механизм такого вклада давать не должен − энергия диполь-дипольного взаимодействия для точечных диполей в базисной плоскости оказывается изотропной [3]. В настоящей работе мы учитываем тот факт, что магнитные диполи, связанные с ионами Fe^{3+}, имеют конечные размеры (неточечные диполи). В качестве модели таких диполей мы рассматриваем круговой виток с током [4]. Сравнение теоретических результатов, полученных в рамках этой модели, с нашими результатами АФМР дает возможность доказать наличие вклада диполь-дипольного взаимодействия в базисную магнитокристаллическую анизотропию бората железа, а также оценить эффективный размер диполя, связанного с ионом Fe^{3+} [5].

Поверхностная магнитокристаллическая анизотропия в борате железа возникает и существенно проявляется из-за изменений взаимодействия ионов в приповерхностной области и очень слабой базисной анизотропии в объеме кристалла. Изменение взаимодействия обусловлено изменением окружения приповерхностных магнитных ионов и связанным с этим частичным разрывом связей, а также с реконструкцией поверхности –

со смещением приповерхностных ионов из кристаллографических позиций, свойственных объему.

Ранее поверхностная магнитная анизотропия бората железа была описана нами только в магнитодипольном приближении в пренебрежении одноионным вкладом [6]. В настоящей работе мы предлагаем модель структуры приповерхностного слоя, учитывающую не только изменение взаимного расположения ионов железа, но и искажение их кислородного окружения, приводящее к понижению симметрии кислородных октаэдров. В этом случае вклад одноионного механизма в поверхностную анизотропию становится весьма существенным. Для его адекватного учета использовался обобщенный спиновый гамильтониан, параметры которого были определены в рамках суперпозиционной модели [7]. Расчет вклада одноионного механизма в энергию поверхностной анизотропии проводился по теории возмущений [8].

Таким образом, нами обобщена теория объемной и поверхностной магнитокристаллической анизотропии в тригональных магнетиках с нулевым орбитальным моментом путем последовательного учета как дипольного, так и одноионного вкладов. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-32-00210 мол_а, РФФИ и Совета министров Республики Крым в рамках научного проекта № 17-42-92015, а также в рамках Программы развития ФГАОУ ВО «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского» на 2015-2024 годы.

1. J. Kanamori, in: Magnetism, a treatise on modern theory and material, G.T. Rado, H. Suhl eds., Acad. Press, Vol. 1, 127 (1963).
2. R. Diehl, W. Jantz, B.I. Nolang and W. Wettling, in: Current Topics in Materials Science, E. Kaldis ed., Elsevier, NY, Vol. 11, 241 (1984).
3. K. Seleznyova, PhD Thesis, Université de Bordeaux (2016).
4. K. Seleznyova, M. Strugatsky and J. Kliava, Eur. J. Phys., **37**, 025203 (2016).
5. M. Strugatsky, K. Seleznyova, S. Yagupov, A. Drovosekov and J. Kliava, JMMM, **442**, 417 (2017).
6. E.M. Maksimova, I.A. Nauhatsky, M.B. Strugatsky and V.E. Zubov, JMMM, **322**, 477 (2010).
7. K. Seleznyova, M. Strugatsky, S. Yagupov, N. Postivey, A. Artemenko and J. Kliava, Phys. Stat. Sol. B, **251**, 1393 (2014).
8. M. Strugatsky, K. Seleznyova, V.E. Zubov and J. Kliava, Surface Science, **668**, 80 (2018).

ОСОБЕННОСТИ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ СПЛАВОВ ЖЕЛЕЗО-ВАНАДИЙ-АЛЮМИНИЙ ПРИ МАЛОЙ ВАРИАЦИИ СОДЕРЖАНИЯ НЕПЕРЕХОДНОГО ЭЛЕМЕНТА В СТЕХИОМЕТРИЧЕСКОМ СОСТАВЕ

А.Ю. Усик, В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, А.Т. Лончаков, В.В. Марченков

ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Основная задача наших исследований заключается в выявлении особенности электронной структуры сплавов железо-ванадий-алюминий (Fe_2VAl). Данные сплавы в равновесном состоянии, при вариации состава вблизи стехиометрического, могут проявлять широкое разнообразие магнитных, электрических, термоэлектрических и тепловых свойств [1-3], что определяет возможности их практического применения. С одной стороны, их можно рассматривать в качестве перспективных термоэлектриков [2]. С другой стороны, наличие в данных сплавах заполненной спиновой подзоны с высокой плотностью состояний делает их привлекательными объектами для использования в области спинтроники [2].

В сплавах на основе железо-ванадий-алюминий при вариации состава вблизи стехиометрии полезную информацию об особенностях рассеяния носителей заряда, их концентрации, наличии спиновой поляризации носителей тока и ферромагнитного упорядочения могут дать гальваномагнитные эффекты. В ходе последних исследований мы выявили сильное влияние содержания непереходного металла на величину и характер проявления спонтанной намагниченности в гальваномагнитных свойствах. Для изучения природы эффекта в настоящей работе выполнен сравнительный анализ температурной зависимости электросопротивления, магнитосопротивления и аномального эффекта Холла сплавов Fe-V-Al при изменении состава вблизи стехиометрического, как для атомов железа, так и для атомов алюминия. Эксперименты проводились на трех образцах сплава: образец 1, обогащенный только железом (сплав $Fe_{2.1}V_{0.91}Al_{0.99}$), образец 2, обогащенный железом и алюминием (сплав $Fe_{2.05}V_{0.91}Al_{1.04}$), и образец 3, обогащенный ванадием и алюминием (сплав $Fe_{1.87}V_{1.1}Al_{1.03}$). Данные сплавы были выплавлены в индукционной печи в инертной атмосфере аргона. Рентгеноструктурные исследования подтвердили наличие структуры $L2_1$ во всех образцах.

Из температурной зависимости удельного сопротивления ρ0 (T) для образцов 1 и 2 без магнитного поля. Нами были обнаружены максимумы при температуре T_{max}=25К (образец 1) и 59К (образец 2). Подобные максимумы в сплавах $Fe_{2-x}V_{1+x}Al$ указывают на наличие ферромагнитного фазового перехода [4,5,6]. Таким образом, можно заключить, что даже неболь-

шое отклонение от стехиометрии в сторону роста содержания Al приводит к существенному увеличению температуры Кюри.

Образец 3 по данным магнитных измерений является парамагнитным в измеренном интервале температур. Для него температурная зависимость электросопротивления демонстрирует отрицательный температурный коэффициент, как это имеет место в полупроводниках. Наиболее резкое убывание ρ_0 (T) с ростом T наблюдается в интервале температур (2 – 40)К, что может быть связано с наличием узкой псевдощели на уровне Ферми [7].

О более высокой степени поляризации дырок в образце 2 также свидетельствует температурная зависимость отрицательного магнитосопротивления (ОМС). для образца 2 ОМС имеет глубокий минимум при температуре, близкой к T_C, тогда как для образца 1 наблюдается увеличение ОМС при уменьшении T от 80 до 4.2К.

Исследование эффекта Холла показало, что дополнительное легирование сплава атомами алюминия приводит к изменению знака аномального вклада от отрицательного (образец 2) до положительного (образец 1) выше 10 К. В соответствии с обычными измерениями сопротивления Холла концентрация носителей тока (дырок) слабо снижается при понижении температуры и становится постоянной при T <10К. Отсюда можно сделать вывод, что полученные данные подтверждают существование резко меняющейся электронной плотности состояний и сильного рассеяния носителей заряда магнитными неоднородностями в сплавах при вариации состава вблизи стехиометрического.

Работа выполнена в рамках государственного задания FASO Russia (тема «Электрон» Г.р.№ АААА-А18-118020190098-5), а также при частичной поддержке гранта РФФИ N 18-32-00618

[1] Y. Nishino, M. Kato, S. Asano, K. Soda, M. Hayasaki, Phys. Rev. Lett. 79, 1909 (1997)

[2] K. Sato, T. Naka, M. Taguchiy, et. alPhys. Rev. B 82, 104408 (2010).

[3] Y.Sandaiyi, N.Ide, Y.Nishino, et. alJ. Jpn. Soc. PowderandPowderMetal. 57, 207 (2010).

[4] T. E. Govorkova, A. T. Lonchakov et al., Techn. Phys. Lett. 42, 1122 (2016)

[5] T. Kanamota, T. Sasaki, et. al J. Alloys Compds. 317-318, 390 (2001).

[6] Т.Е. Говоркова и др., XXXVII Совещание по физике низких температур, 2015. Тезисы докладов. Казань, с.99.

[7] В.И. Окулов, В.Е. Архипов, и др. ФНТ33, 907 (2007).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ НИКЕЛЬ-ЦИНКОВЫХ ФЕРРИТОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СООТНОШЕНИЯХ Ni-Zn

К.О. Фунтов, Н.Е. Гервиц, С.С. Старчиков, И.С. Любутин

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова,
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Москва 119333, Россия

Наночастицы никель-цинковых ферритов крайне интересны для изучения благодаря их практической значимости в таких областях, как устройства хранения информации с высокой плотностью, микроволновые электронные устройства, датчики катализа и биомедицина [1]. Хорошо известно, что свойства наночастиц феррита никеля значительно отличаются от объемных образцов и могут быть перспективны для применения в источниках энергии. Одна из основных задач состоит в контролируемом синтезе и характеризации таких наноматериалов с целью их дальнейшего практического применения.

В данной работе были синтезированы и исследованы методами TEM, XRD, SEM, электронной дифракции и мессбауэровской спектроскопии серия наночастиц ферритов-шпинелей $Ni_{1-x}Zn_xFe_2O_4$, x = {0.0 - 1.0}. Мессбауэровская спектроскопия показала, что при комнатной температуре спектры состоят из парамагнитных дублетов (Рис. 1). При низких температурах спектры представляют собой суперпозицию из нескольких компонент, в том числе появляются магнитные компоненты от ионов железа, находящихся в магнитно упорядоченном состоянии. В процессе работы были оценены размеры частиц, степень монодисперсности, магнитные и суперпарамагнитные свойства, а также зависимость свойств от концентрации цинка в образцах.

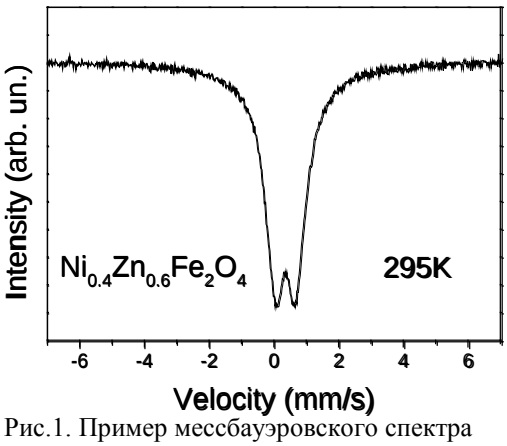


Рис.1. Пример мессбауэровского спектра феррита $Ni_{0.4}Zn_{0.6}Fe_2O_4$ при комнатной температуре.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства научных организаций (соглашение №007-ГЗ/Ч3363/26) и Российского научного фонда (Project No. 14-12-00848-Р).

1. Mondal, R. et al, Study on magnetic and hyperfine properties of mechanically milled Ni0.4Zn0.6Fe2O4 nanoparticles, // J.MMM, (2017)

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ПОЛУЧЕННЫХ ГИДРОТЕРМАЛЬНЫМ СПОСОБОМ ОКСИДОВ ЖЕЛЕЗА И ТИТАНА

П.В. Харитонский[1,2], А.А. Валиуллин[3], К.Г. Гареев[2], А.К. Гурылев[2], А.С. Камзин[4], С.А. Кириллова[2], А.А. Костеров[1], Е.С. Сергиенко[1], Е.В. Шевченко[1]

[1]*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*СПбГЭТУ «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия*
[3]*Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, Казань, Россия*
[4]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

Наночастицы титаномагнетита ($Fe_{3-x}Ti_xO_4$) рассматриваются в качестве перестраиваемых зондов микробного окисления металла [1] и перестраиваемой твердотельной окислительно-восстановительной системы Fe (II/III) [2], а также в качестве возобновляемого гетерогенного катализатора для органического синтеза [3,4]. Отдельный интерес представляют собой магнитные характеристики титаномагнетита и титаномаггемита [5].

Получение экспериментальных образцов в настоящей работе производили осаждением магнетита в суспензии порошка TiO_2. В 100 мл дистиллированной воды растворяли $FeCl_3 \cdot 6H_2O$ и $FeSO_4 \cdot 7H_2O$ в молярном отношении 2:1, после чего в растворе диспергировали порошок TiO_2. Затем в суспензию добавляли 10 мл раствора аммиака, полученный магнитный осадок промывали с использованием постоянного магнита Nd-Fe-B марки N35 до достижения pH = 7 и отсутствия хлорид и сульфат ионов. Далее порошок сушили при комнатной температуре. Параметры гидротермальной обработки: температура 240 и 470°C, давление 50 и 42 МПа, соответственно; гидротермальная среда – дистиллированная вода, продолжительность изотермической выдержки 4 часа.

Исследование полученных образцов производили методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), рентгеновской дифракции, вибрационной магнитометрии и мёссбауэровской спектроскопии.

Согласно данным СЭМ образца до гидротермальной обработки исходная суспензия содержит субмикронные частицы диоксида титана, на которых осаждены «магнитные» наночастицы. Гранулометрический состав образца после гидротермальной обработки при температуре 470°C при давлении 42 МПа представлен частицами четырех типов: макроскопических, размерами несколько мкм, субмикронными и более мелкими (порядка десятков и, возможно, единиц нанометров). Мельчайшие частицы выглядят как «облачка», СЭМ не позволяет разрешить их структуру.

Изменение температуры гидротермальной обработки принципиально не сказывается на топологии дифрактограммы. Пики соответствуют следующим фазам: α-Fe_2O_3 – гематит; TiO_2 – анатаз; далее Fe_3O_4 – магнетит

или твердый раствор на основе Fe_3O_4. Если титан входит в структуру шпинели, то не более чем в соответствии с составом $Fe_{2.75}Ti_{0.25}O_4$. Период решетки кристаллической фазы со структурой шпинели составляет 0,8362–0,8367 нм в зависимости от содержания диоксида титана в исходной суспензии, что является промежуточным значением между постоянными решетки маггемита (0,8339 нм) и магнетита (0,8397 нм).

Мёссбауэровский спектр образца, полученного после гидротермальной обработки при температуре 240°С при давлении 50 МПа, представлен на рис. 1 и содержит характерный секстет линий, что соответствует устойчивому ферримагнитному состоянию. Кроме того, небольшая доля частиц (1–2%) находится в суперпарамагнитном состоянии.

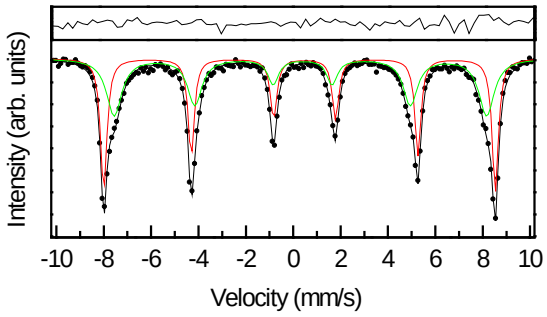


Рис. 1. Мёссбауэровский спектр образца после гидротермальной обработки при температуре 240°С при давлении 50 МПа

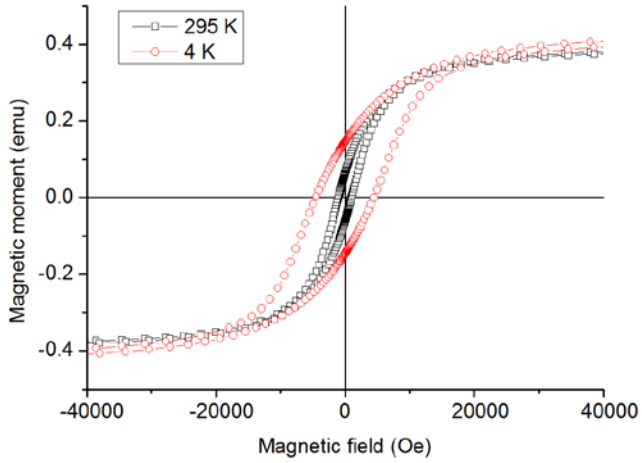


Рис. 2. Петли перемагничивания образца после гидротермальной обработки при температуре 470°С при давлении 42 МПа

Размеры частиц обусловливают их магнитные свойства: устойчивое ферримагнитное состояние с высокими значениями коэрцитивной силы и остаточной намагниченности (см. рис. 2). При увеличении содержания диоксида титана в исходной суспензии с 0,5 до 2 г при температуре гидротермальной обработки 240°С удельный магнитный момент насыщения снижается с 26,4 до 14,1 эме/г, коэрцитивная сила при этом составляет 70–75 Э. Повышение температуры гидротермальной обработки до 470°С не приводит к существенному изменению удельного магнитного момента насыщения (становится равным 23,9 эме/г), при этом коэрцитивная сила возрастает в полтора раза – до 110 Э.

Для установления магнитного состояния и характерных размеров частиц в образцах были построены кривые разрушения идеальной (безгистерезисной) остаточной намагниченности (рис. 3) и их коэрцитивные спектры при комнатной температуре. На рис. 4 представлен спектр одного из

образцов. Остальные выглядят подобно спектру, приведенному на указанном рисунке.

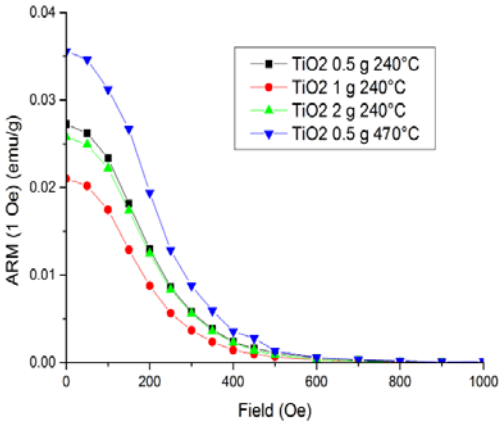


Рис. 3. Кривые разрушения идеальной (безгистерезисной) остаточной намагниченности, созданной при комнатной температуре в поле 1 Э

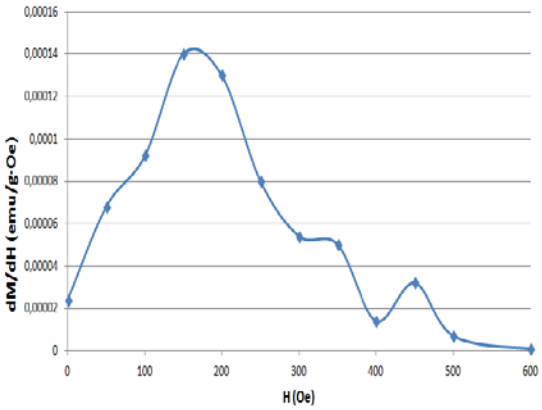


Рис. 4. Коэрцитивный спектр образца, полученного при температуре 470°C при давлении 42 МПа

Значения магнитных характеристик, полученные из рисунков 2 и 4, позволили оценить отношения остаточной намагниченности к намагниченности насыщения ($M_{rs}/M_s \approx 0{,}2–0{,}3$) и коэрцитивной силы по остаточной намагниченности к коэрцитивной силе ($H_{rc}/H_c \approx 2–3$) для наших образцов. Согласно представлениям магнитной гранулометрии (см., например, [6]) такие величины рассматриваемых отношений соответствуют объектам, в которых магнитные свойства обусловлены однодоменными и/или малодоменными (псевдооднодоменными) частицами. Характерные размеры таких частиц имеют порядок десятков нанометров (для магнетита более 20 нм).

При выполнении работы использовано оборудование Научного парка Санкт-Петербургского государственного университета.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты №16-32-60010 и №18-05-00626.

1. J. Liu et al, J. Am. Chem. Soc., **135**, 8896–8907 (2013).
2. C.I. Pearce et al, J. of Colloid and Interface Science, **387**, 24–38 (2012).
3. D. Azarifar, Y. Abbasi, Synthetic Communications, **46**, 745–758 (2016).
4. D. Azarifar et al. Appl Organometal Chem., e3949 (2017).
5. W. Xu et al, American Mineralogist, **82**, 1101–1110 (1997).
6. J.L. Kirschvink, D.S. Jones, B.J. MacFadden, Magnetite Biomineralization and Magnetoreception in Organisms. A New Biomagnetism, Plenum Press, New York, 1985.

МУЛЬТИСЕГМЕНТНЫЕ И ГРАДИЕНТНЫЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ СТЕРЖНИ: СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ

Л. А. Чеканова[1], Е.А. Денисова[1], И.В. Немцев[2], Р.С. Исхаков[1]

[1]*Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Россия*
[2]*Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук»*

В последнее время магнитные нанопроволоки, наностержни рассматриваются как перспективные материалы для различных магнитных сенсоров , устройств спинтроники , биомедицинских технологий [1-2]. Пленки и объемные материалы с градиентом по составу уже нашли применение при изготовлении сенсоров, элементов микроэлектроники (индукторы), среды для магнитной записи [3]. В нашей работе представлены результаты изучения оптимальных условий синтеза и исследования магнитных свойств мультисегментных (МС) стержней, осажденных в поры трековых мембран, и стержней на основе сплавов 3-d металлов с градиентом концентрации одного из элементов вдоль оси стержня.

Методом химического осаждения синтезированы МС стержни Co(P)/Ni(P)/Fe(P), CoNi/FeNi; стержни CoNi(P) с градиентом концентрации Co и Ni вдоль оси нити в порах поликарбонатных трековых мембран (ПКТМ) с диаметрами пор от 0,1 до 0,4 мкм. Полученные образцы исследовались методами электронной микроскопии и рентгеновской дифракции. Исследованы интегральные (ширина линии ФМР, коэрцитивная сила) и основные (намагниченность насыщения, константа обменного взаимодействия, величина поля локальной анизотропии) магнитные характеристики синтезированных материалов.

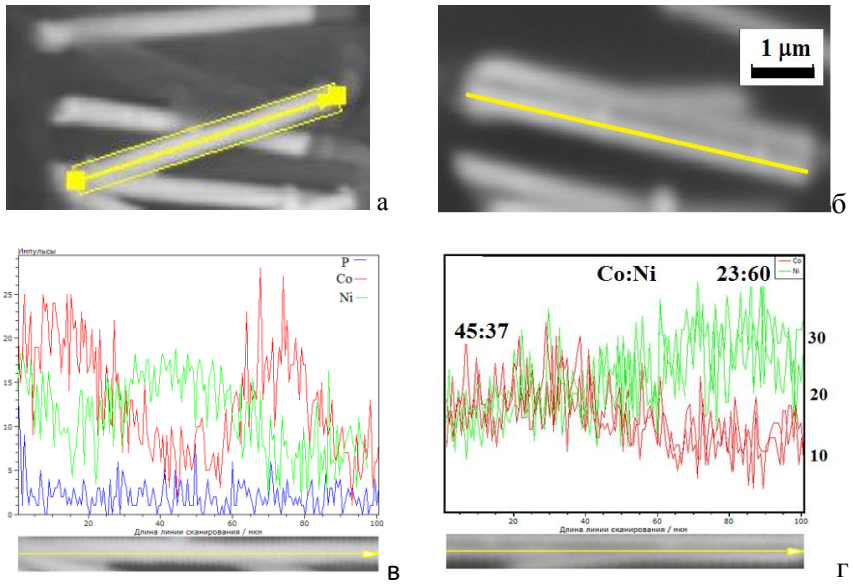
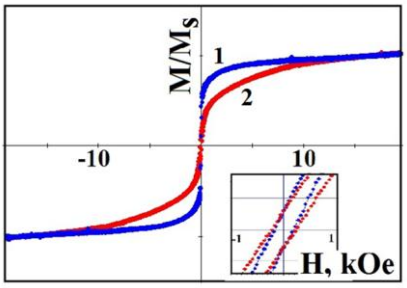
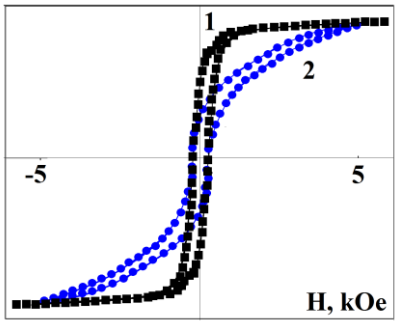


Рис.1. РЭМ изображения стержней Co(P)/Ni(P) (а) и CoNi(P) (б); EDX карта распределения Co и Ni вдоль стержней (в,г)

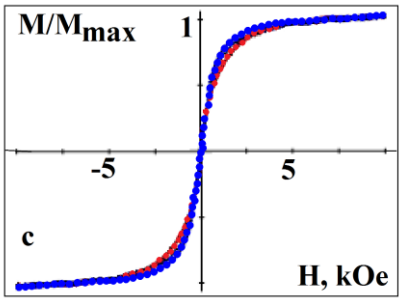
На рис.1 представлены электронно микроскопические изображения и EDX карты МС стержней Co(P)/Ni(P) и градиентных CoNi(P) стержней. EDX карта распределения элементов демонстрирует градиент концентрации Ni и Co вдоль оси стержня. Установлено, что для стержней как на основе сплавов Co, так и сплавов Fe легкая ось намагничивания лежит вдоль оси стержня. Магнитоструктурными методами [4] показано, что сплавы FeNi(P), Co(P), CoNi(P) в порах ПКТМ находятся в нанокристаллическом состоянии. Высокополевая часть кривых намагничивания *M(H)* (H > 5 кЭ) удовлетворяет зависимости $M(H) = M_0(1 - DHa/H^2)$, где $H_a = 2K/M_s$ - поле локальной магнитной анизотропии. Обнаружено, что для всех образцов на основе Co увеличение и диаметра пор поликарбонатных мембран, и содержания фосфора в образцах приводит к уменьшению величины поля локальной анизотропии. Однородные нити всех составов характеризуются одним пиком ФМР и наименьшим значением ширины линии ферро-магнитного резонанса ΔH. В случае монотонного изменения концентрации элементов наблюдается один пик ФМР при значительном увеличении величины ΔH. Чередование слоев различного состава приводит к появлению дополнительных резонансных пиков ФМР, так называемой, «перетяжке» на петле магнитного гистерезиса (рис.2) и увеличению величины коэрцитивной силы. По результатам исследований проведен сравнительный анализ магнитных свойств градиентных и однородных материалов на основе сплавов 3 металлов. Магнитные свойства обсуждаются в рамках модели случайной магнитной анизотропии.



а



б



в

Рис.2. Петли гистерезиса однородных $Co_{88}P_{12}$ (a), мультисегментных Co(P)/Ni(P)/Fe(P) (b) и градиентных CoNi(P) (c) стержней (1-поле приложено вдоль стержней, 2- перпендикулярно оси стержня)

1. C. Zet, C. Fosalau, Dig. J. Nanomater Bios. 7(1), 299 (2012).
2. Y. P. Ivanov, A. Alfadhel, M. Alnassar, J. E. Perez, M. Vazquez, A. Chuvilin, and J. Kosel, Nature Sci. Rep. 6, 24189 (2016).
3. C. Bormio-Nunes, M.J.R Sandim, L. Ghivelder, J. Phys.: Cond. Matt., **19** (44), 446204 (2007).
4. Р.С. Исхаков, С.В. Комогорцев, А.Д. Балаев, Л.А. Чеканова, Письма в ЖЭТФ. **72,** 440 (2000).

ДИНАМИКА НАМАГНИЧЕННОСТИ СВОБОДНОГО СЛОЯ СПИНОВОГО ВЕНТИЛЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ, ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОГО ПЛОСКОСТИ СЛОЕВ

Н.В. Островкая[1], Ю.А. Юсипова[1,2]

[1]*Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, Россия*
[2]*Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Россия*

За годы, прошедшие с момента открытия гигантского магнетосопротивления, появилось большое количество микроэлектронных устройств, в основе которых лежат слоистые спин-вентильные структуры. Переключательный режим работы спинового вентиля из неустойчивого положения равновесия в устойчивое используется в работе магниторезистивной памяти MRAM, в то время как прецессирование вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля является основой работы наноосцилляторов STNOs. Данное исследование направлено на изучение режимов работы спинового вентиля, помещенного в магнитное поле, перпендикулярное плоскости его слоев (см. рис.1.).

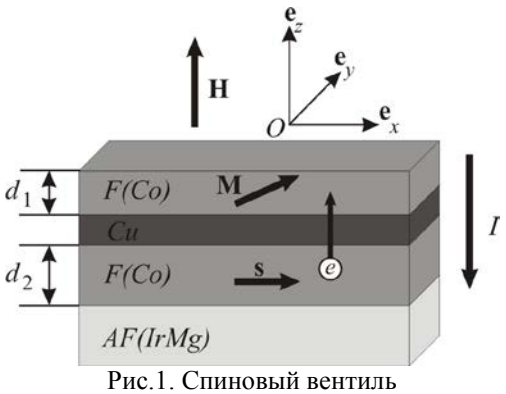


Рис.1. Спиновый вентиль

Спиновый вентиль с квадратным поперечным сечением изображен на рис.1. Оси *OX* и *OY* декартовых координат, связанных со структурой, ориентированы вдоль сторон квадрата, ось *OZ* перпендикулярна плоскости слоев. Ферромагнитные слои вентиля изготовлены из кобальта с осью легкого намагничивания, параллельной оси *OX*. Структура помещена в магнитное поле **H**, направленное вдоль оси *OZ*. Параллельно оси *OZ* пропускается электрический ток плотностью *J*. Физические основы работы спинового вентиля были изложены в работе Дж. Слончевского [1].

Подобно описанию динамики намагниченности в поле, параллельном оси анизотропии [2,3], динамика вектора намагниченности **M** свободного слоя спинового вентиля в перпендикулярном поле может быть описана с помощью системы дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned}
\dot{m}_x &= m_y m_z - m_y h + \alpha k m_x + \alpha m_x m_z^2 - \alpha m_x m_z h - \alpha k m_x^3 - jGm_z^2 - jGm_y^2,\\
\dot{m}_y &= jGm_x m_y - m_x m_z + h m_x - k m_x m_z - \alpha jGm_z + \alpha m_y m_z^2 - \alpha h m_y m_z - \alpha k m_y m_x^2, \quad (1)\\
\dot{m}_z &= k m_x m_y + jGm_x m_z + \alpha jGm_y - \alpha m_z + \alpha h + \alpha m_z^3 - \alpha h m_z^2 - \alpha k m_z m_x^2.
\end{aligned}$$

где m_x, m_y, m_z — проекции вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля на оси *OX*, *OY* и *OZ* соответственно, α — безразмерный коэффициент диссипации, j — плотность спин-поляризованного тока,

G — коэффициент токовой поляризации, который, согласно [1], определяется выражением:

$$G = \frac{4P^{3/2}}{(1+P)^3(3+\mathbf{m}\cdot\mathbf{s})-16P^{3/2}} = \frac{c}{b+m_x}.$$

Здесь $c = \frac{4P^{3/2}}{(1+P)^3}$, $b = 3-4c$, $P = \frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{n_\uparrow + n_\downarrow}$ — параметр спиновой поляризации.

Нормировки, используемые при расчетах, были следующими: $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_s}$, $\mathbf{h} = \frac{\mathbf{H}}{M_s}$, $\tau = \frac{t\gamma\mu_0 M_s}{(1+\alpha^2)}$, $j = \frac{J\hbar}{d_1 e\mu_0 M_s{}^2}$, $k = \frac{2K_a}{\mu_0 M_s^2}$, где M_s — намагниченность насыщения, γ — гиромагнитное отношение, K_a — константа анизотропии. Особенности бифуркационного анализа динамической системы спинового вентиля в продольном магнитном поле исследовались в статьях [2,3]. Однако динамическая система (1) отличается от той, что возникает в случае продольного поля.

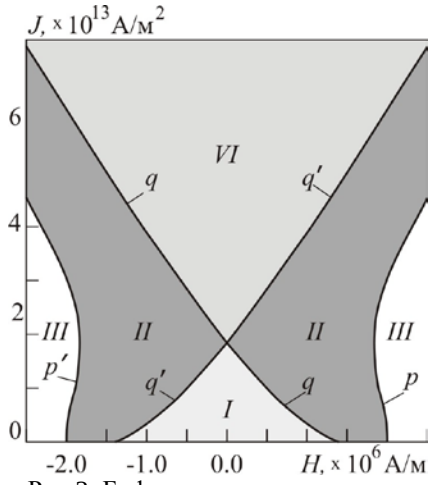


Рис.2. Бифуркационая диаграмма

На рис. 2 показана бифуркационная диаграмма системы (1). Установлено, что в каждой точке области I существует шесть положений равновесия вектора намагниченности **M** (особых точек динамической системы (1)). В каждой точке областей с номером II — четыре особых точки, а в каждой точке областей III и IV существует по две особых точки.

Для моделирования режимов динамики вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля в положительных полях и токах с помощью метода Рунге-Кутты были рассчитаны траектории конца вектора намагниченности. Переключательный режим и режим прецессии (предельный цикл) — это основные режимы работы спинового вентиля, представляющие практическую ценность.

На рис.3а показано переключение спинового вентиля из пяти различных положений равновесия в особую точку T_2 типа устойчивый фокус. В данном случае точка T_1, T_3 и T_4 имеют тип «неустойчивый фокус», а точки T_5 и T_6 — седла. В ходе моделировании динамики вектора намагниченности был обнаружен еще один переключательный режим спинового вентиля:

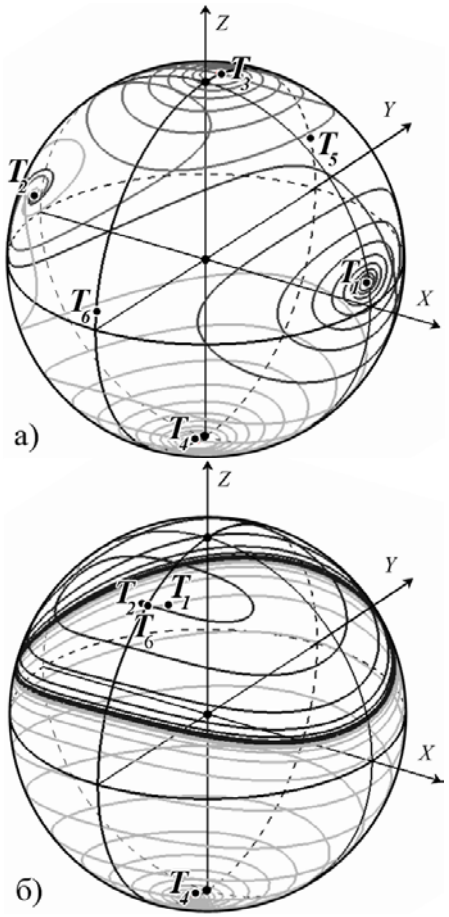


Рис.3. Динамика вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля а) переключение б) предельный цикл

переключение спинового вентиля из неустойчивого фокуса T_4 в устойчивый фокус T_3. Однако этот режим не представляет практического интереса, так как, в данной конфигурации, при выключении тока и поля точка T_4 теряет свою устойчивость. Тогда вектор намагниченности равновероятно переключается в точку T_1 или T_2.

Режим прецессии вектора намагниченности показан на рис.3б. С одной стороны предельного цикла находится неустойчивый фокус T_4, а с другой стороны неустойчивый фокус T_6 и седла T_1 и T_2.

Установлено, что переключательный режим, показанный на рис.3а, является наилучшим типом динамики вектора намагниченности для работы ячейки MRAM. Однако значения магнитных полей и токов, соответствующих этому режиму переключения, значительно выше, чем эти значения для спинового вентиля в магнитном поле, параллельном оси анизотропии, полученные в работах [2,3].

Оптимальным режимом работы спинового вентиля как нано-осциллятора является режим с устойчивым предельным циклом, показанный на рис.3б. Диапазоны магнитных полей и токов для этого режима, которые соответствуют максимальной амплитуде, частоте и низкому энергопотреблению нано-осциллятора: $H \in [-1{,}8; -1{,}6] \cap [1{,}6; 1{,}8] \cdot 10^6 \frac{\text{А}}{\text{м}}$, $J \in [0{,}6; 10] \cdot 10^{12} \frac{\text{А}}{\text{м}^2}$.

1. J.C. Slonczewski, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 159, L1–L7 (1996).
2. N.V. Ostrovskaya, V.A. Skidanov, and Iu.A. Iusipova, Solid State Phenomena, 233-234, 431 (2015).
3. Н.В. Островская, В.А. Скиданов, Ю.А. Юсипова, Компьютерные исследования и моделирование, 8(4), 605 (2016).

Уже давно люди знали о двух способах намагничивать воду.
Один, когда намагничивают пассами, а другой, естественный,
когда вода ставилась у изголовья…

Е.И. Рерих, «Учения Живой Этики. Вода (общее)»

ПРОЦЕССЫ НАМАГНИЧИВАНИЯ И ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТНОСТИ LiTiZn ФЕРРИТОВОЙ КЕРАМИКИ ПО ТЕМПЕРАТУРНЫМ ЗАВИСИМОСТЯМ НАЧАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

А.Б. Петрова, А.В. Малышев, А.П. Суржиков

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

Ферриты представляют собой оксидные магнитные материалы, обладающие высокими магнитными свойствами и низкой электропроводностью. В современной радиоэлектронике ферриты находят широкое применение в качестве магнитных материалов для фазовращателей, циркуляторов, элементов фазированных решеток, сердечников бытовой и специальной радиоэлектронной аппаратуры [1]. Одной из причин такой популярности является простота их изготовления. Однако использование классической керамической технологии изготовления ферритов может повлечь за собой появление побочных фазовых включений и дефектов, которые в свою очередь ухудшают магнитные характеристики изделия [2]. В настоящее время для регистрации структурных нарушений и оценки гомогенности изделий из ферритовой керамики применяют методы измерения истинной теплоемкости, начальной восприимчивости парапроцесса, намагниченности насыщения в интервале температур включающем точку Кюри [3]. Однако перечисленные методы являются достаточно трудоемкими, избирательными к определенным видам дефектов и не позволяют давать количественную оценку флуктуациям химического состава. Таким образом, представляется необходимым осуществлять точный и высокочувствительный контроль магнитных характеристик и дефектности ферритов. Для решения данной задачи могут быть использованы измерения одной из наиболее структурночувствительных характеристик – начальной магнитной проницаемости ферритовой керамики в интервале температур включающем точку Кюри.

Целью данной работы является разработка и апробация метода оценки дефектности ферритовой керамики, основанного на измерении температурных зависимостей начальной магнитной проницаемости.

Объектом исследования являлась LiTiZn ферритовая керамика марки 3СЧ18, изготовленная по классической керамической технологии. Спекание образцов тороидальной формы осуществлялось в лабораторной печи сопротивления в воздушной среде при двух режимах : при $T_{сп}$ = 1010 °C, $t_{сп}$ = 2 ч и медленном естественном охлаждении образца в течение 4 часов в печи; при $T_{сп}$ = 1010 °C, $t_{сп}$ = 2 ч и быстром охлаждении образца в течение 4 минут на воздухе. Ожидалось, что образцы, полученные в

режиме быстрого охлаждения, будут иметь более высокий уровень дефектности, за счет роста упругих напряжений материала.

Измерение индуктивности L проводили мостовым методом для катушки индуктивности с сердечником из ферритового тороида на низкочастотном измерителе LCR-819 в электромагнитном поле частотой 1 кГц напряженностью 0.1 Э. Обмотка, состоящая из 40 витков, была выполнена из тонкого медного провода с фторопластовой изоляцией. Нагревание образца осуществлялось в измерительной ячейке со встроенными нагревателями. Измерения проводили при медленном остывании образца от температуры на 50 градусов превышающую точку Кюри, для исключения влияния предыстории на начальную магнитную проницаемость.

Значения начальной магнитной проницаемости рассчитывались по формуле:

$$\mu_i = \frac{L \cdot 10^7}{2 \cdot h \cdot N^2 \cdot \ln(\frac{D}{d})}; \quad (1)$$

где L – индуктивность катушки (Гн); N – число витков катушки; h – высота тороида (м); D, d – внешний и внутренний диаметры тороида (м).

Для математического анализа экспериментальных температурных зависимостей начальной магнитной проницаемости было использовано феноменологическое выражение [4]:

$$\mu_i^* = \frac{1+x}{1+N \cdot x}; \; x = \left[\frac{\left(1-\frac{T}{T_c}\right)^{\delta}}{\alpha(1-\frac{T}{T_c})^{\gamma}+\beta}\right]; \quad (2)$$

В выражении (2) коэффициенты α, β, γ и δ определяются соотношениями: $\alpha = \frac{K_1(0)}{M_S^r(0)}$, $\beta = \frac{\lambda_s(0)}{M_s^r(0)} \cdot \sigma$, $\delta=(r-n)f$, $\gamma=(m-n)f$. Где σ – средний уровень упругих напряжений, а показатели g и r задаются согласно выбранному механизму перемагничивания [4].

При положительных значениях γ и δ функция (2) описывает ассиметричную пикообразную кривую, характерную для типичных зависимостей $\mu_i(T)$.

Для обработки экспериментальных температурных зависимостей НМП использовался метод наименьших квадратов (алгоритм Levenberg-Marquardt) программного пакета Origin 9.0.

В таблице 1 представлены результаты математической обработки для температурных зависимостей начальной магнитной проницаемости образцов, полученных при медленном (рис. 1) и при быстром (рис. 2) оствании. Сплошными линиями на рисунках обозначены расчетные кривые, полученные по выражению (2). Как видной из рисунков,

расчетные кривые достаточно хорошо описывают эксперименальные точки.

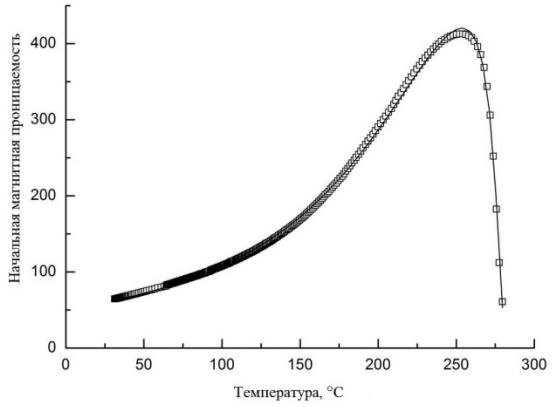


Рис. 1. Температурная зависимость НМП образца, полученного медленным охлаждением

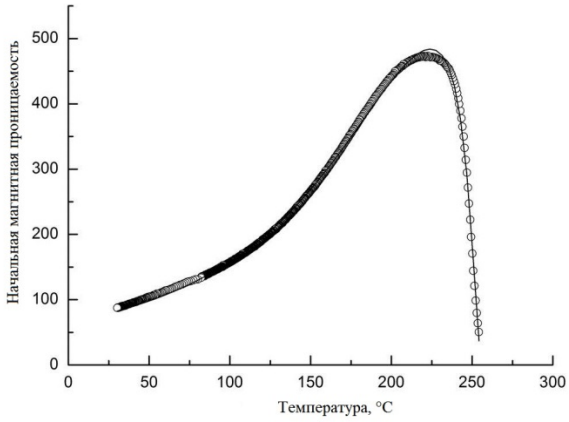


Рис. 2. Температурная зависимость НМП образца, полученного быстрым охлаждением

Таблица 1. Результаты математической обработки

Режим спекания	α	β	N	T_c, °C	β/α
Медленное охлаждение	$0.129 \pm 1.6 \cdot 10^{-4}$	$(3.6 \pm 0.4)\ 10^{-4}$	$0.0017 \pm 2 \cdot 10^{-5}$	277.3±0.1	$(2.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$
Быстрое охлаждение	$0.117 \pm 4 \cdot 10^{-4}$	$(1.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$0.0015 \pm 3 \cdot 10^{-5}$	256.6 ±0.2	$(1.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$

Из таблицы 1 видно, что у образцов, полученных при быстром охлаждении параметр β/α на порядок выше, чем у образцов, полученных при медленном охлаждении. Из чего можно сделать вывод, что у данных образцов более высокий уровень упругих напряжений, и, как следствие, выше дефектность по сравнению с образцами, полученными при медленном охлаждении.

Таким образом, в работе был разработан и апробирован метод оценки дефектности изделий ферритовой керамики, основанный на измерении температурной зависимости начальной магнитной проницаемости.

1. М.М. Михайлова, В.В. Филиппов, В.П. Муслаков Магнитомягкие ферриты для радиоэлектронной аппаратуры. М.: Радио и связь (1983).

2. Г.Ж. Ранкис Динамика намагничивания поликристаллических ферритов. Рига: Зинатне, (1981).

3. Б.Е. Левин, Ю.Д. Третьяков, Л.И. Летюк Физико-химические основы получения, свойства и применение ферритов. М.: Металлургия (1979).

4. A.B. Petrova [et al] IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng., 289, (2018).

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ВЫСОКОКОЭРЦИТИВНОГО СОСТОЯНИЯ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МАГНИТОВ

А.А.Лукин[1], Н.Б. Кольчугина[2]

[1]*АО «Спецмагнит», Россия, 127238, Москва, Дмитровское шоссе, 58, alekcandrlukin@rambler.ru*
[2]*ИМЕТ РАН, Россия, 119334, Москва, Ленинский проспект, 49, natalik@imet.ac.ru*

В настоящее время существуют две основные группы редкоземельных спеченных магнитотвердых материалов: сплавы на основе интерметаллических соединений $Nd_2Fe_{14}B$ и $Sm_2(Co,Fe)_{17}$ {сплавы типа $Sm(Co,Fe,Cu,Zr)_{7–8}$}, в которых реализуются следующие механизмы перемагничивания, соответственно, задержка зародышеобразования обратных доменов и задержка смещения доменных границ (ДГ) [1].

Традиционная методология формирования высококоэрцитивного состояния в магнитах типа $Nd_2Fe_{14}B$: идеальные (бездефектные) зерна фазы типа $Nd_2Fe_{14}B$ с минимальным размером (2-5 мкм); тонкая (2-5 нм) немагнитная прослойка (Nd_{rich}) с хорошей смачиваемостью зерен $Nd_2Fe_{14}B$; минимальное количество балластных фаз (оксидов, RFe_2, RFe_4B_4 и др.); 100% магнитная текстура; максимальное содержание Dy (Tb) на поверхности зерен фазы $Nd_2Fe_{14}B$ [1]. Ограниченность такого подхода заключается в невозможности объяснения значительного количества экспериментальных фактов {зависимости оптимальной температуры низкотемпературной обработки (НТО) и величины намагничивающего поля от химического состава сплава, падение ${}_jH_c$ при T=400-450^{0}C и т. п.}.

Накопленный нами опыт исследования магнитотвердых материалов специального назначения (термостойких, термостабильных, криогенных магнитов) на базе соединения $Nd_2Fe_{14}B$ с использованием современных методик (ПРЭМ, РЭМ, LEAP, мессбауэровской спектроскопии и т. п.) позволяет утверждать, что существенную роль играет структурное состояние фазы $Nd_2Fe_{14}B$ [2-4]. В частности, за счет легирования базового сплава, а также особенностей технологических процессов (механическое легирование, гидридное диспергирование, использование добавок гидридов РЗМ и т. п.) можно существенно изменять структурное состояние основной фазы (повышать ее стабильность, создавать в ней упругонапряженное состояние и наногетерогенное распределение легирующих элементов и т. п.). Это позволяет также существенно увеличивать технологическую и эксплуатационную стойкость магнитов.

К настоящему времени выполнено достаточно много работ по исследованию магнитных свойств и структуры спеченных магнитов на основе сплавов состава $Sm(Co,Fe,Cu,Zr)_{7–8}$. Было показано, что высококоэрцитивное состояние данных магнитов реализуется при наличии

наногетерогенной структуры, состоящей из ромбовидных ячеек фазы $Sm_2(Co,Fe)_{17}$ (со структурой типа Th_2Zn_{17}) размером 70-100 нм, по границам которых находится фаза состава $Sm(Co,Fe,Cu)_5$ (со структурой типа $CaCu_5$). В структуре магнитов присутствует также Z-фаза состава $(Sm,Zr)(Co,Fe)_3$ (со структурой типа Be_3Nb) или $(Sm,Zr)_2(Co,Fe)_7$ (со структурой типа Ce_2Ni_7), пластинки которой ориентированы перпендикулярно оси магнитной текстуры. Установлено, что резкое увеличение коэрцитивной силы по намагниченности ($_jH_c$) с 1-2 до 20-40 кЭ наблюдается после продолжительного охлаждения (в течение более 4 часов) от температур 780-850°C до 400°C, в процессе которого происходит диффузия меди в пределах граничной фазы 1-5 от границ ячеек внутрь граничной фазы. В большинстве исследований получаемые высокие значения $_jH_c$ объясняют реализацией механизма задержки смещения ДГ на границе фаз $Sm_2(Co,Fe)_{17}$ и $Sm(Co,Fe,Cu)_5$, характеризующихся различными значениями плотности граничной энергии [см., например, 5]. Однако ряд наблюдаемых особенностей изменения $_jH_c$ не может быть объяснен в рамках вышеуказанных подходов, а именно, существенное нарушение зависимости коэрцитивной силы $_jH_c$ от угла приложения внешнего поля при перемагничивании, также сложно объяснить монотонный рост $_jH_c$ в результате охлаждения от 780-850°C до 350-400°C в процессе НТО.

Более детальные исследования микроструктуры и магнитных свойств, в частности, граничной фазы $Sm(Co,Fe,Cu)_5$ [6-7], позволяют предположить, что наблюдаемые закономерности магнитного твердения в спеченных магнитах типа $Sm(Co,Fe,Cu,Zr)_{7-8}$ могут быть связаны с существованием наноразмерных областей, обогащенных медью, в которых реализуется антиферромагнитное упорядочение в решетке $Sm(Co,Fe,Cu)_5$. Данные области могут выступать в качестве центров задержки смещения ДГ ферромагнитной фазы с меньшим содержанием меди.

1. Д. Д. Мишин. Магнитные материалы. М., Высшая школа, 253 (1991).
2. А. А. Лукин, Н. Б. Кольчугина, Г. С. Бурханов, Н. Е. Клюева, К. Скотницева. ФиХОМ., №1, 70 (2012).
3. Г. С. Бурханов, Н. Б. Кольчугина, А. А. Лукин, Ю. С. Кошкидько, Я. Цвик, К. Скотницова, В. В. Ситнов. ФиХОМ, №5, 44 (2017).
4. N. B. Kolchugina, K. Skotnicova, Y. Li, A. A. Lukin, G. S. Burkhanov, P. A. Prokof'ev. 21 Int. Conf. on Permanent Magnets. Suzdal, Russia, p. 66 (2017).
5. R. Gopalan, K. Hono, A., Yan, O. Gutfleisch. Scripta Materialia, **60**, 764 (2009).
6. Y. Zhang, A. M. Gabay, G. C. Hadjipanayis. Appl. Phys. Lett., **87**, 141910 (2005).
7. А. А. Лукин, Н. Б. Кольчугина, Ю. С. Кошкидько, А. В. Камынин, Д. Ю. Василенко. Перспективные материалы, №3, 19 (2018).

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ ПОДХОД К АНАЛИЗУ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ОДНООСНЫХ ВЫСОКОАНИЗОТРОПНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

А.С. Лилеев, В.В. Пинкас

Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, Россия

В настоящее время все более широкое применение в различных областях народного хозяйства находят одноосные высокоанизотропные ферромагнетики на основе соединений редкоземельных металлов с 3d-переходными металлами.

На сегодняшний день усовершенствование свойств постоянных магнитов базируется исключительно на экспериментальных результатах, а их теоретическое обоснование зачастую носит противоречивый характер, поэтому существует необходимость в более подробном изучении процессов перемагничивания в этих материалах.

Целью настоящей работы являлось создание на основе феноменологического подхода схемы моделирования процессов перемагничивания в одноосных высокоанизотропных ферромагнетиках на основе соединений редкоземельных металлов с 3d-переходными металлами.

Феноменологический подход к решению поставленной задачи заключается в том, чтобы – с одной стороны, учесть индивидуальные свойства микрообъемов и их статистику, с другой стороны, избежать необходимости точных расчетов и учета локальных фундаментальных магнитных характеристик, не рассматривая внутренние процессы в локальных областях, точная оценка которых в настоящее время практически невозможна [1].

Следует отметить, что учет статистического распределения магнитных параметров микрообъемов при дальнейшем анализе позволяет проводить оценку влияния различных воздействий (термической обработки, способов размагничивания, способов текстурования) на формирование гистерезисных свойств материала. Существенным моментом в предлагаемом подходе является учет при рассмотрении процессов перемагничивания магнитостатического взаимодействие между микрообъемами, которое проводили, используя результаты работы [2].

Высокие значения энергии магнитной кристаллической анизотропии в этих соединениях предопределяет невозможность реализации при перемагничивании механизма вращения вектора намагниченности (когерентного и некогерентного), поэтому в работе рассмотрены только два механизма: трудность образования зародышеобразования, обратной

магнитной фазы и трудность отрыва доменной стенки от места закрепления.

В случае, когда процесс перемагничивания определяется трудностью зародышеобразования особенностью данного механизма является зависимость поля возникновения зародыша обратной намагниченности *Ho,* в конкретном микрообъеме от величины намагничивающего поля *Hm*, приложенного перед размагничиванием. Введение зависимости *Ho(Hm)* позволяет учитывать распределение параметров *Ho* и эффективность влияния намагничивающего поля по микрообъемам материала [1].

Таким образом, для создания модельного ансамбля, имитирующего анализируемый материал, необходимо задать следующие параметры:
Js-намагниченность насыщения, *Hanis* –поле анизотропии, *Hs*-поле насыщения, Ho^{max}- предельное поле образование зародыша, выше которого *Ho* перестает зависеть от намагничивающего поля *Hm, Angle* – угол между осью легкого направления микрообъема и внешним полем, A=*dHo/dHm* – угол наклона зависимости *Ho(Hm),* характеризующий интенсивность влияния намагничивающего поля. Далее с созданным ансамблем, проводятся машинные эксперименты, соответствующие внешнему воздействию на анализируемый материал. Моделирование гистерезисных свойств выполнялось на языке C++, а именно программой FMRM, основанная на феноменологическом подходе к процессам перемагничивания, разработанная в работе. Данное программное обеспечение позволяло варьировать значения параметров модели, визуально сравнивая в каждый момент расчета теоретические кривые с результатами экспериментов, проведенных ранее. Подобное моделирование позволило объяснить целый ряд особенностей процессов перемагничивания и магнитного поведения в магнитах на базе соединений $SmCo_5$ и $Nd_2Fe_{14}B$ [3].

В настоящей работе предложенный подход был использован для моделирования процессов перемагничивания в материале, гистерезисные свойства которого определяются трудностью отрыва доменной стенки. Таким материалом является сплав $Sm(Co, Fe, Cu, Zr)_{7,5}$, в котором доменная стенка закрепляется на выделениях фазы типа $SmCo_5$ в матричной фазе типа Sm_2Co_{17}.Процесса перемагничивания представляет собой ансамбль микрообъемов, схема которого изображена на рисунке 1.

В данном случае введен параметр, характеризующий, эффективность закрепления доменной стенки *Нкр,* который фактически заменил парметры *Ho, Ho(Hm) и* A=*dHo/dHm. Angle* – в данном случае - угол отклонения оси легкой намагниченности зерна в поликристаллическом материале. Остальные параметры: *Js, Hanis, Hs*- сохраняют свой физический смысл.
В качестве примера представлены результаты моделирования ансамбля, имитирующего образец сплава $Sm(Co, Fe, Cu, Zr)_{7,5,}$ после оптимальной термической обработки. Были использованы следующие значения

параметров ансамбля: $H_{кр}$ - поле отрыва доменной стенки от места закрепления -. 240 кА/м(- 28 кЭ) с дисперсией 800 кА/м (10кЭ), *Js* . *0,92Тл, Hanis*=4800 кА/м (60кЭ). На рисунке 2 представлены максимальная и частные петли гистерезиса спеченного сплава $Sm(Co_{0,68}Cu_{0,1}Fe_{0,2}Zr_{0,02})_{7,5}$, измеренные (синий цвет)из исходного состояния - циклическое размагничивание и рассчитанные (красный цвет) в предлагаемой модели.

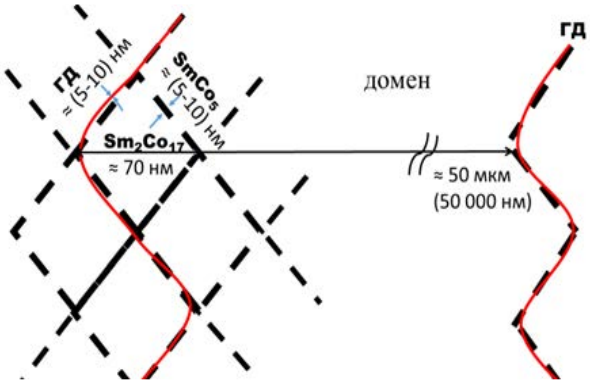


Рисунок 1. – Схема моделирования материала

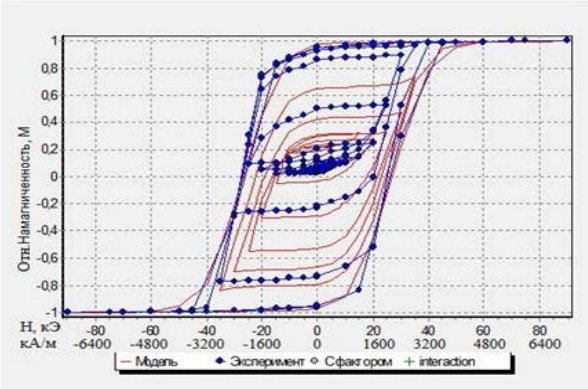
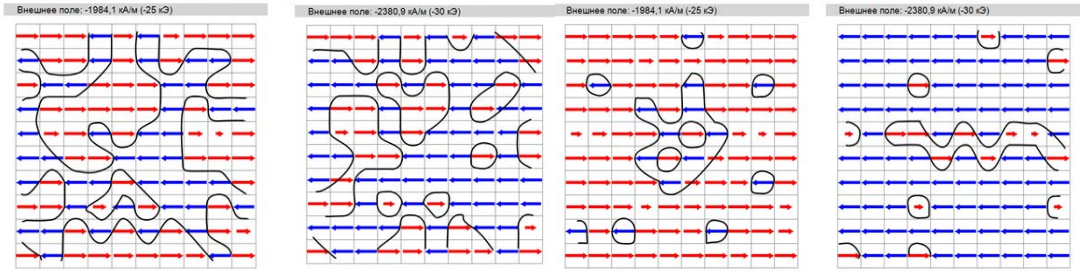


Рисунок 2 Экспериментальные и рассчитанные данные для сплава $Sm(Co,Fe,Cu,Zr)_{7,5}$в высококоэрцитивном состоянии

На рисунке 3 представлены результаты моделирования доменной структуры в поля меньше (а,в)и больше (б,г) значения коэрцитивной силы при распределении *Нкр*=-2240 кА/м(- 28 кЭ) с дисперсией 800 кА/м (10кэ) (рис.3а,б) и при постоянном значении Нкр ==-2240 кА/м (рис.3в,г).



а б в г

Рисунок 3 Моделирование доменной структуры для сплава $Sm(Co,Fe,Cu,Zr)_{7,5}$

Как следует из сравнения изменения доменной структуры, моделирование адекватно отражает процессы перемагничивания.

1.Лилеев А.С. Феноменологическая теория процессов перемагничивания постоянных магнитов из сплавов типа $SmCo_5$ и $Nd_2Fe_{14}B$//МиТОМ. 2016. №10. С.4-9

2. E. Schabes and A. Aharoni // IEEE Transactions on Magnetics, 1987, V. mag-23, No.6 November, p.3882-3889.

3. О.А.Ариничева, А.С.Лилеев, В.А.Сеин, А.С.Старикова Моделирование особенностей процесса перемагничивания в сплавах для постоянных магнитов на основе РЗМ // Перспективные материалы, специальный выпуск (11), апрель, 2011, стр. 179-185.

НАМАГНИЧИВАНИЕ И ДЕФОРМАЦИЯ КАПЛИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.Н. Тятюшкин

НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия

Переменное магнитное поле, приложенное к капле магнитной жидкости, взвешенной в обычной жидкости, или к капле обычной жидкости, взвешенной в магнитной жидкости, вызывает намагничивание магнитной жидкости, сопровождающееся деформацией капли и движением жидкости внутри и вне капли. Исследование этого явления представляет интерес с точки зрения приложения к активации движения жидкостей в различных устройствах, в том числе, использующихся в микрофлюидике. Кроме того, изучение этого явления представляет интерес с точки зрения фундаментальной науки.

Результаты экспериментального исследования поведения капель магнитной жидкости в переменных магнитных полях представлены в ряде работ (см. [1] и цитируемые там работы). Изучалось также и поведение в переменном магнитной поле капель обычной жидкости, взвешенных в магнитной жидкости [2].

Для теоретического описания поведения капли магнитной жидкости в переменном магнитном поле использовались модели, основанные на довольно сильных допущениях о форме капли и течении внутри и вне ее [1]. Цель данной работы — решить задачу о форме капли и течении внутри и вне ее без использования подобных допущений. В рамках такого подхода форма капли и течение определяются уравнениями, выведенными при помощи асимптотических методов из системы уравнений и граничных условий, определяющих магнитное поле и течение. При этом для того, чтобы асимптотические методы можно было применять, деформации капли считаются малыми.

Рассмотрим каплю несжимаемой вязкой магнитной жидкости, взвешенную в несмешивающейся с ней несжимаемой вязкой магнитной жидкости, к которой приложено однородное переменное магнитное поле с напряженностью $\boldsymbol{H}_{\mathrm{a}}$. Будем считать жидкости достаточно вязкими, чтобы выполнялось приближение малых чисел Рейнольдса, а их коэффициенты электропроводности достаточно малыми, чтобы выполнялось приближение феррогидродинамики [3]. Изменения магнитного поля — настолько медленные, что можно использовать квазистационарное приближение для поля и квазиустановившееся приближение для течения. Пусть η_{i}, μ_{i}, η_{e} и μ_{e} — вязкости и магнитные проницаемости жидкости капли и окружающей ее жидкости соответственно. Будем считать поверхностное натяжение границы раздела жидкостей σ_{s} достаточно большим, чтобы деформации капли

можно было считать малыми. Пусть a — радиус недеформированной капли.

Система уравнений, позволяющая найти напряженность магнитного поля, скорость и давление как функции радиус-вектора и времени при сделанных выше предположениях, состоит из уравнения неразрывности для несжимаемой жидкости, уравнения движения в приближении малых чисел Рейнольдса, уравнений Максвелла в квазистационарном приближении и приближении феррогидродинамики и материального соотношения, связывающего магнитные величины в среде.

Граничные условия на границе раздела жидкостей включают в себя условия непроницаемости и непроскальзывания, условие для скачка нормальной составляющей вектора напряжений, условие непрерывности его тангенциальной составляющей, условие непрерывности тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля и условия непрерывности нормальной составляющей магнитной индукции. Кроме того скорость, давление и напряженность магнитного поля должны удовлетворять граничным условиям на бесконечности и условиям ограниченности.

Для решения задачи используются представление магнитного поля в виде мультипольного разложения [4] и общее решение Лэмба [5], выраженное через неприводимые тензоры. При таком подходе напряженность магнитного поля, скорость и давление ищутся в виде рядов со скалярными, векторными и тензорными коэффициентами, для которых получаются соотношения, позволяющие определить эти коэффициенты. С использованием этих соотношений коэффициенты ищутся в виде асимптотических разложений по параметру

$$\alpha = \frac{9a\mu_{\mathrm{e}}H_{\mathrm{am}}^2}{32\pi\sigma_{\mathrm{s}}},$$

малость которого обеспечивает малость деформаций капли. Здесь H_{am} — максимальное значение модуля напряженности приложенного поля.

Скорость течения и давление в нем, напряженность магнитного поля и форма капли ищутся с точностью до членов второго порядка по α.

С точностью до членов первого порядка в колеблющемся магнитном поле с напряженностью $\boldsymbol{H}_{\mathrm{a}}=H_{\mathrm{am}}\cos(\omega t)\boldsymbol{k}$, где t — время, ω — угловая частота, $\boldsymbol{k}$ — некоторый единичный вектор, поверхность капли представляет собой эллипсоид вращения с осью, направленной вдоль вектора $\boldsymbol{k}$, и с полуосями a_1, a_2 и a_3, которые зависят от времени следующим образом

$$a_1 = a_2 = a\left\{1 - \frac{\alpha}{6}\left(\frac{\mu_{\mathrm{i}} - \mu_{\mathrm{e}}}{\mu_{\mathrm{i}} + 2\mu_{\mathrm{e}}}\right)^2\left[1 + \frac{\cos(2\omega t - 2\phi)}{\sqrt{1 + 4\tau^2\omega^2}}\right]\right\},$$

$$a_3 = a\left\{1 + \frac{\alpha}{3}\left(\frac{\mu_{\mathrm{i}} - \mu_{\mathrm{e}}}{\mu_{\mathrm{i}} + 2\mu_{\mathrm{e}}}\right)^2\left[1 + \frac{\cos(2\omega t - 2\phi)}{\sqrt{1 + 4\tau^2\omega^2}}\right]\right\},$$

где

$$\tau = \frac{(16\eta_e + 19\eta_i)(3\eta_e + 2\eta_i)}{10(\eta_e + \eta_i)^2} \frac{a(\eta_e + \eta_i)}{4\sigma_s},$$

$$\phi = \frac{\arctan(2\tau\omega)}{2}.$$

Таким образом, капля совершает деформационные колебания с угловой частотой 2ω и запаздыванием по фазе 2ϕ.

Во вращающемся магнитном поле с напряженностью $\boldsymbol{H}_a = H_{am}[\cos(\omega t)\boldsymbol{i} + \sin(\omega t)\boldsymbol{j}]$ с точностью до членов первого порядка капля принимает форму эллипсоида общего вида с полуосями

$$a_1 = a\left[1 - \frac{\alpha}{3}\left(\frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + 2\mu_e}\right)^2\right],$$

$$a_2 = a\left[1 + \frac{\alpha}{6}\left(\frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + 2\mu_e}\right)^2\left(1 - \frac{3}{\sqrt{1 + 4\tau^2\omega^2}}\right)\right],$$

$$a_3 = a\left[1 + \frac{\alpha}{6}\left(\frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + 2\mu_e}\right)^2\left(1 + \frac{3}{\sqrt{1 + 4\tau^2\omega^2}}\right)\right].$$

Эллипсоид вращается вокруг своей малой оси, направленной вдоль $\boldsymbol{k} = \boldsymbol{i} \times \boldsymbol{j}$, с угловой скоростью ω так, что его большая ось отстает от $\boldsymbol{H}_a$ на угол ϕ. Здесь $\boldsymbol{i}$, $\boldsymbol{j}$ и $\boldsymbol{k}$ образуют тройку ортонормальных векторов.

Частично поддержано проектами РФФИ № 16-01-00157 и № 17-01-00037.

1. A.V. Lebedev, A. Engel, K.I. Morozov, H. Bauke, New J. Phys. **5,** 57.1 (2003).

2. Ю.И., Диканский, А.Р. Закинян, Журнал технической физики, **80** (выпуск 8), 8 (2010).

3. Р. Розенцвейг. Феррогидродинамика. М.: Мир (1989).

4. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля. М.: Наука (1988).

5. Г. Лэмб. Гидродинамика. М.-Л.: ОГИЗ (1947).

ИЗМЕНЕНИЕ КИНЕТИКИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ БИСЛОЙНЫХ НАНОПЛЕНОК FeNi/FeMn ПРИ ПОНИЖЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ

Л.С. Успенская

Институт физики твердого тела РАН, Россия

Начало изучению необычных магнитных свойств материалов со смешанным типом обменных взаимодействий было положено открытием явления однонаправленной обменной анизотропии в окисленных порошках кобальта, охлаждавшихся в магнитном поле до температур ниже точки Нееля антиферромагнитного окисла [1]. Позднее было показано, что это явление наблюдается и в искусственно созданных гетерофазных плёнках, состоящих из ферромагнитного и антиферромагнитного слоёв или из магнитожёсткого и магнитомягкого ферромагнитных слоёв [2,3]. Перспективы использования в микроэлектронике [4,5] стимулировали всестороннее изучение свойств этих материалов, в том числе исследования микромеханизмов перемагничивания и динамических характеристик процессов. Было установлено [6,7,8-12], что процесс перемагничивания тонкой ферромагнитной пленки, как и объемного ферромагнетика, происходит не только за счёт однородного вращения спинов, но включает в себя процессы зарождения и движения доменных границ (ДГ); причем в гетероструктурах ферромагнетик/антиферромагнетик структура доменных границ оказалась сложнее, чем в гомогенных пленках. В гомогенной тонкой пленке доменная граница – это спиновая спираль, исчезающая при полном намагничивании ферромагнетика (ФМ). В гетерофазной пленке к спиновой спирали в ФМ добавляется обменная пружина, формирующаяся на межфазной границе по мере отклонения намагниченности ферромагнетика от легкого направления. Эта обменная пружина сохраняется в полях выше поля насыщения ферромагнетика. Наличие этой обменной спиновой пружины приводит к появлению смещения петли гистерезиса, асимметрии процессов зарождения доменных границ [12], к определенному направлением закрутки пружины направлению разворота векторов магнитного момента в границах, к различию времен зарождения доменных границ и скорости их движения при инверсии развертки поля [13,14]. Бислойные ФМ/АФМ структуры, обладающие гиганским изменением сопротивления при изменении ориентации намагниченности ферромагнитного слоя, происходящего под действием слабых магнитных полей, с успехом используются в считывающих и записывающих устройствах.

В последние годы появилась идея использовать ФМ/АФМ структуры в комбинации со сверхпроводниками S, используя слабые магнитные поля для переключения структур между сверхпроводящим и резистивным состояниями или управления фазой протекающего тока. Низкотемператур-

ные применения предполагают знание низкотемпературных магнитных свойств ФМ/АФМ, что до сих пор практически не изучалось.

В данной работе были изучены процессы перемагничивания бислойных наноструктур FeNi/FeMn с верхним слоем FeMn и толщинами слоев 40нм/7нм, соответственно, в диапазоне температур 7 - 300 К. Выбранная толщина антиферромагнитного слоя была достаточна для обеспечения максимального смещения петли гистерезиса ферромагнитного слоя и, в то же время, была сравнима с длиной когерентности в антиферромагнетике ξ_{afm}, что является необходимым условием для успешного использования в гибридных структурах ФМ/АФМ/S. Было установлено, что понижение температуры сопровождается значительным уширением петель гистерезиса сопровождаемым возмущением магнитного рельефа структур и появлением микромагнитной модуляции с перпендикулярной компонентой намагниченности. Полученная картина находится в согласии с [14], где были определены активационные объемы для движения ДГ по и против обменного поля и проказано их соотношение как ~ 1:4.

Работа выполнена в ИФТТ РАН при поддержке программы "Актуальные проблемы физики низких температур".

1. W.H.Meiklejohn, C.P.Bean, Phys.Rev. **102**, 1413 (1956), **105**, 904 (1957).
2. J.Nogues, I.K.Shuller, Journ. of Magn. & Magn. Mat., **192**, 203 (1999).
3. A.E. Berkowitz, Kentaro Takano, Journ. of Magn. & Magn. Mat., **200**, 552 (1999).
4. B. Heinrich, Can. J. Phys. **78**, 161 (2000).
5. B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin et al., Phys. Rev. B **43**, 1297 - 1300 (1991).
6. A.P. Malozemoff, Phys. Rev. B **35**, 3679 (1987); J. Appl. Phys. **63**, 3874 (1988)
7. D.Mauri, H.C. Siegman, P.S. Bagus, E. Kay, J. Appl. Phys. **62**, 3047 (1987)
8. C. L. Chien, V. S. Gornakov, V. I. Nikitenko et al., Phys. Rev.B **68**, 014418 (2003)
9. H. Ohldag, T. J. Regan, J. Stohr et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 247201 (2001)
10. H. Ohldag, A. Scholl, F. Nolting et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 017203 (2003)
11. P. Kappenberger, S. Martin, Y. Pellmont et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 267202 (2003)
12. V.I. Nikitenko, V.S. Gornakov, A.J. Shapiro et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 765 (2000)
13. Л.С.Успенская. ФТТ, **52**, 2131 (2010).
14. Л.С. Успенская. Известия РАН, сер.физ. **74**, 744 (2010).

ВЛИЯНИЕ ТОКОВОГО ОТЖИГА НА МАГНИТНУЮ АНИЗОТРОПИЮ АМОРФНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРОПРОВОДОВ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ МАГНИТОСТРИКЦИЕЙ

М.Г. Неъматов [1], Л.В. Панина [1,2], М.М. Салем [1], А. Джумъазода [1], Н.А. Юданов [1], А.Т. Морченко [1]

[1]*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский пр., 4, Москва, 119049, Россия*

[2] *Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, Москва, 124681, Россия*

Физические свойства аморфных сплавов, изготовленных методом быстрой закалки, в значительной степени изменяются в процессе термической обработки при температуре ниже, чем температуры кристаллизации и перехода в парамагнитное состояние (температура Кюри), так как при этом происходит релаксация внутренних механических напряжений, наведенных во время изготовления, а также изменяются параметры ближнего упорядочения. Поэтому в аморфных ферромагнитных сплавах с помощью термообработки можно управлять направлением осей магнитной анизотропии, значением константы магнитострикции, распределением внутренних напряжений и температурой Кюри [1]. Отсутствие кристаллической структуры приводит к тому, что изменения микроструктурных характеристик в результате теплового воздействия играют определяющую роль в формировании магнитоанизотропных свойств. В случае аморфных ферромагнитных микропроводов с почти нулевым значением магнитострикции за счет релаксации внутренних напряжений в ходе термической обработки можно уменьшить энергию магнитоупругой анизотропии. Одновременно с этим отжиг в присутствии магнитного поля или растягивающего напряжения наводит одноосную анизотропию [2]. Таким образом, свойствами магнитных микропроводов можно управлять в соответствии с практическими требованиями для применения в сенсорных устройствах.

В настоящей работе было исследовано влияние режима токового отжига, в частности, амплитуды и времени прохождения тока, на магнитную анизотропию, петли гистерезиса и магнитоимпеданс (МИ) в аморфных $Co_{71}Fe_5B_{11}Si_{10}Cr_3$ микропроводах с близким к нулю положительным значением коэффициента магнитострикции. Аморфный микропровод (общий диаметр 29,5 мкм, диаметр металлической жилы 23,9

мкм) длиной 15 см отжигали током 50 мА в течение 5 – 60 минут. Все токовые процедуры были выполнены в одинаковых условиях. Для создания надежных электрических контактов на концах проводов удаляли стеклянную оболочку и потом их припаивали обычным методом.

Токовый отжиг, объединяющий Джоулевый нагрев и циркулярное магнитное поле, проведенный в различных режимах, может приводить к созданию специфической магнитной анизотропии геликоидального типа с управляемым направлением легкого намагничивания. Провода с положительной магнитострикцией имеют легкую ось анизотропии вдоль провода. Соответственно, МИ характеристики показывают максимум в нулевом магнитном поле. После токового отжига легкая ось анизотропии разворачивается к циркулярному направлению. Поведение МИ резко меняется (рис.1) – полевые зависимости импеданса имеют два пика, которые соответствуют полю анизотропии. Значением амплитуды пиков и характерными полями кривой МИ можно управлять с помощью параметров токового отжига.

Магнитные свойства отожженных проводов весьма чувствительны к механическим напряжениям. Под действием внешнего растягивающего напряжения в микропроводе снова происходит изменение направления легкой оси анизотропии, что создаёт условия для проявления эффекта сверхвысокого стресс-чувствительного МИ (S-MI). Это представляет интерес для разработки датчиков механических напряжений, которые обладают высокой чувствительностью без использования дополнительных магнитных полей (или токов) смещения.

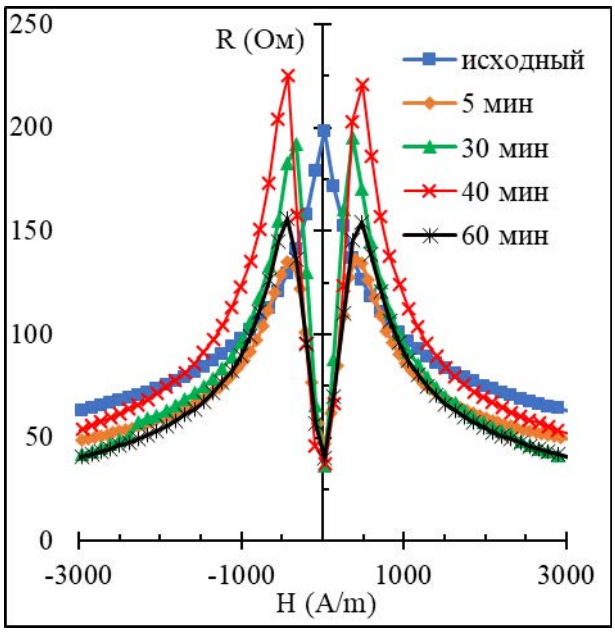


Рис. 1. Зависимость действительной части магнитоимпеданса в аморфном $Co_{71}Fe_5B_{11}Si_{10}Cr_3$ микропроводе от напряженности внешнего магнитного поля (до и после токового отжига при 50 мА в течение 5-60 минут)

1. A. Zhukov, A. Talaat, M. Ipatov, J.M. Blanco, V. Zhukova, J. Alloys and Compounds, **615,** 610–615 (2014)
2. I. Aştefănoaei, D. Radu and H. Chiriac, J. Phys.: Condens. Matter, **18**, 2689–2716 (2006)

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ ОБРАЗЦОВ НА МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ И МАГНИТОИМПЕДАНСНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ СПЛАВОВ

Н.С. Перов[1,2], Ю.А. Алехина[1], И.А. Барабан[2], В.Г. Колесникова[2], Л.А. Макарова[1], В.В. Родионова[2], М.Ф. Хайруллин[1]

[1] МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра магнетизма, Россия
[2] Институт физико-математических наук и информационных технологий, НТП "Фабрика" Балтийского федерального университета имени Иммануила Канта, Россия

Структурные и магнитные свойства аморфного сплава существенным образом зависят как от состава, так и от способа его изготовления [1-6]. Следует отметить, что в большинстве случаев магнитномягкие сплавы используются в переменных магнитных полях, в силу чего для уменьшения эффектов вихревых токов изделия из магнитномягких сплавов выполняют в виде тонких лент, пленок или микропроводов. Но сравнительному анализу эксплуатационных характеристик материалов различной формы уделяется недостаточное внимание.

В настоящей работе представлены результаты исследований магнитостатических и магнитоимпедансных свойств аморфных лент, микропроводов и микропроводов в стеклянной оболочке. Для измерений использовались образцы различной длины, поэтому для сравнения свойств проводилось определение удельных характеристик материала.

Магнитостатические свойства образцов измерялись на вибрационных анизометре и магнитометре, магнитоимпедансные - на анализаторе спектра Agilent FieldFox N9923A в диапазоне частот 1-100 MHz. Все измерения проводились при комнатной температуре.

При исследовании магнитных свойств образцов, помимо петель гистерезиса, были измерены полевые зависимости перпендикулярной полю компоненты магнитного момента. Для этого длинная ось образца располагалась перпендикулярно намагничивающему полю, а приёмные катушки – параллельно. В зависимости от микромагнитной структуры образца мы получали различные полевые зависимости. Появление перпендикулярной полю компоненты магнитного момента свидетельствует о наличии в образце конкурирующей продольной анизотропии, обеспечивающей перемагничивание за счет однородного вращения вектора магнитного момента.

Эти данные дополняются результатами магнитоимпедансных исследований. Были получены полевые зависимости импеданса для различных типов образцов. Для каждого из них, используя соответствующие выражения для импеданса и решая обратную задачу относительно магнитной проницаемости μ, мы получили зависимости

действительной и мнимой частей магнитной проницаемости от магнитного поля.

Обсуждается влияние геометрии образцов аморфных сплавов на их магнитостатические и магнитоимпедансные свойства.

Авторы благодарят за поддержку Российский Фонд Фундаментальных Исследований, грант №18-02-00137.

1. R.K. Roy et.al., JMMM, **418**, 236-241 (2016).
2. K. Takenaka et.al., JMMM **401**, 479-483 (2016).
3. M. Liu et.al., IEEE Transactions on magnetic **51(11)**, 2004704 (2015).
4. R. Xiang et.al., Journal of materials science - materials in electronics **26(6)**, 4091-4096 (2015).
5. Z.Y. Xie et.al., Journal of alloys and compounds **672**, 332-335 (2016).
6. K. Filipecka et.al., ACTA Physica Polonica A **129(2)**, 185-187 (2016).

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО МИКРОПРОВОДА ИЗ СПЛАВА Fe-Si-B В СТЕКЛЯННОЙ ОБОЛОЧКЕ И БЕЗ НЕЕ

И.А. Барабан [1], А.В. Емельянов [2], П.Н. Медведская [1], В.В. Родионова [1]
[1] Институт физико-математических наук и информационных технологий, НТП "Фабрика" Балтийского федерального университета имени Иммануила Канта
[2] Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

Аморфные ферромагнитные микропровода в стеклянной оболочке с металлической жилой из сплава на основе железа проявляют свойства магнитной бистабильности в широком диапазоне своих размеров, как поперечных [1-3], так и продольных [4-6], и в широком температурном интервале [7-9]. Исследования температурных свойств представляют интерес как с фундаментальной (например, [10, 11]), так и с практической (расширение диапазона действия различных магнитных датчиков, основанных на композитных микропроводах) точек зрения.

В настоящей работе представлены результаты исследований магнитных свойств аморфных микропроводов с металлической жилой из сплава Fe-Si-B в напряженном состоянии и с частично снятыми напряжениями в диапазоне температур от 2 К до 300 К.

Магнитные свойства исходных микропроводов в стеклянной оболочке и микропроводов с частично снятыми напряжениями путем механического удаления стеклянного покрытия, были исследованы с помощью СКВИД-магнитометра Quantum Design MPMS-7 в диапазоне температур 2-300 К, в магнитных полях до 5 кЭ. Температура во время проведения измерений при охлаждении менялась со скоростью 5 К в минуту, режим измерения петель гистерезиса – sweep без терморегулирования.

Снятие стеклянного покрытия приводит к увеличению наклона петли гистерезиса и уменьшению коэрцитивной силы, как в случае измерений, проведенных при комнатной температуре, так и при низких температурах. Это свидетельствует о перераспределении внутренних механических напряжений и уменьшению объема аксиально намагниченного керна. Объем аксиально намагниченного керна был рассчитан из коэффициента прямоугольности петли гистерезиса [12]: $Vr/V_S = K*100$ %, где Vr – объем аксиально намагниченного керна, V_S – объем металлической жилы микропровода. Таким образом, при комнатной температуре удаление стеклянной оболочки, то есть частичное снятие напряжений в металлической жиле, приводит к уменьшению объема аксиально намагниченного керна с 90 % до 60 % за счет роста объема периферии с радиально намагниченной структурой. Понижение температуры приводит к изменению механизма перемагничивания и существенному уменьшению объема аксиально намагниченного керна за счет роста концевых доменов – до 1 % и 0,3 %, соответственно, для образцов в напряженном состоянии и с частично снятыми напряжениями.

Эти данные дополняются результатами обсуждения механизмов изменения свойств образцов при понижении температуры. Были получены температурные зависимости магнитного момента, измеренные в магнитных полях 12 Э, 600 Э и 5 кЭ.

Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 17-12-01569. А. Емельянов выражает благодарность гранту РФФИ 15-32-50822. Авторы выражают благодарность Н.С. Перову, А.П. Жукову и А.Н. Талденкову за плодотворные дискуссии.

[1]M. Vazquez, A.P. Zhukov, J.of Magnetism and Magnetic Materials 160 (1996) 223-228.
[2]S. Corodeanu, T.-A. Ovari, H. Chiriac, IEEE Trans. on magnetics 50 (11) (2014) 2007204.
[3] V. Rodionova, I. Baraban, K. Chichay, A. Litvinova, N. Perov, J. of Magnetism and Magnetic Materials 422 (2017) 216-220.
[4]A.P. Zhukov, M. Vazquez, J. Velazquez, H. Chiriac, V. Larin, J.of Magnetism and Magnetic Materials 151 (1-2) (1995) 132-138.
[5] N.S. Perov, A.A. Radkovskaya, A.S. Antonov, N.A. Usov, S.A. Baranov, V.S. Larin, A.V. Torcunov, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 196-197 (1999) 385-387.
[6] J. Ye, R. P. del Real, G. Infante, M. Vazquez, J.of Applied Physics 113 (2013) 043904.
[7]M. Vazquez, A.P. Zhukov, K.L. Garcia, K.R. Pirota, A. Ruiz, J.L. Martinez, M. Knobel, Materials Science and Engineering A 375-377 (2004) 1145-1148.
[8] R. Varga, K.L. Garcia, A. Zhukov, M. Vazquez, P. Vojtanik, Appl.Phys.Lett. 83 (13) (2003) 2620-2622.
[9]I.G. Serrano, A. Hernando, P. Marin, Journal of Applied Physics 115 (2014) 033903.
[10]R. El Kammouni, I. Iglesias, K. Chichay, P. Svec, V. Rodionova, M. Vazquez, Journal of Applied Physics, 116 (2014) 093902.
[11]P.Klein, K.Richter, R.Varga, M.Vázquez, J.of Alloys and Compounds 569 (2013) 9–12.
[12]M.Vázquez and D.-X.Chen, IEEE Trans. Magn. 31 (2) (1995) 1229-1239.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВАХ С МЕЖЗЕРЕННЫМ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

А.С. Волегов, И.В. Алексеев, С.В. Андреев, И.В. Солдатов, Н.В. Селезнева, А.С. Болячкин

Уральский федеральный университет, Россия

Магнитные материалы в значительной мере определяют состояние мировой энергетики, транспорта, физической реализации информационных технологий и дальнейшее развитие этих отраслей. Основным направлением улучшения функциональных свойств постоянных магнитов в настоящее время является уменьшение размера зерен спеченных магнитов менее 1 мкм. Детальное понимание процессов перемагничивания в нано- и субмикрокристаллических сплавах и спеченных магнитах сделает возможным использование научно обоснованного подхода к оптимизации микроструктурных параметров, оказывающих ключевое влияние на коэрцитивную силу. Цель настоящей работы заключается в установлении особенностей процессов перемагничивания изотропных нанокристаллических сплавов с существенным межзеренным обменным взаимодействием.

В качестве объекта исследования выбраны быстрозакаленные сплавы составов $Nd_{11,7}Fe_{82,4}B_{5,9}$ и $Nd_{11,7}Fe_{65,9}Co_{16,5}B_{5,9}$. Сплавы аттестованы методами рентгеноструктурного анализа и сканирующей электронной микроскопии, магнитные свойства исследованы методами керровской микроскопии и магнитометрии. Получены предельные и частные петли гистерезиса, на основе которых построены $\delta m(H)$ графики из размагниченного состояния, полученного различными методами. Исследованы полевые зависимости магнитной восприимчивости и магнитная восприимчивость в состоянии остаточной намагниченности при различных вариантах магнитной предыстории.

$\delta m\ (H)$ графики основаны на модели Стонера-Вольфарта [1] и строятся в соответствии с соотношением [2]:

$$\delta m\ (H) = m_{\mathrm{d}}\ (H) - [1 - 2\ m_{\mathrm{r}}\ (H)], \qquad (1)$$

где $m_{\mathrm{r}}\ (H) = M_{\mathrm{r}}\ (H)\ /\ M_{\mathrm{r}}\ (\infty)$, $m_{\mathrm{d}}\ (H) = M_{\mathrm{d}}\ (H)\ /\ M_{\mathrm{r}}\ (\infty)$, $M_{\mathrm{d}}\ (H)$ – остаточная намагниченность после размагничивания предварительно намагниченного до насыщения образца обратным полем напряженностью H, $M_{\mathrm{r}}\ (\infty)$ – остаточная намагниченность после намагничивания образца до насыщения, $M_r\ (H)$ – остаточная намагниченность, после намагничивания положительным полем напряженностью H. Значение $\delta m\ (H)$ положительно, если в магнитном поле напряженностью H образец намагничивается «легче», чем размагничивается.

На рисунке 1 представлены зависимости δ*m* (*H*) исследованного образца из различных начальных состояний. В рамках теории Стонера-Вольфарта зависимости δ*m* (*H*) полученные из терморазмагниченного состояния и намагничивания вдоль направления, перпендикулярного остаточной намагниченности, должны совпадать, однако наличие обменного и магнитостатического взаимодействий между зернами приводит к различию между соответствующими зависимостями. При получении размагниченного состояния путем приложения размагничивающего поля, равного релаксационной коэрцитивной силе, и последующего намагничивания в направлении, противоположном первоначальному, δ*m* (*H*) принимает исключительно отрицательные значения. Размагничивание путем комбинирования положительных и отрицательных полей позволяет получать нетипичные для нанокристаллических сплавов зависимости δ*m* (*H*).

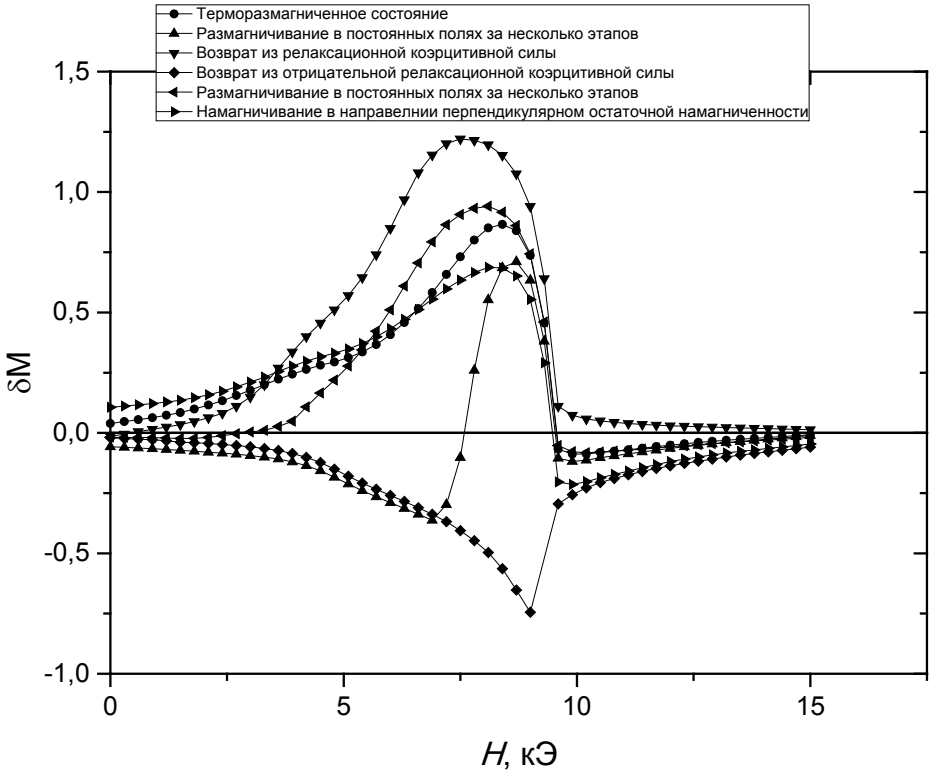


Рис.1. Зависимости δ*m* (*H*) быстрозакаленного сплава состава $Nd_{26,4}Fe_{57,5}Co_{15,1}B_{1,0}$, полученные из различных исходных состояний

В докладе будет приведено детальное описание и объяснение полученных результатов, будут представлены результаты исследования магнитной восприимчивости и результаты керровской микроскопии.

1. E.C. Stoner, E.P. Wohlfarth, Phil. Trans. Roy. Soc., **240 N 826**, 599 (1948).
2. P.E. Kelly, K. O'Grady, P.I. Mayo, R.W. Chantrell, IEEE Transactions on Magnetics, **25 N 5**, 2881 (1989).

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ 18-32-00220.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА БЫСТРОЗАКАЛЕННЫХ ЛЕНТ $Fe_{67}Co_{10}Cr_3Si_5B_{15}$, ПРОШЕДШИХ ХИМИЧЕСКУЮ ОБРАБОТКУ

Е. А. Голыгин[1], И.С. Чен[2], Дж. Г. Лин[2], Н. В. Морозова[1], И.Л. Морозов[1], А. А. Гаврилюк[1]

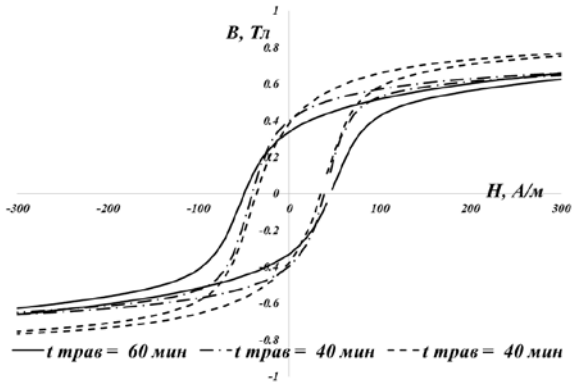
[1] *Иркутский Государственный Университет,*
[2] *Center for condensed matter sciences, National Taiwan University,*

Вопросы стабильности магнитных и магнитоупругих свойств быстрозакаленных металлических лент, подвергнутых предварительному воздействию агрессивных сред, являются весьма важными с точки зрения использования таких материалов в современной промышленной электронике, в частности, используемой в химической промышленности. Другим актуальным вопросом является вопрос температурной стабильности магнитоупругих параметров таких материалов. В работе приведены результаты исследований влияния обработки в химически агрессивной среде быстрозакаленных лент состава $Fe_{67}Co_{10}Cr_3Si_5B_{15}$.

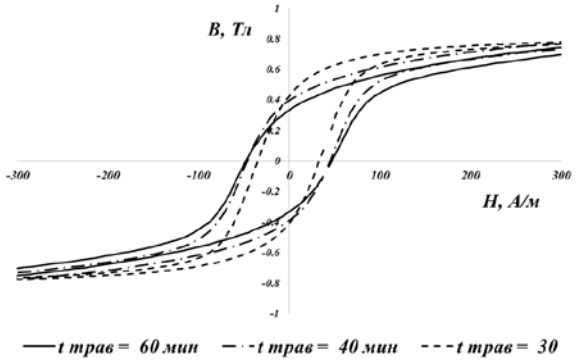
Образцы получены и сертифицированы в ЦНИИЧермет им. И.П. Бардина (г. Москва). Из первоначальной широкой ленты вдоль оси прокатки вырезались образцы в виде узких полосок шириной 10^{-5} м, толщиной (2,8-3)•10^{-5} м и длиной 0,05 м. Полоски подвергались химической обработке (травлению) в соляной кислоте 0,25 N (эквивалентная концентрация) HCl продолжительностью 30-60 минут. После проведения травления ленты подвергались термомагнитной обработки в интервале температур от 370^0C до 410^0C в вакууме 10^{-3}мм рт. ст. в течение 20 минут. Магнитной поле B=0,4 Тл прикладывалось перпендикулярно длине ленты. Целью проведения термомагнитной обработки являлось наведение в лентах одноосной магнитной анизотропии с осью легкого намагничивания, ориентированной вдоль линии приложения магнитного поля. Измерение температурной зависимости ΔE-эффекта в интервале от 30^0 до 240^0C проводилось методом резонанса-антирезонанса [1]. Измерение магнитных параметров образцов осуществлялось индукционным методом на частоте переменного магнитного поля 1 кГц. Для анализа изменений структуры и морфологии образцов, происходящих при химическом травлении, использовались методы рентгеновской дифрактометрии и ферромагнитного резонанса.

В исследованных лентах, независимо от времени их химического травления (от 30 до 60 минут) и температуры дальнейшей термомагнитной обработки наблюдается только положительный ΔE-эффект, т.е. увеличение модуля упругости с ростом магнитного поля. С ростом температуры нагрева ленты величина положительного ΔE-эффекта уменьшалась. При этом установить сколько-нибудь выраженную магнитополевую зависи-

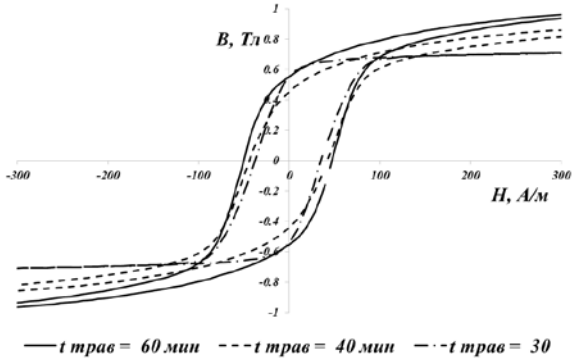
мость ΔE-эффекта от времени химического травления быстрозакаленных лент состава $Fe_{67}Co_{10}Cr_3Si_5B_{15}$ не удалось. Таким образом, время травления лент в (0,25 N) HCl в течение 30-60 минут и последующая их термомагнитная обработка не оказывает заметного влияния на их магнитоупругие свойства. Не оказывает заметного влияния химическое травление сплава и на температурные зависимости ΔE-эффекта. Установить ясную зависимость влияния времени химического травления лент на динамические магнитные характеристики (петли магнитного гистерезиса, остаточную индукцию, коэрцитивную силу и т.д.) также не удается (рис.1).



а



б



в

Рис.1. Петли гистерезиса лент составов $Fe_{67}Co_{10}Cr_3Si_5B_{15}$, прошедших химическое травление в течение 30 – 60 минут с последующей термомагнитной обработкой при а –370^{0}C, б – 390^{0}C, в – 410^{0}C.

Константа магнитострикции λ_s лент остается положительной независимо от времени химического травления. Таким образом, прямые измерения магнитных и магнитоупругих характеристик не позволяют выявить существенные изменения в структуре лент при проведении химического травления. На основании проведенных исследований следует, что магнитные и магнитоупругие свойства лент состава $Fe_{67}Co_{10}Cr_3Si_5B_{15}$ являются химически стабильными. При этом сами образцы могут быть предложены как чувствительные элементы магнитных и магнитоупругих характеристик датчиков, работающих в химически агрессивной среде.

На рис. 2 приведены спектры ферромагнитного резонанса для лент с различным временем травления. Спектры ферромагнитного резонанса имеют широкие максимумы, характерные для распределения Лоренца. Штриховые линии являются наиболее близкими аппроксимациями к кривым Лоренца, соответствующими идеальным спектрам поглощения. В области относительно малых магнитных полей в необработанном образце наблюдаются несколько небольших острых максимумов, (указанных стрелками), что свидетельствует о наличии на поверхности нехарактерных для исследуемого материала магнитных включений. Эти максимумы исчезают после обработки ленты кислотой. Таким образом, чувствительность ФМР-спектроскопии к поверхностным магнитным свойствам лент состава $Fe_{67}Co_{10}Cr_3Si_5B_{15}$ значительно выше, чем чувствительность индукционных методов измерения магнитных магнитоупругих параметров.

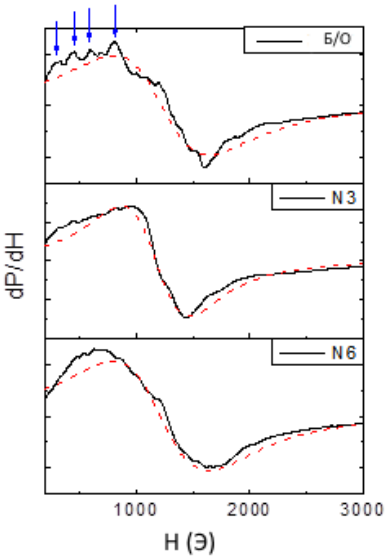


Рис. 2. ФМР - спектры, измеренные для образцов до и после проведения химической обработки. Пунктирные линии – кривые Лоренца, соответствующие изотропному распределению намагниченности в исследованных материалах. Стрелками указаны максимумы, обусловленные неоднородностью поверхности в необработанных образцах. Б/о – образец не прошедший химической обработки, N3 - 30 –минутная обработка, N6 – 60 – минутная обработка.

Работа выполнена в рамках Госзадания РФ (№. 3.1941.2017/4.6)

1. L.T. Kobacoff IEEE Trans. Magn. **53**. 11 (1982)

СКАЧКООБРАЗНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ И КОЭРЦИТИВНАЯ СИЛА В СОЕДИНЕНИЯХ $Tb(Ni_{1-x}Mn_x)_2Si_2$ С БОЛЬШИМ СОДЕРЖАНИЕМ МАРГАНЦА

Е.Г. Герасимов, Н.В. Мушников, А.Н. Пирогов, А.С. Волегов, В.С. Гавико

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия
Институт естественных наук и математики, УрФУ, г. Екатеринбург, Россия

Обнаружено, что в соединениях $Tb(Ni_{1-x}Mn_x)_2Si_2$ с большим содержанием марганца в исходно выплавленных и гомогенизированных образцах наблюдается большая коэрцитивная сила и скачкообразные процессы перемагничивания при низких температурах (Рис.1).

Обычно в соединениях RM_2Si_2 (R – редкоземельный металл, M – $3d$ переходный металл) коэрцитивная сила не превышает нескольких эрстед несмотря на высокие значения констант анизотропии редкоземельной подрешетки и подрешетки марганца. Среди $3d$ переходных металлов только Mn обладает магнитным моментом в соединениях. Никель, кобальт и железа не обладают магнитным моментом. Соответственно, появление большой коэрцитивной силы в соединениях $Tb(Ni_{1-x}Mn_x)_2Si_2$ с высоким содержанием марганца может обусловлено существованием «немагнитных» включений никеля, являющихся центрами задержки смещения узких доменных границ.

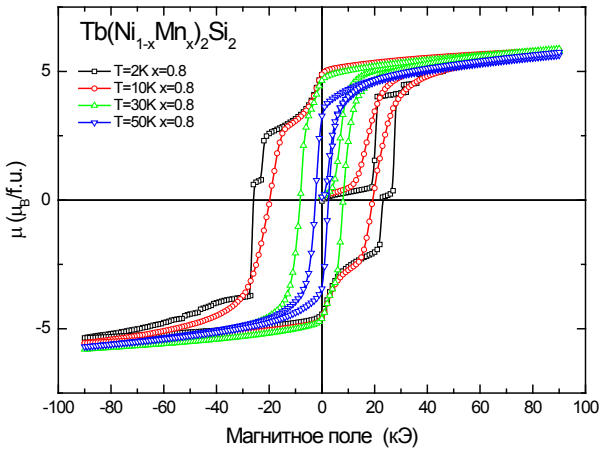


Рис.1. Кривые начального намагничивания и петли гистерезиса соединения $Tb(Ni_{0.2}Mn_{0.8})_2Si_2$ при различных температурах.

Сосуществование большой коэрцитивной силы и маленькой теплоемкости, обуславливает и появление скачкообразных процессов перемагничивания при низких температурах, связанных с локальным разогревом образца, возникающим при движении узких доменных границ.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Магнит», № 01201463328) при частичной поддержке РФФИ (проект № 18-02-00294).

ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТОЖЕСТКОГО МАТЕРИАЛА, СОДЕРЖАЩЕГО НАНОСТРУКТУРИРОВАННУЮ ФАЗУ ФЕРРИТА

А.А. Гребенников, О.В. Стогней, А.В. Ситников

Воронежский государственный технический университет, Россия

Установлено, что вакуумная термообработка гранулированных нанокомпозитов ферромагнитный металл - оксид на основе железа приводит к формированию магнитожесткого материала, содержащего наноструктурированную фазу феррита. Объектами исследования являлись тонкие пленки нанокомпозитов Fe-Nb_2O_n и Fe-MgO (толщина пленок в зависимости от концентрации Fe составляла 3-6 мкм). Образцы получены методом ионно-лучевого распыления. Структура и магнитные свойства образцов исследовались в исходном состоянии и после термообработки, проведенной в вакууме (~10^{-3} Па).

Согласно результатам рентгеноструктурного анализа структура исходных образцов Fe-Nb_2O_n и Fe-MgO состоит преимущественно из двух фаз: металла (Fe) и диэлектрика (Nb_2O_n или MgO). Образцы до порога перколяции проявляют суперпарамагнитные свойства, за порогом перколяции – ферромагнитные, что характерно для гранулированных систем ферромагнетик – диэлектрик.

Термообработка композитов Fe-Nb_2O_n при 600 ^oC и Fe-MgO при 550 ^oC приводит к изменению фазового состава и магнитных свойств. На рентгенограммах кроме фаз металла и диэлектрика появляются пики, соответствующие фазе феррита, что является следствием взаимодействия металлических гранул и матрицы. Величина коэрцитивной силы (H_c) отожженных образцов на два порядка выше значений, проявляемых в исходном состоянии (рис. 1), при этом намагниченность насыщения после отжига не меняется. Предположительно существенное изменение величины H_c связано с появлением в структуре композитов новой фазы феррита. Высокие значения H_c обусловлены наличием в пленках большого числа структурных дефектов, вызванных межфазным взаимодействием в процессе отжига и могут быть как увеличены, так и уменьшены путем дополнительной обработки образцов.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТОКОВОГО ОТЖИГА АМОРФНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРОПРОВОДОВ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ТЕРМОСТАБИЛЬНОСТИ ДАТЧИКОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. Джумъазода[1], Л.В. Панина[1,2], Н.А. Юданов[1], А.Т. Морченко[1], М.Г. Неъматов[1], Ф.С. Табаров[1]

[1]*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, Россия*

[2]*Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, Москва, Россия*

Для применения магнитных материалов в качестве рабочих сред в датчиках различных физических величин большое значение имеет повышение чувствительности сенсорных элементов по отношению к измеряемым параметрам при одновременном расширении диапазона рабочих температур [1-2]. Особенно важную роль устойчивость к изменению температуры играет в системах со встраиваемыми сенсорными элементами, обеспечивающих возможность дистанционного беспроводного контроля. В частности, для этих приложений весьма эффективным является применение аморфных ферромагнитных микропроводов, обладающими специфическими магнитными свойствами, такими как магнитная бистабильность и гигантский магнитоимпеданс (МИ), которые в значительной степени зависят от внешних воздействий (магнитного поля, механического напряжения и температуры окружающей среды) [3].

В данной работе рассматриваются пути решения этой проблемы за счет использования механизма влияния токового отжига на температурную стабильность магнитной структуры и повышение чувствительности МИ к магнитному полю. В наших экспериментах исследовались образцы аморфных Co-содержащих микропроводов в стеклянной оболочке. Исходный провод состава $Co_{60.51}Fe_{3.99}Cr_{12.13}B_{13.53}Si_{9.84}$ с общим диаметром D = 24,7 мкм и диаметром металлической жилы d = 19,5 мкм ($\rho = d/D = 0{,}79$) был изготовлен модифицированным методом Тейлора-Улитовского. Образцы отжигались как в исходном виде (в стеклянной оболочке), так и после удаления покрытия химическим методом с использованием раствора фтористоводородной кислоты.

Геометрические параметры микропроводов определяли с помощью оптического микроскопа. Измерения магнитных параметров образцов до и после токового отжига проводили в диапазоне температур от 25 до 80 ^{o}C (так называемый, индустриальный диапазон). Процесс намагничивания исследовали с помощью индукционного метода. МИ измеряли с

использованием векторного анализатора цепей (Hewlett Packard 8753E) на частотах от 1 МГц до 300 МГц. Методом дифференциальной сканирующей калориметрии было установлено, что микропровода исследуемого типа обладают достаточно высокими значениями точки Кюри (T_C = 364 °C) и температуры кристаллизации (T_{cr} = 514 °C).

Как правило, провода в исходном состоянии обнаруживают сильную зависимость МИ от температуры в рабочем диапазоне температур, то есть значительно ниже T_C и T_{cr}. Это объясняется релаксацией остаточных напряжений, возникающих при быстром затвердевании, а также из-за различных коэффициентов теплового расширения стекла и металла. Для снижения влияния температуры на магнитную структуру и МИ был предложен токовый отжиг. Процесс термообработки проводился за счет теплового действия тока, пропускаемого через образец в течение определенного времени. При этом в магнитном поле тока наводится анизотропия с легкой осью вдоль циркулярного направления.

Обработка проводов происходила в постоянном токе силой I = 25 мА в течение 60 минут. Провода отжигались со стеклом и после удаления стекла в одних и тех же условиях. На рис. 1 представлено влияние отжига на температурную стабильность и чувствительность импеданса к магнитному полю в исходных проводах и отожженных током после удаления стекла. Показано, что для высокочувствительных сенсоров магнитного поля наилучшим вариантом является использование проводов, подвергнутых токовому отжигу без стеклянной оболочки: они демонстрируют повышенную чувствительность к магнитному полю и улучшенную стабильность по отношению к колебаниям температуры.

После удаления стекла выравниваются внутренние напряжения, что позволяет значительно улучшить как чувствительность магнитного импеданса к полю, так и температурную стабильность. При этом одновременно магнитное поле тока оказывает действие на упорядочение ферромагнитных пар атомов материала жилы. После отжига чувствительность импеданса к магнитному полю увеличивается более чем в 5 раз, достигая значения 475 Ом/Э (рис. 2). Показано, что провода, отожженные после удаления стеклянной оболочки, имеют более высокую термостабильность, чем провода со стеклянной оболочкой.

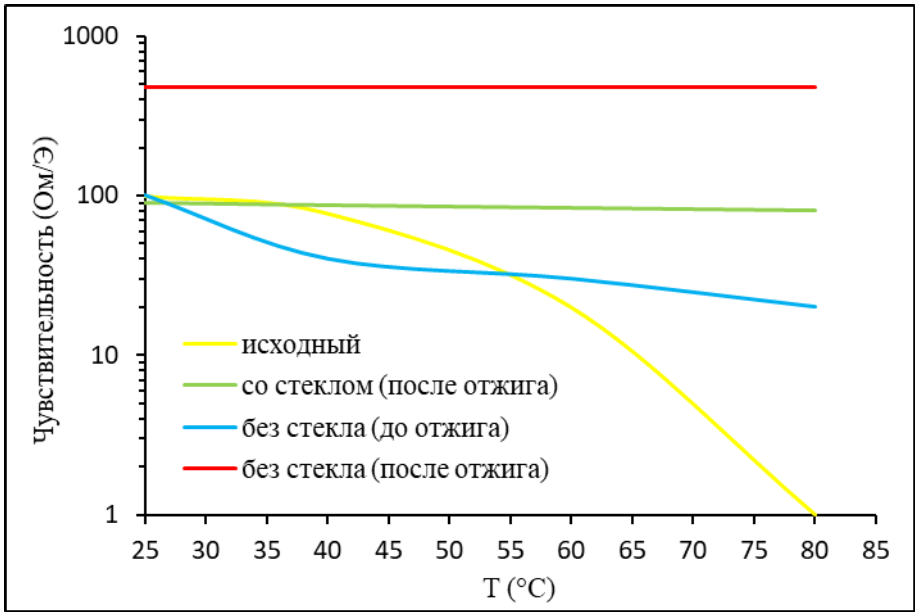


Рисунок 1. Влияние токового отжига (I = 25 мА, t = 60 мин.) на температурную стабильность и чувствительность магнитного импеданса к магнитному полю в аморфных микропроводах (исходном и отожженных без стеклянной оболочки).

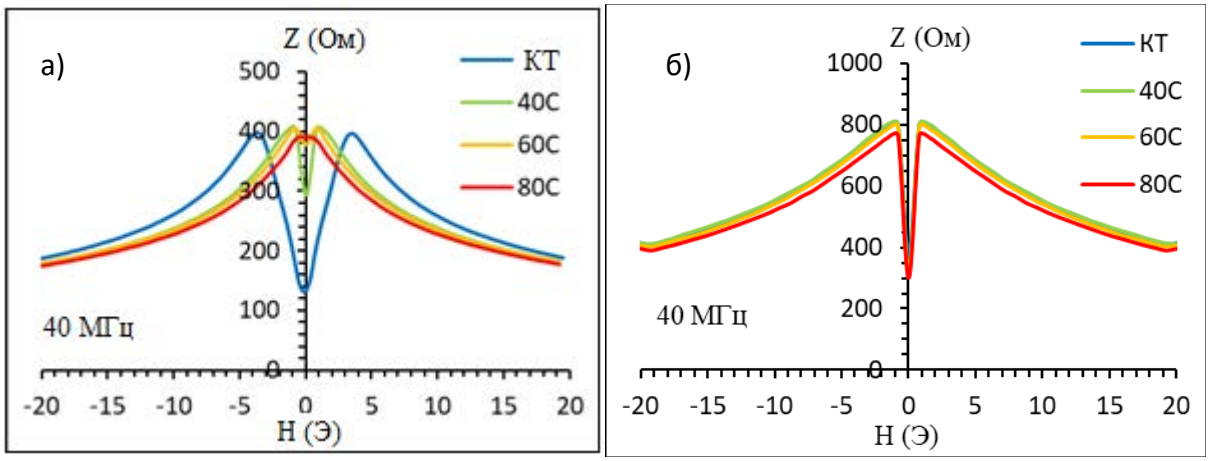


Рисунок 2. Влияние температуры на магнитный импеданс в аморфных микропроводах:
а) со стеклом до отжига; б) без стекла после отжига.

1. Valentina Zhukova, Mihail Ipatov and Arcady Zhukov, J. Sensors **9**, 9216-9240 (2009)
2. Zhukov, A.; Ipatov, M.; Zhukova, V.; García, C.; Gonzalez, J.; Blanco, J.M., J. Phys. Stat. Sol. A, **205**, 1367–1372 (2008)
3. M.H. Phan, H.X. Peng, J. Mater. Sci. **53** 323-420 (2008)

ФОРМИРОВАНИЕ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ ПЛЕНОК GaMnSb ТЕРМООБРАБОТКОЙ

А.И. Дмитриев[1], А.В. Кочура[2], А.П. Кузьменко[2], Л.С. Паршина[3], О.Д. Храмова[3], О.А. Новодворский[3], Е.П. Кочура[2], М.С. Дмитриева[1], А.Л. Васильев[5], Б.А. Аронзон[4,5]

[1]Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия
[2] Юго-Западный государственный университет, Курск, Россия
[3] Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Шатура, Россия
[4] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия
[5] НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Для создания приборов спинтроники требуются источники спинового тока – спиновые аккумуляторы. В качестве рабочей среды спиновых аккумуляторы предлагается использовать тонкие пленки разбавленных магнитных полупроводников (РМП) $(A^{III},Mn)B^{V}$, таких как GaMnAs или GaMnSb, содержащих нановключения магнитной фазы MnAs или MnSb, соответственно. Возникновение электродвижущей силы в рассматриваемых наногетероструктурах может быть индуцирована спонтанным перемагничиванием таких включений в статическом магнитном поле [1]. До недавнего времени считалось, что двухфазные системы полупроводник-ферромагнетик $A^{III}B^{V}$-MnB^{V} в отличие от РМП $(A^{III},Mn)B^{V}$ менее перспективны для использования в устройствах спиновой электроники. Так, магнитные нановключения, являясь 3D дефектом, в большинстве случаев за счет появления дополнительных источников рассеяния заряда ухудшали транспортные свойства электронной подсистемы. Само формирование включений MnB^{V} приводило к обеднению подсистемы диспергированных ионов Mn и, как следствие, к понижению величины косвенного обмена, поддерживающего спин-поляризованное состояние, а значит и температуры Кюри РМП-матрицы. Кроме того, присутствие дополнительной магнитной фазы MnAs или MnSb в виде ферромагнитных или суперпарамагнитных включений затрудняло исследование магнитных свойств наногетероструктур $(A^{III},Mn)B^{V}$. Недавно было обнаружено, что в тонких пленках $(A^{III},Mn)B^{V}$ поляризация дырок может быть чувствительна к намагниченности магнитных нановключений [2].

Для определения условий и механизмов контролируемого изменения магнитокристаллической анизотропии пленок GaMnSb посредством термообработки нами было исследовано две группы образцов – «as grown» и подвергнутых отжигу при температуре 350 °C в течение 30 мин. Ранее на подобных пленках было изучено спонтанное перемагничивание нановключений MnSb [3], внедренных в тонкие пленки GaMnSb (рис. 1), выращенные на монокристаллических подложках Al_2O_3 методом импульсного лазерного осаждения [4].

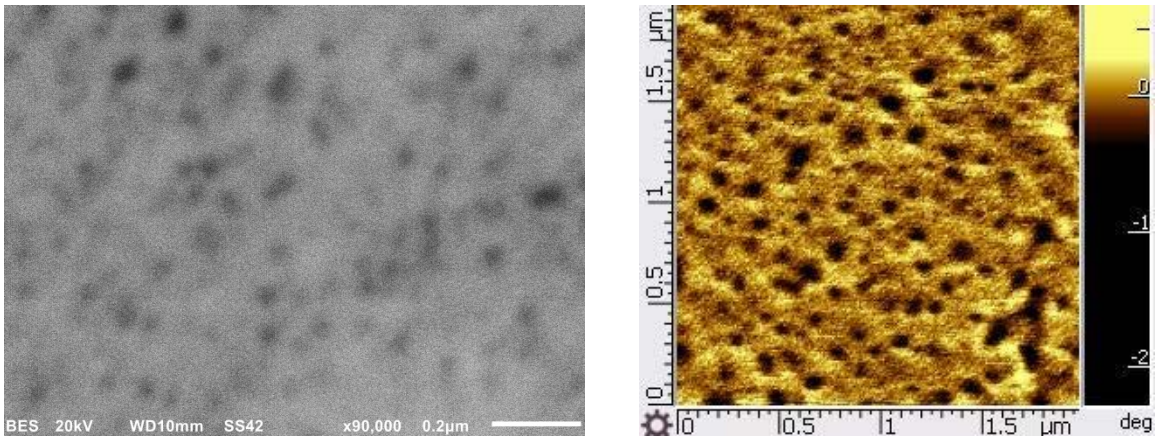


Рис. 1. Изображение пленки GaMnSb, полученное с помощью сканирующей электронной (слева) и магнитно-силовой (справа) микроскопии

С помощью СКВИД-магнитометра (MPMS 5XL Quantum Design) были выполнены измерения температурных зависимостей магнитного момента образцов, охлажденных в нулевом магнитном поле и магнитном поле напряженностью 10 кЭ, а также петли магнитного гистерезиса в интервале температур $T = 2 – 390$ К.

Установлено, что термообработка пленок приводит к заметному увеличению характеристик, определяющихся магнитной анизотропии: температуры блокировки от 95 К до 430 К и поля магнитной анизотропии от 330 Э до 630 Э.

Предварительные данные просвечивающей электронной микроскопии указывают на то, что изменение магнитной анизотропии пленок GaMnSb в результате термообработки может быть обусловлено переходом кристаллической структуры магнитных нановключений MnSb из гексагональной (п.г. $P6_3/mmc$) в кубическую (п.г. $F\text{-}43m$).

А.И. Дмитриев признателен А.Д. Таланцеву за помощь в исследованиях на СКВИД-магнитометре. Работа была выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (№16.2814.2017/ПЧ) и РФФИ (№ 17-02-00262, 15-07-03580).

1. P.N. Hai, S. Ohya, M. Tanaka, S.E. Barnes, S. Maekawa, Nature, **458**, 489 (2009).
2. В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон, Ю.А. Данилов, Ю.Н. Дроздов, В.П. Лесников, К.И. Маслаков, В.В. Подольский, ЖЭТФ **127**, 838 (2005).
3. A.I. Dmitriev, A.D. Talantsev, O.V. Koplak, R.B. Morgunov, J. Appl. Phys. **119**, 073905 (2016).
4. С.Ф. Маренкин, О.А. Новодворский, А.В. Шорохова, А.Б. Давыдов, Б.А. Аронзон, А.В. Кочура, И.В. Федорченко, О.Д. Храмова, А.В. Тимофеев, Неорг. матер. **50**, 973 (2014).

НАМАГНИЧИВАНИЕ ЦЕНТРОАНТИСИММЕТРИЧНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА ЗА СЧЕТ ГРАДИЕНТОВ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ ИЛИ ВЕКТОРА АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМА

А.Ф. Кабыченков, Ф.В. Лисовский

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, Фрязино, Россия

Хотя среди всех типов магнитоупорядоченных сред антиферромагнетики (АФМ) составляют самую многочисленную группу, они до недавнего времени практически не находили сколь-нибудь заметного технического применения. Основная причина этого состоит в том, что для создания реальных устройств (например, запоминающих) на основе какой-либо среды, необходимо, чтобы она воспринимала определенные внешние воздействия и реагировала на них таким образом, чтобы отклик на эти воздействия можно было зарегистрировать извне. Традиционные методы, используемые в устройствах на ферро- и ферримагнетиках, основанные на воздействии на среду внешними магнитными полями, для АФМ неприменимы, поскольку напряженность этих полей должна быть сопоставима с напряженностью сильных полей обменного происхождения, а регистрировать реакцию среды по магнитным полям отклика невозможно, так как поля рассеяния отсутствуют.

Имеется возможность реализации взаимодействия с АФМ через однородные немагнитные воздействия (например, через электрические поля или упругие напряжения) при использования линейного магнитоэлектрического или пьезомагнитного эффектов, существование которых с позиций магнитной симметрии было предсказано в кристаллах, группа симметрии которых не содержит операции обращения времени. К сожалению, из-за малых значений констант линейной связи между магнитной подсистемой и электрической или упругой подсистемами для получения заметного отклика последней необходима огромная напряженность электрического поля или большие упругие напряжения. Использование неоднородных воздействий существенно облегчает задачу, поскольку локальное создание больших градиентов электрического поля или упругих напряжений особых затруднений не вызывает.

В настоящем докладе рассмотрены два неоднородных линейных эффекта в центроантисимметричных АФМ: флексомагнитный и флексоантиферромагнитный, заключающиеся в наведении намагниченности градиентом упругих напряжений или градиентом антиферромагнитного момента соответственно. Центроантисимметричные АФМ не обладают ферромагнетизмом и пьезомагнетизмом, которые могут приводить к маскированию изучаемых эффектов.

Флексомагнитный эффект описывается в удельном термодинамическом потенциале слагаемым, линейным по компонентам магнитного поля $\mathbf{H}$ и градиента упругих напряжений σ_{kl}, то есть

$$\Phi^{(fm)} = -\gamma_{ijkl} H_i \frac{\partial \sigma_{kl}}{\partial x_j}, \tag{1}$$

где γ_{ijkl} – тензор, симметричный по индексам kl. Из определения магнитной индукции $B_j^{(fm)} = -4\pi \frac{\partial \Phi^{(fm)}}{\partial H_j}$ следует, что при $\mathbf{H} = 0$ линейная по градиенту напряжений намагниченность составляет

$$M_i^{(fm)} = \gamma_{ijkl} \frac{\partial \sigma_{kl}}{\partial x_j}. \tag{2}$$

Обратный эффект состоит в наведении упругих деформаций градиентом магнитного поля. Из определения тензора деформаций находим, что

$$u_{kl}^{(fm)} = -\frac{\delta \Phi^{(fm)}}{\delta \sigma_{kl}} = -\left(\frac{\partial \Phi^{(fm)}}{\partial \sigma_{kl}} - \frac{\partial}{\partial x_n} \frac{\partial \Phi^{(fm)}}{\left(\partial \Phi^{(fm)} / \partial x_n\right)}\right),$$

откуда следует, что

$$u_{kl}^{(fm)} = \frac{\partial (\gamma_{inkl} H_i)}{\partial x_n}. \tag{3}$$

При постоянных коэффициентах деформации будут линейно связаны с градиентом компонент магнитного поля.

Так как тензор γ_{ijkl} нечетен по отношению к операциям обращения времени и пространственной инверсии, то флексомагнитный эффект отсутствует в кристаллах с магнитными группами симметрии, содержащими эти операции отдельно, но может существовать в кристаллах, группы которых обладают операцией центроантиинверсии (произведение операций обращения времени и пространственной инверсии). Для кубических АФМ эту операцию содержат магнитные группы $m'3$, $m'3m$, $m'3m'$; для тетрагональных – группы $4/m'$, $4'/m'$, $4/m'm'm'$; для гексагональных – группы $\bar{3}'$, $\bar{3}'m'$ $\bar{3}'m$, $6'/m$, $6/m'$, $6'/mmm'$, $6/m'm'm'$, $6/m'mm$; для ромбических – группы $m'm'm'$, mmm'; для моноклинных – группы $2/m'$, $2'/m$.

Расчеты, выполненные для АФМ типа Cr_2O_3 (группа $\bar{3}'m'$) показали, например, что стоящий вертикально на жестком основании цилиндр (вертикаль коллинеарна вектору антиферромагнетизма), находящийся в однородном поле тяготения с постоянной g за счет неоднородных деформаций, создаваемых весом, приобретает намагниченность

$$M_z^{(fm)} = \gamma_{3333} \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = \gamma_{3333} \rho g, \tag{4}$$

где ρ – плотность, а γ_{3333} – компонента тензора γ_{ijkl}.

Флексоантиферромагнитный эффект, проявляющийся в в наведении намагниченности градиентом вектора антиферромагнитного момента, описывается в термодинамическом потенциале слагаемым, линейным по компонентам магнитного поля **H** и градиента антиферромагнитного момента

$$\Phi^{(fam)} = -\eta_{ijk} H_i \frac{\partial L_j}{\partial x_k}, \tag{5}$$

которое приводит к появлению магнитной индукции, а при отсутствии магнитного поля – намагниченности, равной

$$M_i^{(fam)} = \eta_{ijk} \frac{\partial L_j}{\partial x_k}, \tag{6}$$

Из (6) следует, что в отличие от слабого ферромагнетизма, возникающая намагниченность пропорциональна градиенту антиферромагнитного момента, который может быть обусловлен неоднородностью состава, наличием доменных границ или поверхности раздела кристалла с окружающим пространством, градиентом температуры и т.д. Ответственные за существование флексоантиферромагнитного эффекта слагаемые термодинамического потенциала для Cr_2O_3 имеют вид

$$\Phi^{(fam)} = -\eta_{111}\left(H_x\left(\frac{\partial L_x}{\partial x} - \frac{\partial L_y}{\partial y}\right) - H_y\left(\frac{\partial L_x}{\partial y} + \frac{\partial L_y}{\partial x}\right)\right) - \eta_{123}\left(H_x \frac{\partial L_y}{\partial z} - H_y \frac{\partial L_x}{\partial z}\right) -$$
$$\eta_{231}\left(H_y \frac{\partial L_z}{\partial x} - H_x \frac{\partial L_z}{\partial y}\right) - \eta_{312} H_z \left(\frac{\partial L_x}{\partial y} - \frac{\partial L_y}{\partial x}\right), \tag{7}$$

а компоненты намагниченности равны

$$M_x^{(fam)} = \eta_{111}\left(\frac{\partial L_x}{\partial x} - \frac{\partial L_y}{\partial y}\right) + \eta_{123}\frac{\partial L_y}{\partial z} - \eta_{231}\frac{\partial L_z}{\partial y},$$
$$M_y^{(fam)} = -\eta_{111}\left(\frac{\partial L_x}{\partial y} - \frac{\partial L_y}{\partial x}\right) - \eta_{123}\frac{\partial L_x}{\partial z} - \eta_{231}\frac{\partial L_z}{\partial x},$$
$$M_z^{(fam)} = \eta_{312}\left(\frac{\partial L_x}{\partial y} - \frac{\partial L_y}{\partial x}\right). \tag{8}$$

Было показано, например, что при малой неоднородности антиферромагнитного момента градиент магнитного поля наводит компоненты антиферромагнитного момента, равные

$$L_x = \chi_1^{(l)}\left(\frac{\partial H_x}{\partial x} - \frac{\partial H_y}{\partial y}\right) + \chi_2^{(1)}\frac{\partial H_z}{\partial y};\ L_y = -2\chi_1^{(l)}\frac{\partial H_x}{\partial y} - \chi_2^{(1)}\frac{\partial H_z}{\partial x};\ L_z = 0, \tag{9}$$

где $\chi_1^{(l)}$ и $\chi_2^{(l)}$ – обобщенные восприимчивости, выражающиеся через параметры АФМ и компоненты тензора γ_{ijkl}.

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ НИКЕЛЕВОЙ НАНОНИТИ ПРИ НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

С.Н. Козлов [1,2], О.В. Скрябина [2,3], С.В. Егоров [2], А.А. Клименко [4], И.А. Головчанский[3,5], К.С. Напольский [6], В.С. Столяров [1,2,3]

[1]*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, факультет фундаментальной физико-химической инженерии, Москва, Россия*

[2]*Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия*

[3]*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия*

[4]*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, факультет наук о материалах, Москва, Россия*

[5]*Национальный исследовательский технологический университет МИСиС, Москва, Россия*

[6]*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, химический факультет, Москва, Россия*

Электрические и магнитные транспортные свойства единичных ферромагнитных нанонитей представляют большой интерес для фундаментальных и прикладных исследований как квазиодномерные объекты. Их перспективы варьируются от создания сверхплотной памяти [1] и логических операторов [2] до акустических сенсоров [3]. В данной работе изучалось магнитосопротивление поликристаллической никелевой нанонити при температуре 10 К.

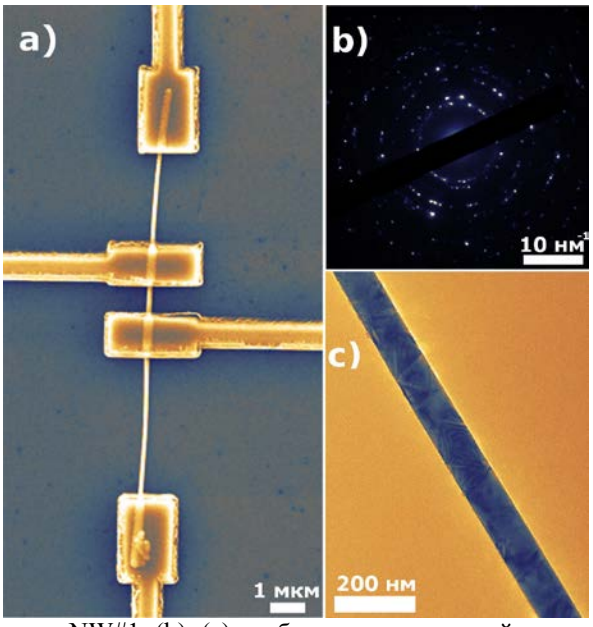


Рис.1 (a) СЭМ изображение образца NW#1, (b), (c) изображения никелевой нанонити, полученные методом локальной дифракции электронов и на просвечивающем электронном микроскопе соответственно.

Никелевые нанонити были выращены методом электроосаждения в матрице анодного оксида алюминия. С помощью электронной литографии

и магнетронного напыления были изготовлены структуры, СЭМ изображение типичной структуры приведено на рис.1а. Магнитотранспортные свойства никелевых нанонитей были измерены четырехточечным методом в He-4 криостате, оборудованным сверхпроводящим соленоидом, обеспечивающим магнитное поле, направленное вдоль нити. Кривая магнитосопротивления для образца NW#1 изображена на рис.2. Поле переключения для обоих образцов составило 76 мТл.

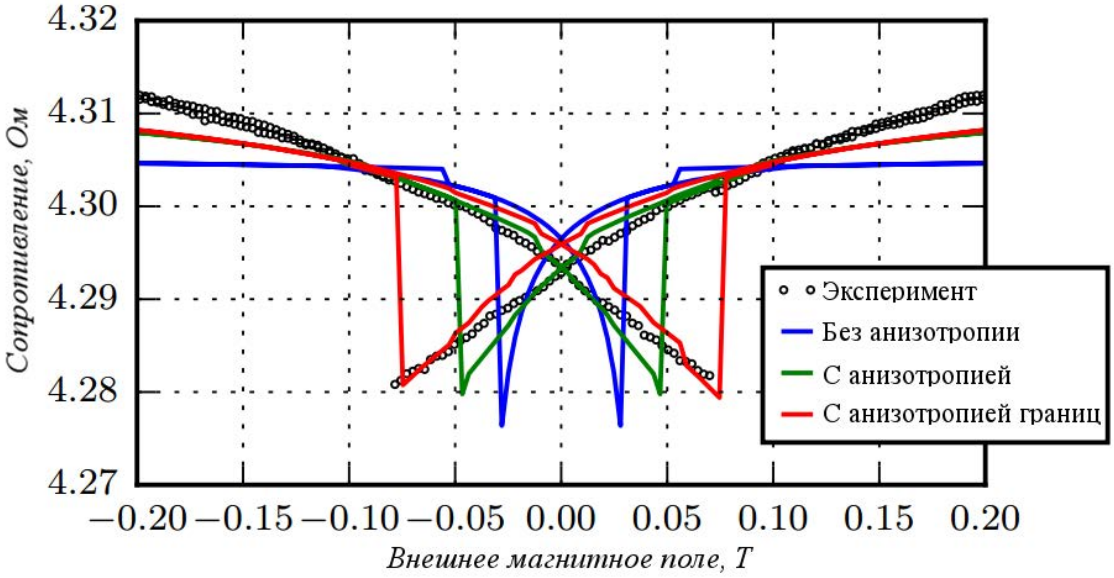


Рис.2 Магнитосопротивления для образца NW#1 и расчетные кривые для трех случаев по схеме, приведенной на рис.2: без магнитокристаллической анизотропии, со случайно ориентированной магнитокристаллической анизотропией в зернах, с одноосной анизотропией на границах зерен.

Чтобы понять вклад магнитокристаллической анизотропии и влияния поликристалличности, мы моделировали процесс перемагничивания нанонити методами микромагнетизма. Решалось уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) методом конечных разностей. Форма нанонити аппроксимировалась параллелепипедом длиной 4 мкм с сечением 132*132 нм. Параллелепипед разделялся на ячейки размером 2*6*6 нм^3. При низких температурах в никеле начинает играть существенную роль магнитокристаллическая анизотропия. В качестве первого приближения константы кубической анизотропии никеля были взяты при температуре жидкого гелия K_1=-126.3*10^3 Дж/м, K_2=57.8*10^3 Дж/м. Кроме констант анизотропии необходимо еще определить направления кристаллографических осей относительно осей координатных. Отталкиваясь от данных по морфологии нити, мы разделили параллелепипед на области Вороного как показано на рис.3а. В каждой области кристаллографические оси ориентированы случайно. Сравнивая расчетную коэрцитивность со значением, полученным экспериментально, мы видим, что существует еще некое эффективное поле, которое увеличивает реальную коэрцитивность. Источником такого поля мы предполагаем границы между зернами. В области границы локально

нарушается кристаллическая решетка и ее симметрия, дополнительно могут проявляться магнитострикционные эффекты. Мы вводим в нашу модель влияние межзеренных границ как локальную эффективную одноосную анизотропию. Эта анизотропия применяется только к ячейкам вдоль границы, а ось анизотропии направлена вдоль нормали границы (см. рис.3a). Мы обнаружили, что в такой системе влияние анизотропии границ на коэрцитивность состоит из двух качественно разных механизмов. Первый – это дополнительный энергетический вклад и работа, которую внешнее магнитное должно совершить, чтобы изменить направление намагниченности нити, второй – это влияние на динамику перемагничивания через пиннинг перемагничивающих вихрей на границах. На рис.3b показана зависимость коэрцитивности от анизотропии границ K_g. Условно этот график можно разделить на две части: I часть, где главную роль играет первый механизм и II часть, где реализуется механизм пиннинга вихрей.

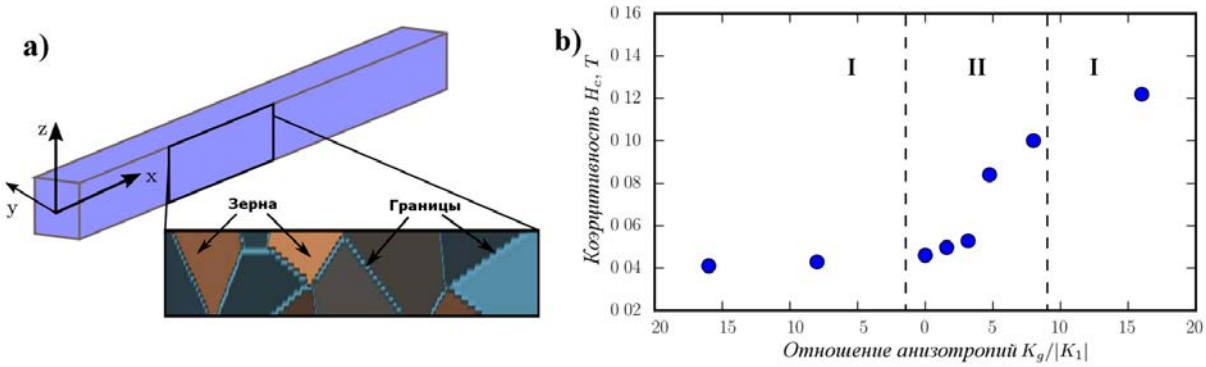


Рис.3 (a) Схема численной модели, (b) зависимость коэрцитивности никелевой нанонити от константы анизотропии границ.

Определив значение анизотропии границ K_g соответствующее коэрцитивности нашего образца, мы затем рассчитали кривую магнитосопротивления методом, предложенным в работе [4]. Расчетные и экспериментальные кривые изображены на рис.2. Зависимости, полученные экспериментально и из численной модели, находятся в удовлетворительном согласии. Предложенный метод может быть применен для программирования материалов с заданными свойствами.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-02-00815.

1. Nielsch K. et al. Hexagonally ordered 100 nm period nickel nanowire arrays //Applied Physics Letters. – 2001. – Т. 79. – №. 9. – С. 1360-1362.
2. Hayashi M. et al. Current-controlled magnetic domain-wall nanowire shift register //Science. – 2008. – Т. 320. – №. 5873. – С. 209-211.
3. McGary P. D. et al. Magnetic nanowires for acoustic sensors //Journal of Applied Physics. – 2006. – Т. 99. – №. 8. – С. 08B310.
4. Silva R. A. et al. Magnetoresistance and magnetization reversal of single Co nanowires //Physical Review B. – 2009. – Т. 79. – №. 13. – С. 134434.

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ МАЛЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ РАЗНОЙ ФОРМЫ

С.В. Комогорцев, П.Е. Ерошенко, В.А. Фельк
Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН
Сибирский государственный университет науки и технологий имени М.Ф. Решетнева

Основным мотивом исследования малых магнитных пленочных элементов является их потенциал для приложений в устройствах обработки информации, на фоне выраженного тренда миниатюризации в данных технологиях. Современный интерес к магнетизму малых элементов проистекает также из комбинации следующих факторов: во-первых, развитие методов осаждения тонких металлических пленок; во-вторых, развитие метода литографии примененного в последнее время для структурирования металлических элементов; и, наконец, развитие новых методов магнитной характеризации, более чувствительных, не требующих продолжительных измерений, а также обладающих большим пространственным разрешением. Конфигурации намагниченности и перемагничивание в малых магнитных пленочных элементах являются центральной темой в контексте управления состояниями этих элементов магнитным полем. На фоне большого количества экспериментальных, теоретических и численных работ некоторые интересные вопросы остаются нерассмотренными. В данной работе с помощью численного моделирования мы изучали перемагничивание в пленочных элементах квадратной и круглой формы. Задача решалась в среде OOMMF для плоских пластин квадратной и круглой формы. Константа обмена и намагниченность в микромагнитной проблеме соответствовали параметрам маггемита $\mathrm{A} = 0.7 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{erg/cm}$; $\mathrm{M_s} = 480\ \mathrm{G}$. Толщина пластины составляла 5 нм, размер ячейки 5 нм. Магнитокристалличекая анизотропия отсутствовала (что допустимо для поликристаллических либо аморфных элементов). Это позволило нам изучать эффект формы образца в чистом виде. Внешнее поле прикладывалось в плоскости пленки, для квадратного элемента вдоль одной из сторон квадрата. При изменении размера элемента от 50 до 600 нм происходит, известная ранее, смена режима однородного вращения режимом изгиба (buckling). Оказалось, что коэрцитивная сила при изменении латерального размера элемента демонстрирует качественно различное поведение для квадратного и круглого дота. Для квадратного дота превышение некоторого критического размера порождает скачкообразный рост коэрцитивности, вызванный переходом от однородного вращения к режиму перемагничивания из состояния типа buckling в состояние либо однородной намагниченности либо также в состояние типа buckling, в то время как для круглых дотов коэрцитивная сила монотонно снижается с размером элемента.

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ДВОЙНОГО УВЕЛИЧЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ЗАПИСИ MRAM НА ОСНОВЕ МАГНИТНОГО ЭЛЕМЕНТА ЗАПИСИ С ДВУХОСНОЙ ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИИ

О.С. Колотов, А.В. Матюнин, Г.М. Николадзе, П.А. Поляков

119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, МГУ им. М.В. Ломоносова, дом 1, строение 2, Физический Факультет

В данной работе исследуется возможность увеличения плотности записи MRAM (*Magnetic Random Access Memory*) памяти посредством использования кодирующего магнитного слоя с двухосной плоскостной анизотропией. Стандартная архитектура MRAM [1] памяти представлена на рис.1. Запись двоичных разрядов "0" или "1" посредством ориентирования вектора намагниченности свободного слоя (верхний слой) вдоль или про-

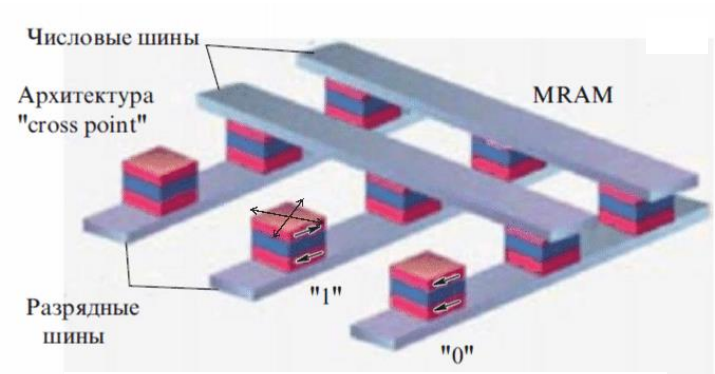


Рис.1. Стандартная архитектура MRAM памяти.

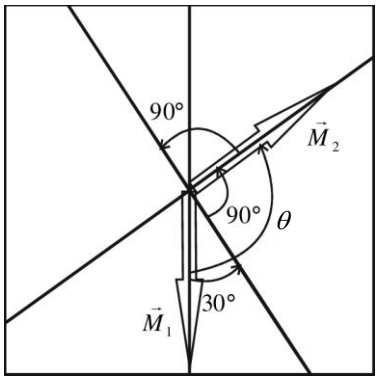


Рис.2. Ориентация осей анизотропии.

тивоположно вектора намагниченности фиксирующего слоя (*нижний слой*). Изменение ориентации вектора намагниченности осуществляется импульсом магнитного поля, порожденного импульсами токов по числовой и разрядной шинам. Если записывающий квадратный магнитный слой будет обладать двухосной анизотропией (в роли такого слоя могут выступать, например, плёнки ферритов-гранатов с плоскостной и двухосной анизотропией [2]) с осями лёгкого намагничивания (ОЛН), ориентированными относительно вектора намагниченности $\vec{M}_1$ под некоторыми углами, – например, так как показано на рис.2, – тогда вектор намагниченности $\vec{M}_2$ свободного слоя будет иметь четыре устойчивые ориентации вдоль ОЛН двухосной анизотропии. Значение изменения туннельного магнетосопротивления (ТМ) ячейки памяти ΔR будет определяться следующей формулой [3]:

$$\Delta R = 0.5(\Delta\rho / \rho)R(1-\cos\theta), \qquad (1)$$

где $\Delta\rho / \rho$ – коэффициент магнетосопротивления, R – максимальное сопротивление ячейки, θ - угол между направлениями намагниченности фиксированного $\vec{M}_1$ и свободного $\vec{M}_2$ магнитных слоев. Из формулы (1) и рисунка 2 следует, что ТМ может принимать четыре различных значения, соответствующих четырем устойчивым ориентациям вектора намагниченности $\vec{M}_2$ для $\theta = 30°, 30° + 90°, 30° + 180°, 30° + 270°$. Эти значения ТМ и соответствующие им значения тоннельных токов могут кодировать два бита двоичной информации (00,01,10,11). Таким образом, одна ячейка подобного рода (см. рис.2) способна заменить две ячейки стандартной MRAM памяти (см. рис.1).

Исследования особенностей нелинейной динамики вектора намагниченности (в частности, при 180° импульсном перемагничивании) в пленках ферритов-гранатов с плоскостной и двухосной анизотропией проводились в серии наших работ [4]-[7].

Кратко остановимся на основных принципах анализа нелинейной динамики вектора намагниченности. Нами использовались численные решения одномерного уравнения Ландау-Лифшица, учитывающего специфику исследуемых плёнок ферритов-гранатов с достаточно большим значением эффективного поля плоскостной анизотропии H_{Kp} (≥ 1 kOe):

$$\ddot{\varphi} + a\lambda\dot{\varphi} + a\gamma^2 \frac{\partial W}{\partial \varphi} = 0, \qquad (1)$$

где параметр $a = \frac{4\pi M_s + H_{Kp}}{M_s}$ учитывает силы, удерживающие вектор намагниченности в плоскости плёнки, λ – постоянная затухания Ландау-Лифшица, γ – гиромагнитное отношение, а W – плотность свободной энергии. При расчёте последней учитывался вклад энергии одноосной и двухосной анизотропии и энергии намагниченности во внешних полях $\vec{H}_0$ и $\vec{H}_{\text{p}}$ ($\vec{H}_0$ – установочное поле, обеспечивающее исходное состояние технического насыщения; $\vec{H}_{\text{p}}$ – перемагничивающее поле, инициирующее обсуждаемый здесь процесс). Плотность энергии двухосной анизотропии полагалась равной [8]:

$$W_{A2} = -K_2 cos4\varphi, \qquad (2)$$

где K_2 – константа двухосной анизотропии.

При расчётах использовались параметры конкретной плёнки, на которой проводились экспериментальные исследования обсуждаемого переходного процесса: намагниченность насыщения $M_{\text{S}} = 14$ G, поле технического насыщения (вдоль каждой из осей лёгкого намагничивания (ОЛН)) $H_{\text{sat}} = 2.5$ Oe и эффективные поля одноосной, двухосной и плоскостной анизотропии соответственно: $H_{\text{K1}} = 4$ Oe, $H_{\text{K2}} = 16K_2/M_{\text{S}} = 36$ Oe и $H_{\text{Kp}} = 1100$ Oe. Состав плёнки — $(\text{YLuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, толщина $d = 4\ \mu$m. Плёнка имела форму неправильного четырёхугольника

со средними поперечными размерами ≈ 1 cm. Значение постоянной затухания Ландау-Лифшица λ выбиралось равной $\lambda = 2\cdot 10^7$ Hz.

Пример численных решений, полученных для поля $H_p = 29$ Ое и длительности фронта перемагничивающего импульса $\tau_f = 3.5$ ns, показан на рис.3. Отчётливо видно, что при углах $\psi_0 = 10°$ и $\psi_0 = 85°$ (ψ_0 – угол между ОЛН и перемагничивающим полем H_p) возможно обеспечение конечной ориентации вектора намагниченности, близкой к 180° и 90° соответственно. Данное обстоятельство подтверждает возможность использования плёнок ферритов-гранатов, а также любых магнитных материалов с подобными типами анизотропии в качестве записывающего магнитного слоя.

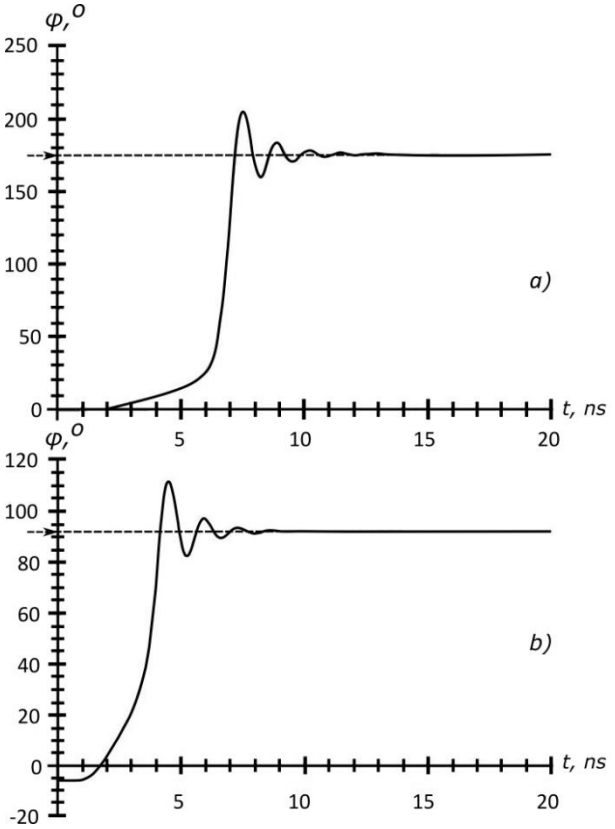


Рис.3. Численные решения $\varphi(t)$, полученные для разных значений угла ψ_0: *a* – 10°; *b* – 85.

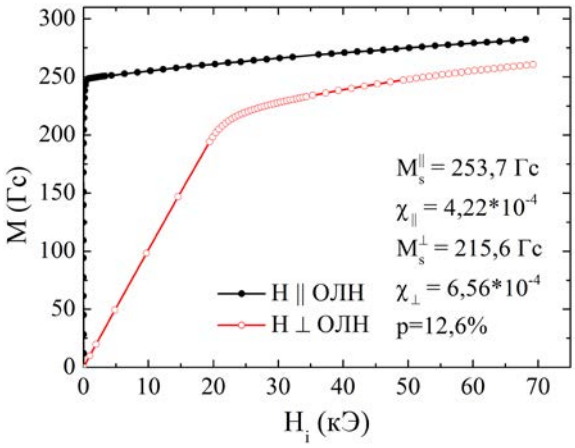
1. А. Ферт. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники (Нобелевские лекции по физике 2007), УФН, **178** (12), 1336 (2007).
2. E.I. Il`yashenko, E.N. Il`iycheva, O.S. Kolotov, A.V. Matyunin, V.A. Pogozhev, J. of Optoelect. and Adv. Mater, **6**, №. 3, 931 (2004).
3. С.И. Касаткин, Н.П. Васильева, А.М. Муравьев. Спинтронные магниторезистивные элементы. М.: Электронинформ, 168 С (2005).
4. О.С. Колотов, А.В. Матюнин, Г.М. Николадзе, П.А. Поляков, Изв. РАН. Сер. физ., **77** (10), 1429 (2013).
5. O.S. Kolotov, A.V. Matyunin, G.M. Nikoladze, P.A. Polyakov, Solid State Phenom., **190**, 589 (2012).
6. O.S. Kolotov, A.V. Matyunin, G.M. Nikoladze, P.A. Polyakov, Solid State Phenom., **233**, 490 (2015).
7. O.S. Kolotov, A.V. Matyunin, G.M. Nikoladze, P.A. Polyakov, Phys. Solid State, **59** (10), 1913 (2017).
8. И.С. Эдельман. Изв. АН СССР. Сер. физ., **30**, 88 (1966).

АНИЗОТРОПИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ И ПАРАМАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ В МОНОКРИСТАЛЛЕ YCo_3

.С Не , А.С Б , А.М Б , Т В. Г
А.В в, М И. Б

Уральский федеральный университет, 620002 Екатеринбург, Россия

Од
и М А $M(H)$
[1,2]. В й
т д и $M(H)$ Т к
х о (M_s)
о
я М А [3].
я



YCo_3
2 до
. ль –
т М А
ии
и й и
( ). М YCo_3
н
й Н Р .
YCo_3
200
Л
ы -XL7 и PPMS-9 ль - и
(ОЛН и Н
; M_s
и В к
М А

Р РФФИ 1 -32-00644\18.

1. W.Sucksmith, Proceedings of the Royal Society of London A, 225 (1954).
. М.Б Л , М . . ., 10, 736 (2016).
3. A.S. Bolyachkin, J. Magn. Magn. Mater., 426 (2017).

О “НЕОБЫЧНОЙ” ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ (ДГ) ОТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Е.М. Приходько
Институт тепло и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси

Современная ферромагнитодинамика основана на знаменитых опытах Сикстуса и Тонкса, описанных в серии статей [1-5], и уравнении Ландау-Лифшица [6].

Несмотря на, казалось бы, большие достижения, она никак не объясняет работу, например, обыкновенного трансформатора. Большинство трансформаторов имеют магнитопроводы, которые, как правило, представляют из себя намотанную ленту из текстурованных материалов со сквозной 180^0 доменной структурой. Перемагничивание таких магнитопроводов осуществляется, более чем на 90%, путем движения доменных границ (ДГ). Кажется странным, что ни в одном учебнике нет плавного перехода от ферромагнитодинамики к расчету трансформатора (просто потому, что она не объясняет его работу). Все знают, что трансформатор – это есть классика ферромагнитодинамики.

В то же время неоспоримым является тот факт, что смещение доменной границы пропорционально магнитному полю*:* $\Delta = \varsigma^*$ Одновременно считается классикой и то, что скорость ДГ тоже пропорциональна магнитному полю (1). Как такое может быть? Одновременно….? Причём это написано в одном из знаменитых учебников [7]: формула 18.29 (стр. 249) и формула 20.63 (стр. 327). Значит какое-то из этих двух утверждений неверно. Выяснением этого обстоятельства мы и займёмся.

Удалось логически установить причину движения ДГ: **изменение магнитного поля во времени.** Это установлено так же экспериментальным путём. Перемагничивание осуществлялось усилителем тока для поддержания наперёд заданной формы тока в намагничивающей системе. Наблюдение сквозной 180^0 доменной структуры в текстурованной электротехнической стали Fe(3%Si) марки Э3404 толщиной 0,35 мм осуществлялось с помощью металлографического микроскопа МИМ-7. На ленте шириной 100 мм было выбрано крупное зерно размером примерно 8x12 мм со сквозной 180^0 доменной структурой. Из данной ленты был вырезан образец в виде полоски Эпштейна (300x30 мм$^{2)}$ так, чтобы зерно оказалось примерно в центре и длинная сторона образца параллельна направлению прокатки. Внутри зерна выбраны 3 соседних домена примерно одинаковой ширины, которые и были объектом наблюдения в процессе перемагничивания. Причём магнитное поле изменялось линейно, чтобы параметр изменения магнитного поля ***dH(t)/dt=const***. Это необходимо для того, чтобы мы могли

фиксировать положение ДГ через равные промежутки времени. Поэтому было выбрано намагничивающее поле в виде: $H = H_0 Arcsin(\sin(\omega t))$. В проведённых экспериментах периоды перемагничивания длились 1000, 200, 100, 20, 10 и 5 секунды. При различной длительности периода фиксировалось соответственно 40 точек через каждые 25, 5 и 2,5 сек для более длинных периодов. Для периодов длительностью 20, 10 и 5 секунд измерения поводились в течение нескольких периодов (5, 10 и 20 соответственно), чтобы получить 40 точек. Причём через промежутки времени не менее 2,5 секунды, так как фиксация положения ДС производилась вручную по вспышкам стробоскопа. Сводные графики экспериментов показаны на рисунке 1.

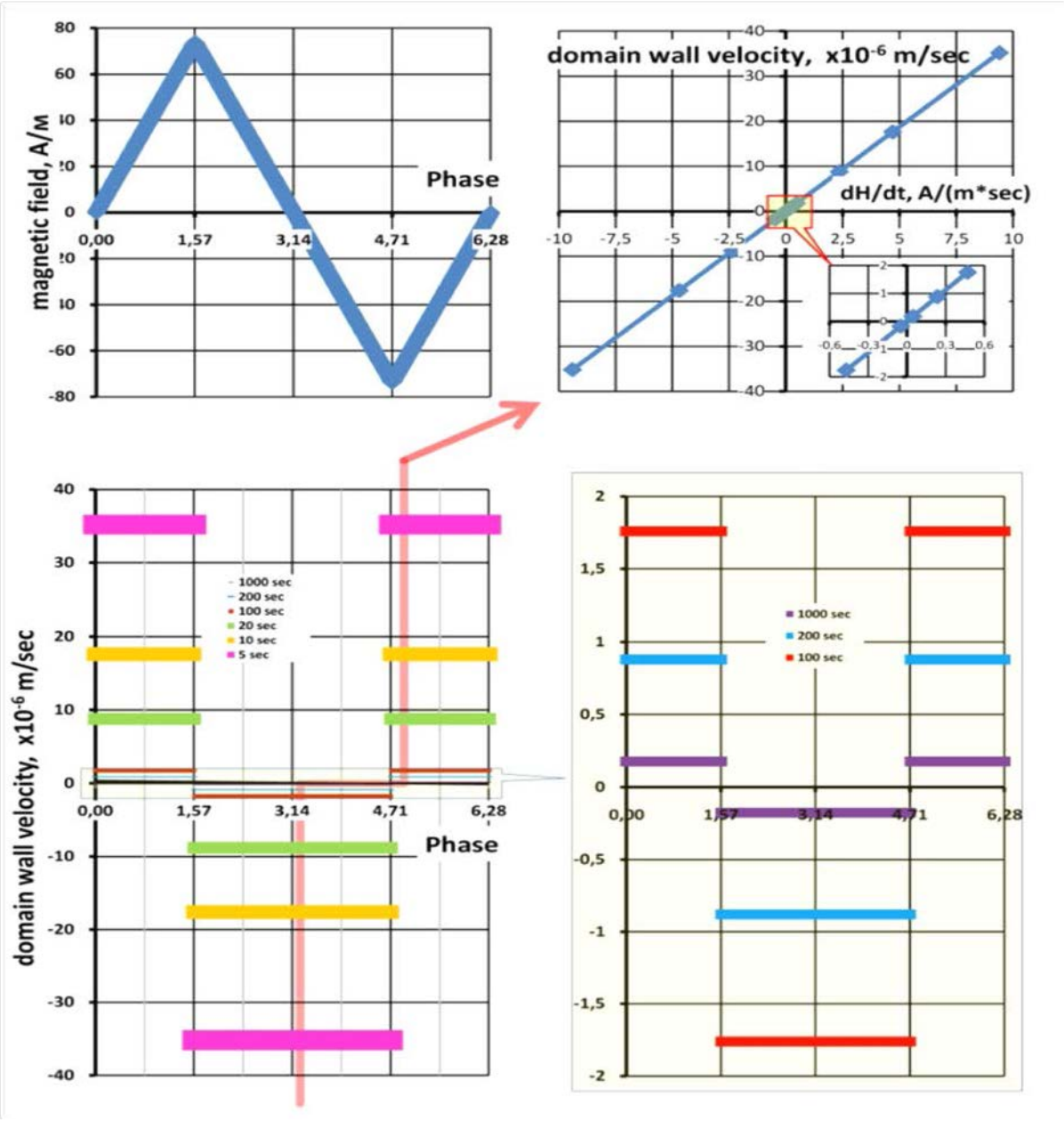


Рисунок 1 - Сводные графики и причинно-следственная связь (ключевая зависимость)

Из графиков совершенно ясно, что скорость ДГ не зависит от магнитного поля $dy/dt \neq f(H(t))$, а однозначно связана со скоростью его изменения и причём линейно: $\boldsymbol{dy/dt = \varepsilon \times dH/dt}$. Коэффициент есть подвижность ДГ, имеющий размерность м^2/А. Продемонстрирована эффективность этой зависимости при рассмотрении работы трансформатора с количеством витков n_1 и n_2 первичной и вторичной обмоток соответственно с тороидальным магнитопроводом, намотанным из ленты текстурованного материала. В связи с этим получена зависимость между напряжениями на обмотках у учётом коэффициента трансформации:
$E_2 = \frac{n_2}{n_1} E_1$. Сформулировано определение подвижности ДГ: **как скорости в направлении нормали к самой себе при единичном изменении внутреннего магнитного поля во времени**: $\vec{\boldsymbol{\varepsilon}} = \frac{d\vec{\boldsymbol{n}}}{dt} / \frac{d\boldsymbol{H}}{dt}$[9]. Построено уравнение движения изгибающейся ДГ и приведено его решение для простейшей системы вихревых токов в линейном приближении [10].

1. K. J. Sixtus a. L. Tonks, Phys. Rev., 37, pp 930-958, 1931; (Propagation of Large Barkhausen Discontinuities)
2. K. J. Sixtus a. L. Tonks, Phys. Rev., 42, pp 419-435, 1932; (Propagation of Large Barkhausen Discontinuities. II)
3. L. Tonks a. K. J. Sixtus, Phys. Rev., 43, 70-80, 1933; (Propagation of Large Barkhausen Discontinuities, III. Effect of a Circular Field with Torsion)
4. L. Tonks a. K. J.Sixtus, Phys. Rev., 43, 931, 1933; (Propagation of Large Barkhausen Discontinuities IV.1 Regions of Reversed Magnetization)
5. K. J. Sixtus, Phys. Rev., 48, 425, 1935. (Magnetic Reversal Nuclei. Part V. Propagation of Large Barkhausen Discontinuities)
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел // Ландау Л. Д. Собрание трудов в 2 т. Под ред. Е. М. Лифшица, «Наука», М 1969 стр 128-143 (Phys. Zeitschr. Sow. 1935. Bd. 8. S. 153
7. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения.- М.: Мир, 1987, 420 стр.
8. В.В. Волков, В.А. Боков Динамика доменной стенки в ферромагнетиках (Обзор) Физика твердого тела, 2008, том 50, вып. 2 стр.193-221
9. Y. Prykhodzka. On the independence of the domain wall velocity from the magnetic field and the equation for the motion of the curving 180° domain wall. IEEE International Magnetics Conference, May 11-15, 2015, Beijing, China, CE-09.
10. Е.М.Приходько, И.И.Брановицкий. Вихретоковый гистерезис в тонкой ферромагнитной пластине со 180^0 доменной структурой // Известия АН СССР, Серия физическая. Т.53 стр. 614-617, 1989 г.

ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АМОРФНОГО МАГНИТОМЯГКОГО СПЛАВА НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА С ТЕЧЕНИЕМ ВРЕМЕНИ

Н.А. Скулкина[a], О.А. Иванов[a], А.К. Мазеева[b], П.А. Кузнецов[b], В.И. Чекис[a], Н.Д. Денисов[a]

[a]*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*
[b]*НИЦ "Курчатовский институт" - ЦНИИ КМ «Прометей», Санкт-Петербург, Россия*
e-mail: nadezhda.skulkina@urfu.ru

Ленты аморфных магнитомягких сплавов на основе кобальта используются в магнитном экранировании. Вследствие низких значений магнитострикции насыщения даже в закаленном состоянии они обладают высокими значениями максимальной магнитной проницаемости по сравнению с лентами аморфных сплавов на основе железа. Изготовление магнитного экрана на основе лент аморфных магнитомягких сплавов предполагает в качестве связующего использование двустороннего полимерного покрытия. Одной из важных характеристик магнитного экрана является максимальная магнитная проницаемость. Термическая обработка является стандартным приемом повышения уровня магнитных свойств. Тем не менее, важным вопросом эксплуатации магнитного экрана является временная стабильность магнитных характеристик, с которой связана стабильность его экранирующих свойств. Поэтому в настоящей работе исследовали изменение магнитных характеристик лент аморфного магнитомягкого сплава АМАГ-172 (Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B) с течением времени.

Исследования проводили на образцах в форме полос размерами 100x10x0,020 мм после термических обработок (ТО) на воздухе при 380 и 300 ^{o}C с длительностью изотермической выдержки 40 и 60 мин, формирующих состояние с положительной магнитострикцией насыщения [1]. Кривые намагничивания измеряли индукционно-импульсным методом с погрешностью измерения максимальной магнитной проницаемости, не превышающей 3%. Относительный объем доменов с ортогональной намагниченностью ($V_{орт}$) определяли при помощи корреляционной зависимости между максимальными значениями остаточной индукции и объема доменов с ортогональной намагниченностью, полученной с помощью мессбауэровских исследований [2] в погрешностью около 5%. Полимерное покрытие формировали в присутствии прессующего давления в интервале температур 90 – 130 ^{o}C.

Исследование временной стабильности магнитных свойств ленты показало, что после термической обработки на воздухе при с длительностью изотермической выдержки, существенно превышающей оптимальную, имеет место достаточно сильное изменение максимальной магнитной проницаемости с течением времени (табл.1), которое является следствием

перераспределения намагниченности в ленте. В течение 40 дней относительный объем доменов с ортогональной намагниченностью увеличился с 11,5 до 67 % за счет соответствующего уменьшения относительного объема доменов с планарной намагниченностью. Перераспределение намагниченности в ленте с течением времени связано с протеканием диффузионных процессов при комнатной температуре, которое приводит к дальнейшей кристаллизации поверхности ленты. Увеличение толщины поверхностного аморфно-кристаллического слоя способствует повышению роли объемной компоненты растягивающих напряжений и усиления ее влияния на распределение намагниченности в ленте: росту объема доменов с ортогональной намагниченностью. Повышение степени стабилизации границ доменов с планарной намагниченностью доменами с ортогональной намагниченностью является основной причиной уменьшения максимальной магнитной проницаемости [3].

Состояние ленты	μ_{max}	$V_{орт}$, %	$\Delta\mu_{max}/\mu_{max}$, %
ТО	470000	11,5	–
Через 14 дней после ТО	390000	22,5	- 17
Через 40 дней после ТО	340000	67	- 34

Табл. 1. Изменение магнитных характеристик аморфного сплава Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B с течением времени после термообработки на воздухе при 380 ^{o}C с длительностью изотермической выдержки 40 мин

Изменение магнитных характеристик ленты исследуемого сплава после воздействия прессующего давления и с полимерным (ПЭТФ) покрытием на протяжении 9 мес. показано на рис.1. Анализ результатов показывает, что полимерное покрытие во всем интервале температур формирования не способствует повышению максимальной магнитной проницаемости. Качественно зависимость максимальной магнитной проницаемости от длительности формирования полимерного покрытия не изменилась и через 9 мес. Не изменился и характер влияния покрытия на объем доменов с ортогональной намагниченностью при его формировании в интервале температур 110 – 130 ^{o}C. Переориентация намагниченности в плоскость ленты под действием индуцируемых покрытием сжимающих напряжений способствует уменьшению $V_{орт}$, что соответствует сохранению состояния с отрицательной магнитострикцией насыщения на протяжении 9 месяцев. В образцах, подвергнутых прессующему давлению по режиму формирования покрытия, через 9 мес. в этом интервале температур наблюдается некоторое увеличение максимальной магнитной проницаемости (рис. 1а), которое обусловлено снижением объема доменов с ортогональной намагниченностью (рис. 1б). Это может быть следствием повышения роли объемной компоненты растягивающих напряжений, из-за роста с течением времени толщины поверхностного аморфно-кристаллического слоя. Для образцов со сформированным покрытием имеет место увеличение максимальной магнитной проницаемости с течением времени во всем исследуемом интервале температур формирования полимерного покрытия (рис. 1в). Причиной этого является ослабление стабилизации границ доменов с пла-

нарной намагниченностью доменами с ортогональной намагниченностью в результате уменьшения $V_{орт}$ (рис. 1г).

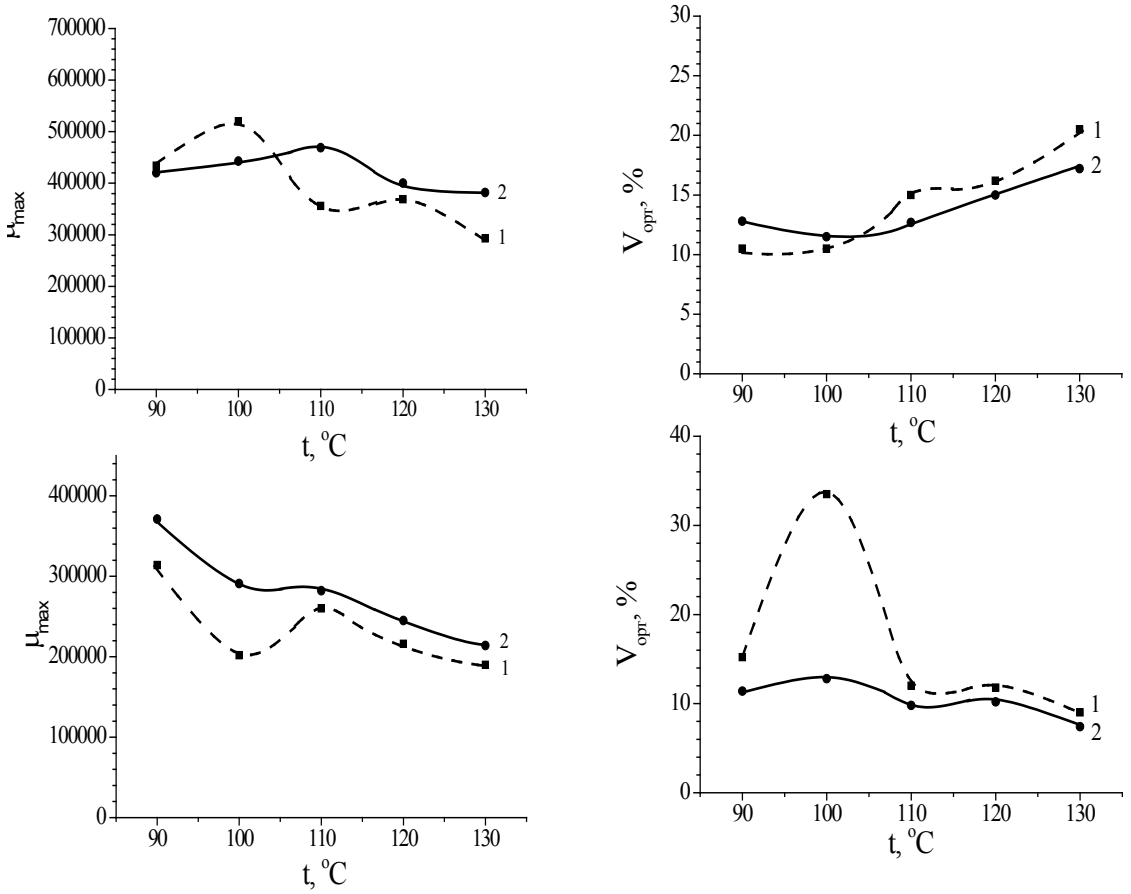


Рис. 1. Влияние прессующего давления (а,б) и полимерного покрытия (в,г), сформированного на ленте аморфного сплава Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B после термообработки при 300 °C с длительностью изотермической выдержки 60 мин., на максимальную магнитную проницаемость (а,в) и объем доменов с ортогональной намагниченностью (б,г) непосредственно после термообработки и 9 мес. спустя (кривые 1 и 2 соответственно).

Существенное снижение объема доменов с ортогональной намагниченностью со временем в интервале температур 90 –110 °C не связано с изменением знака магнитострикции насыщения в ленте, поскольку в образцах с имитацией формирования покрытия значения $V_{орт}$ со временем возрастают. Это также вызвано повышением роли объемной компоненты растягивающих напряжений в результате увеличения толщины поверхностного аморфно-кристаллического слоя при положительной магнитострикции насыщения. Следовательно, в этом случае уменьшение $V_{орт}$ может быть обусловлено не изменением знака λ_s, а уменьшением ее величины вследствие изменения структурно-фазового состояния с течением времени и усилением роли энергии анизотропии формы.

1. Скулкина Н. А., Иванов О. А., и др., ФММ, **10,** 1015 (2016)

2. Скулкина Н. А., Иванов О. А., Степанова Е.А., Изв. АН, **10**, 1483 (2001)

3. Скулкина Н. А., Иванов О. А., и др., ФММ, **12,** 1242 (2015)

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МОДЕЛИ МАГНИТОТВЕРДОГО/МАГНИТОМЯГКОГО БИСЛОЯ

Т.А. Тааев[1], К.Ш. Хизриев[1,2], А.К. Муртазаев[1,2], Ш.К. Хизриев[1], А.Я. Курбайтаев[1], М.М. Исаева[1]

[1]*Институт физики им. Х.И. Амирханова ДагНЦ РАН, г. Махачкала, Россия*
[2]*Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия*

Создание нанокомпозитных магнитотвердых/магнитомягких гетероструктур, состоящих из чередующихся магнитомягких и магнитотвердых ферромагнитных слоев, открыло новую главу в физике магнетизма [1]. Такие магниты называют обменно-связанными (обменно-упругими), и они приводят к возникновению ряда необычных явлений, таких как формирование во внешнем магнитном поле одномерной гетерофазной спиновой пружины. Также на основе двухслойных магнитных гетероструктур теоретически было предсказано, что можно достичь гигантского энергетического произведения $(BH)_{max}$ порядка 120 MGOe [2,3]. Все эти эффекты, а также возможность получать структуры с требуемой величиной и знаком межслойного обмена приводят к тому, что технологическая значимость этих материалов очень велика: от применения в качестве постоянных магнитов до использования в качестве продвинутых носителей информации.

Для исследования магнитных свойств модели магнитотвердого/магнитомягкого бислоя была использована модель [4-6]. Гамильтониан модели был представлен в виде:

$$H = -\frac{1}{2}\sum_{i,j} J\left(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y\right) - \sum_i K\left(S_i^x\right)^2 - g\mu \sum_i \vec{H}_0 \vec{S}_i \qquad (1)$$

где первая сумма учитывает обменное взаимодействие каждого магнитного атома с ближайшими соседями внутри слоев; вторая сумма учитывает вклад анизотропии в энергию системы; третья сумма – вклад внешнего магнитного поля, $g \approx 2$ – фактор Ланде, μ - магнетон Бора, H_0 – внешнее магнитное поле, $S_i^{x,y}$ – проекции спина, локализованного на узле i.

Расчеты проводились стандартным алгоритмом Метрополиса метода Монте-Карло для систем с линейными размерами $Lx \times Ly \times Lz$, при температуре T намного ниже T_c для модели магнитного бислоя [4]. По осям x и y линейные размеры системы были фиксированы ($Lx = Ly = 50$), а по оси z принимали различные значения, в зависимости от толщины магнитотвердого и магнитомягкого слоев.

Нами были исследованы три системы:

1) $S1$ – линейные размеры системы по оси z принимали значения $Lz = 40 \div 150$, при сохранении соотношения толщины магнитотвердого и магнитомягкого слоев $t_h/t_s = 1:1$.

2) $S2$ – линейные размеры системы по оси z – Lz = 50÷150, при этом толщина магнитотвердого слоя была фиксирована t_h = 50, а магнитомягкого принимала значения t_s = 10÷100 атомных слоев, соответственно.
3) $S3$ – линейные размеры системы по оси z – Lz = 50÷100, при этом толщина магнитомягкого слоя была фиксирована t_s = 50, а магнитотвердого принимала значения t_h = 10÷50 атомных слоев.

В рамках данной модели были получены полевые зависимости общей намагниченности, поперечной и продольной составляющих общей намагниченности как для систем в целом, так и для магнитотвердого и магнитомягкого слоев по отдельности. Также мы наблюдали за намагниченностью каждого магнитного монослоя M_j и углами поворота вектора намагниченности монослоя M_j. С помощью этих углов поворота, можно наблюдать детальную картину образования спиновой пружины.

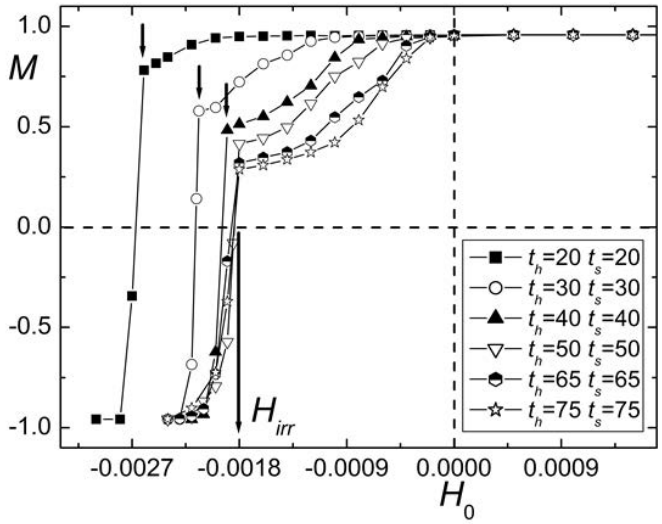


Рис. 1. Кривые перемагничивания общей намагниченности M для системы $S1$. H_{irr} – критическое значение внешнего магнитного поля.

На рис. 1 показаны кривые перемагничивания общей намагниченности M для системы $S1$. Как видно из рисунка, критическое значение внешнего магнитного поля H_{irr}, при котором бислой полностью перемагничивается, уменьшается с увеличением линейных размеров системы Lz, вплоть до Lz = 100. При Lz > 100 критическое значение поля H_{irr} не изменяется и принимает значение равное H_{irr} = - 0.0018 (система $S1$).

Кроме того, нами было исследовано влияние на процессы перемагничивания модели магнитотвердого/магнитомягкого бислоя значений констант обменного внутрислойного, межслойного взаимодействия J и констант анизотропии K магнитотвердого и магнитомягкого слоев.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 18-32-00526, 16-00-00214.

1. E.F. Kneller, R. Hawig, IEEE Trans. Magn., **27**, 3588 (1991).
2. J.M.D. Coey, R. Skomski, Phys. Scripta, T**49**, 315 (1993).
3. R. Skomski, J.M.D. Coey, Phys. Rev. B, **48**, 15812 (1993).
4. Т.А. Тааев, К.Ш. Хизриев, А.К. Муртазаев, ЖЭТФ, **149**, 1022 (2016).
5. T.A. Taaev, K.Sh. Khizriev, A.K. Murtazaev, V.M. Uzdin, Journal of Alloys and Comp., **678**, 167 (2016).
6. Т.А. Тааев, К.Ш. Хизриев, А.К. Муртазаев, ЖЭТФ, **151**, 1084 (2017).

ТЕМПЕРАТУРА ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛИМЕРНОГО ПОКРЫТИЯ И МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АМОРФНОГО СПЛАВА НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА

Н.А. Скулкина[a], О.А. Иванов[a], А.К. Мазеева[b], П.А. Кузнецов[b], В.И. Чекис[a], Н.Д. Денисов[a]

[a]*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*
[b]*НИЦ "Курчатовский институт" - ЦНИИ КМ «Прометей», Санкт-Петербург, Россия*
e-mail: nadezhda.skulkina@urfu.ru

Благодаря высокому уровню функциональных свойств ленты аморфных магнитомягких сплавов на основе кобальта находят применение в магнитном экранировании. В ЦНИИ КМ «Прометей» разработан экран, при изготовлении которого в качестве связующего используется двустороннее полимерное покрытие. Поверхностные покрытия, формируемые на лентах аморфных магнитомягких сплавов, индуцируют напряжения, оказывающие влияние на свойства ленты[1]. Поэтому настоящая работа посвящена исследованию влияния полимерного покрытия и условий его формирования на распределение намагниченности и магнитные свойства лент аморфного магнитомягкого сплава АМАГ-172 (Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B).

Исследования проводили на образцах в форме полос размерами 100x10x0,020 мм. Кривые намагничивания измеряли индукционно-импульсным методом, погрешность измерения максимальной магнитной проницаемости не превышала 3%. Относительный объем доменов с ортогональной намагниченностью ($V_{орт}$) определяли при помощи корреляционной зависимости между максимальными значениями остаточной индукции (B_{rs}) и $V_{орт}$, полученной с помощью мессбауэровских исследований. Для определения относительных объемов доменов с планарной намагниченностью ($V_{пл}$), ориентированной вдоль (V_{180}) и поперек (V_{90}) оси ленты, использовали зависимость остаточной индукции от максимальной, измеренной по частным петлям гистерезиса [2]. Погрешность определения распределения намагниченности не превышала 5%. Особенностью исследуемого сплава является зависимость знака магнитострикции насыщения (λ_s) от состояния материала, получаемого после термообработок [3]. Знак магнитострикции насыщения определяли при помощи обработки поверхности ленты водой и паром в течение 15 минут без видимого окисления поверхности [4,5].

Полимерное покрытие (ПТЭФ) формируется на металлической ленте при нагреве исходного полимера в диапазоне температур 90 – 130 °С в присутствии прессующего давления (ПД) около 4 МПа, оказываемого валками, между которыми пропускается лента при изготовлении экрана [1,2]. Прессующее давление создает сжимающие напряжения в направлении перпендикулярном к плоскости ленты. Вследствие усадки при охлаждении

полимерное покрытие индуцирует плоские сжимающие напряжения. Само по себе прессующее давление уже оказывает влияние на распределение намагниченности и магнитные свойства. Поэтому для отделения этого влияния от соответствующего воздействия полимерного покрытия (ПП) образцы подвергали влиянию прессующего давления без формирования полимерного покрытия, но по режимам его формирования.

Состояние ленты	μ_{max}	$V_{орт}$, %	Состояние ленты	μ_{max}	$V_{орт}$, %	Знак λ_s
Исходное – ТО 380 °С, 40 мин						
исходное	195000	54	ПД 90 °С, 7 мин	541000	11,4	$\lambda_s>0$
ПД 20 °С, 7 мин	293000	15,7	ПП 90 °С, 7 мин	306000	14,8	
Исходное – ТО 370 °С, 10 мин						
Исходное	400000	26,5	ПД 90 °С, 7 мин	380000	21,5	$\lambda_s<0$
ПД 90 °С, 7 мин	350000	22	ПП 90 °С, 7 мин	360000	17,5	

Таблица 1. Влияние прессующего давления и полимерного покрытия на магнитные характеристики образцов сплава Co-Ni-Fe-Cr-Si-B

Прессующее давление и полимерное покрытие оказывают противоположное воздействия на свойства ленты, а влияние прессующего давления частично компенсируется воздействием полимерного покрытия. Влияние этих факторов на магнитные свойства зависит от состояния ленты и знака магнитострикции насыщения в этом состоянии. Из табл.1 видно, что в состоянии ленты с $\lambda_s>0$ намагниченность переориентируется перпендикулярно сжимающим напряжениям: под действием прессующего давления объем доменов с ортогональной намагниченностью уменьшается, полимерное покрытие способствует его уменьшению. В состоянии ленты с $\lambda_s<0$ имеет место противоположное действие этих факторов: намагниченность переориентируется в направление сжимающих напряжений. Значения $V_{орт}$ увеличиваются под действием прессующего давления, и уменьшаются под действием полимерного покрытия. При разных температурах формирования наблюдется неоднозначное влияние полимерного покрытия на объем доменов с ортогональной намагниченностью. При 90 – 110 °С индуцируемые полимерным покрытием плоские сжимающие напряжения приводят к увеличению $V_{орт}$, а в интервале температур 110 – 130 °С к его уменьшению (рис. 1а), что соответствует изменению знака магнитострикции насыщения при температурах близких к 110 °С. В этом случае уменьшение магнитострикции насыщения по величине способствует повышению роли энергии анизотропии формы и формированию максимальной степени остроты магнитной текстуры $\eta= V_{180}/V_{90}$ в плоскости ленты при 110 °С (рис.1б).

Повторные термообработки при 100 и 130 °С в течение 7 мин. и последующая обработка поверхности ленты водой комнатной температуры показали, что смена знака λ_s происходит во время выдержки при повышенной температуре по режиму формирования покрытия (табл. 2). Повторная термообработка при 100 °С не влечет за собой изменения знака магнитострикции насыщения, т.к. обработка поверхности ленты водой не оказывает влияния на объем доменов с ортогональной намагниченностью,

но способствует дополнительному уменьшению η. Преимущественно плоские псевдоодноосные растягивающие напряжения, индуцированные повышенной концентрацией внедренных в поверхность ленты атомов водорода и кислорода поперек оси ленты при взаимодействии ее поверхности с водой, способствуют переориентации намагниченности в направление растягивающих напряжений. В то время как после повторного отжига при 130 °С такие напряжения вызывают переориентацию намагниченности перпендикулярно растягивающим напряжениям, повышая $V_{орт}$ и η. Это соответствует состоянию с отрицательной магнитострикцией насыщения.

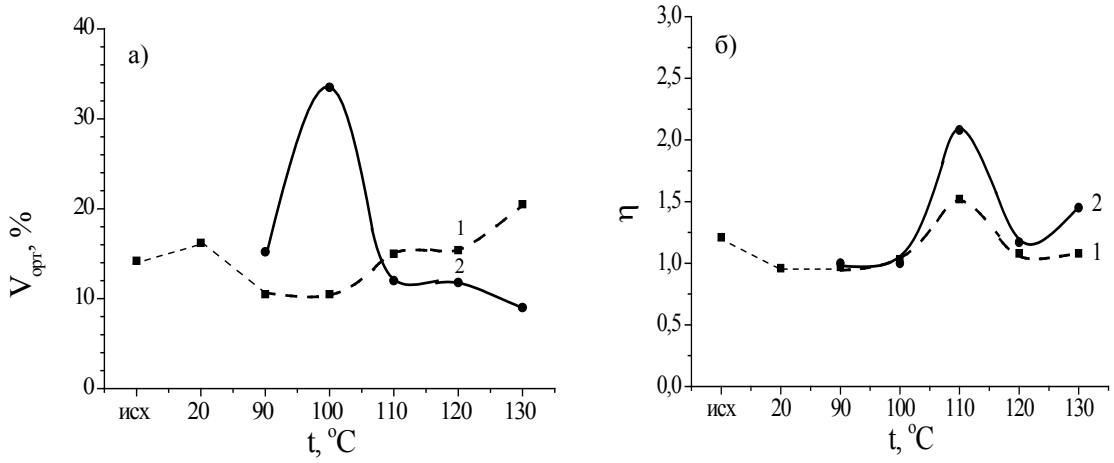


Рис. 1. Влияние прессующего давления и полимерного покрытия (кривые 1 и 2 соответственно) на объем доменов с ортогональной намагниченностью (а) и распределение намагниченности в плоскости ленты ($\eta = V_{180}/V_{90}$) (б) образцов аморфного сплава Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B после термообработки на воздухе при 300 °С

Состояние ленты	Температура ПТО, °С	μ_{max}	$V_{орт}$, %	η
ТО (образец 1)		530000	10.5	1.23
ТО + ПТО	100	440000	9.5	1.06
ТО + ПТО + ОВ		450000	9.5	0.93
ТО (образец 2)		490000	10.2	1.72
ТО + ПТО	130	550000	8.8	1.79
ТО + ПТО + ОВ		520000	9.8	2.09

Таблица 2. Влияние повторной термообработки (ПТО) на воздухе при 100 и 130 °С в течение 7 мин и последующей обработки поверхности ленты водой комнатной температуры (ОВ) на магнитные характеристики сплава Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B, отожженных на воздухе (ТО) при 300 °С с длительностью изотермической выдержки 60 мин

Качественно аналогичные результаты по влиянию повторной термообработки на смену знака магнитострикции насыщения получены и для образцов, отожженных при 380 °С с длительностью изотермической выдержки 40 мин.

1. Nathasing D.M., Smith C.H., Datta A., IEEE Trans. Magn., **29,** 1332 **(**1984)

2. Скулкина Н.А.,. Иванов О.А., Степанова Е.А., Изв. АН, **10**, 1483 (2001)

3. Скулкина Н. А., Иванов О. А., и др., ФММ, **12,** 1242 (2015)

4. Скулкина Н. А., Иванов О. А., и др., ФММ, **10,** 1015 (2016)

5. Скулкина Н. А., Иванов О. А., и др., ФММ, **12,** 1248 (2017)

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРНЫХ И МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОБАЛЬТ-ОБОГАЩЕННЫХ АМОРФНЫХ «ТОЛСТЫХ» МИКРОПРОВОДОВ

Е.Е. Шалыгина[1], В.Д. Рубцов[1], Д.А. Петров[1], А.Н. Шалыгин[1], В.В. Молоканов[2], Т.Р. Чуева[2], П.П. Умнов[2], Н.В. Умнова[2]

[1]*Физический факультет, МГУ имени М.В.Ломоносова, Россия*
[2]*Институт Металлургии и Материаловедения имени А.А. Байкова, Россия*

Известно, что аморфные магнитные материалы были получены более 50 лет назад. Однако интерес к изучению их структурных, магнитных и кинетических свойств сохраняется до сих пор. Этот факт обусловлен возможностью широкого использования аморфных материалов в современной микро- и наноэлектронике при относительно низкой стоимости их производства [1-3]. Основным методом получения аморфных микропроводов является метод Улитовского-Тейлора. С помощью этого метода были получены микропровода в стеклянной оболочке толщиной до 15 мкм с диаметром магнитной жилы от 2 до 40 мкм. Недостаток этого метода состоял в том, что процесс получения микропроводов из капли расплава был нестационарным. Вследствие этого наблюдалась нестабильность их геометрических параметров и физических характеристик. Модификацией капельного метода изготовления аморфных микропроводов является «непрерывный» метод литья, разработанный в Институте металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН [4]. В настоящее время с помощью этого метода получают «толстые» аморфные микропровода с диаметром магнитной жилы вплоть до 400 мкм. Исследование физических свойств таких микропроводов заслуживает внимание, как с научной, так и практической точки зрения.

Данная работа посвящена исследованию структурных и магнитных характеристик $Co_{69}Fe_4Cr_4Si_{12}B_{11}$ аморфных микропроводов с диаметром магнитной жилы от 35 до 310 мкм, полученных с помощью модернизированного метода Улитовского-Тейлора.

Технология изготовления $Co_{69}Fe_4Cr_4Si_{12}B_{11}$ аморфных микропроводов состояла в следующем. Прекурсор в виде стержня диаметром 3.6 мм был изготовлен из модельного $Co_{69}Fe_4Cr_4Si_{12}B_{11}$ сплава с использованием методики, описанной в [5]. Микропровода различных диаметров были получены путем изменения скорости вытяжки и расстояния от вершины конуса расплава до поверхности закалочной жидкости. В результате были получены микропровода с диаметром магнитной жилы от 35 до 400 мкм.

Все микропровода тестировали на способность к изгибу, поскольку эта методика позволяет оптимизировать технологические параметры изго-

товления микропроводов с аморфной структурой и хорошими механическими свойствами. Для измерений были выбраны микропровода с максимальной способностью к изгибу. Исследование микропроводов в области разрушения было выполнено на сканирующем электронном микроскопе. Структурные исследования были проведены с помощью дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК). Измерения приповерхностных и объемных магнитных характеристик изучаемых микропроводов были выполнены соответственно на магнитооптическом и вибрационном магнитометрах.

Были получены следующие результаты.

– ДСК данные свидетельствовали о том, что изучаемые $Co_{69}Fe_4Cr_4Si_{12}B_{11}$ микропровода являются аморфными.

– Микропровода имеют стабильные геометрические размеры вдоль их длины и почти бездефектную поверхность. Эти свойства обусловливали слабую дисперсию локальных приповерхностных магнитных характеристик.

– Микропровода характеризуются высокой пластичностью и прочностью.

– Стеклянная оболочка практически не влияет на магнитные характеристики микропроводов, что обусловлено ее слабой адгезией с магнитной жилой.

– Магнитные характеристики $Co_{69}Fe_4Cr_4Si_{12}B_{11}$ микропроводов зависят от их диаметра: увеличение диаметра микропровода сопровождается ростом поля насыщения.

Приведенные выше результаты экспериментального исследования $Co_{69}Fe_4Cr_4Si_{12}B_{11}$ микропроводов свидетельствовали о возможности их применения в практических приложениях. В частности, в рамках данной работы была проанализирована возможность создания микророботов на основе $Co_{69}Fe_4Cr_4Si_{12}B_{11}$ микропроводов, способных повлиять на решение ряда проблем в медицине. Кроме того, проанализирована возможность применения микропроводов для изготовления микропружин, которые могут быть использованы при решении задач по увеличению надежности и стойкости радиоэлектронных деталей.

1. K. Suzuki, H. Fujimori, K. Hashimoto. Butterworths, London (1982).
2. K. Handrich, S. Kobe. Akademie, Berlin (1980).
3. R. Hasegava, JMMM, **215-216,** 240 (2000).
4. П.П. Умнов, В.В. Молоканов, Ю.С. Шалимов, Н.В. Умнова, Т.Р. Чуева, В.Т.Заболотный. Перспективные материалы, **2**, 87 (2010).
5. П.П. Умнов, Д.М. Панферов, Т.Р. Чуева, Н.В. Умнова, К.С. Филиппов, В.В. Молоканов. Перспективные материалы, **7**, 61 (2016).

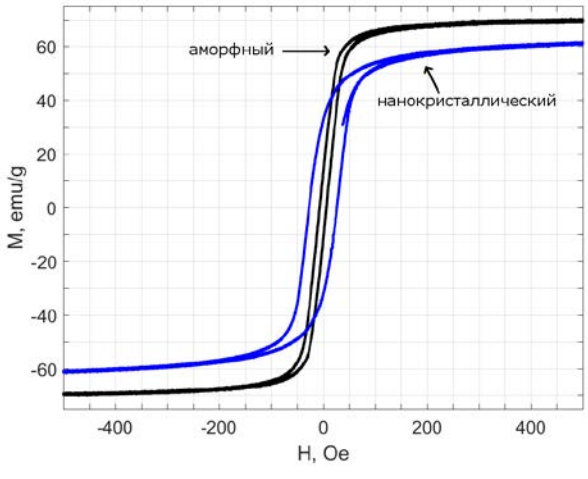
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ НАНОКРИСТИАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА

И.В. Шашков, Н.А. Волков, Н.Н. Орлова, Г.Е. Абросимова

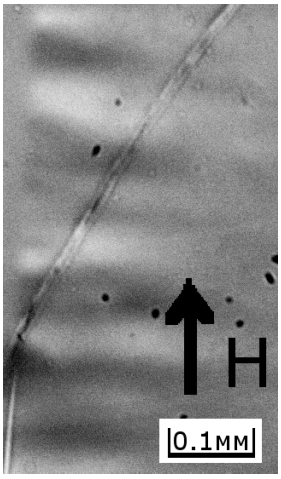
Институт физики твёрдого тела РАН,142432, г.Черноголовка, Россия

Магнитные нанокристаллические сплавы являются многообещающими материалами, которые интенсивно исследуются в последнее время. Большой интерес к таким материалам обусловлен низкой коэрцитивной силой, высоким значением магнитной проницаемости в широком диапазоне частот и низкими потерями на перемагничивание. Такие сплавы, как правило, получают из соответствующих аморфных материалов. Образование нанокристаллической фазы усиливает магнитную проницаемость, но в тоже время приводит к росту коэрцитивной силы.

В настоящей работе исследовано перемагничивание нанокристаллических лент $Co_{71-x}Si_{12.3}B_{8.6}Fe_7Nb_x$ в зависимости от концентрации Nb [1]. Ниобий использовался нами для замедления роста нанокристаллической фазы при рекристаллизационном отжиге [1]. На рис. 1(а) приведены две петли гистерезиса полученные на вибрационном магнитометре для аморфного образца $Co_{67}Si_{12}B_9Fe_7Nb_5$ до и после выделения нанокристаллической



(а)



(б)

Рис. 1

фазы путем отжига при 550°С в течении 1ч. Если в исходном состоянии коэрцитивная сила меньше 5 Э (коэрцитивность сердечника электромагнита), то после отжига она заметно возрастает до 20 Э. Также понижается намагниченность насыщения. Помимо измерений на вибрационном магнитометре были проведены исследования доменной структуры аморфных лент с помощью магнитооптических индикаторных пленок [2]. На рис. 1(б) приведено типичное магнитооптическое изображение в магнитном поле H = 300 Э приложенном в плоскости образца. В этом поле образец намагничен до насыщения. Тем не менее, видно периодическое изменение контраста светлые и темные полосы перпендикулярные направлению приложен-

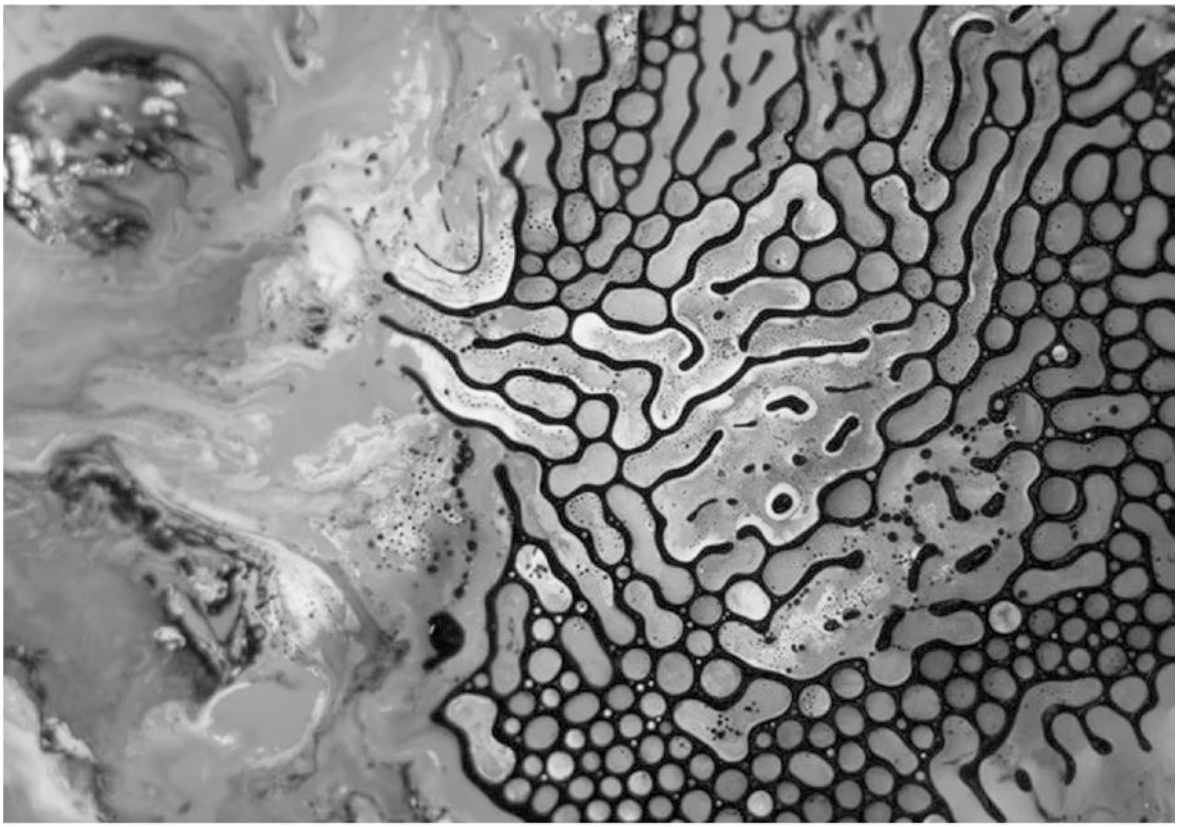
ного поля. Поворот поля в плоскости ленты сопровождается поворотом этих полос, однако они не исчезают и период их остается примерно одинаковым. Такое необычное поведение вероятно связано возникает из-за того что спины смотрят не строго вдоль приложенного поля, а немного отклоняются вверх или вниз создавая темный и белый контраст на магнитооптическом изображении. Такое отклонение, вероятно, обусловлено наличием шероховатой поверхности, которая в отсутствии магнитокристаллической анизотропии также играет заметную роль.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 17-42-500633).

1. G. Abrosimova, N. Volkov, N. Orlova, A. Aronin, Materials Letters 219, 97–99 (2018)
2. В.С. Горнаков, Ю.П. Кабанов, В.И. Никитенко и др.,ЖЭТФ 126, 691 (2004).

В тонких магнитных пленках, помещенных в переменное магнитное поле… происходит «конкурентная борьба» и самоорганизация доменов, внешне похожие на явления и процессы … в живых, биологических объектах

Г.С. Кандаурова, «Жизнь» магнитных доменов



МИКРОМАГНЕТИЗМ И ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА

ПАРАМЕТРЫ ТОПОЛОГИЧЕСКИ РАЗЛИЧНЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР В ПЛЁНКЕ ФЕРРИТА-ГРАНАТА

Л.Ю. Агафонов, П.И. Геревенков, Л.А. Памятных

Уральский Федеральный Университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

В плёнках ферритов-гранатов при непрерывном действии переменного поля накачки происходят процессы самоорганизации [1], проявляющиеся в формировании устойчивых во времени упорядоченных динамических доменных структур (ДС), таких как спиральные динамические домены (СДД). Причины самоорганизации в магнитных средах на сегодняшний день не установлены. В экспериментальной работе [2] были представлены данные об изменении ширин прямых и обратных доменов в переменном магнитном поле для СДД, указывающие на сниженную восприимчивость СДД к внешнему переменному магнитному полю по сравнению с лабиринтарной ДС, что было теоретически показано в [3].

В данной работе при помощи стробоскопической методики измерены параметры ДС в областях образца, занятых ДС определённого типа: локальная намагниченность, период ДС, ширины прямых и обратных (относительно приложенного поля) доменов. Данные получены программной обработкой полученных при помощи высокоскоростной видеосъёмки и импульсной лазерной подсветки экспериментальных видеороликов. Приводятся результаты для высокоанизотропной (фактор качества $Q = K_u/2\pi M_S^2 = 73$) эпитаксиальной плёнки (111) феррита-граната $(YLuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$, в которой наблюдаются процессы формирования СДД в гармоническом магнитном поле. На полученных экспериментальных видеороликах при помощи специально разработанного программного обеспечения [4] измерялись площади магнитных фаз $S_{1,2}$ и длина доменных границ L. Далее локально для выбранных типов ДС рассчитывались параметры: относительная намагниченность $M/M_S = (S_1–S_2)/(S_1+S_2)$, период ДС $D = 2\ (S_1+S_2)/L$, средние ширины доменов $D_{1,2} = 2\ S_{1,2}/L$.

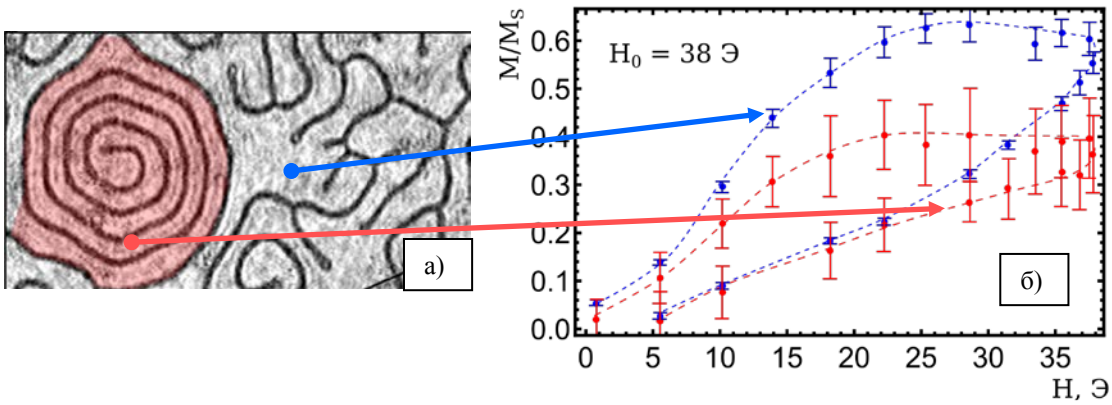


Рис.1. а) экспериментальное изображение доменной структуры плёнки (111) феррита-граната в процессе самоорганизации, выделен спиральный динамический домен; б) зависимости $M/M_S(H)$, полученные локально для спиральных динамических доменов и окружающей лабиринтарной доменной структуры. Параметры поля: $f = 2500$ Гц, $H_0 = 38$ Э

Исследована ДС образца в процессе самоорганизации в гармоническом магнитном поле, перпендикулярном плоскости образца. Пример наблюдаемой ДС показан на рис.1а. ДС на каждом кадре экспериментальных видеороликов разделялась на области, занимаемые СДД, и окружающей лабиринтарной ДС, как показано на рис.1а. Параметры ДС этих двух типов измерялись локально, на рис.1б показаны полученные экспериментально зависимости $M/M_S(H)$, на которых видно, что локальная намагниченность в одном и том же поле достигает вдвое меньших значений для СДД, чем для лабиринтарной ДС вокруг них, что явно указывает на меньшую чувствительность СДД к внешнему переменному полю.

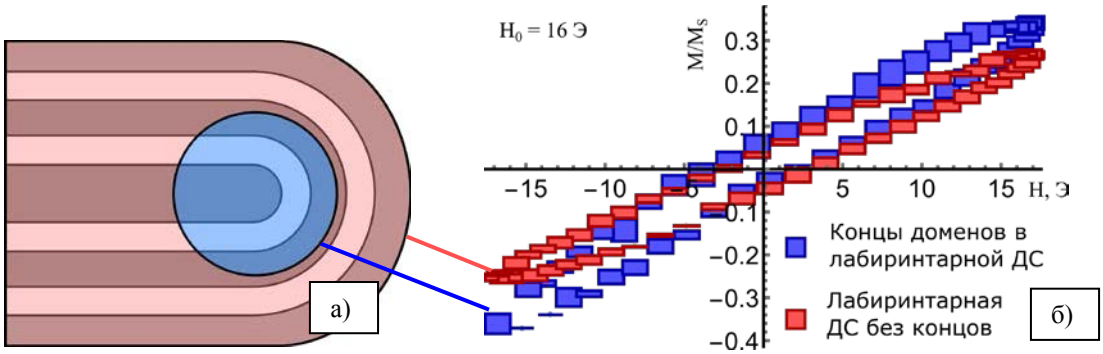


Рис.2. а) схема наблюдаемой магнитной доменной структуры, выделяемые области доменной структуры обозначены цветом: синий – концы доменов, красный – лабиринтарная структура без концов; б) зависимости $M/M_S(H)$ для выделяемых частей лабиринтарной доменной структуры. Параметры поля: $f = 1500$ Гц, $H_0 = 16$ Э

В качестве одной из возможных причин сниженной восприимчивости СДД предлагается особенность, вызванная их топологией: концы доменов внутри СДД присутствуют только в центре и в малом количестве (см рис.1а), в то время как в лабиринтарной ДС на той же площади имеется значительно большее количество концов доменов. Для оценки возможного влияния этой особенности на восприимчивость ДС к переменному внешнему полю, были измерены зависимости $M/M_S(H)$ для другой системы ДС

(см. схему на рис.2а): лабиринтарная ДС, в которой программно выделялись области в окрестности концов доменов и остальная ДС, не содержащая концов. Полученные при амплитуде гармонического поля $H_0 \approx 0.2\ H_S$ (H_S = 100 Э – статическое поле насыщения) и частоте f = 1500 Гц зависимости $M/M_S(H)$ показаны на рис.2б. Из них видно, что часть лабиринтарной ДС, не содержащая концов доменов, реагирует на внешнее поле меньше (намагниченность достигает меньших значений), чем участки ДС в окрестности концов.

Таким образом, проведено сопоставление параметров для следующих систем ДС, которые можно условно обозначить как лабиринт/СДД и лабиринт/концы. В обоих случаях часть ДС с меньшим количеством концов доменов менее подвержена воздействию внешнего магнитного поля. По-видимому, это связано с наличием дополнительной степени свободы у домена в окрестности его конца: при приложении внешнего поля он не только сужается, но и сокращает свою длину.

Локальное измерение параметров топологически различных ДС выявило, что образующиеся в процессе самоорганизации СДД обладают сниженной восприимчивостью к внешнему переменному магнитному полю по сравнению с окружающей лабиринтарной ДС. Дано качественное объяснение, заключающееся в малом количестве концов доменов внутри СДД по сравнению с лабиринтарной ДС, что подтверждается измерениями на структурах, отличающихся наличием концов доменов.

Работа выполнена в рамках базовой части Госзадания Минобрнауки РФ (проект № 3.6121.2017).

1. Г.С. Кандаурова, УФН, **172**, *10*, 1165 (2002).
2. П.И. Геревенков, Л.Ю. Агафонов, Л.А. Памятных, Физ. обр. в ВУЗах, **24**, *1С*, 22С (2018).
3. V.E. Ivanov, Phys. Met. Metallogr., **92**, *Suppl. 1*, S14 (2001).
4. Л.Ю. Агафонов, П.И. Геревенков, М.С. Лысов, Л.А. Памятных, прог. ЭВМ, а.с. 2018612824, опубл. 01.03.2018, Бюл. № 3.

ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ И ГИСТЕРЕЗИСНЫХ СВОЙСТВ АМОРФНЫХ МИКРОПРОВОДОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ

О.И. Аксенов, Н.Н. Орлова, А.С. Аронин
Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка

Аморфные микропровода в стеклянной оболочке ферромагнитных составов обладают широким спектром интересных с точки зрения практических приложений магнитных свойств: бистабильным перемагничиванием, эффектом гигантского магнитного импеданса, малой коэрцитивной силой и др.[1] Свойства микропроводов определяются их композиционной магнитной структурой. Существенный вклад в ее формирование вносит магнитоупругая анизотропия, которая определяется характером распределения внутренних механических напряжений и магнитострикцией.[2] Остаточные внутренние механические напряжения возникают в процессе изготовления микропроводов: при закалке, вытягивании, затвердевании (из-за разницы коэффициентов термического расширения металла и стекла). На основании расчетов распределения внутренних напряжений в АМСО [3] предполагается, что магнитная структура ферромагнитного микропровода состоит из внутренних цилиндрических доменов, намагниченность которых направлена вдоль оси провода, и поверхностного кольцевого слоя доменов, ориентация намагниченности в котором зависит от магнитострикции λ провода: радиальная – $\lambda > 0$, циркулярная – $\lambda < 0$ [4-5]. В данной работе, с помощью методов магнитно-оптической микроскопии индикаторных пленок и вибрационной магнитометрии проведено исследование магнитной структуры и гистерезисных свойств аморфных микропроводов состава $Fe_{73.8}Cu_1Nb_{2.1}B_{9.1}Si_{13}$, в зависимости от растягивающих напряжений. Аморфные провода данного сплава обладают положительной магнитострикцией ($\lambda = 27x10^{-6}$). Нами получены магнитно-оптические (МОИП) изображения аморфных микропроводов при их растяжении in situ. Кроме того, получены зависимости изменения гистерезисных свойств микропроводов в зависимости от растягивающих напряжений. По полученным петлям гистерезиса образцов микропроводов построены и проанализированы кривые зависимостей коэрцитивной силы от растягивающих напряжений $H_C(\sigma_s)$.

На основе МОИП изображений сделано заключение о постоянстве размера поверхностных доменов при различных растягивающих напряжениях. Данные вибрационной магнитометрии позволяют судить о немонотонном изменении коэрцитивной силы в зависимости от приложенных напряжений.

Авторы выражают благодарность РФФИ за частичную финансовую поддержку (гранты № 16-32-00797, 17-42-500633).

1. L.V. Panina, D. P. Makhnovskiy, K. Mohri. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, (2004), 272/276(2), 1452−1459.
2. И.В. Золотухин. Физические свойства аморфных металлических материалов, М.: «Металлургия», (1986), 176.
3. H. Chiriac, T. A. Ovari, and Gh. Pop. Physical Review B, (1995), 52, 10 104-10 113.
4. J. Velazquez, M. Vazquez, and A. P. Zhukov. Journal of Materials Research, (1996), 11, 2499-2505.
5. N. N. Orlova, A. S. Aronin, S. I. Bozhko, Yu. P. Kabanov, and V. S. Gornakov. Journal of Applied Physics, (2012), 111, 073906-1 – 073906-7.

ВИХРЕПОДОБНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ, ВОЗНИКАЮЩИЕ НА КОЛУМНАРНЫХ ДЕФЕКТАХ В МАГНИТООДНООСНЫХ ПЛЁНКАХ

Р.М. Вахитов[1], А.А. Ахметова[1], Р.В. Солонецкий[2]
[1] *Физико-технический институт ФГБОУ ВО БашГУ, Уфа, Россия*
[2] *ФГБОУ ВО УГАТУ, Уфа, Россия*

Среди различного рода дефектов, присутствующих в магнитных материалах, особый интерес представляют такие, которые вносят отрицательный вклад в энергию магнетика. Они по характеру взаимодействия с магнитной системой относятся к дефектам типа «потенциальная яма» [1] и характеризуются тем, что на них могут образоваться магнитные неоднородности со структурой, подстраивающейся под профиль дефекта [2]. Исследования показывают, что на таких одномерных дефектах (в виде полосок) при определенных условиях могут возникнуть два типа магнитных образований, соответствующих 0-градусным доменным границам (0° ДГ) и различающихся энергией, шириной и максимальным углом θ_m отклонения вектора намагниченности $\mathbf{M}$ от направления намагниченности $\mathbf{M}_0$ в доменах (амплитудой) [1]. Было установлено, что в первом типе 0° ДГ её характеристики значительно меньше (в частности, $\theta_m < \pi/2$), чем во втором типе ($\pi < \theta_m < 3\pi/2$). Соответственно, при их экспериментальном обнаружении (при наблюдении в поляризационном микроскопе с помощью магнитооптических методов) эти неоднородности будут визуально различаться размерами, а также наличием во втором типе ореола, который связан с особенностями ее структуры. Однако при анализе экспериментальных данных по сканированию поверхности феррит-гранатовых плёнок было выявлено, что обнаруженные в них дефекты являются, по крайней мере, двумерными объектами [3], и наблюдаемые на них магнитные образования не вполне соответствуют теоретически предсказанным неоднородностям.

В данной работе изучаются возможные микромагнитные структуры, возникающие в магнитоодноосных плёнках на дефектах цилиндрической формы сквозного типа (колумнарные дефекты [4]). Предполагается, что в области дефекта ($r < R$, где r – радиальная переменная, отсчитываемая от

оси Oz, совпадающей с осью симметрии плёнки, R– радиус дефекта) материальные параметры образца $H = (A, K_u, M_s)$ меняются скачком, согласно равенствам

$$\begin{cases} H_1, & r > R \\ H_2, & r \leq R \end{cases} \quad (1)$$

где $H_1 = (A_1, K_{u1}, M_{s1})$, значения параметров вне дефекта ($r > R$), $H_2 = (A_2, K_{u2}, M_{s2})$ в области дефекта ($r \leq R$). Здесь A – обменный параметр, K_u– константа одноосной анизотропии, M_s – намагниченность насыщения, причем $K_{u2} < 0$, что соответствует дефекту типа «потенциальная яма». Считается также, что толщина плёнки D удовлетворяет условию: $D \geq \Delta$, где $\Delta = \sqrt{A/K_{u1}}$ – характерная ширина ДГ в одноосных плёнках. В этом случае микромагнитные неоднородности, возникающие в таких плёнках, обладают аксиальной симметрией и имеют блоховскую структуру [5], которая описывается только одним углом θ, характеризующим угол отклонения вектора **M** от оси Oz. Его значения находятся из решения уравнений Эйлера-Лагранжа с учётом размагничивающих полей плёнки. Численный анализ этих уравнений показывает, что при определенных условиях на колумнарных дефектах рассматриваемых плёнок могут возникнуть два типа магнитных неоднородностей, представляющих вихреподобные образования (Рис. 1). Соответствующее им распределение намагниченности характеризуется тремя участками вращения магнитных моментов: центральное ядро (кор), в котором основную роль играет одноосная анизотропия обменного происхождения, пологий участок, где доминирует легкоплоскостная анизотропия дефекта и участок, расположенный вне дефекта с преобладающим влиянием одноосной анизотропии типа лёгкая ось. Если в крайних участках (область ядра и область вне дефекта происходит ускоренное вращение магнитных моментов в направлении оси Oz, то в среднем участке (пологая область) происходит задержка вращения магнитных моментов вблизи плоскости дефекта плёнки ($z = 0, r < R$). Соответственно, на графике (Рис. 1) имеются три точки перегиба, из которых наименьшая по значению r определяет размер кора, а наибольшая – размер вихреподобного состояния. Показано, что с возрастанием радиуса дефекта R размер кора (R_c), достаточно быстро увеличивается с последующим асимптотическим переходом к постоянному значению. Аналогичная зависимость для R_c имеет место и при возрастании глубины потенциальной ямы $|K_{u2}|$.

Вихреподобные образования различаются ориентацией кора относительно направления $\mathbf{M}_0$ (полярность кора). Расчеты показывают, что вихреподобное образование с полярностью $\theta(0) = \pi$ энергетически более выгодно, чем неоднородность с $\theta(0) = 0$. В то же время последний вид вихреподобного образования энергетически более выгоден, чем однородное состояние магнетика, и, следовательно, может существовать, как метастабильное состояние.

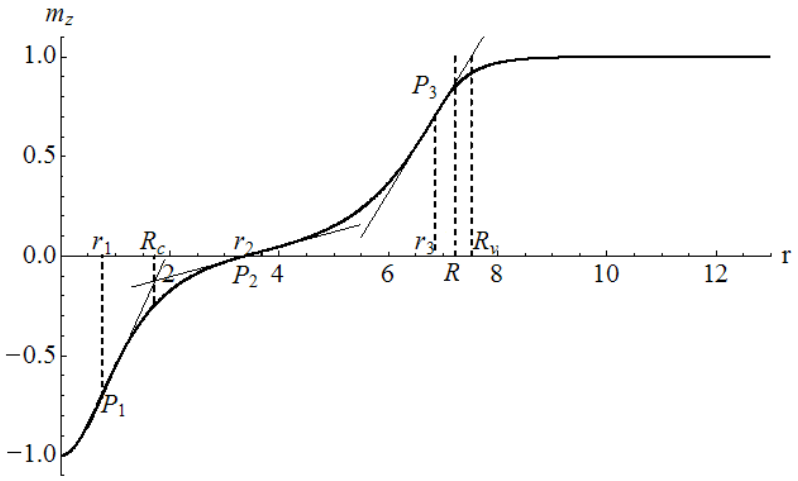


Рис.1. Распределение m_z – компоненты намагниченности в области колумнарного дефекта при следующих значениях материальных параметров: K_{u2}= -K_{u1}, R=7Δ, A_2=A_1, Q=∞, M_{s2}=1.3M_{s1}, *D*=10Δ. Здесь P_1,P_2,P_3 –точки перегиба, r_i (i=1,2,3) – соответствующие значения координаты r точек перегиба, тонкими прямыми обозначены касательные к соответствующим точкам перегиба.

В работе также изучены устойчивые состояния обоих типов вихреподобных неоднородностей и построены соответствующие фазовые диаграммы $Q - R$, $Q = K_{u1}/2\pi M_{s1}^2$ – фактор качества образца. Их них следует, что эти неоднородности могут стать устойчивыми структурами при $R > R_0$ и $Q > Q_0$, где R_0 и Q_0 – соответственно, критический радиус и предельная величина фактора качества, причем $1.4 < Q_0 < 1.8$, а R_0 зависит от величины $|K_{u2}|$. Кроме того, анализ структуры вихреподобной неоднородности с полярностью кора $\theta(0) = \pi$ показывает, что при малых R и величине $|K_{u2}|$ в её структуре (точнее на графике зависимости $m_z(r)$), имеет место только одна точка перегиба и данная неоднородность представляет собой уже магнитный вихрь, который, как известно [6], существует как устойчивое образование в наноразмерных пермаллоевых дотах. В данном случае, магнитный вихрь энергетически менее выгоден, чем однородное состояние, и, значит, условия для её реализации на дефекте отсутствуют. Тем не менее, ситуация может измениться на противоположную, если рассмотреть случай $D \ll \Delta$, который, однако, требует отдельного исследования.

1. Р.М. Вахитов, Е.Б. Магадеев, ФММ, 115, 906 (2014).
2. В.К. Власко-Власов, Л.М. Дедух, М.В. Инденбом, В.И. Никитенко, ЖЭТФ, **84**, 277 (1983).
3. Р.М. Вахитов, Т.Б. Шапаева, Р.В. Солонецкий, А.Р. Юмагузин, ФММ, **118**, 571 (2017).
4. S.D. Ryan, V. Mityushev, V.M. Vinokur, L. Berlyand, Scientific Reports, **5**, 7821 (2015).
5. Е.Б. Магадеев, Р.М. Вахитов, ТМФ, **171**, 3, 511 (2012).
6. K.Y. Guslienko, J. Nanosci. Nanotechnol., **8**, 2745 (2008).

АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГРАДИЕНТА МАГНИТНОГО ПОЛЯ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МАГНИТАХ (NdDy)(FeCo)B

В. В. Кучеряев[1], Е. И. Куницына[2], Р. А. Валеев[1], Д. В. Королев[1], В. П. Пискорский[1], О. В. Коплак[2], Р. Б. Моргунов[1,2]

[1] Всероссийский институт авиационных материалов, 105005 Москва, Россия
[2] Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Стереологическим методом [1] по изображениям, полученным с помощью анализа распределения градиента магнитного поля вблизи поверхности магнитов методом магнитной силовой микроскопии (рис. 1), определены основные параметры доменной структуры спеченных магнитов (NdDy)(FeCo)B. Установлена средняя энергия доменной стенки доменной стенки 28 эрг/см^2, а также средний размер домена 2.69 мкм. Показано, что энергия и ширина доменной стенки нечувствительны к замене Nd на Dy в сплаве системы RE-TM-B.

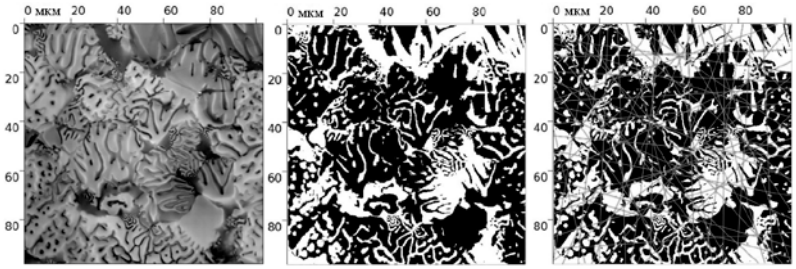


Рисунок 1 - Распределение второй производной магнитного поля, создаваемого образцом вблизи его поверхности (а), преобразованное изображение черно-белого контраста (б), 50 секущих, нанесенных на обработанное изображение (в)

На основании полученных значений ширины доменной стенки и ее энергии из системы уравнений [2]:

$$\begin{cases} \gamma_W = 4\sqrt{A \cdot K} \\ \delta = \pi\gamma_W / 4K \end{cases},$$

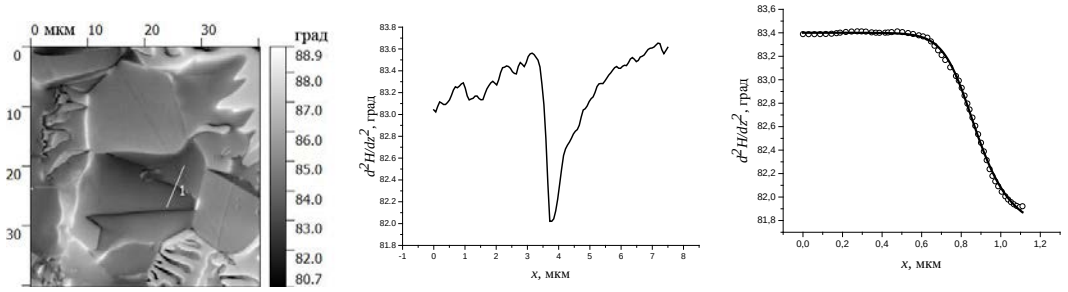
определена константа анизотропии K = 7.3·10^7 эрг/см^3 и константа обменного взаимодействия A = 6.7·10^{-7} эрг/см. Полученные значения констант анизотропии и обменного взаимодействия для исследуемого магнита схоже с константами, полученными в работах [3, 4] для магнита с основной магнитной фазой $Nd_2Fe_{14}B$.

При помощи МСМ можно получить представления о магнитном рельефе, создаваемом непосредственно доменными стенками. На рис. 2а показана зона пересечения белого отрезка № 1 с доменной стенкой, вдоль которого было произведено сканирование с целью получения магнитного рельефа d^2H_z/dz^2 (Рис. 2б).

На основании аппроксимации вертикальной составляющей поля H_z доменной стенки, с использованием зависимости проекции магнитного поля, создаваемого доменной стенкой, от координаты x вдоль поверхности [5] установлена ширина доменной стенки ~ 3 нм:

$$H_Z(x,s)=\frac{M_S}{\pi}\left(1+\frac{\eta_0}{1+\eta_0}sh\left(\frac{(1+\eta_0)^{\frac{1}{2}}x}{\delta_0}\right)\right)^{-\frac{1}{2}}\arctan\left(\frac{k(1+\eta_0)^{-\frac{1}{2}}}{s(1+\eta_0)^{\frac{1}{2}}}\delta_0\right),$$

где s – расстояние от кончика кантилевера до поверхности, M_S – намагниченность насыщения образца, η – константа формы доменной стенки, δ_0 – ширина доменной стенки, k – постоянный коэффициент.



а) б) в)

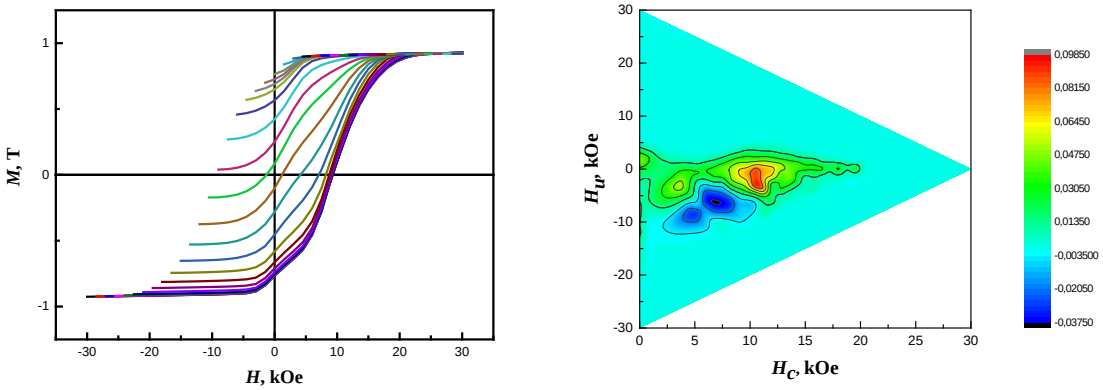
Рисунок 2 - Распределение второй производной магнитного поля с доменной стенкой и ее пересечением с вертикалью после приложения магнитного поля (а), магнитный профиль d^2H_z/dz^2, записанный вдоль светлой вертикальной прямой № 1 на рис. 3а (б), полупрофиль доменной стенки (кружки) и его аппроксимация функцией, описанной в тексте (сплошная линия) (в).

Согласно Кронмюллеру [6] в рамках одного лишь механизма пиннинга доменных стенок коэрцитивная сила может быть определена из следующего уравнения:

$$H_c=\frac{2K}{\mu_0 M_s}\alpha_K-N_{eff}M_s, \qquad (1)$$

где первое слагаемое представляет собой критическое поле, которое зависит от механизма, согласно которому протекает процесс перемагничивания, а второе слагаемое описывает дипольное взаимодействие через параметр N_{eff}, который является размагничивающим фактором, μ_0 – магнитная проницаемость, α_K – параметр, отвечающий за структуру магнита, определяемый из отношения ширины доменной стенки к ширине препятствия в процессе ее движения, его максимальное значение для данного процесса перемагничивания согласно [6] равно 0.3. При условии, что исследуемый образец является сферой, размагничивающий фактор которой N_{eff} = 0, согласно выражению (3), величина H_c должна быть равна 548 кА/м. Меньшее значение коэрцитивной силы, полученной из данных магнитной силовой микроскопии, по сравнению с данными прямых измерений H_c = 756 кА/м свидетельствует от наличии двух механизмов гистерезиса: пиннинг и нуклация.

Построена карта распределения параметров частичных петель магнитных гистерезисов полученных методом кривых обратного намагничивания первого порядка (First Order Reversal Curves) [7] (рис. 3).



а) б)

Рисунок 3 - Частичные петли гистерезиса образца (NdDy)(FeCo)B, полученные при 300 K (а), поле распределения $\rho(H_c; H_u)$ образца (NdDy)(FeCo)B при 300 K (б)

На диаграмме обратной намагниченности FORC обнаружены максимумы, отвечающие вкладам двух фаз 1-4-1 и 2-14-1, что подтверждается данными рентгенофазового и микрорентгеноспектрального анализа. Наблюдаются также максимумы, отвечающие отрицательным значениям второй производной магнитного момента, вызванные магнитной релаксацией в процессе измерений магнитного момента. Расчет распределений по размерам зерен, показывает, что ширины гистеронов (максимумов на диаграммах FORC) обусловлены распределением критических полей переключения намагниченности зерен.

1. Bodenberger R., Hubert A. // Physica Status Solidi. 1977. B. 44. S. K7-K11..
2. Hubert A. Theorie der Domanenwande in geordneten Medien, Springer-Verlag. 1974. 377 S.
3. Durst K.D., Kronmuller H. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1986. V. 59. P. 86.
4. Coey J.M.D. Magnetism and Magnetic Materials. Cambridge University Press. 2010. 614 P.
5. Hartman U. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1987. V. 68. P. 298.
6. Kronmuller H., Durst K.D., Sagawa M. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1988. V. 74. P 291.
7. I. D. Mayergoyz, Physical Review Letters, **56**, 1518(1986).

ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО НАПРЯЖЕНИЯ НА ДОМЕННУЮ СТРУКТУРУ ПЛАНАРНОЙ ПЕРМАЛЛОЕВОЙ МИКРОЧАСТИЦЫ

Н. И. Нургазизов[1], Д. А. Бизяев[1], А. А. Бухараев[1,2]

[1]*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Федеральный исследовательский центр "Казанский научный центр РАН", Россия*
[2]*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Россия*

Изменение магнитных свойств материала при механическом воздействии (магнитоупругий эффект или эффект Виллари) можно использовать для оценки механических напряжений возникающих в микрочастице. В случае планарных ферромагнитных микрочастиц расположенных на какой–либо твердой подложке, по изменению доменной структуры такой частицы можно детектировать локальные механические напряжения, возникающие в приповерхностном слое подложки. При этом пространственное разрешение такого подхода будет сопоставимо с размером частицы.

В данной работе изучались изменения магнитной структуры планарной пермаллоевой (Py) микрочастицы под действием механического напряжения и возможность использования этих изменений для оценки механического напряжения в частице. Для исследований использовались методы магнитно-силовой микроскопии (МСМ) и микромагнитного моделирования структуры частицы.

Исследуемые образцы представляли собой массив одинаковых Py частиц (сплав 79НМ, Ni79 %, Fe16 %, Mo4 %), равномерно расположенный на поверхности полированной кремниевой подложки. Частицы создавались методом напыления металла через плотно прижатую к поверхности подложки металлическую сетку с квадратными отверстиями. Использовался метод распыления твердотельной мишени электронным лучом в условиях сверхвысокого вакуума (установка MultiprobeP, Omicron). Были созданы образцы с частицами, имеющими латеральный размер 25×25 мкм^2 и 8×8 мкм^2. Полученные частицы имели высоту от 15 до 50 нм. Измерения полученных образцов проводились при помощи сканирующих зондовых микроскопов Solver P47 и Solver HV (НТ-МДТ), с использованием магнитных кантиливеров MFM10 (НТ-МДТ) и Multi75M-G (BudgetSensors). Для создания механических напряжений образец упруго сгибался путем подкладывания под его центральную часть металлической проволоки и прижимания его концов к держателю с ровной поверхностью. Можно считать, что частицы в центральной части образца испытывают одноосное растяжение в направлении перпендикулярном подложенной проволоки. При этом степень растяжения частиц можно регулировать изменением диаметра проволоки.

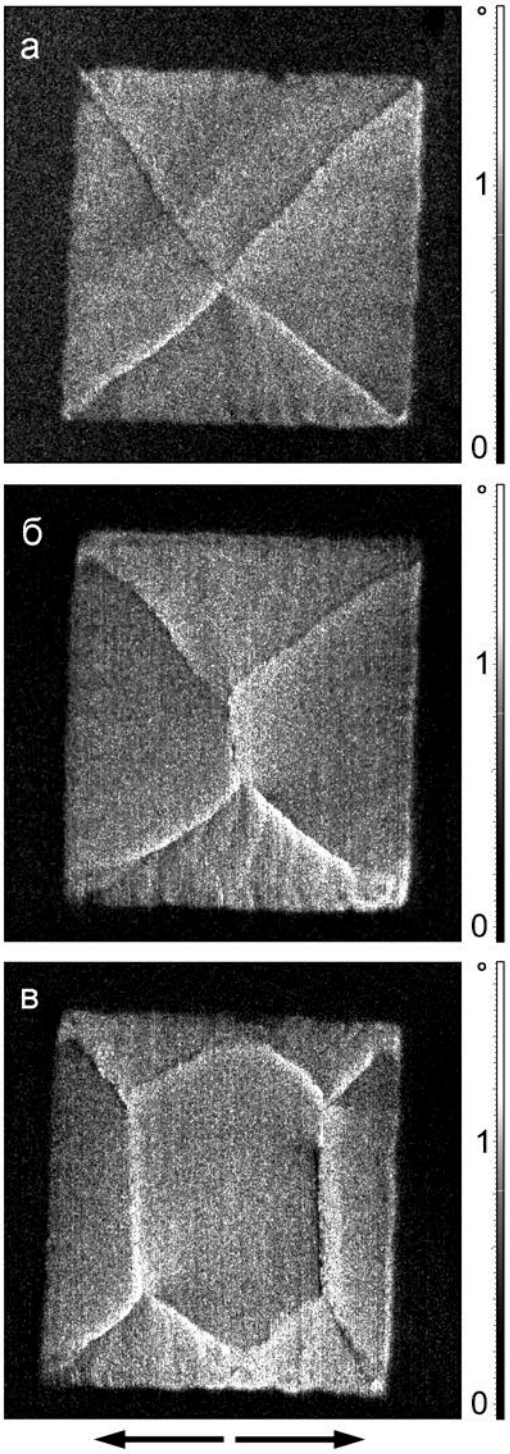


Рис. 1 МСМ изображения Ру частиц размером 25×25×0.03 мкм^3: 4-х доменное состояние ненапряженной частицы (а); 4-х доменное состояние частицы при ее механическом растяжении (б); 7-ми доменное состояние частицы при увеличении степени ее растяжения. Направление растяжения частицы указано стрелками. Размер скана 33×33 мкм^2.

Для моделирования распределения намагниченности в частицах использовался пакет программ OOMMF [1]. При этом варьировались параметры: высота частицы и эффективная константа анизотропии (параметр, который характеризует магнитоупругую анизотропию, наведенную механическим напряжением в отсутствии магнитной кристаллической анизотропии). По полученному распределению намагниченности строилось виртуальное МСМ изображение по алгоритму, описанному в работе [2], которое позволило противопоставить полученному распределению экспериментальное МСМ изображение.

Было показано, что квадратная Ру частица в ненапряженном состоянии обладает классической четырех доменной структурой (рис. 1а). При этом расположение доменных стенок совпадает с диагоналями квадрата и направление намагниченности домена параллельно стороне частицы, у которой он расположен. За счет отрицательного значения константы магнитострикции используемого Ру под действием механического растяжения наблюдается увеличение размера доменов, направление намагниченности которых перпендикулярно направлению растяжения. При этом между этими доменами образуется доменная стенка, направление которой перпендикулярно направлению растяжения (рис. 1б). По экспериментальному МСМ изображению можно определить длину этой стенки и использовать ее для количественного сравнения экспериментального и модельного МСМ изображений.

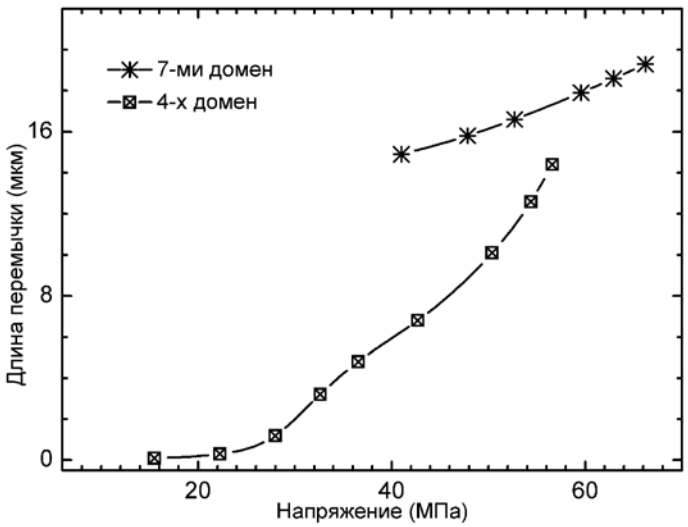


Рис.2. Зависимость длины доменной стенки образующейся под действием механического напряжения для 4-ех и 7-ми доменного состояний Py частицы размером 25×25×0.03 мкм^3.

При этом длине перемычки соответствует определенная энергия анизотропии, наведенной магнитоупругим взаимодействием, из которой можно найти значение механического напряжения (σ) в частице. В первом приближении оно равно: $\sigma = -2\cdot F_{me}/(3\cdot\lambda_s)$, где F_{me} — плотность магнитоупругой энергии, λ_s — константа магнитострикции [3]. При расчетах λ_s принималась равной $-2\cdot 10^{-6}$.

Проведенные эксперименты показали, что в 25-ти микронных частицах при высоте свыше 30 нм под действием механического напряжения, кроме 4-х доменного, может реализоваться и 7-ми доменное состояние (рис. 1в). Проведенные OOMMF расчеты подтвердили, что в 7-ми доменном состоянии, начиная с определенного значения магнитоупругой энергии, частица обладает более низким значением полной энергии частицы по сравнению с 4-х доменным. Для 7-ми доменных частиц по длине перемычки между доменами с направлением намагниченности перпендикулярным направлению растяжения также можно найти значение механического напряжения в частице. Зависимость длины перемычки от механического напряжения для 25-ти микронной Py частицs представлена на рис. 2.

Согласно полученным результатам с помощью МСМ изображения планарной ферромагнитной микрочастицы можно получить информацию о механическом напряжении в ней и оценить его величину. Наиболее оптимальным для определения значения механического напряжения в частице оказывается 4-х доменное состояние, т.к. у него более широкий диапазон определяемых значений и выше чувствительность (за счет большего угла наклона) к изменению механического напряжения (рис. 2). Для квадратных Py частиц размером 25×25 мкм^2 оптимальная высота для детектирования механических напряжений составляет 25 - 30 нм. Использование частиц 8×8 мкм^2 позволяет снизить высоту частиц до 20 нм и детектировать более высокие значения механического напряжения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 17-08-00915).

1. M.J. Donahue, D.G. Porter // OOMMF, http://math.nist.gov/oommf.
2. Д.В. Овчинников, А.А. Бухараев // ЖТФ. **71**, **8**, 85 (2001).
3. С.В. Вонсовский. Магнетизм. Москва: Наука, (1972).

ОСОБЕННОСТИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ ПРИ СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ ВТОРОГО РОДА В ОДНООСНОЙ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВОЙ ПЛЕНКЕ

Ю.А. Сирюк, А.В. Безус, Е.Д. Бондарь, В.В. Смирнов

ГОУ ВПО «Донецкий национальный университет», Донецк, Украина

Экспериментально изучены особенности доменных структур (ДС) феррит-гранатовой пленки в температурном интервале 90-450 К. Обнаружено два вида спин-переориентационых фазовых переходов (СПФП), происходящих по разные стороны от температуры магнитной компенсации. Исследовано изменение структуры доменных границ (ДГ) при СПФП второго рода. Предложены соответствующие эксперименту модели ДС.

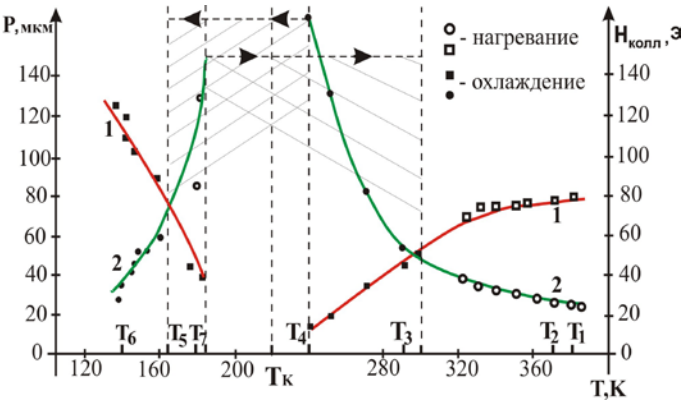


Рис.1. Температурные зависимости пленки: 1– поле коллапса; 2– период ДС.

Цель данной работы – показать взаимосвязь между фазовым переходом (ФП) в доменной границе и СПФП второго рода. Исследования проведены на пленке состава $(YBi)_3(FeGa)_5O_{12}$. Пленка выращена методом жидкофазной эпитаксии на гадолиний-галлиевой подложке; развитая поверхность $<111>$, температура Нееля $T_N = 421K$, температура магнитной компенсации $T_K = 223K$, намагниченность насыщения при комнатной температуре $4\pi M_S = 11 \cdot 10^{-3} Тл$. ДС наблюдалась благодаря эффекту Фарадея на магнитооптической установке, методом цветовой регистрации определялась спиновая переориентация. На рис.1 представлены температурные зависимости поля коллапса и периода ДС пленки.

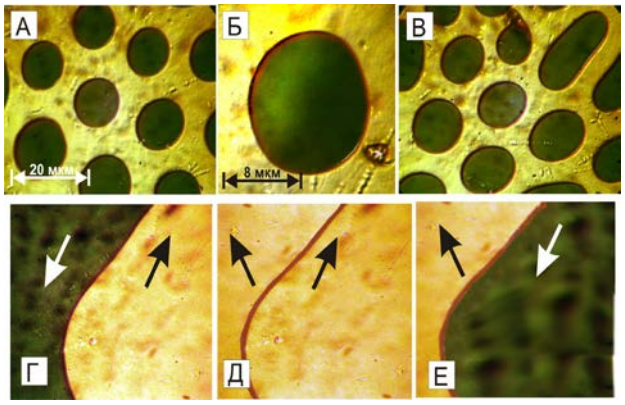


Рис.2. Виды ДС пленки при изменении Т: А– Решетка ЦМД, 370К; Б– ЦМД, 365К; В– ДС, 290К; Г, Д, Е– стрелками показана проекция намагниченности внутри домена на плоскость пленки при 173К (Г), 176К (Д), 178К (Е).

В связи с изменением соотношения одноосной и кубической констант анизотропии при изменении температуры (Т) изменяется структура доменных границ и вид ДС, т.е. происходят фазовые переходы в ДГ, которые вызывают СПФП во всем образце.

Образец имеет слабую одноосную анизотропию при высоких Т ($T \geq 360K$). В интервале температур $T_1 - T_2$ (рис.1) импульсным магнитным полем формируется решетка ЦМД (рис.2.А), затем магнитное поле выключается. На оранжевом поле наблюдаются темно-зеленые ЦМД. Это две осевые фазы. По мере приближения к T_K ДС оказывается неустойчивой (рис.2.Б, В). При T_2 происходит СПФП первого рода из осевой фазы в угловую фазу.

Вблизи T_7 ($173-178K$) (рис.1) наблюдается цветовой обмен. Изменился цвет доменной границы, резко увеличилась ее ширина (рис.2.Г, Д, Е). В интервале температур $173-178K$ произошел СПФП. Этот СПФП является безгистерезисным и обратимым.

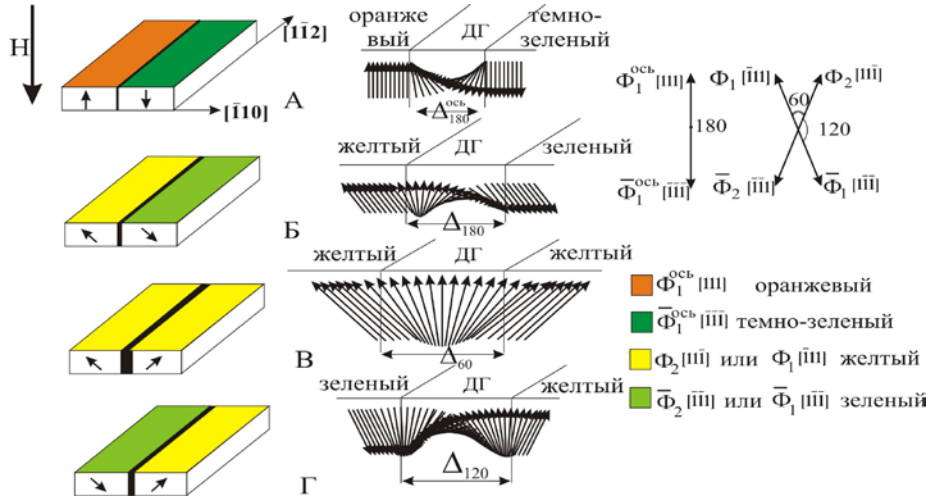


Рис.3. Модели доменных структур и распределение намагниченности в доменной стенке: А– 180^0 осевая; Б– 180^0 угловая; В– 60^0; Г– 120^0 (Δ– ширина ДГ).

Предложены модели ДС, объясняющие ее особенности в интервале $400-120K$. В области $T_1 - T_2$ (рис.1) наблюдаются осевые фазы $\Phi_1^{ось} < 111 >$ и $\overline{\Phi}_1^{ось} < \bar{1}\bar{1}\bar{1} >$. Доменная граница 180^0-ная блоховская (рис.3.А). При охлаждении до T_2 уменьшается осевая анизотропия. Под влиянием кубической анизотропии на некоторых участках границ ЦМД изменяется ориентация спинов. Это приводит к изменению ориентации спинов в прилежащих к ДГ областях (рис.2.Б). Появляются угловые фазы $\Phi_1 < \bar{1}11 >$ (желтая) и $\overline{\Phi}_1 < 1\bar{1}\bar{1} >$ (зеленая). Происходит ФП в доменной границе, который в свою очередь вызывает СПФП из осевой фазы в угловую фазу во всем образце.

После фазового перехода ДГ осталась 180^0-ной, но ее плоскость ориентирована под углом к оси $< 111 >$. В этом случае разворот спинов на 180 градусов происходит в более широкой ДГ (рис.3.Б). Такой переход в доменной границе соответствует минимуму ее энергии [1].

В интервале $T_2 - T_7$ (рис.1) сохраняются угловые фазы $\Phi_1 < \bar{1}11 >$ и $\overline{\Phi_1} < 1\bar{1}\bar{1} >$ и разделяющая их 180^0-ная ДГ. При T_7 спины разворачиваются на 60 градусов внутри более широкой ДГ (рис.3.В). Это приводит к изменению ориентации намагниченности всего домена: угловая фаза $\overline{\Phi_1} < 1\bar{1}\bar{1} >$ (зеленая) переходит в угловую фазу $\Phi_2 < 11\bar{1} >$ (желтая). Теперь имеются две угловые фазы $\Phi_1 < \bar{1}11 >$ и $\Phi_2 < 11\bar{1} >$, разделенные широкой 60^0-ной ДГ. Визуально наблюдается широкая коричневая ДГ на желтом поле. Образование 60^0-ной ДГ схематически изображено на рис.4 поворотом вектора намагниченности от одного домена фазы $\overline{\Phi_1} < 1\bar{1}\bar{1} >$ (зеленая) к другому домену фазы $\Phi_2 < 11\bar{1} >$ (желтая). Угол между этими фазами отмечен пунктиром. На вставке рис.4 показано изменение ориентации вектора намагниченности внутри 60^0-ной ДГ. При дальнейшем понижении температуры изменение ориентации спинов внутри ДГ продолжается, и при $T < T_7$ спины теперь разворачиваются на 120^0 внутри более узкой ДГ (рис.3.Г). Это приводит к изменению ориентации вектора намагниченности в другом домене: фаза $\Phi_1 < \bar{1}11 >$ (желтая) заменяется фазой $\overline{\Phi_1} < 1\bar{1}\bar{1} >$ (зеленая). В результате цветового обмена снова наблюдаются домены желтого (фаза $\Phi_2 < 11\bar{1} >$) и зеленого (фаза $\overline{\Phi_1} < 1\bar{1}\bar{1} >$) цвета, разделенные 120^0-ной ДГ. Таким образом, в результате температурного изменения анизотропии в интервале $173 - 178K$ происходит поэтапно фазовый переход в доменной границе из 180^0-ной в 60^0-ную, а затем в 120^0-ную границу. Визуально граница как бы “дышит”, изменяя ширину. Фазовый переход в доменной границе вызывает СПФП из одной угловой фазы в другую угловую фазу по всему образцу. Это СПФП второго рода.

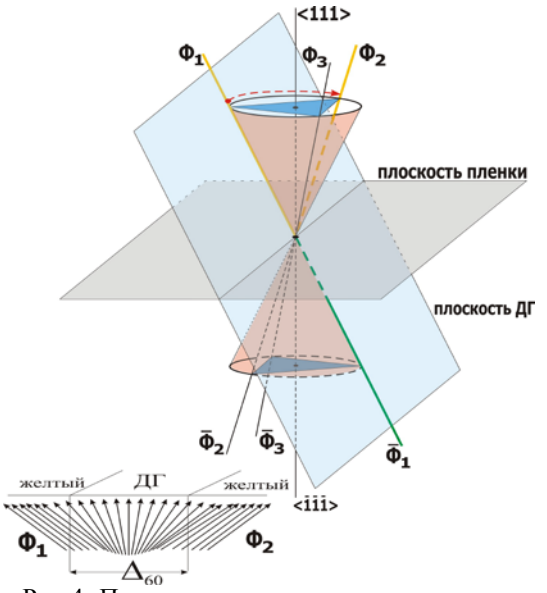


Рис.4. Поворот вектора намагниченности при переходе от одного домена к другому и реализующаяся при этом 60^0 ДГ между доменами желтых фаз.

1. А.В. Безус, А.А.Леонов, Ю.А.Мамалуй, Ю.А.Сирюк ФТТ., **46**, №2 (2004).

АСИММЕТРИЧНОЕ ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ГАРМОНИЧЕСКОМ И ИМПУЛЬСНОМ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ В КРИСТАЛЛАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

Л.А. Памятных, Д.С. Мехоношин, Л.Ю. Агафонов, С.Е. Памятных, М.С. Лысов, Г.А. Шматов

Уральский Федеральный Университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Сообщаются результаты теоретического и экспериментального исследования согласованного движения системы доменных границ (ДГ) (дрейфа [1]) в гармонических и импульсных магнитных полях низких частот. С помощью численного моделирования показано, что наличие анизотропии параметра затухания может приводить к дрейфу полосовой доменной структуры (ДС) и проявляться в асимметрии колебательного движения ДГ. Асимметрия движения ДГ наблюдалась экспериментально стробоскопическим методом в монокристаллической пластине феррита-граната.

Приведены результаты эксперимента для кристалла-пластины-(111) феррита-граната $(TbErGd)_3(FeAl)_5O_{12}$. Перпендикулярно плоскости образца прикладывались переменные магнитные поля: $H = H_0 \sin(2\pi ft)$ и импульсное поле (H_0 = 0–300 Э, f = 30–2000 Гц). Динамические ДС выявлялись с помощью магнитооптического эффекта Фарадея и регистрировались с применением стробоскопической методики на основе импульсного лазера и высокоскоростной камеры (частота съёмки до 1200 к/с), с последующей программной обработкой [2] полученных видеорядов.

В гармоническом и импульсном полях дрейф ДГ происходит при амплитудах поля выше критического значения H_{dr}. В гармоническом поле при $H_0 > H_{dr}$ = 200 Э измерены скорости дрейфа ДГ (рис.1). Зависимости

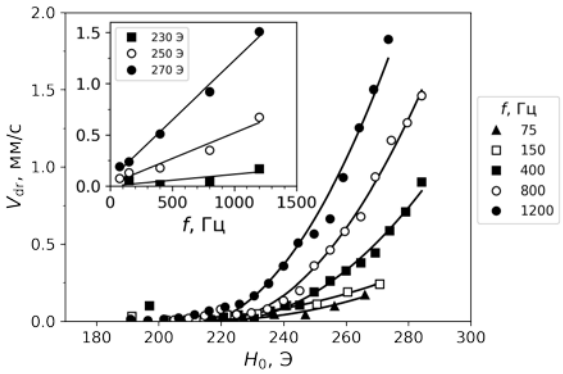


Рис.1. Зависимости скорости дрейфа доменных границ V_{dr} от амплитуды H_0 и частоты f (на врезке) гармонического магнитного поля

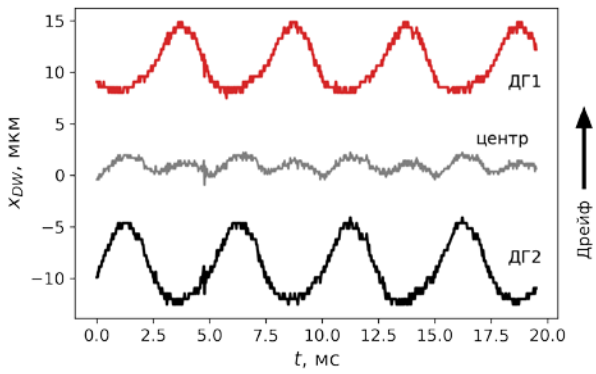


Рис.2. Зависимости от времени t координат доменных границ (ДГ1 и ДГ2) и центра полосового домена в кристалле-пластине феррита-граната в гармоническом магнитном поле с частотой f = 200 Гц, амплитудой H_0 = 138 Э < H_{dr}

скорости дрейфа от амплитуды внешнего магнитного поля являются квадратичными. Зависимости скорости дрейфа от частоты $V_{dr}(f)$ (см. врезку на рис.1), имеют вид, близкий к линейному.

Проведены исследования движения отдельных ДГ в гармонических и импульсных полях при отсутствии дрейфа ($H_0 < H_{dr}$). Результаты приведены на рис.2 и рис.3. Из анализа зависимостей координаты X_{DW} соседних ДГ от времени t (рис.2) следует, что колебания ДГ в гармоническом поле не являются гармоническими, что указывает на асимметричный характер движения ДГ. Центр домена (рис.2) совершает колебания с удвоенной частотой поля накачки. При $H_0 > H_{dr}$ дрейф ДС в образце происходил в положительном направлении оси X_{DW}.

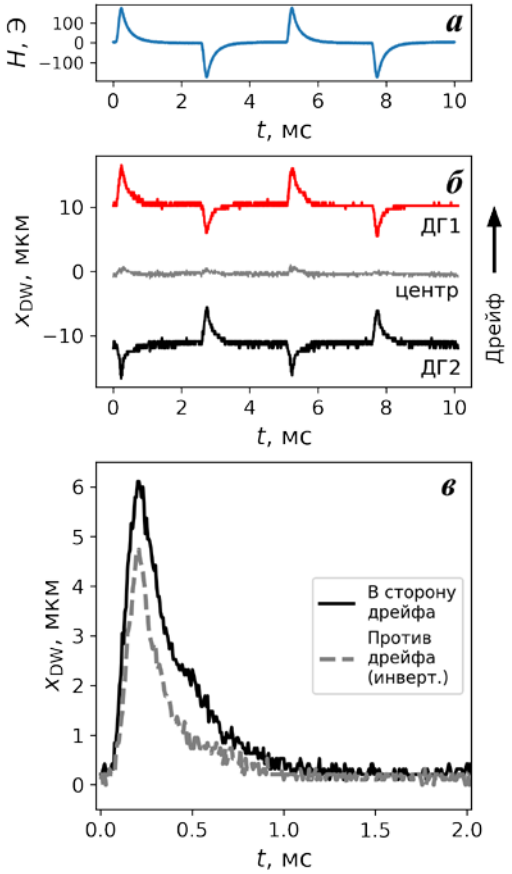


Рис.3. Зависимости от времени t: а) мгновенного значения напряжённости импульсного магнитного поля H; б) координат X_{DW} двух доменных границ и центра одного полосового магнитного домена под действием магнитных импульсов; в) смещения доменной границы X_{DW} при движении в сторону дрейфа и в противоположную сторону (инвертированное относительно положения равновесия). Параметры поля: $f = 200$ Гц, $H_0 = 172$ Э $< H_{dr}$

Изучение поведения ДГ в импульсных магнитных полях (форма поля показана на рис.3.а) выявило связь между асимметрией колебаний ДГ и направлением дрейфа. На рис.3.б показана реакция соседних ДГ на действие последовательных разнополярных импульсов магнитного поля. На рис.3.в приводится смещение одной и той же ДГ при приложении последовательных импульсов поля противоположной полярности. Видно, что ДГ смещается в направлении дрейфа больше, чем в противоположном направлении. Выявленный эффект (рис.3б,в) проявляется независимо от чётности ДГ.

Численное моделирование движения ДГ в одноосном кристалле проведено в рамках модели вынужденных колебаний системы связанных гармонических осцилляторов [3,4,5] с параметрами реальных образцов. В отличие от [3,4,5], предполагается, что в образце присутствует анизотропия параметра затухания. В предположении различия величины параметра затухания при движении ДГ в разных направлениях вдоль оси, перпендикулярной плоскости доменных границ, показано, что соседние доменные границы в модели движутся близко к противофазе под действием гармонических магнитных полей и импульсов магнитного поля. В гармонических магнитных полях центры доменов колеблются с частотой, равной

удвоенной частоте колебаний доменных границ, что согласуется с экспериментальными данными. Анизотропия параметра затухания в модели приводит к асимметричному характеру движения ДГ и позволяет получить дрейф доменных границ. В рамках предложенного подхода получены зависимости скорости дрейфа V_{dr} от амплитуды и частоты внешнего магнитного поля, являющиеся, как и экспериментально полученные зависимости, возрастающими функциями H_0 и f (рис.4). Линейный характер зависимостей $V_{dr}(f)$ согласуется с результатами эксперимента (см. врезку на рис.1).

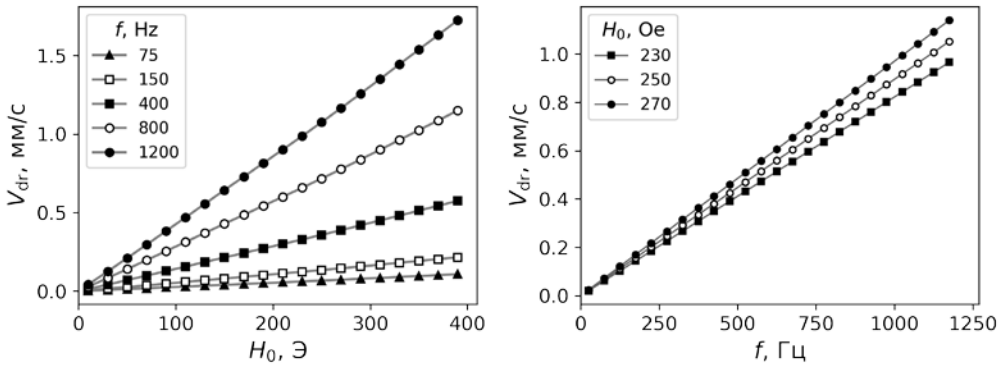


Рис.4. Полученные в результате численного моделирования зависимости скорости дрейфа доменных границ V_{dr} от а) амплитуды H_0 и б) частоты f внешнего гармонического магнитного поля

Таким образом, в работе теоретически выявлена и экспериментально подтверждена асимметрия смещения соседних ДГ: в направлении дрейфа соседние ДГ смещаются больше, чем в противоположном направлении. Выявленная асимметрия может объяснять возникновение дрейфа системы ДГ и его направление в переменных магнитных полях.

Работа выполнена в рамках базовой части Госзадания Минобрнауки РФ (проекты № 3.6121.2017, 3.5719.2017).

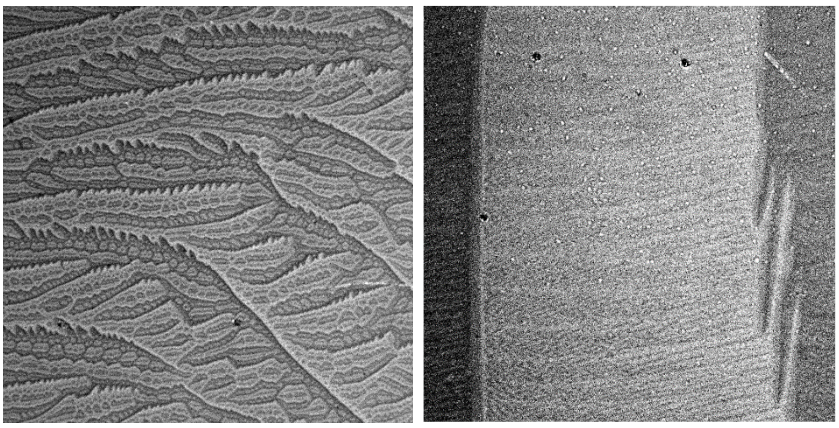
1. Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И., Денисов С.И., ЖЭТФ, **98**, *4*, 1345 (1990).
2. Агафонов Л.Ю., Лысов М.С., Памятных Л.А., прог. ЭВМ, а.с. 2015615879, заявл. 30.03.2015, опубл. 20.06.2015, Бюл. № 6.
3. S. Chikazumi. Physics of Ferromagnetism. Oxford: Clarendon (1997).
4. Pamyatnykh L.A., Shmatov G.A., Pamyatnykh S.E., Lysov M.S., Mekhonoshin D.S., Druzhinin A.V., Acta Phys. Pol. A, **127**, *2*, 388 (2015).
5. Pamyatnykh L.A., Agafonov L.Y., Mekhonoshin D.S., Pamyatnykh S.E., Lysov M.S., Shmatov G.A., Phys. Procedia, **75**, 986 (2015).

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ С АНИЗОТРОПИЕЙ ТИПА ЛЕГКАЯ ПЛОСКОСТЬ И ЛЕГКИЙ КОНУС

Ю. Пастушенков[1], К. Скоков[2], М. Ляхова[1], Е. Семенова[1], О. Жданова[1], Е. Антонова[1]

[1] *Тверской государственный университет, 170100, Тверь, Российская Федерация*
[2] *Технический университет г. Дармштадт, 64287, Германия*

Магнитная доменная структура (ДС) интерметаллических соединений RCo_5, $R_2Fe_{14}B$, $RFe_{11}Ti$ и других (где R – редкоземельный металл) детально исследована для случая магнитокристаллической анизотропии (МКА) типа легкая ось, так как такие материалы являются основой для синтеза высокоэнергоемких постоянных магнитов [1]. С другой стороны, в этих соединениях обнаружены ориентационные фазовые переходы, в области которых МКА изменяет свой тип с легкой оси на легкий конус и легкую плоскость. В последние годы появилось значительное количество работ, посвященных изучению низкотемпературных постоянных магнитов и магнитокалорических материалов, которые требуют более глубокого понимания поведения ДС в области процессов спиновой переориентации и, в частности, в магнетиках с МКА типа легкая плоскость и легкий конус. Однако в отличие от ДС магнитоодноосных магнетиков ДС магнетиков с МКА легкая плоскость и легкий конус исследована недостаточно [2-4].



a b

Рис.1. Доменная структура монокристалла $Nd_2Fe_{14}B$ на плоскостях (001) (a) и (273) (b) в области МКА легкий конус. T = 65 K. ——— 150 мкм.

В связи с этим темой данной работы стал анализ ДС интерметаллидов 3d-4f металлов в области МКА легкая плоскость и легкий конус.

Исследования ДС в области температур 10<T<300 K проводились методом магнитооптического эффекта Керра по методике, описанной в [2]. Исследования ДС в области температур 290<T<450 K выполнялись методами Керра, магнитной силовой микроскопии и порошковых осадков.

Для анализа ДС в объеме образцов использовался метод визуализации ДС, основанный на наблюдении ДС в тонкой магнитной пленке феррита-граната, помещенной на поверхность исследуемого образца.

ДС магнетиков с МКА легкий конус исследовалась в монокристалах соединений $R_2Fe_{14}B$, $RFe_{11}Ti$ и RCo_5. ДС магнетиков с МКА легкая плоскость исследовалась в монокристаллах соединений $RFe_{11}Ti$, R_2Fe_{17} и Fe-Co-B. Дополнительно изучалась трансформация доменной структуры в порошковом постоянном магните $Nd_{15}Fe_{77}B_8$ в области спиновой переориентации при изменении типа МКА от легкой оси к легкому конусу.

Рисунок 1 показывает в качестве примера ДС в монокристалле $Nd_2Fe_{14}B$ в области МКА легкий конус. Как видно из рисунка, ДС магнетика с МКА легкий конус имеет ряд особенностей, которые требуют дополнительного анализа. Дополнительные исследования необходимы и для понимания характера трансформации ДС при изменении типа МКА от легкой оси к легкому конусу.

При исследовании в присутствии магнитного поля микромагнитной структуры интерметаллидов R_2Fe_{17} с МКА легкая плоскость впервые обнаружены ДС, содержащие более двух магнитных фаз и их особое поведение. В частности, показано, что величина магнитного поля, которое вызывает появления третьей магнитной фазы в соединении Ho_2Fe_{17}, возрастает от 100 до 1000 Э при повышении температуры от 10 до 100 К, в то время как коэрцитивность доменных границ при таком изменении температуры резко падает.

Полученные в данной работе новые данные о характере ДС в материалах с МКА типа легкая плоскость и легкий конус использованы для уточнения особенностей распределения намагниченности в таких материалах и анализа в них процессов намагничивания и перемагничивания.

Данная работа поддержана проектом № 3.7849.2017/8.9 Министерства образования и науки Российской Федерации.

[1] A. Hubert, R. Schäfer. Magnetic Domains. Springer (1998).
[2] Yu. Pastushenkov, A. Forkl, H. Kronmueller, J. Magn. Magn. Mater., **174**, 278 (1997).
[3] B. Grieb, H.H. Stadelmaier, E-Th. Henig. Materials Letters, **8**, 397 (1989).
[4] Yu. Pastushenkov, K. Skokov, E. Semenova et al., J. All. and Compounds, **689**, 894 (2016).

О МЕХАНИЗМАХ ОБРАТИМОСТИ КОЭРЦИТИВНОЙ СИЛЫ В ПОСТОЯННЫХ МАГНИТАХ

Д.Г. Володяев, А.С. Лилеев, М.В. Железный
Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, Россия

Обратимые изменения коэрцитивной силы по намагниченности *iHc* при циклических термических обработках обнаружена достаточно давно [1,2]. Она заключается в резком уменьшении коэрцитивной силы при кратковременном нагреве образца с максимальными свойствами на температуру, при которой формировалась структура сплава (такую обработку называют «порча») и последующем полном восстановлении значения коэрцитивной силы при низкотемпературных отпусках (соответственно, «восстановление»).

Коэрцитивная сила – структурно чувствительное свойство, поэтому представляется важным изучение этого явления для понимания закономерностей формирования высококоэрцитивного состояния в постоянных магнитах, тем более, что наблюдается практически во всех материалах для постоянных магнитов, несмотря на различие механизмов перемагничивания.

В сплавах на основе системы Fe-Co-Ni-Al-Ti (алнико и тикональ), в постоянных магнитах которой высококоэрцитивное состояние определяется процессом вращения вектора намагниченности в удлинённых однодоменных частицах сильномагнитной фазы. Нагрев образцов, имеющих коэрцитивную силу 116 кА/м (1,45кЭ), на температуру 800°С на 1-3 минуты приводит к ее падению до 36 кА/м (0,45кЭ). Отпуска 650°С 5 часов и 560°С 24 часа возвращают коэрцитивную силу к исходному значению. Обратимые изменения iHc составляют около 70% и связываются обратимым локальным изменением состава α_1 и α_2 –фаз и гипотетическим возможным атомным упорядочением в одной из фаз [3], так как объяснить количественные изменения только изменением состава не представляется возможным. Однако при обсуждении не учитывается факт изменения магнитостатического взаимодействия между частицами при изменении их магнитного момента, связанного с изменением состава фаз.

В магнитах системы Fe-Co-Cr, в которых высококоэрцитивное состояние также связывается с процессом вращение вектора намагниченности в однодоменных частицах. Коэрцитивная сила после полного цикла обработки (620°С 45 мин - ИТМО и отпусков 610°С 2 часа, 580°С 3 часа, 560°С 4 часа и 540°С) составляет 44,0 кА/м (0,55кЭ). Проведение «порчи» при 620°С 15 минут снижает коэрцитивную силу до 2,0 кА/м (0,025 кЭ). Указанные низкотемпературные отпуска

восстанавливают коэрцитивную силу до 44 кА/м (0,55 кЭ). Почти 95% обратимость коэрцитивной силы не представляется возможным объяснить локальным изменением состава [4].

Но наиболее эффектно явление обратимости *iHc* наблюдается в сплавах типа $Sm(Co_{0,65}Fe_{0,26}Cu_{0,07}Zr_{0,02})_7$, в которых механизм перемагничивания с отрывом доменной стенки от места закрепления, которым считается фаза типа $SmCo_5$, выделяющаяся по границам ячеек матричной фазы типа Sm_2Co_{17} [5]. Термические обработки, приводящие к максимальным магнитным свойствам, заключаются в гомогенизации спеченного, текстурованного порошка сплава при температуре 1200°С, резком охлаждении до комнатной температуры. Затем проводится отпуск при 800°С в течение 16-20 часов, в процессе которого формируется структура сплава, соответствующая высококоэрцитивному состоянию (ромбической формы ячейки фазы типа Sm_2Co_{17} размером около 100нм и граничная фаза типа $SmCo_5$ толщиной около 10 нм) [4,5]. После быстрого охлаждения с температуры отпуска *iHc* не более 80-120 кА/м (1,0-1,5кЭ). Для получения на сплаве *iHc* около 2400 кА/м (30кЭ) необходимо охлаждать сплав от 800°С до 400 °С не менее 4 часов.

Повторный нагрев сплава до 800°С с выдержкой 5 минут («порча») снижает коэрцитивную силу до 96 кА/м (1,2кЭ). Проведение контролируемого охлаждения восстанавливает коэрцитивную силу, и обратимое изменение составляет 95% или почти 30-кратное изменение по отношению к состоянию с низкой коэрцитивной силой. Важно отметить, что увеличение выдержки «порчи» при 800°С до 22 часов не уменьшает величины обратимости коэрцитивной силы [5].

Существуют различные точки зрения на процессы, проходящие при регулируемом охлаждении с 800°С до 400 °С [6,7].

В заключении следует указать, что обратимость коэрцитивной силы при «порче - восстановлении» наблюдается в сплавах, в которых механизм перемагничивания обусловлен трудностью зародышеобразования обратной магнитной фазы.

В работе [8] спеченный постоянный магнит $SmCo_5$ с коэрцитивной силой 1840кА/м(23,0кЭ) был нагрет до температуры 700°С в течение 1 минуты, что снизило коэрцитивную силу до 1240кА/м (15,0кЭ). Проведение отпуска при 400°С в течение 60 минут восстанавливает значение коэрцитивной силы. Таким образом, обратимые изменения составили около 30%.

Не составили исключения магниты системы Nd-Fe-B. В работе [9] проведена «порча» спеченных магнитов Nd-Fe-B различного состава при высокой температуре 1050°С в течение 30 минут, затем проведен отпуск при 500°С в течении 1 часа. Обратимые изменения коэрцитивной силы составили около 30%. Нами в работе [4] и в последующих исследованиях были проведены эксперименты по «порче» при температурах 1000, 900,

800 и 700°С. Проведение отпуска при 500°С в течении 1 часа восстанавливает значение коэрцитивной силы до исходного. Обратимые изменения составляют около 30%.

Существенным моментом является то, что в этих материалах высококоэрцитивное состояние реализуется в однофазном состоянии, и объяснить причину обратимости коэрцитивной силы еще предстоит. Возможно, это объяснение прольет свет на природу мест зародышеобразования в этих материалах.

[1] A.S. Ermolenko. Diss. candidate of ph. and math. sciences, Institute of metal physics, Sverdlovsk СССР,(1964)
[2] А.С.Ермоленко, Я.С.ШурФММ, 1964, **17**,31
[3] А.С.Лилеев, В.П.Менушенков, В.И.Сумин. Исследование обратимых изменений магнитных свойств в сплаве ЮНДК35Т5 после термообработки «порча-восстановление //ФММ, 1973, Т.**36**, вып.1, с.183-186.
[4] A.S.Lileev, V.V.Pinkas, K.V.Voronchihina, A.V.Gunbin Research of reversibility of coercitivity under heat treatment in permanent magnets//Moscow International Symposium on Magnetism (MISM), 1-5 July 2017, Moscow. Book of Abstracts. P.826
[5] О.А.Ариничева, А.С.Лилеев, М.Райзнер, Ф.Кубель, В.А.Сеин Влияние циклической термической обработки в интервале температур 800-400°С на свойства спеченных магнитов на основе сплава $Sm(Co,Fe,Cu,Zr)_z$ //МиТОМ, 2014, №11, стр. 16-20.
[5] X.Y. Xiong, T. Ohkubo, T. Koyama, K. Ohashi, Y. Tawara, K. Hono. The microstructure of sintered $Sm(Co_{0:72}Fe_{0:20}Cu_{0:055}Zr_{0:025})_{7:5}$ permanent magnet studied by atom probe. // Acta Materialia 52, (2004), с 737–748
[6] O.Gutfleisch, K.-H.Muller, K.Khlopkov, M.Wolf, A.Yan, R.Schafer, T.Gemming, L.Schultz Evolution of magnetic domain structures and coercivity in high-performance SmCo 2:17-type permanent magnets // Acta Materialia 54 (2006) 997–1008
[7] H Sepehri-Amin, J.Thielsch, J.Fischbacher, T.Ohkubo, T.Schrefl, O.Gutfleisch, K.Hono Correlation of microchemistry of cell boundary phase and interface structure to the coercivity of $Sm(Co_{0,784}\ Fe_{0,100}\ Cu_{0,088}\ Zr_{0,028})_{7,19}$ sintered magnets //Acta Materialia 126 (2017) 1-10
[8] Б.Г.Лившиц, А.С.Лилеев, В.П.Менушенков Обратимость магнитных свойств спеченных постоянных магнитов из соединения $SmCo_5$ //Металлы, (1976), №4, С.161-164
[9] T.G.Woodcock, F.Bittner, T.Mix e.a. On the reversible and fully repeatable increase in coercive field of sintered Nd-Fe-B magnets following post sinter annealing // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2014. – V. 360. – P. 157-154.

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НА АСИММЕТРИЧЕСКИЙ ПИННИНГ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ПЛЁНКАХ С ОДНООСНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

И.М. Изможеров*, **, Е.Ж. Байкенов **, М.Н. Дубовик, Б.Н. Филиппов*

*Институт физики металлов УрО РАН, 620108 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18
**Уральский федеральный университет, 620002 Екатеринбург, ул. Мира, 19
e-mail: izmozherov@imp.uran.ru, erlan.baikenov@urfu.ru

Дефекты (вакансии включения), нарушающие однородность свойств ферромагнетика, могут существенным образом влиять на намагниченность и подвижность доменных границ (ДГ). Эти факторы влияют на макроскопическое поведение магнитных материалов. Установление закономерностей динамики магнитных структур, таких, как магнитные вихри, имеет большое значение при создании устройств магнитной электроники. Интерес к эффектам неоднородности в магнитных средах, возникший сравнительно давно [1], не ослабевает и сегодня [2].

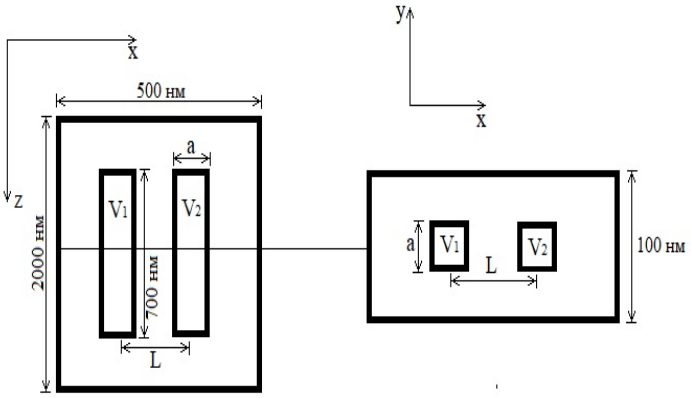


Рис. 1 Геометрия задачи

При этом, в некоторых случаях может оказаться важным учитывать внутреннюю структуру ДГ, которая может быть достаточно сложной, например, содержать вихревые образования. Это может позволить объяснить ряд наблюдаемых свойств, таких как смещение петель гистерезиса.

В работах [3,4] начато исследование взаимодействия различных конфигураций дефектов с ДГ в тонких магнитных плёнках. Дефекты при этом понимаются как сравнимые по масштабам с размером ДГ области неоднородности магнитных параметров. Ясно, что данная задача является крайне разветвлённой: в зависимости от характера анизотропии, толщины плёнки, параметров магнитных неоднородностей, их распределения, формы и т.д. Мы сосредоточим внимание на влиянии на асимметрические петли гистерезиса геометрического расположения дефектов.

Исследование проводилось методом микромагнитного моделирования, основываясь на 3D-модели распределения намагниченности: $\mathbf{m}(x,y,z)=\mathbf{M}/M_s$. Расчеты проводились с помощью программного пакета MuMax3 [5] на суперкомпьютере "Уран" ИММ УрО РАН. Геометрия зада-

чи показана на рис. 1. Расчетная область соответствует фрагменту ферромагнитной пленки с размерами L_x = 500 нм, L_y = 100 нм (толщина пленки), L_z = 2000 нм. Все результаты были получены из решения задачи минимизации энергии ферромагнетика, для различных значений внешнего магнитного поля **H**, параллельного оси Z. Ось легкого намагничивания (ОЛН) параллельна оси *z*; на граничных поверхностях пленки выполняется условие для производных по направлениям нормалей к поверхностям $\partial \mathbf{m} / \partial n = 0$. Параметры материала пленки были выбраны соответствующими пермаллою безмагнитострикционного состава (A=1.3·10^{-6} эрг/см, M_s= M_{s0}=800 Гс, K = K_0 = 10^3 эрг/см^3), за исключением двух областей V_1 и V_2, имеющих вид прямоугольных параллелепипедов (рис. 1). В этих областях M_s = M_{s1}=1200 Гс, K = K_1 = 10^5 эрг/см^3. V_1 и V_2 имеют квадратное сечение в плоскости *xy* и расположены симметрично относительно плоскостей x = $L_x/2$, z = $L_z/2$ и поверхностей пленки.

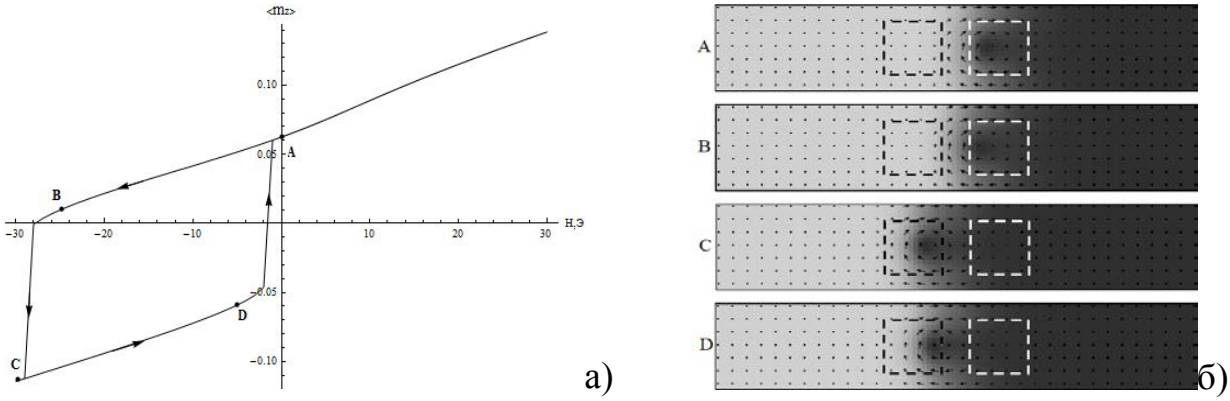
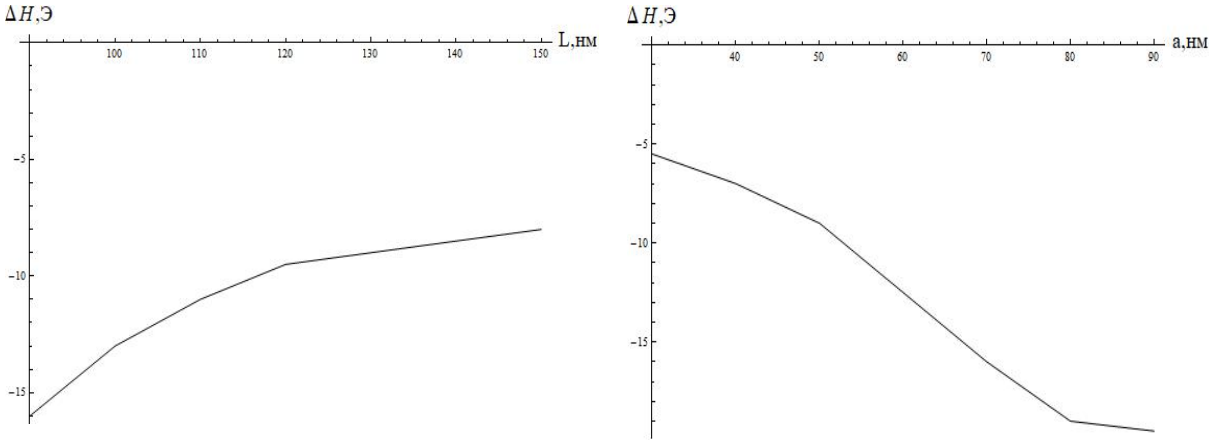


Рис. 2 а) Зависимость усредненной по расчетной области компоненты $\langle m_z \rangle$ от H для двух дефектов L=90 нм, б) Соответствующие распределения намагниченности в плоскости z=L_z.

Характерный результат моделирования представлен на рис. 2. Можно увидеть, что смещение петли гистерезиса(рис.2а) связано с асимметричным пиннингом на дефектах V_1 и V_2, который был изучен в [3, 4]. Пиннинг же связан с тем, что центр вихря в такой ДГ расположен на некотором расстоянии от центральной поверхности ДГ (поверхность уровня m_z=0) (см.рис.2б). Положение ДГ, когда ее центральная поверхность локализована в области с повышенными значениями M_s и K, является энергетически невыгодным, так как резко повышает обменную энергию. Данный результат является ожидаемым и согласуется с одномерными расчетами [6]. При этом, некоторое положение ДГ относительно такого дефекта, соответствует потенциальной яме. Это связано с тем, что при вхождении в область дефекта, правая часть вихря (не включающая центральную поверхность) «растягивается» (ввиду больших значений M_s и K_u), создавая выигрыш в обменной энергии. Таким образом, глядя на рис.2б, можно сделать вывод, что правый дефект имеет эффективный притягивающий потенциал, а левый напротив – отталкивающий. А это значит, что возмож-

ность депиннига существенно зависит от направления внешнего поля, в результате чего петля гистерезиса оказывается смещённой.



а) б)

Рис.3 а) Зависимость смещения петли гистерезиса от расстояния между дефектами, б) Зависимость смещения петли гистерезиса от размеров дефекта.

На рис.3 изображены результаты исследования влияния расстояния L между центрами двух дефектов и их размера a на вид петель гистерезиса. При этом, при увеличении расстояния L между неоднородностями выше критического значения происходит переход от одной сдвинутой относительно нулевого поля петли гистерезиса к двум петлям. Аналогичный переход можно наблюдать и при уменьшении размера дефекта. В этих случаях пиннинг/депинниг ДГ на одном из дефектов происходит независимо от наличия другого дефекта. Ширина сдвинутой петли гистерезиса, зависит от L и a немонотонно.

1. Л. Неель. Влияние пустот и включений на коэрцитивную силу. Физика ферромагнитных областей. Под редакцией Вонсовского С.В. М.: Изд-во ин. лит., С. 215-239 (1951).
2. S. Moretti, M. Voto, E. Martinez. Dynamical depinning of chiral domain walls // Phys. Rev. B., **96**, P. 054433 (2017).
3. Б.Н. Филиппов, М.Н. Дубовик. Влияние трехмерных неоднородностей магнитных параметров на динамику вихреподобных доменных границ // ФТТ, **56**, № 5, С. 931-938 (2014).
4. М.Н. Дубовик, Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзунин. Асимметричный пиннинг вихревых доменных стенок в ферромагнитных пленках на областях с повышенной намагниченностью насыщения // ФММ, **6**, № 7, С. 694-700 (2015).
5. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik. The design and verification of MuMax3 // AIP Advances, **4**, № 10, P. 107133(1-22) (2014).
6. Е.Г. Екомасов, Р.Р. Муртазин, В.Н. Назаров. Одномерная динамика доменных границ в трехслойной ферромагнитной структуре с различными параметрами магнитной анизотропии и обмена // ФММ, **5**, № 2, С. 125-131 (2014).

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ СИЛЬНОАНИЗОТРОПНОГО S=1 АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА В ФАЗУ КВАНТОВОГО ПАРАМАГНЕТИКА

В.В. Конев, В.А. Улитко, Д.Н. Ясинская, Ю.Д. Панов, А.С. Москвин
Уральский федеральный университет, 620083, Екатеринбург, Россия

В отличие от квантовых магнетиков со спином 1/2, системы со спином S=1 характеризуются более сложным гамильтонианом с появлением одноионной анизотропии, биквадратичных межцентровых взаимодействий и образованием принципиально новых фазовых состояний типа квантового парамагнетика (QP), в рамках классического подхода соответствующих фазе типа легкая плоскость. Интерес к таким системам, в частности, связан с описанием сильноанизотропных магнетиков на основе Ni^{2+} (S=1), например, $[Ni(HF_2)(3\text{-}Clpy)_4]BF_4$ и $NiCl_2 4SC(NH_2)_2$. Нами рассмотрена S=1 спиновая система с упрощенным гамильтонианом

$$H = D\sum_i S_{iz}^2 + J\sum_{\langle ij\rangle} S_{iz}S_{jz} - t\sum_{\langle ij\rangle}(S_{i+}^2 S_{j-}^2 + S_{j+}^2 S_{i-}^2),$$

включающим одноионную аксиальную анизотропию, билинейный «изинговский» обмен, а также двухионную биквадратичную анизотропию [1,2].

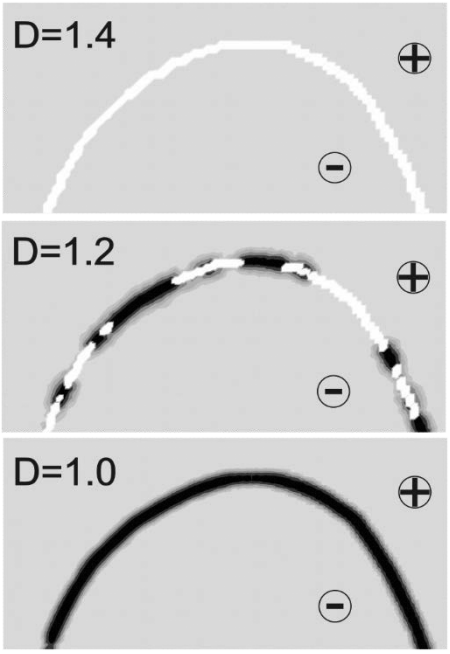


Рис.1.Эволюция антифазной доменной границы с ростом параметра одноионной анизотропии *D*. Выделен фрагмент решетки 256x256 с антифазной доменной границей, разделяющей домены AFM-фазы, обозначенные знаками плюс и минус. Черным и белым цветом обозначены XY и QP фазы, соответственно.

С использованием параллельных высокопроизводительных вычислений на базе графического процессора NVidia в рамках классического метода Монте-Карло мы исследовали фазовый переход в антиферромагнитное (AFM) состояние в модельной 2D системе в двухподрешеточном приближении на квадратной решетке 256×256 с периодическими граничными условиями. Выбор параметров t=1, J=0.75 обеспечивает основное неелевское AFM состояние с магнитными моментами вдоль z-оси в достаточно широком диапазоне изменений параметра одноионной анизотропии D. Для 2D спиновых систем

характерно формирование различных метастабильных неоднородных состояний с развитой доменной структурой, топологическими дефектами типа вихрей и скирмионов. Нами показано, что структура антифазных доменных границ в AFM фазе существенно зависит от параметра одноионной анизотропии *D*. При относительно небольшом изменении положительных значений *D* структура антифазных доменных границ меняется от однородной QP-фазы до легкоплоскостной XY-фазы, включая промежуточную неоднородную QP-AFM структуру (см. Рис. 1).

[1] А.С. Москвин, Ю.Д. Панов, Ф.Н. Рыбаков, А.Б. Борисов, ФТТ, **59**, 2107 (2017)
[2] A.S. Moskvin, Yu.D. Panov, J. Supercond. Nov. Magn., **31**, 677 (2018)

ТРЕХМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ПЛЕНКАХ С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Е.Ж. Байкенов[1], И.М. Изможеров[1,2], В.В. Зверев[1,2]
[1]*Уральский федеральный университет, Екатеринбург*
[2]*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург*

В магнитных пленках с перпендикулярной анизотропией и фактором качества, меньшим единицы, доменные стенки имеют блоховскую структуру вдали от граничных поверхностей, переходящую в неелевскую вблизи границ. Появление составляющей вектора намагниченности **M**, перпендикулярной оси анизотропии, вблизи поверхности пленки связано с тем, что здесь существенную роль играет магнитостатическое взаимодействие. Доменные стенки в таких материалах имеют в сечении вихревую структуру. Перестройки доменной структуры пленки, происходящие при изменении внешнего магнитного поля, должны обеспечивать выполнение топологических ограничений, следующих из условия постоянства длины вектора намагниченности. Это, в частности, влечет за собой появление линейных и точечных топологических солитонов - блоховских линий (БЛ) и блоховских точек (БТ).

В настоящей работе представлены результаты трехмерного микромагнитного моделирования доменных структур в пленке Co(0001) [1-5]. При разных условиях нами выполнялись минимизации полной энергии образца с размерами 1000x1000x200 (нанометры) на сетке 256x256x128 (числа ячеек), с использованием пакета программ mumax3 [6]. На первом этапе была найдена доменная структура в нулевом внешнем поле. При этом в качестве исходного было использовано случайное распределение намагниченности. Далее были найдены статические конфигурации намагниченности для различных значений и направлений магнитного поля.

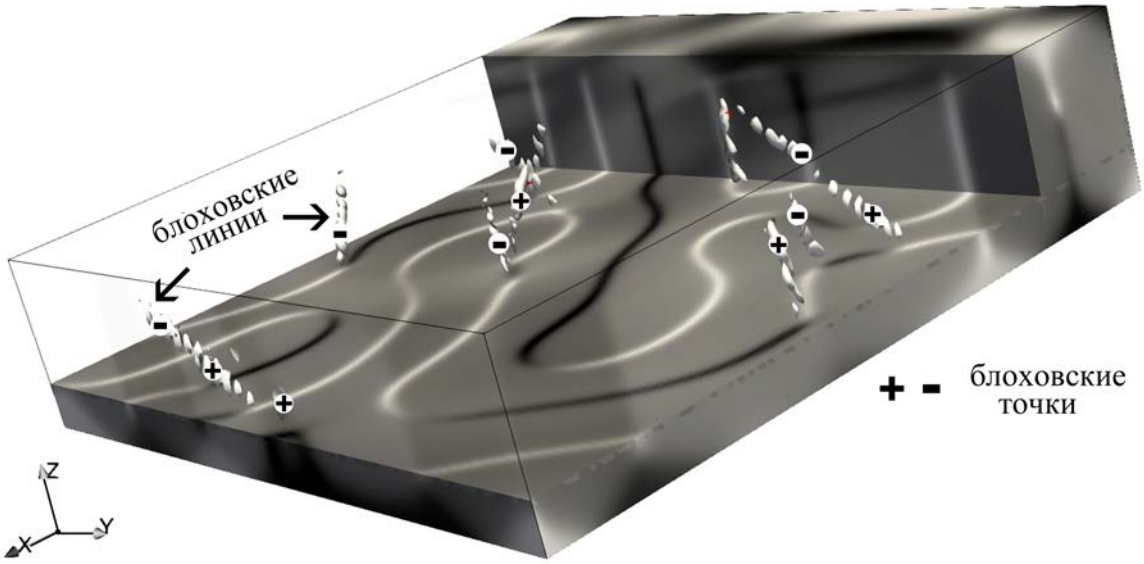


Рис.1. Начальное распределение намагниченности в образце. В плоскости сечения, параллельной x0y, светлые и темные линии соответствуют доменным стенкам.

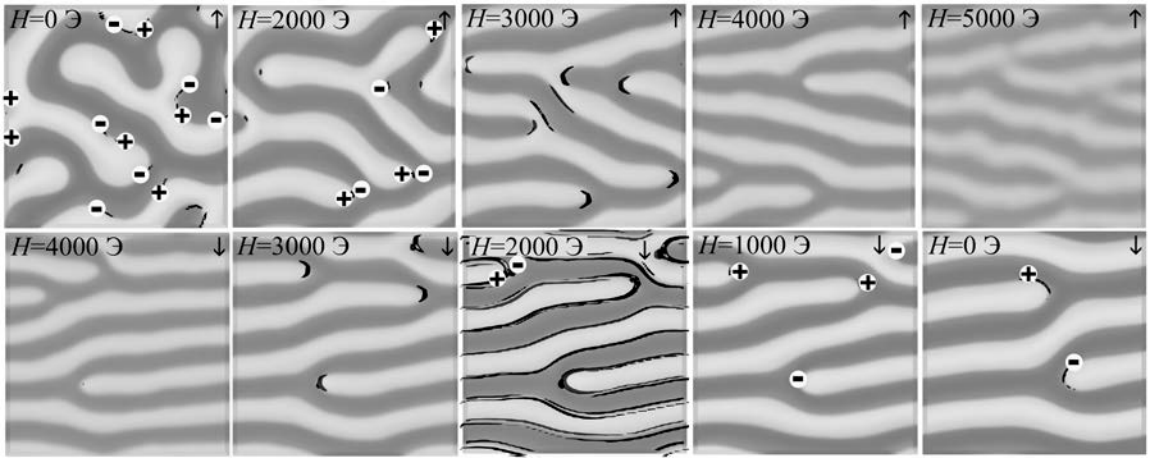


Рис.2. Проекции БЛ (области, закрашенные черным), БТ (+/-) и доменов (области со светло-серой и темно-серой заливкой) на плоскость x0y. Магнитное поле, лежащее в плоскости пленки, изменялось от нулевого значения до значения *H*=10000 Э, превышающего значение поля насыщения, с шагом 1000 Э. Символ "стрелка вверх (вниз)" указывает на то, что поле возрастает (убывает). Изображения, на которых отсутствует доменная структура, опущены.

Области локализации БЛ отыскивались как области сильной неоднородности поля **M**. Для их нахождения на основе данных о распределении **M** рассчитывалось поле квадрата модуля гиротропного вектора [7-9]. С целью отыскания пространственных положений БТ рассчитывались локальные значения топологического заряда. Для этого гиротропный вектор интегрировался по граничным поверхностям малых кубов, последовательно пробегающих все возможные положения внутри расчетной области.

Как следует из рис. 2 (*H*=0 Э), первая минимизация энергии приводит к формированию лабиринтной структуры с большим числом БТ, каждая из которых принадлежит определенной вертикальной БЛ.

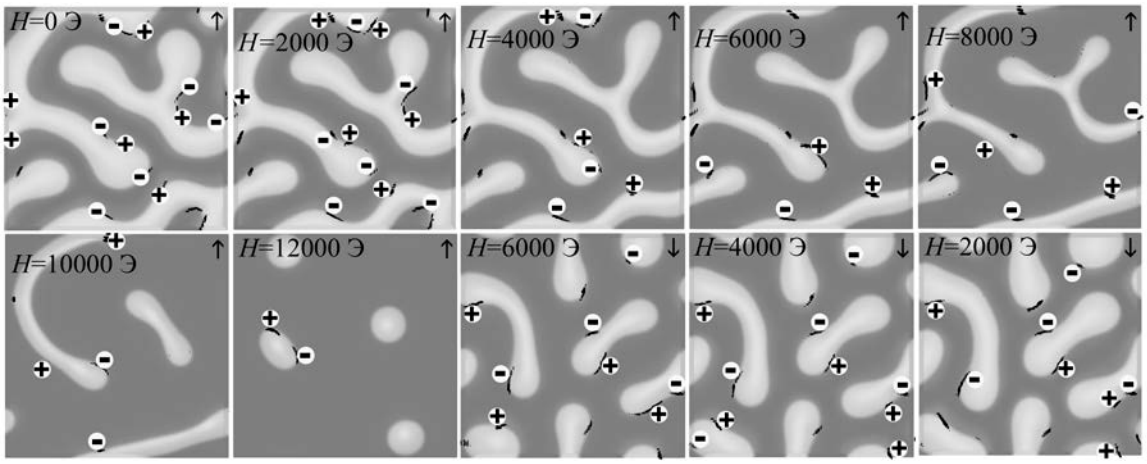


Рис. 3. Магнитное поле, перпендикулярное по отношению к границам пленке, изменялось от нулевого значения до значения *H*=15000 Э, превышающего значение поля насыщения, с шагом 1000 Э. Все обозначения имеют тот же смысл, что и на рис. 2.

При возрастании поля, лежащего в плоскости пленки, БЛ становятся ориентированными вдоль плоскости пленки и "теряют" БТ. При уменьшении значения поля состояние с однородной намагниченностью превращается в полосовую доменную структуру с дислокациями [10]. Появляется небольшое число БЛ и БТ, сосредоточенных вблизи "головок" оборванных доменов.

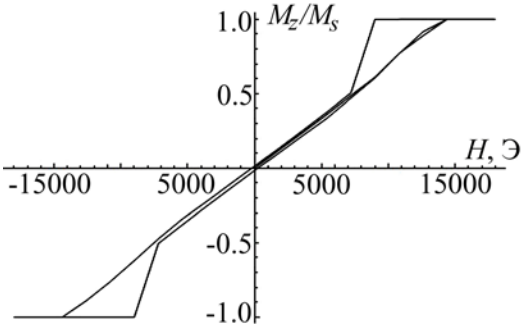


Рис. 4. Кривая гистерезиса в случае поля *H*, направленного перпендикулярно к границам пленки.

В том случае, если магнитное поле направлено перпендикулярно к поверхности пленки (рис. 3), при его уменьшении однородное распределение намагниченности превращается в совокупность не связанных друг с другом доменов. Появляются БЛ и БТ; типично на один домен приходится две БТ с разными значениями топологического заряда.

1. М.Н. Дубовик, Б.Н. Филиппов. ФММ, **118**, 1 (2017).
2. M. Kisielewski, A. Maziewski, V. Zablotskii. JMMM, **316**, 277 (2007).
3. O. Donzelli, M. Bassani, F. Spizzo, D. Palmeri. JMMM, **320**, e261 (2008).
4. A.K. Suszka, A. Etxebarria, et al. Appl. Phys. Lett. **105**, 222402 (2014).
5. L. Fallarino, O. Hovorka, A. Berger. Phys. Rew. B **94**, 064408 (2016).
6. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, et al., AIP Advances **4**, 107133 (2014).
7. В.В. Зверев, Б.Н. Филиппов. ФТТ, **58**, 473 (2016).
8. В.В. Зверев, Б.Н. Филиппов, М.Н. Дубовик. ФТТ, **59**, 506 (2017).
9. В.В. Зверев, И.М. Изможеров, Б.Н. Филиппов. ФТТ, **60**, 294 (2018).
10. L.A. Pamyatnykh, B.N. Filippov, L.Y. Agafonov, M.S. Lisov. Scientific Reports **7**, 18084 (2017)

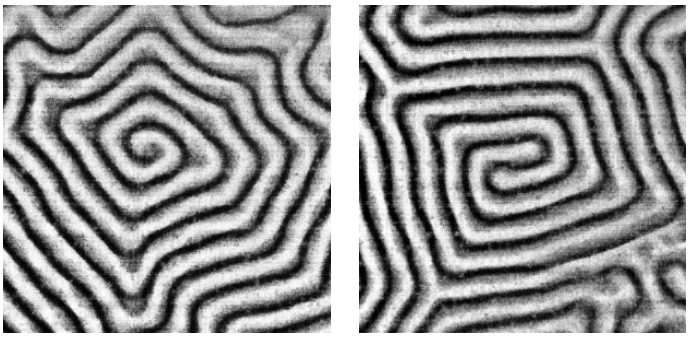
ЗАРОЖДЕНИЕ СПИРАЛЬНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ДОМЕНОВ В ОДНООСНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЁНКАХ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д.С. Мехоношин, Л.А. Памятных

Уральский Федеральный Университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Известно, что в одноосных эпитаксиальных плёнках ферритов-гранатов в переменном магнитном поле происходят процессы формирования из исходной неупорядоченной доменной структуры (ДС) динамических упорядоченных структур, таких как спиральные (СД) и кольцевые (КД) динамические домены [1]. На сегодняшний день накоплен большой объем экспериментальных данных о свойствах СД и КД, однако причины и конкретные механизмы формирования таких структур не установлены. В работах [2, 3] было проведено численное моделирование процесса эволюции СД в переменном магнитном поле, однако при этом процесс зарождения СД не рассматривался.

В настоящей работе экспериментально и методом численного моделирования исследованы процессы зарождения СД в одноосной магнитной плёнке в переменном магнитном поле. В плёнке-(111) феррита-граната $(YLuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ с фактором качества Q = 73 в поле $H = H_0 \sin(2\pi ft)$ наблюдалось формирование СД двух различных типов: однорукавных СД (рис.1а) и двурукавных СД (рис.1б). Области существования данных типов СД определены в [4].



а *Б*

Рис.1. Изображения экспериментально наблюдавшихся в плёнке феррита-граната спиральных динамических доменов: а) однорукавного СД, б) двурукавного СД. Амплитуда магнитного поля H_0=35 Э, частота f=5 кГц, температура 223 К.

Для моделирования динамики магнитной доменной структуры в переменном магнитном поле применялся подход, описанный в [5]. Для описания распределения намагниченности в образце использовалась двумерная скалярная функция $\phi(\mathbf{r})$. Гамильтониан системы включал члены, учитывающие обменное взаимодействие, одноосную магнитную анизотропию, магнитостатическое взаимодействие в дипольном приближении, зеемановскую энергию взаимодействия ДС с внешним полем. В качестве уравнения динамики ДС в модели использовалось уравнение Аллена-Кана, применялся псевдоспектральный метод решения. Моделирование выполнено на квадратной сетке размером

512×512 с периодическими граничными условиями, временной шаг составлял δt=1.0, внешнее магнитное поле изменялось по гармоническому закону $h(t)= h_0 \sin(\omega t)$.

Результаты численного моделирования представлены на рис. 2-3. На рис.2 показан процесс формирования однорукавного СД, видно, что в течение первого периода поля (t=0–10000, рис. 2.а-б) происходит формирование ядра СД, в течение последующих периодов СД принимает более правильную форму (рисунок 2.в-г). На рис.3 показан пример формирования двурукавного СД.

Таким образом, в данной работе в рамках двумерной изинговской модели ДС одноосной ферромагнитной плёнки продемонстрировано зарождение в гармоническом магнитном поле одно- и двурукавных спиральных доменов, подобных наблюдавшимся экспериментально в плёнках ферритов-гранатов.

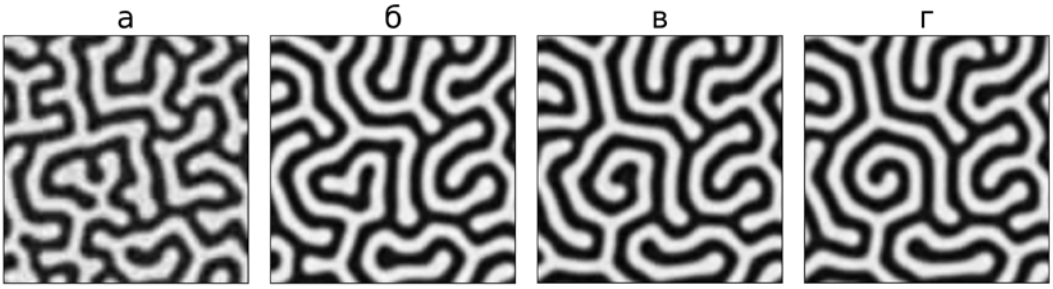


Рис.2. Формирование однорукавного СД: а) t = 0, б) t = 10^4, в) t = $2\cdot10^4$, г) t =$3\cdot10^4$, амплитуда поля h_0 = 0.08, частота $\omega = 2\pi\cdot10^{-4}$, участок размером 100×100.

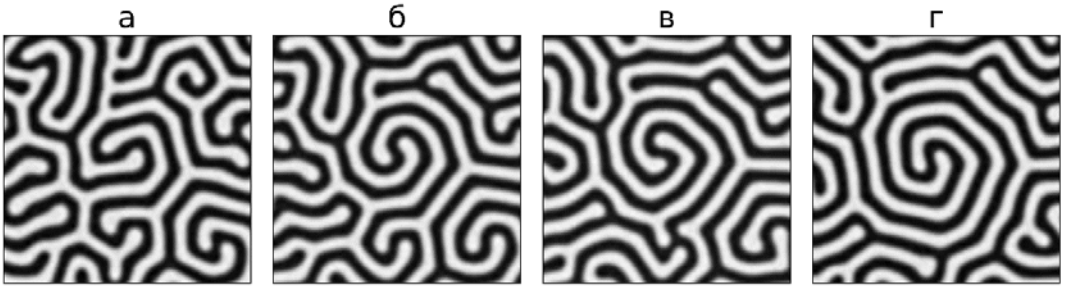


Рис.3. Формирование двурукавного СД: а) t = 0, б) t = $4\cdot10^4$, в) t = $14\cdot10^4$, г) t =$28\cdot10^4$, амплитуда поля h_0 = 0.08, частота $\omega = \pi\cdot10^{-4}$, участок размером 100×100.

Работа выполнена в рамках базовой части Госзадания Минобрнауки РФ (проект №3.6121.2017).

1. Кандаурова Г. С., УФН, **172** (10), 1165 (2002).
2. Мальцев В.Н., Кандаурова Г.С., Картагулов Л.Н., ФТТ, **45** (4), 658 (2003).
3. Мальцев В.Н., Нестеренко А.А., ФММ, **117** (3), 233 (2016).
4. Щетников О.П., Агафонов Л.Ю., Мехоношин Д.С., Памятных Л.А., Изв. РАН., сер. физ., **78** (9), 1194 (2014).
5. Jagla E. A. Physical Review E. **70** (4), 046204 (2004).

СТРУКТУРА ДОМЕННЫХ СТЕНОК В ЭЛИПСОИДАЛЬНЫХ НАНОЧАСТИЦАХ КОБАЛЬТА

М.С. Несмеянов[1], Н.А. Усов[1,2]

[1]*Национальный Исследовательский Ядерный Университет "МИФИ" Обнинский Институт Атомной Энергетики, ИАТЭ, 249040, Обнинск, Россия*
[2]*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова, Российская академия наук, ИЗМИРАН, 108480, Троицк, Москва, Россия*

Неоднородные микромагнитные состояния в магнитных наночастицах все еще недостаточно подробно изучены, хотя в последнее время обсуждаются практические применения вихревых состояний в магнитных наночастицах в магнитной гипертермии [1]. В данной работе с помощью компьютерного моделирования по уравнению Ландау-Лифшица-Гильберта изучены вихревые и много-доменные состояния, реализующиеся в эллипсоидальных наночастицах кобальта с разным аспектным отношением в зависимости от поперечного диаметра наночастиц. Намагниченность насыщения частиц равна M_s = 1400 эме/см^3, константа одноосной магнитной анизотропии ГПУ кобальта K_1 = 4.3×10^6 эрг/см^3, обменная константа C = $2A$ = 2.6×10^{-6} эрг/см, аспектное отношение продольного D_z и поперечного D_x диаметров наночастиц D_z/D_x = 0.5 и 0.7, легкая ось магнитной анизотропии параллельна оси z. Распределение намагниченности в наночастицах кобальта аппроксимируется кубическими элементами с размером ребра b = 1 - 2 нм, гораздо меньшим обменной длины, $L_{ex} = \sqrt{C}/M_s$ = 11.5 нм. Полное число численных ячеек для частиц больших диаметров составляет порядка 3.5×10^5.

В данной работе построены энергетические диаграммы и найдены области существования однородного, двух доменного и двух типов трёх доменных микромагнитных состояний в зависимости от аспектного отношения и поперечного диаметра наночастиц D_x. Изучена структура и определена характерная ширина доменных границ для двух и трех- доменных равновесных состояний. Показано, что в наночастицах кобальта достаточно больших поперечных размеров двух доменное состояние фактически является сильно деформированным вихревым состоянием с осью вихря, ориентированной перпендикулярно легкой оси анизотропии, а трех доменное состояние возникает в результате взаимодействия двух вихрей с обменными корами, намагниченными параллельно, или противоположно.

Как показывает Рис. 1, радиус однодоменности наночастицы кобальта с аспектным отношением D_z/D_x = 0.5 равен D_{c0} = 40 нм и определяется конкуренцией однородного (кривая 1) и вихревого (кривая 2) состояний.

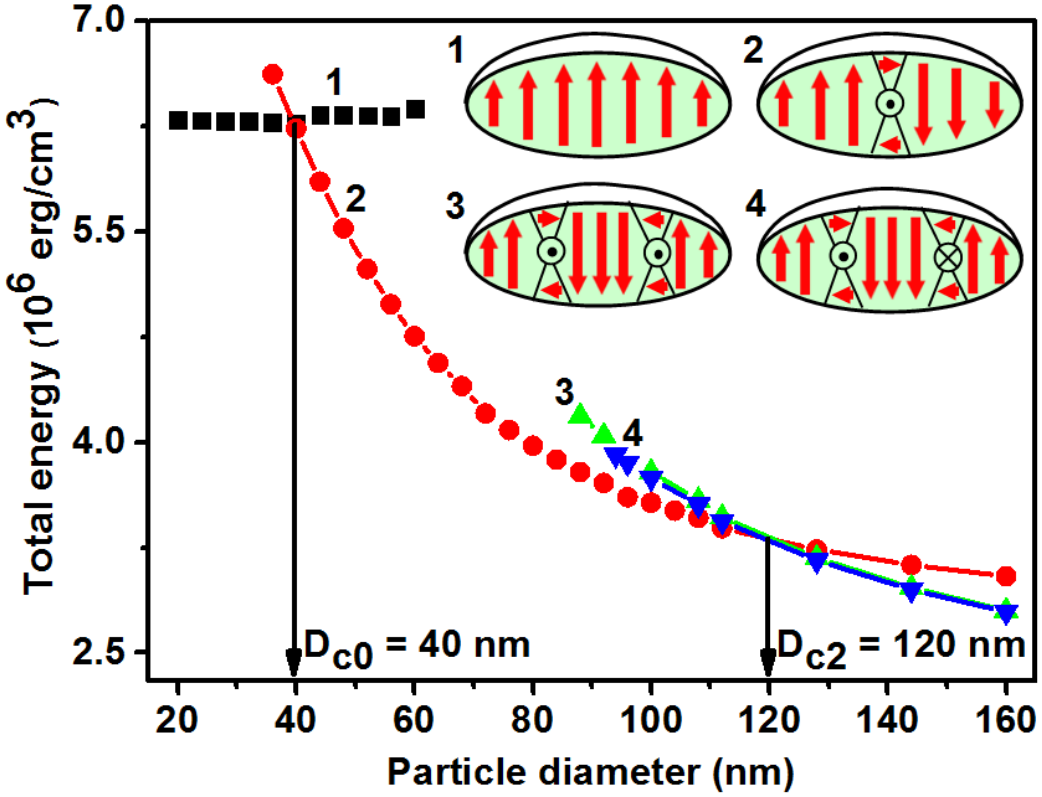


Рис.1. Энергетическая диаграмма стационарных микромагнитных состояний в сплющенных наночастицах кобальта с аспектным отношением D_z/D_x = 0.5: 1) однодоменное состояние; 2) деформированное одно вихревое состояние; 3),4) деформированные двух вихревые состояния с разным направлением обменных ко́ров вихревых доменных границ.

При этом, однородное состояние устойчиво в интервале диаметров D_x < 60 нм. Вихревое состояние при больших поперечных размерах частицы сильно деформируется и превращается фактически в двух доменное состояние с узкой доменной границей вихревого типа. С двух доменным состоянием конкурируют по энергии трех доменные состояния (кривые 3, 4), которые фактически являются двух вихревыми состояниями с разным направлением обменных ко́ров. Трех доменные состояния энергетически выгодны при поперечных размерах частицы $D_x \geq D_{c2}$ = 120 нм; при этом они устойчивы в интервале диаметров D_x > 88 нм.

На Рис. 2 показана структура доменных границ вихревого типа для двух доменного (a) и двух типов трех доменных состояний, (b) и (c) в наночастице кобальта с поперечным диаметром D_x = 160 нм и аспектным отношением D_z/D_x = 0.5. Ширина доменной границы во всех случаях примерно одинакова и составляет порядка 20 нанометров вдоль центрального диаметра частицы. Различие трех доменных состояний (b) и (c) состоит в различном направлении обменных ко́ров вихревых границ.

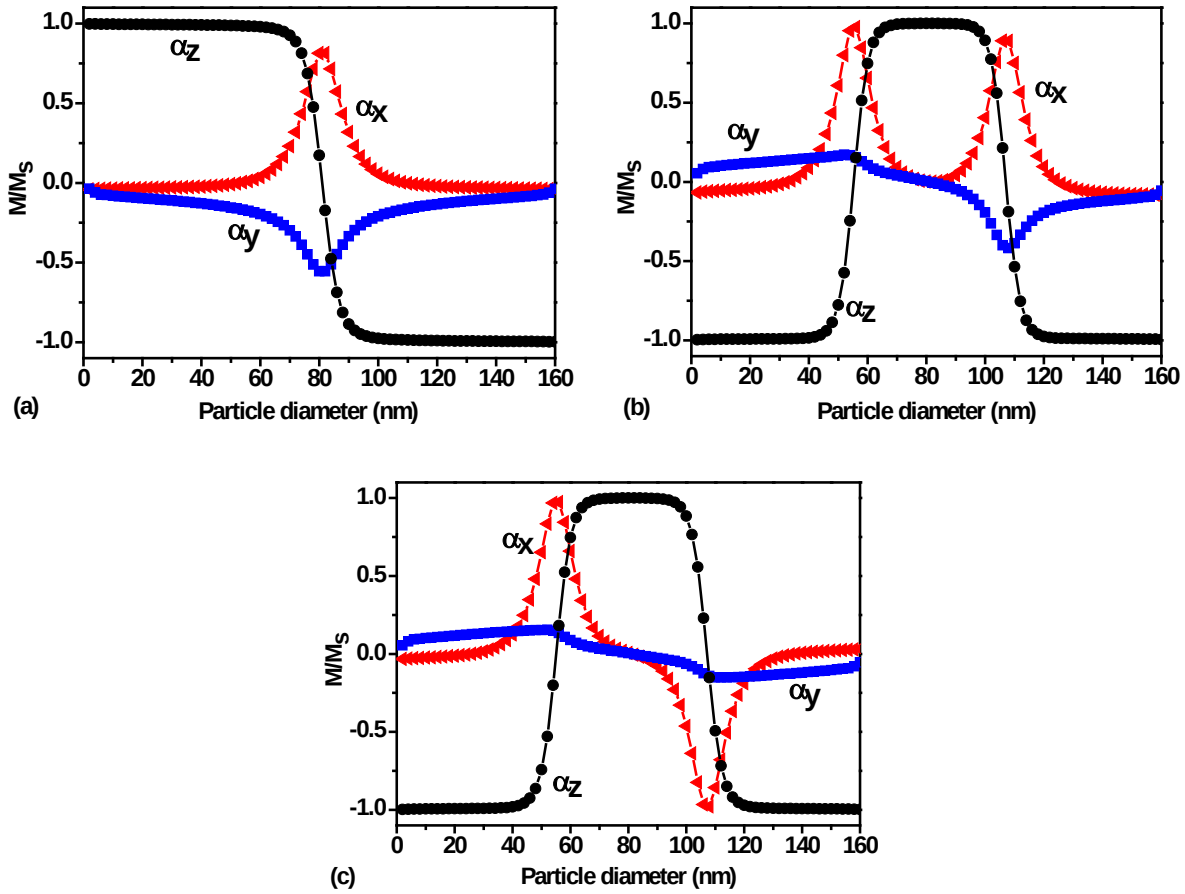


Рис. 2. Распределение компонент единичного вектора намагниченности вдоль диаметра (x = 80 нм, $0 \le y \le 160$ нм, z = 40 нм) наночастицы кобальта с размерами $D_x = D_y$ = 160 нм и D_z = 80 нм: (a) двух доменное состояние; (b), (c) трёх доменные состояния.

1. N. A. Usov, M. S. Nesmeyanov, V. P. Tarasov, Magnetic vortices as efficient nano heaters in magnetic nanoparticle hyperthermia. Sci. Reports, **8**, 1224 (2018).

АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ БЛОХА

В. С. Семенов

Институт проблем управления РАН им. В. А. Трапезникова, Россия

В работах [1, 2] впервые было показано, что в тонких магнитных пленках типа пермаллоя в области толщин пленки (50-200 нм) существуют двумерные доменные границы (ДГ) с вихревым распределением намагниченности. В [1] двумерное распределение намагниченности получено численным методом, а в [2] двумерное распределение получено с использованием аналитических потенциальных функций. Распределение намагниченности в обоих случаях практически совпадают. Автор работы [1] в заключение своей работы высказал пожелание, что наряду с численным расчетом желательно исследование двумерной структуры Блоха с помощью аналитических моделей. В работах [3, 4] рассмотрены аналитические модели, в которых для описания распределения намагниченности в ДГ используются очень сложные функции с большим числом переменных параметров. В данной работе предлагается метод, который позволяет для представления распределения намагниченности в двумерной ДГ Блоха, использовать простые аналитические функции с минимально необходимым числом переменных параметров.

Рассмотрим 180° ДГ, расположенную в тонкой магнитной пленке толщиной $2D$ и разделяющей две области пленки с противоположной намагниченностью. Распределение намагниченности в ДГ определяется изменением направляющих косинусов вектора намагниченности $\vec{M} = M_S \vec{m} = M_S (m_x \vec{i} + m_y \vec{j} + m_z \vec{k})$ ($\vec{M} = M_S$ - намагниченность насыщения пленки). В данной работе рассматриваются двумерные модели, в которых направляющие косинусы $m_x(x,y)$, $m_y(x,y)$ и $m_z(x,y)$ совпадают с осями x, y и z прямоугольной системы координат и зависят от двух переменных x, y и не зависит от переменной z.

Для определения направляющих косинусов $m_x(x,y)$, $m_y(x,y)$ и $m_z(x,y)$ используется потенциальная функция [2], записанная в следующем виде:

$$A(t = x/D, s = y/D) = p(t)g(s). \tag{1}$$

Направляющие косинусы с использованием потенциальной функции (1) определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} m_x(\mathrm{t,s}) &= -\partial A(t,s)/\partial s = -p(t)\partial g(s)/\partial s = -p\, g_s, \\ m_y(\mathrm{t,s}) &= \partial A(t,s)/\partial t = \partial p(t)/\partial t\, g(s) = p_t\, g, \end{aligned} \tag{2}$$

$$m_z(\mathrm{t},\mathrm{s}) = sign(t - t_0(s))\sqrt{1 - m_x^2(t,s) - m_y^2(t,s)},$$

где $t_0(s)$ - линия перегиба, вдоль которой по толщине пленки происходит изменение намагниченности с одного направления на противоположное.
При таком определении направляющих косинусов объемные магнитные заряды отсутствуют, так как

$$\rho_m(\mathrm{t},\mathrm{s}) = div\vec{M} = M_S(\partial m_x(t,s)/\partial t + \partial m_y(t,s)/\partial s) = 0,$$

и, следовательно, отсутствует магнитостатическая энергия от этих зарядов, требующая для своего вычисления четырехкратного интегрирования.

Линия перегиба $t_0(s)$ определяется из совместного решения с следующих уравнений:

$$M = M(\mathrm{t}_0(\mathrm{s}),\mathrm{s}) = p^2 g_s^2 + p_t^2 g^2 = 1, \tag{3a}$$

$$M_t = \partial M(\mathrm{t}_0(\mathrm{s}),\mathrm{s})/\partial \mathrm{t} = p g_s^2 + p_{tt} g^2 = 0, \tag{3b}$$

$$M_s = \partial M(\mathrm{t}_0(\mathrm{s}),\mathrm{s})/\partial s = p^2 g_{ss} + p_t^2 g = 0, \tag{3c}$$

где $p_{tt} = d^2 p/dt^2$ и $g_{ss} = d^2 g/ds^2$.
Для получения двумерного распределения, в первую очередь, задается функция $p(t)$, для которой необходимо выполнение следующих условий:

1. функция $p(t)$ в области линии перегиба ($t_1 \le t \le t_0$) должна монотонно уменьшаться от максимального значения $p_{\max} = p(t = t_0)$ до значения $p_1 = p(t = t_1)$,
2. производная $p_t(t)$ изменяется от $p_t(t = t_0) = 0$ до значения $p_t(t = t_1) = -p_{t\max}$,
3. и, как следствие, вторая производная $p_{tt}(t)$ изменяется от $p_{tt}(t = t_1) = 0$ до значения $p_{tt}(t = t_0) = -p_{tt\max}$.

Неизвестную функцию $g(s)$ и ее производные $g_s(s)$, $g_{ss}(s)$ находим из системы уравнений для линии перегиба (3):

$$g^2 = 1/(p_t^2 - p\,p_{tt}), \tag{4a}$$

$$g_s^2 = -(p_{tt}^2/p^2)g^2, \tag{4b}$$

$$g_{ss} = -(p_t^2/p^2)g = -(p_t^2/p^2)/\sqrt{p_t^2 - p\,p_{tt}}, \tag{4c}$$

Система уравнений (4) для линии перегиба связывает заданную функцию $p(t)$ и ее производные в области существования линии перегиба ($t_1 \le t \le t_0$) с изменением функции $g(s)$ и ее производными по толщине пленки.
Рассмотрим значения системы уравнений (4) для граничных значений области линии перегиба: $t = t_1$ и $t = t_0$. Для $t = t_1$ из (4a) получаем

$$g^2(t=t_1)=\mathrm{g}^2(s=0)=g_0^2=1/\,p_{t\max}^2\ ,$$

а для $t=t_0$

$$g^2(t=t_0)=g^2(s=s_1)=g_p^2=-p_{\max}\,p_{tt\max}\,.$$

Для $t=t_1$ из (4b) находим

$$g_s(t=t_1)=\mathrm{g}_s(s=0)=0\ ,$$

а для $t=t_0$

$$g_s^2(t=t_0)=g_s^2(s=s_1)=g_{s1}^2=1/\,p_{\max}^2\ .$$

Для $t=t_1$ из (4c)

$$g_{ss}(t=t_1)=\mathrm{g}_{ss}(s=0)=g_{ss0}=-(p_{t\max}^2\,/\,p_{\max})g_0\,,$$

а для $t=t_0$

$$g_{ss}^2(t=t_0)=g_{ss}^2(s=s_1)=0\,.$$

Область значений $t[t_0,t_1]$ и $s[-s_1,s_1]$ задает линию перегиба $t_0(s)$, определяемую из решения системы уравнений (3). Для дополнительных приповерхностных областей $s[-1+s_1,1-s_1]$ линия перегиба $t_0(s)=t_0$, а изменение $g(s)$ в этих областях происходит по линейной зависимости:

$$g(s)=g(s=s_1)-\mathrm{g}_s(s=s_1)(sign(s)\cdot s-\mathrm{s}_1). \qquad (5)$$

Для этих приповерхностных областей объемные магнитные заряды также отсутствуют:

$$\partial m_x\,/\,\partial t+\partial m_y\,/\,\partial s=0,$$

а поверхностные магнитные заряды определяются выходом намагниченности на поверхностях пленки значением функции $g(s=\pm1)=g_1$:

$$\sigma_s=\pm m_y(t,s=\pm1)=\pm p_t(t)g_1,$$

вычисление магнитостатической энергии от которых требует двукратного интегрирования.

Для образования асимметрии распределения намагниченности по ширине ДГ функция $p(t)$ в области $t_0\le t\le\infty$ должна изменяться более плавно по сравнению изменением этой функции в области линии перехода и максимальное значение производной в этой области (по абсолютной величине) $p_t(t=t_2>t_0)=p_{tb\max}<p_{t\max}$.

Литература

1. La Bonte A. E., J. Appl. Phys., **40**, 2450 (1969).
2. Hubert A., Phys. Stat. Sol., **38,** 699 (1970).
3. Aharoni A., Phil. Mag., **25**, 993 (1972).
4. Jakubovics J. P., Phil. Mag., **30**, 983 (1974).

МАГНИТНАЯ ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА КВАЗИБИНАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ $Y_2(Fe_{1-x}Co_x)_{17}$

Е.М. Семенова, М.Б. Ляхова, О.В. Жданова, А.И. Иванова, А.Ю. Карпенков, Ю.Г. Пастушенков, А.И. Синкевич

ФГБОУ ВО Тверской государственный университет

Система $Y_2(Fe_{1-x}Co_x)_{17}$ представляет собой непрерывный ряд твердых растворов с кристаллическими решетками гексагонального (Th_2Ni_{17}) или ромбоэдрического (Th_2Zn_{17}) типа. Известно [1–3], что соединения Y_2Fe_{17} и Y_2Co_{17} характеризуются магнитокристаллической анизотропией (МКА) типа «легкая плоскость», но замещение железа на кобальт приводит к изменению типа МКА квазибинарных соединений $Y_2(Fe_{1-x}Co_x)_{17}$ и при комнатной температуре в интервале концентрации железа x ~ 0,1–0,55 наблюдается анизотропия типа «легкая ось».

Целью данной работы являлось сопоставление данных магнитных измерений и оценки типа МКА с конфигурацией магнитной доменной структуры соединений $Y_2(Fe_{1-x}Co_x)_{17}$ и последующим микромагнитным анализом. Исследования выполнены на поли- и монокристаллических образцах. Для выявления магнитной доменной структуры использовались методы оптической микроскопии (полярного эффекта Керра и порошковых осадков) (Axiovert 200MAT), магнитно-силовой микроскопии (Solver Next) и сканирующей электронной микроскопии (JEOL JSM-6610LV).

Показано, что во всем многообразии конфигураций доменной структуры соединений $Y_2(Fe_{1-x}Co_x)_{17}$ с МКА типа «легкая плоскость» можно выделить два основных вида доменов: широкие полосовые или клиновидные, и мелкие полосовые или каплевидные. Все остальные доменные структуры представляют собой их модификации и сочетания.

Проведен анализ изменения основных магнитных характеристик соединений $Y_2(Fe_{1-x}Co_x)_{17}$ в широком интервале температур и концентраций. Рассчитана величина поверхностной плотности энергии 180°-ных доменных границ исследованных соединений и описаны закономерности ее изменения.

Методом Боденбергера-Хуберта определены значения поверхностной плотности энергии доменных границ соединений $Y_2(Fe_{1-x}Co_x)_{17}$ с МКА типа «легкая ось» и получено хорошее совпадение с теоретическими расчетами.

1. G. Hoffer, K. Strnat, IEEE Trans. Magn., **MAG-2**, 487 (1966)
2. N.P. Thuy, J.J.M. Franse, J. of Magn. Magn. Mater., **54-57**, 915 (1986)
3. S. Brennan, R. Skomski, O. Cugat, J.M.D. Coey, J. of Magn. Magn. Mater., **140-144**, 971 (1995)

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПАТТЕРНИРОВАННЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУР С НАВЕДЕННЫМИ МЕХАНИЧЕСКИМИ ДЕФОРМАЦИЯМИ

А.А. Бухараев, Д.А. Бизяев, Н.И. Нургазизов, В.В. Чирков, А.П. Чукланов

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр РАН»

Явление магнитоупругого эффекта (или эффекта Виллари) состоит в изменении свойств магнитной подсистемы ферромагнетика при механическом сжатии, растяжении или изгибе. При этом может происходить изменение количества и размеров магнитных доменов, уменьшение или увеличение напряженности магнитного поля, необходимого для перехода в однодоменное (или квазиоднодоменное) состояние, появление наведенной магнитоупругой анизотропии и т.д. Описанные эффекты находят практическое применение. Так, в последнее время, много научных публикаций посвящено изучению перемагничивания массивов субмикронных частиц под действием механических напряжений [1, 2], что может быть использовано для дальнейшего повышения плотности записи магнитных носителей информации. Другая перспективная область применения — исследование механических напряжений с высоким пространственным разрешением в различных деталях, использующихся в машиностроении и подвергающихся сильным механическим нагрузкам.

В работе представлены результаты экспериментальных исследований и компьютерного моделирования намагниченности планарных ферромагнитных структур под действием механического напряжения. В качестве методов исследования использовалась магнитополяриметрия на основе эффекта Керра и магнитно-силовая микроскопия (МСМ).

Образцы, представляющие собой пермаллоевые (Py) частицы (состав: Ni 75%, Fe 25%) квадратной формы на поверхности стекла или монокристаллического кремния, изготавливались путем напыления Py через маску в сверхвысоковакуумной установке Omicron Multiprobe P методом испарения мишени электронным пучком. Изготовленные таким образом частицы покрывали поверхность площадью до нескольких десятков мм^2. Типичный размер подложки составлял 15×3 мм^2. Одноосные механические напряжения сжатия наводились способом, детально описанным в [3, 4]. Влияние такого сжатия на магнитные свойства паттернированной структуры исследовалось с помощью сканирующего магнитополяриметрического комплекса, созданного на базе эллипсометра ЛЭФ-3М-1 [5] и регистрирующего поворот плоскости поляризации отраженного света за счёт магнитооптического Керр-эффекта (МОКЕ). Установка позволяет записывать петли гистерезиса с шагом по поверхности до 0.2 мм и под различными уг-

лами к внешнему магнитному полю. Рассчитав из петель гистерезиса угловые зависимости коэрцитивного поля, H_c (или приведенной остаточной намагниченности, M_r/M_s) в различных точках образца можно оценить степень механических напряжений (рис. 1а,б).

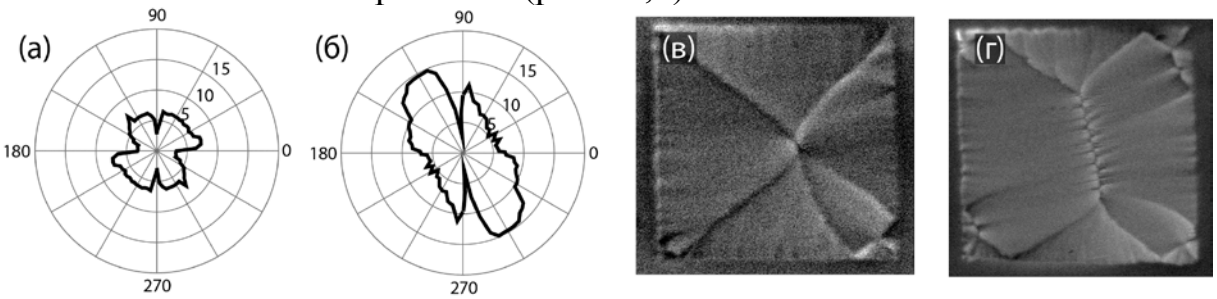


Рис. 1. Угловые зависимости коэрцитивного поля для области образца с малым (а) и большим (б) механическим напряжением. МСМ изображения квадратной микрочастицы размером 22×22 мкм^2 и высотой 30 нм в области с малым (в) и большим (г) механическим напряжением

Анализ угловых зависимостей коэрцитивного поля вдоль линии изгиба образца позволяет предположить зависимость между степенью изгиба и разностью максимальных и минимальных значений H_c. Как видно из графиков на рис. 2 значения приведённой разности максимального и минимального H_c заметно отличаются для образцов с однородными (наведенными способом, описанным в [3]) и неоднородными [4] деформациями.

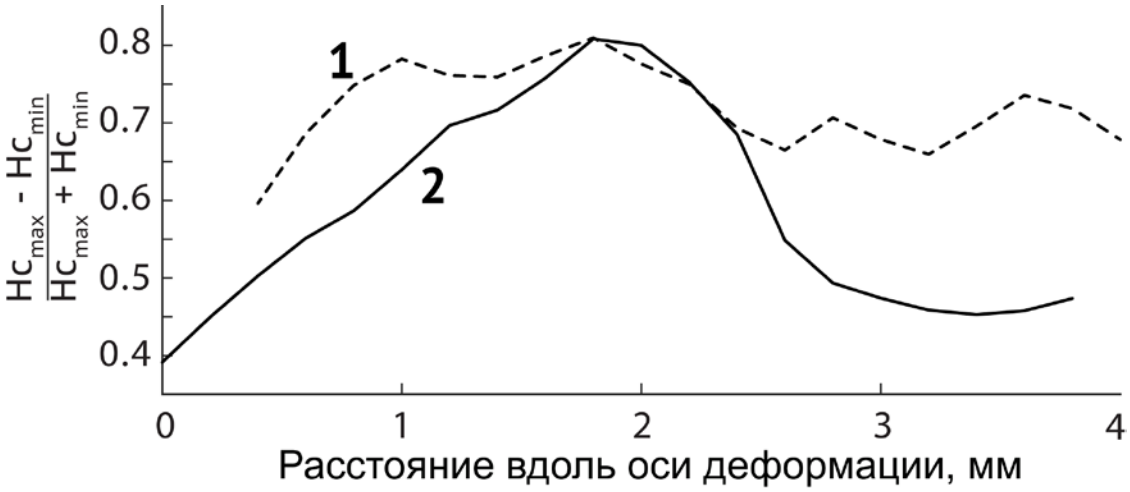


Рис. 2. Зависимость приведенной разности между максимальным и минимальным коэрцитивным полем вдоль линии изгиба образца. 1 — образец с однородными деформациями, 2 — образец с существенно неоднородными деформациями

Магнитно-силовая микроскопия благодаря высокому пространственному разрешению и чувствительности позволяет визуализировать доменные стенки на поверхности ферромагнетиков. На рис. 1в представлено МСМ изображение квадратной Py частицы, находящейся на краю образца, в месте, с малым механическим напряжением. В отсутствии внешнего магнитного поля хорошо видна почти неискаженная, четырехдоменная струк-

тура, характерная для плоских квадратных частиц. В области с сильным сжатием доменная структура такой же частицы претерпевает существенные изменения (рис. 1г), значительно изменяется соотношение площадей доменов с намагниченностью вдоль и перпендикулярно оси сжатия, появляется «перемычка»: длинная доменная стенка, вытянутая перпендикулярно линии изгиба. Как показали измерения, её длина пропорциональна величине механического сжатия. Для расчёта распределения локальной намагниченности в частице и моделирования процесса переключения частицы при разных ориентациях внешнего магнитного поля использовался пакет программ OOMMF [6].

Проведенные исследования показали, что на основе анализа данных МОКЕ можно сделать выводы о наличии, величине и направлении механических напряжений в ансамбле ферромагнитных частиц. Также с помощью МОКЕ измерений можно оценить распределение степени сжатия или растяжения подложки с ферромагнитными частицами вдоль поверхности изогнутого образца с разрешением порядка 0.2 мм^2. Использование МСМ позволяет улучшить разрешение до размера, сопоставимого с одной исследуемой частицей, но при этом существенно вырастает время проведения исследований. МОКЕ и МСМ методы хорошо дополняют друг друга.

1. Б.А. Беляев, А.В. Изотов, ФТТ, **49** 1651-1659 (2007).
2. D. Kumar, S. Singh, P. Vishawakarma, A.S. Dev, V.R. Reddy, A. Gupta, JMMM, **418** 99-106 (2016).
3. Д.А. Бизяев, А.А. Бухараев, Ю.Е. Кандрашкин, Л.В. Мингалиева, Н.И. Нургазизов, Т.Ф. Ханипов, ПЖТФ, **42(20)**, 24-32 (2016).
4. A.P. Chuklanov, N.I. Nurgazizov, D.A. Bizyaev, T.F. Khanipov, A.A. Bukharaev, V.Yu. Petukhov, V.V. Chirkov, G.G. Gumarov, J.Phys.C., **714** 012006 (2016).
5. Д.А. Коновалов, Г.Г. Гумаров, В.Ю. Петухов, В.И. Нуждин, Известия вузов. Проблемы энергетики., **5-6**, 122-129 (2010).
6. M.J. Donahue, D.G. Porter, Object oriented micromagnetic framework (OOMMF) // (http://math.nist.gov/oommf/).

СТРУКТУРА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В СЛАБЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А. А. Шитов[1], В. С. Герасимчук[2]
[1] *ГОУ ВПО Донбасская национальная академия строительства и архитектуры*
ул. Державина, 2, 86123 Макеевка, Украина
[2] *Национальный технический университет Украины "КПИ"*
просп. Перемоги, 37, 03056 Киев, Украина
e-mail: shitov@mail.ru

Работа посвящена теоретическому исследованию структуры магнитных доменных границ (ДГ) в переменном электрическом поле. В качестве объекта исследования рассматривается слабый ферромагнетик (СФМ), обладающий анизотропией типа "легкая ось" и *квадратичным* магнитоэлектрическим взаимодействием.

Энергия СФМ ромбической симметрии, записанная в терминах единичного вектора антиферромагнетизма, включает обменное взаимодействие, энергию магнитной анизотропии и взаимодействие Дзялошинского. Взаимодействие с внешним электрическим полем учитывается посредством *квадратичного* магнитоэлектрического взаимодействия. При рассмотрении стационарных распределений намагниченности используется сферическая система координат: $l_x = \sin\theta\cos\varphi,\quad l_y = \cos\theta,\ l_z = \sin\theta\sin\varphi$.

Из условия минимума полной энергии системы получены уравнения, описывающие распределения намагниченности. Проведено их усреднение по периоду колебаний переменного электрического поля, частота которого предполагается много большей релаксационной частоты. Рассматриваются основные магнитные конфигурации $G_x F_z$, $G_z F_x$ и G_y [1,2]. Первые две из них обладают слабым ферромагнетизмом, а третья имеет антиферромагнитное упорядочение.

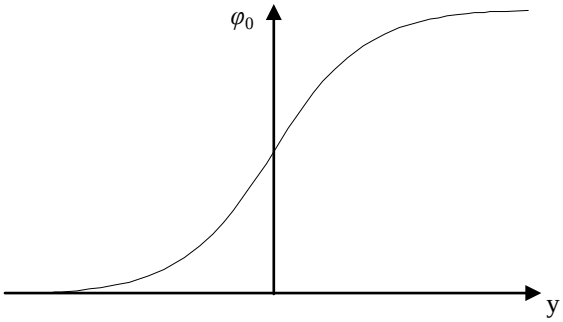
Наличие переменного электрического поля приводит к стационарным распределениям намагниченности в ДГ, которые описываются эллиптическим интегралом 1-го рода. Установлено, что наличие скрещенных компонент электрического поля обеспечивает относительный сдвиг по фазе χ, удовлетворяющий условию: $\cos\chi > 0$. Все иные комбинации компонент электрического поля не оказывают влияния на соответствующие магнитные конфигурации.

Наличие переменного электрического поля приводит также к перенормировке констант анизотропии, вследствие чего возможно изменение соотношения между ними [3]. Так, для фазы $G_x F_z$ с ДГ **ac**-типа справедливо следующее соотношение между перенормированными константами анизотропии $\beta_2 > \beta_1 > \beta_3$. С увеличением амплитуды

электрического поля, это соотношение может быть преобразовано к $\beta_1 > \beta_2 > \beta_3$, что характерно для фазы G_xF_z с ДГ **ab**-типа. Следовательно, электрическое поле, посредством магнитоэлектрического взаимодействия, может вызвать перестройку доменной структуры.

Наличие переменного электрического поля может быть причиной подмагничивания доменов, а именно, ДГ перестают быть 180 – градусными, что влечет за собой увеличение их толщины.

На рисунке схематически представлена зависимость $\varphi_0(y)$, описывающая распределение намагниченности для магнитной конфигурации G_xF_z для ДГ **ac**-типа. Для $YFeO_3$ в электрическом поле $E_{0i} = E_{0j} = 25$ ед. СГСЕ, частотой порядка $\omega >> \omega_r \approx 6 \cdot 10^8$ с$^{-1}$ и $\cos\chi \sim 1$ магнитная ДГ трансформируется в 176-градусную ДГ.



В отсутствие внешних полей в $YFeO_3$ толщина ДГ составляет $2 \cdot 10^{-6}$ см. При наличии переменного электрического поля толщина ДГ увеличивается на два порядка.

Аналогичные эффекты могут наблюдаться и при наличии постоянного электрического поля.

1. М.М. Фарзтдинов. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. Наука, М. (1981).
2. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин. УФН **146**, 417 (1985).
3. V.S. Gerasimchuk, A.A. Shitov JMMM, 2013, V.344, P.124-128.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И ДИНАМИКИ МАГНИТНЫХ 3D-ПУЛЬСОНОВ И 3D-СОЛИТОНОВ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С ДЕФЕКТАМИ

Р.К. Салимов, Е.Г. Екомасов, А.М. Гумеров

Башкирский Государственный Университет, 450074, Уфа, Россия

Появление новой экспериментальной методики, позволяющей изучать процессы образования и распространения локализованных волн намагниченности нанометровых размеров [1], пробудило в последнее время дополнительный интерес к изучению магнитных солитонов. Возможными центрами зарождения магнитных солитонов являются различные дефекты, приводящие к неоднородности параметров материала [2-4]. Поскольку, как правило, трудно сделать точный (микроскопический) расчет таких задач, можно моделировать функции, описывающие параметры неоднородного материала [2-7]. Рассмотрение таких задач особенно интересно, когда размер магнитной неоднородности и размер, описывающий неоднородность параметров вещества, имеют один и тот же порядок. Неоднородность параметров материала приводит к значительному усложнению уравнения Ландау-Лифшица для намагниченности. Хотя, часто задачу возбуждения и распределения волн намагниченности при определенных условиях можно свести к исследованиям модифицированного уравнения синус-Гордон с неоднородными параметрами [2,6,7]. Исследование влияния больших возмущений на решение модифицированного уравнения синус-Гордон в общем случае может быть исследовано только с помощью численных методов. В динамике, когда временное или пространственное неоднородное возмущение действует в области таких неоднородностей (или дефектов), при определенных условиях могут возникать сильно нелинейные локализованные волны намагниченности. Такие волны слабо исследованы. В работе рассмотрен случай трехмерной неоднородности константы магнитной анизотропии (НКМА). Исследована структура и эволюции трехмерных магнитных неоднородностей пульсонного и солитонного типов, локализованных в области дефектов. Для расчетов была использована оригинальная программа, описание которой представлено в [8]. Найдена зависимость структуры локализованных магнитных неоднородностей от параметров дефектной области. Предложены аналитические выражения, описывающие магнитные неоднородности обоих типов. Получены зависимости амплитуды и частоты колебаний намагниченности в магнитных неоднородностях типа 3D-пульсонов и 3D-солитонов от времени и неоднородности параметров. Показано, что возможность расходования энергии в магнитной системе на возбуждение локализованных магнитных неоднородностей пульсонного и

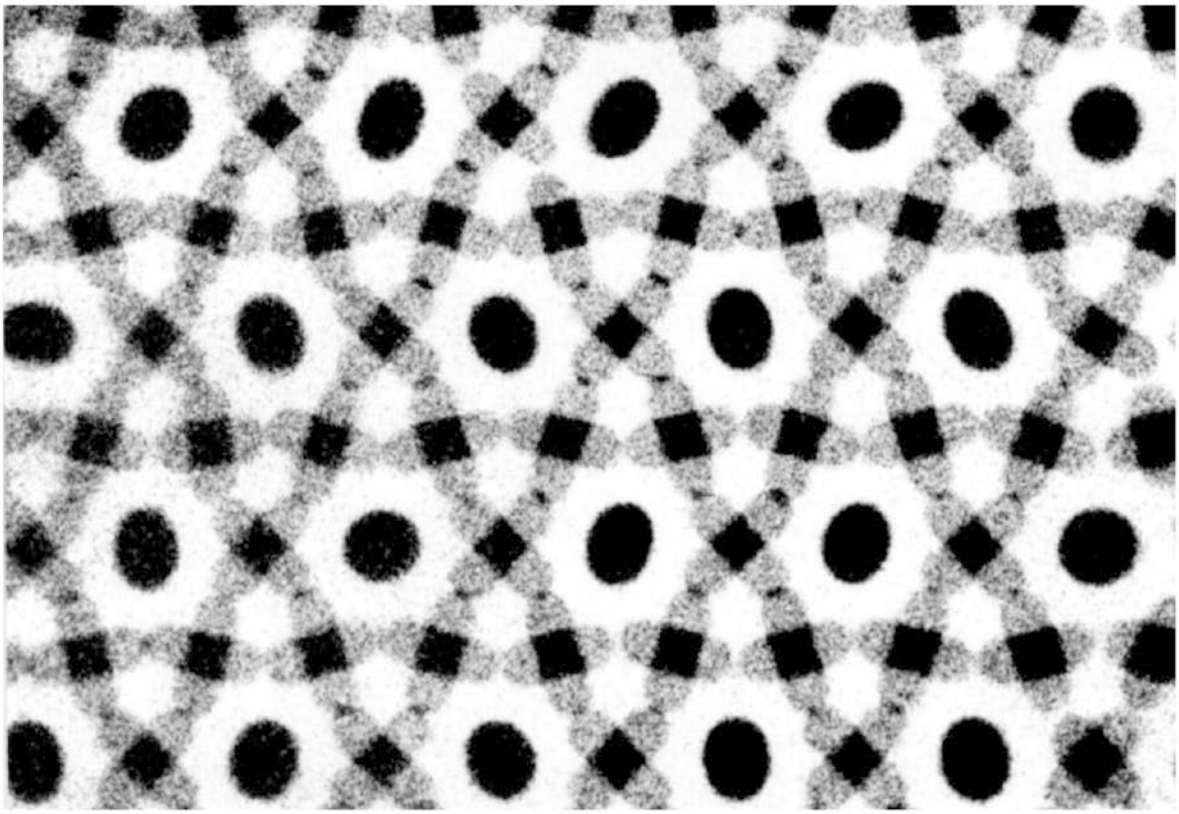
солитонного типа на локализованных в пространстве микро- и наноразмерных дефектах можно рассматривать, как новый механизм затухания для движущихся доменных стенок в ферромагнетиках.

Работа поддержана грантом РФФИ, проект 18-31-00122.

[1] R. Kukreja, S. Bonetti, Z. Chen et. al. PRL 115, 096601 (2015)
[2] М.А. Шамсутдинов, И.Ю. Ломакина , В.Н. Назаров.,: Наука, Москва (2009).
[3] Б.Н. Филиппов, М.Н. Дубовик, Физика твердого тела, 2014, том 56, вып. 5 с. 931-938.
[4] R. Kukreja,, S. Bonetti, Z. Chen et. al. PRL 115, 096601 (2015)
[5] Yan Sun, Ruwei Gao. Solid State Communications 149 (2009) 393-395
[6] Е. Г. Екомасов, Р. Р. Муртазин, Ш. А. Азаматов // Физика Металлов и Металловедение.— 2011.— Т.112, № 3.— С. 227-238.
[7] . Ekomasov E.G., Murtazin R.R., Nazarov V.N. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2015. – V. 385. – P. 217–221.
[8] E. G. Ekomasov, R. K. Salimov. // Computational Mathematics and Mathematical Physics· 2016. 56(9):1604-1610.

В … динамических системах могут с вероятностью единица образовываться пространственные структуры (кластеризация)… благодаря редким событиям, происходящим с вероятностью, стремящейся к нулю.
В. И. Кляцкин «Кластеризация …как закон природы», ТМФ, 176:3 (2013), 494-512

Ниже – результат «динамической кластеризации» лабиринтной доменной структуры в переменном магнитном поле.



ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МАГНЕТИКАХ

ДИНАМИКА МАГНИТНЫХ СКИРМИОНОВ В ЛИНЕЙНОМ МАССИВЕ НАНОДОТОВ

З.В. Гареева[1,2], К.Ю. Гуслиенко[3,4], Т.Т. Гареев[5]

[1]*Институт физики молекул и кристаллов* (*ИФМК УФИЦ РАН*)*, Уфа, Россия*
[2]*Башкирский государственный университет, Уфа, Россия*
3Depto. Física de Materiales, Facultad de Química, Universidad del País Vasco, UPV/EHU, 20018 San Sebastián, Spain
[4]*IKERBASQUE, the Basque Foundation for Science, 48013 Bilbao, Spain*
[5]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

Магнитные скирмионы, разновидность 2D магнитных солитонов, привлекают активное внимание исследователей, что связано с перспективами развития спинтроники, устройств сверхплотного хранения информации, магнитной памяти нового поколения, в которых в качестве активных функциональных элементов могут выступать скирмионы [1].

Значительный интерес представляет динамика скирмионов, движущиеся магнитные скирмионы обнаруживают нетривиальные физические свойства. Одним из динамических проявлений сложной микромагнитной структуры скирмионного состояния является асимметрия мод спиновых возбуждений, вращающихся в направлениях по и против часовой стрелки (CW и CCW моды). Различия частот CW и CCW мод были определены на основе численных расчетов в 2012 г. [2], однако интерпретация спектров магнитных скирмионов, наблюдаемых экспериментально, а также рассчитанных методами микромагнитной симуляции до сих пор является предметом активных научных дискуссий [3].

В данной работе рассмотрены основные аспекты динамики магнитных скирмионов в нанототочках, включая расчет спектров спиновых волн и гиротропных мод изолированного скирмиона, а также системы взаимодействующих скирмионов на примере 1D массива. Рассчитаны законы дисперсии коллективных возбуждений магнитных скирмионов в массиве наноточек, которые для случая скирмионов с чередующимся направлением поляризации имеют следующий вид

$$\omega_{\pm}^2(k) = \left(\omega_G + \Delta\omega^{\pm} \mp a_k^{\pm} - \left|b_k^{\pm}\right|\right)\left(\omega_G + \Delta\omega^{\pm} \mp a_k^{\pm} + \left|b_k^{\pm}\right|\right)$$

$$a_k^{\pm} = -\omega_d \sigma_k^{e/o(d)} + \omega_q^{\pm} \sigma_k^{e/o(q)} \sin\varphi_0, \; \left|b_k\right| = \sqrt{\frac{9}{4}\omega_d^2\left(\sigma_k^d\right)^2 + \omega_q^2\left(\sigma_k^q\right)^2}$$

$$\omega_d = -\omega_M \frac{\beta}{8d^3}\frac{c^2}{1+c^2}, \omega_q^{\pm} = \pm\omega_M \frac{\beta}{d^4} c^3 \left(\ln\left(1+\frac{1}{c^2}\right) - \frac{1}{1+c^2}\right),$$

$$\Delta\omega^{\pm} = \mp\frac{1}{4}\omega_M \frac{\beta}{d^3}\mu_z^0 \sigma^d(0)\frac{c^2}{1+c^2}$$

$$\sigma_k^{o/e(d)} = 2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\cos(nk)}{n^3}, \sigma_k^{o/e(q)} = 2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\cos(nk)}{n^4}, \; \beta = \frac{L}{R},$$

где $\omega_M = \gamma 4\pi M_s$, M_s - намагниченность насыщения, L – высота нанодота, R - радиус нанодота, $c = R_c / R$ - приведенный радиус магнитного скирмиона, $d=D / R$ – приведенный период D линейного массива, ω_G - гиротропная частота изолированного скирмиона. Дисперсионные кривые для блоховских и неелевских скирмионов показаны на рис. 1.

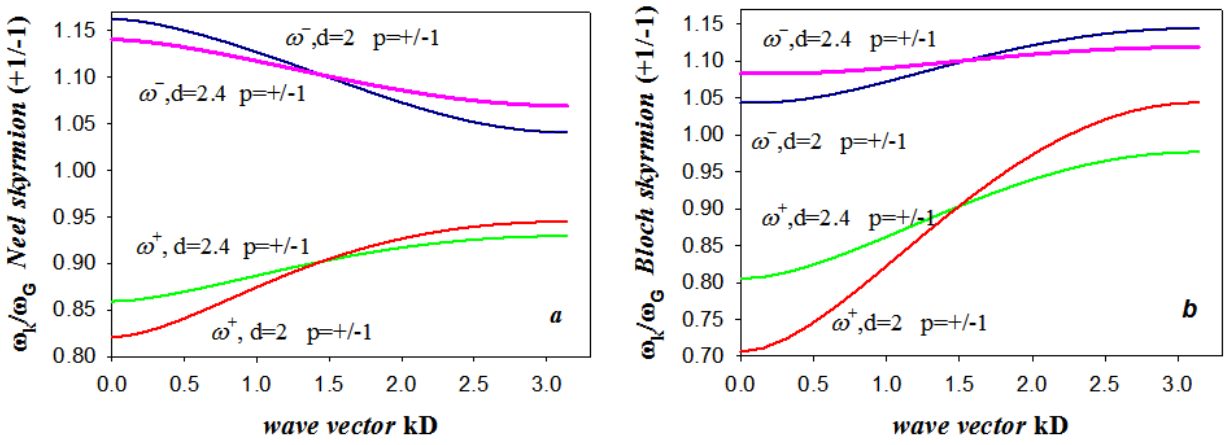


Рис. 1. Частоты коллективных возбуждений скирмионов с поляризацией $p_n = \pm 1$ в линейном массиве нанодотов a) скирмионы Нееля; b) скирмионы Блоха, $\omega_M = 2\pi \cdot 43$ GHz, $L_e = 14.5\,\text{nm}$, $|d_{DM}| = 2.91,\ \beta = 0.02,\ Q = 1.101,\ c = 0.7,\ r = R / L_e = 3.43$

Проведенные расчеты показывают, что спектр возбуждений изолированных скирмионов в круглых наноточках (низкочастотный и высокочастотный) является идентичным для скирмионов Блоха и Нееля. Внутренняя структура скирмионного состояния проявляется при учете взаимодействия между скирмионами. Исследование спектра линейной цепочки наноточек с основным скирмионным состоянием показало существенное различие динамических характеристик (частот ферромагнитного резонанса (ФМР), закона дисперсии, групповой скорости, ширины магнонной зоны) скирмионов блоховского и неелевского типов, что позволяет предложить метод экспериментального обнаружения распределения спинов в скирмионе по динамическому отклику скирмионной системы, а именно по частоте ФМР, которая может быть зарегистрирована методом широкозонного ферромагнитного резонанса.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 16-02-00336 А).

1. A. Fert, N. Reyern, V. Cros Nature Rev. Mater, **2**, 17031 (2017).
2. M. Mochizuki, Phys.Rev.Lett., **108**, 017601 (2012).
3. M. Beg et al., Phys.Rev.B, **95**, 014433 (2017).

МОДЕЛИРОВАНИЕ И МЕХАНИЗМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ОБМЕННЫХ МАГНОНОВ В ПЛЕНКАХ НИКЕЛЯ ПИКОСЕКУНДНЫМИ АКУСТИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ

А.В. Голов[1], В.С. Власов[1], V. Besse[2], А. Алехин[2], Л.Н. Котов[1], Д.А. Кузьмин[3], И.В. Бычков[3], В.В. Темнов[2]

[1] *Сыктывкарский Государственный Университет имени Питирима Сорокина, Россия*
[2] *IMMM UMR CNRS 6283, Le Mans Université, France*
[3] *Челябинский Государственный Университет, Россия*

Открытие сверхбыстрого размагничивания фемтосекундными лазерными импульсами в 1996 году [1] открыло новое и быстро развивающееся поле сверхбыстрого лазерного манипулирования намагниченностью [2-3]. Контроль прецессии намагниченности является ключом к дальнейшему развитию такого направления как спинтроника. Для одного ферромагнетика механизм индуцирования динамики намагниченности короткими лазерными импульсами достаточно описать только двумя механизмами: лазерным нагревом и фонон-магнонными взаимодействиями.

В настоящей работе исследуются обменные магноны в тонких никелевых пленках, возбуждаемые серией пикосекундных акустических импульсов. Наша численная модель основана на уравнении Ландау-Лифшица-Гильберта. Согласно этому механизму акустические импульсы распространяются через ферромагнитную пленку и изменяют направление внутреннего эффективного магнитного поля, тем самым приводя к прецессионному движению намагниченности.

Изменяя форму акустических импульсов, их амплитуду, количество, длительность и период следования между ними, можно как усиливать, так и подавлять колебания намагниченности в пленке. В работе рассматриваются различные условия возбуждения колебаний серией акустических импульсов: групповое согласование, согласование по фазе и частоте, в зависимости от спектра акустического возбуждения, величины и направления внешнего магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (номера грантов 17-02-01138, 17-57-150001)

1. E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, Phys. Rev Lett. **76**, 4250 (1996).
2. B. Koopmans, M. van Kampen, J.T. Kohlhepp, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 844 (2000).
3. J.W. Kim, J.-Y. Bigot, Phys. Rev. B **95**, 144422 (2017).

НЕРЕГУЛЯРНАЯ ДИНАМИКА ТОПОЛОГИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В ДВИЖУЩИХСЯ ГРАНИЦАХ МАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ ПРИ НАЛИЧИИ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ И ТЕПЛОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ

Е.Ж. Байкенов[1], И.М. Изможеров[1,2], В.В. Зверев[1,2]

[1]*Уральский федеральный университет, Екатеринбург*
[2]*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург*

Магнитная пленка с доменной структурой, помещенная в постоянное магнитное поле, является открытой нелинейной динамической системой, в которой приток энергии, связанный с движением доменных стенок (ДС) и изменением размеров доменов, сопровождается ее диссипацией. Трехмерное микромагнитное моделирование позволило показать, что предсказанные ранее эффекты возникновения колебаний скорости ДС (одномерная модель [1]) и перестроек продольной вихревой структуры ДС (двумерные модели [2]) не исчерпывают всех возможностей сложного динамического поведения ДС в образцах конечного размера. В частности, в магнитных пленках в результате продольной неустойчивости ДС появляются топологические солитоны, имеющие вид линейных вихрей (выходящих на граничные поверхности или замыкающиеся внутри пленки), и блоховские точки (БТ). Динамика таких структур в однородных пленках и постоянном магнитном поле рассматривалась в [4-6]. В данной работе мы исследуем влияние на динамику случайных неоднородностей и тепловых флуктуаций.

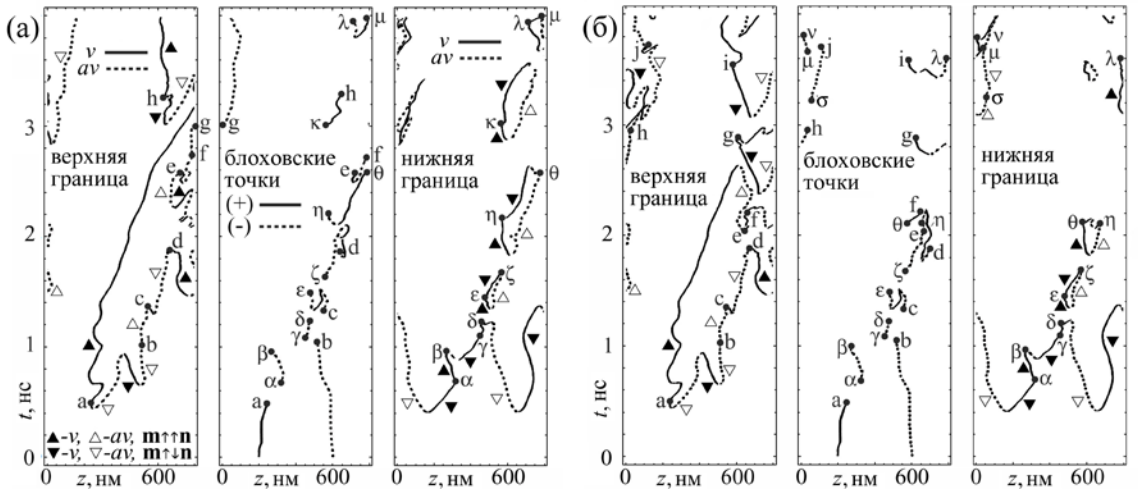


Рис.1. Траектории вихрей (*v*), антивихрей (*av*) и блоховских точек (+/-) в пленке с однородной (а) и случайно-неоднородной (б) анизотропией. Ориентация треугольников зависит от того, какое направление имеет намагниченность **m** в центре (коре) *v* или *av* относительно нормали **n** к границе пленки.

Мы показали, что основные "быстрые" процессы топологических трансформаций (рождения и аннигиляции пар вихрь (*v*) и антивихрь (*av*) на границах пленки, пар БТ с топологическими зарядами (+) и (-); трехсолитонные процессы *v*/*av*/БТ [5]) не чувствительны к введению малых случай-

ных возмущений. В то же время такие возмущения меняют глобальное поведение существенным образом. Так же, как и в известном случае "турбулентного" (хаотического) движения систем с неустойчивыми траекториями, происходит "накопление отклонений", в результате которого в определенный момент времени изменяется общий характер движения.

На рис. 1 и 2 изображены графики зависимостей от времени координат z центров поверхностных v и av на границах пленки и положений БТ (ось z направлена вдоль оси ДС, совпадающей с осью анизотропии и направлением постоянного магнитного поля H = 100 Э). Распределения намагниченности в начальные моменты времени содержат две БТ (рис. 1) или две вертикальные блоховские линии (рис. 2) [4]. Рис. 1б отражает результат введения случайного возмущения ~1% параметров анизотропии; рис. 2б – введения "шумового" магнитного поля, имитирующего термические флуктуации [7].

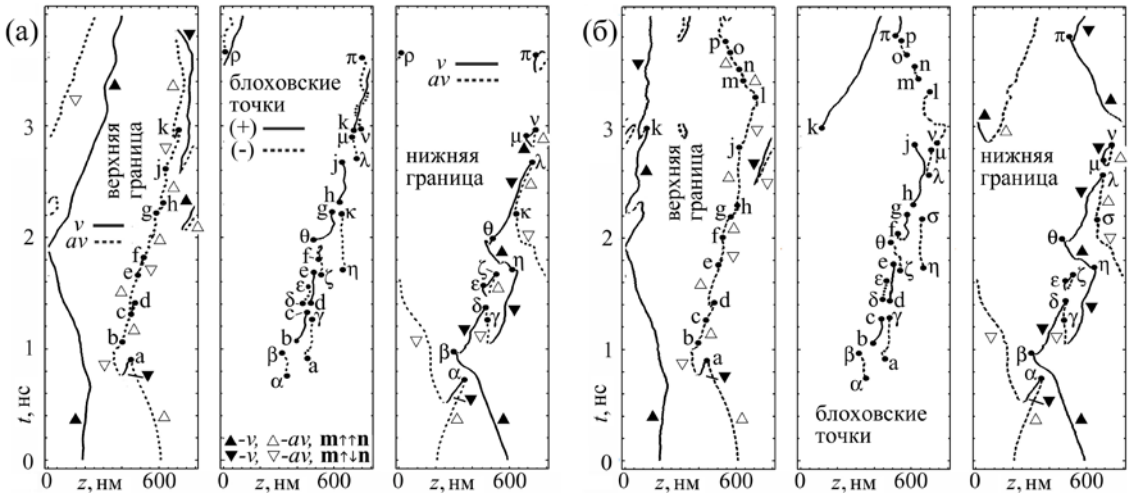


Рис.2. Траектории вихрей (v), антивихрей (av) и блоховских точек (+/-) в однородной пленке при температурах T = 0 K (а) и T = 300 K (б).

Следствием возникновения трехмерных топологических структур может быть превращение одного метастабильного состояния однородной (трансляционно-инвариантной) ДС в другое. На рис. 3 изображены графики зависимостей от времени энергий и скорости ДС, движущейся в постоянном магнитном поле величиной H = 120 Э. Начальное распределение намагниченности соответствует однородной (двумерной) ДС; поле отсутствует при t = 0 - 2 нс (**(1)** на рис. 3а). После включения магнитного поля в момент t = 2 нс ДС деформируется и после набора скорости движется с постоянной скоростью, оставаясь однородной, до t = 15 нс **(2)**. Переходный процесс при t = 15 – 21 нс **(4)**, сопровождающийся появлением топологических солитонов, приводит к формированию однородной двухвихревой ДС **(6)**. В случае выключения поля при t = 6 нс ДС прекращает движение и становится статической одновихревой **(3)**; выключение же поля в момент t = 26 нс приводит к формированию статической двухвихревой ДС **(5)**.

Приведенные в работе результаты были получены путем численного интегрирования уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, с использованием пакета программ mumax3 [7]. Были выбраны параметры материала, характерные для пленок из пермаллоя. Расчетная область имела вид параллелепипеда (расстояние между доменами 400 нм, толщина пленки 100 нм, размер вдоль ДС 800 нм, с наложением периодических граничных условий).

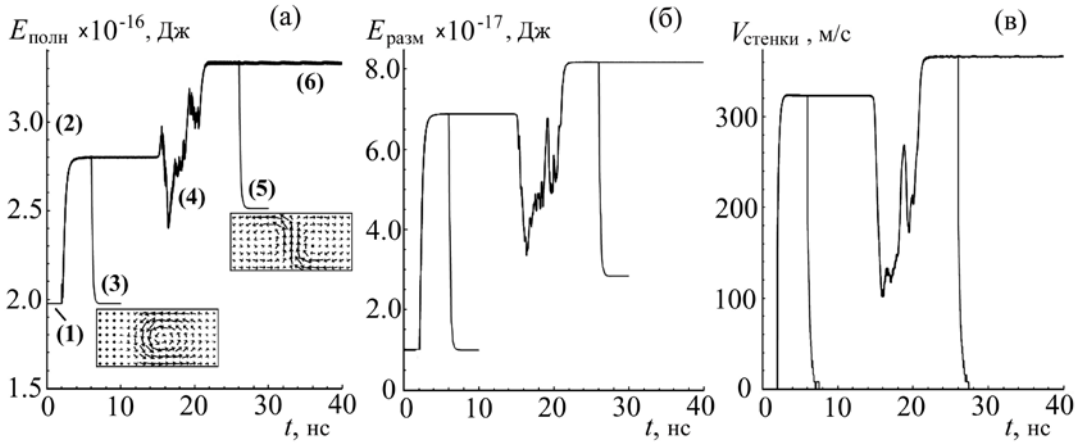


Рис.3. Зависимости от времени полной (а) и магнитостатической (б) энергии для фрагмента магнитной пленки, скорости движения ДС (в).

Для анализа результатов микромагнитного моделирования разработаны методы динамической визуализации топологических солитонов, базирующиеся на численном расчете значений топологических зарядов двух типов.

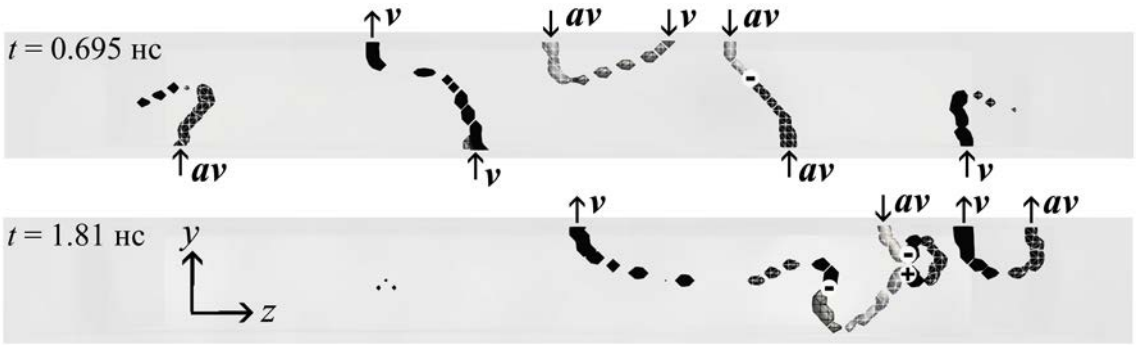


Рис.4. Пример визуализации топологической структуры ДС: "мгновенные снимки" линий ко́ров топологических солитонов, обрывающихся на границах пленки и содержащих БТ (+) и (-) (соответствует рис.1а).

1. N.L. Schryer, L.R. Walker. J. Appl. Phys., **45**, 5406 (1974).
2. Б.Н. Филиппов. ФНТ, **28**, 991 (2002).
3. M. Noske, H. Stoll, M. Fähnle, et al. Phys. Rev., B **91**, 014414 (2015).
4. В.В. Зверев, Б.Н. Филиппов. ЖЭТФ, **144**, 126 (2013).
5. В.В. Зверев, Б.Н. Филиппов. ФТТ, **58**, 473 (2016).
6. В.В. Зверев, И.М. Изможеров, Б.Н. Филиппов. ФТТ, **60**, 294 (2018).
7. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, et al., AIP Advances **4**, 107133 (2014).

ВЧ МАГНИТНЫЕ СПЕКТРЫ, МИКРО- И НАНОСТРУКТУРА МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК

Л.Н. Котов[1], Д.В. Богачук[1], М.П. Ласек[1], А.А. Уткин[1], О.А. Кирпичева[1], Е.А. Голубев[2], Ю.Е. Калинин[3], А.В. Ситников[3]

[1]*Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина, Сыктывкар, Россия*

[2]*Институт геологии Коми научного центра УрО РАН, Сыктывкар, Россия*

[3]*Воронежский государственный технический университет, Воронеж, Россия*

Интерес к исследованию металл-диэлектрических композитных пленок связан с тем, что они являются наноструктурированными материалами. Размеры отдельных магнитных металлических или диэлектрических областей для большинства составов композитных пленок составляют от 10 до 300 нм. Наноструктура плёнок способствует формированию комплекса уникальных физических свойств, к числу которых можно отнести: гигантское магнитосопротивление, аномальный эффект Холла. Гигантское значение (более 10^3) магнитной проницаемости на ВЧ частотах было зарегистрировано для композитных пленок некоторых серий с большой концентрацией металлического сплава [1,2]. Целью данной работы является определение граничных ВЧ и СВЧ частот и амплитуд полей, для которых характерны такие высокие значения магнитной проницаемости. Для этого необходимо определить основные вклады в магнитную проницаемость: колебания доменной структуры или вращения вектора намагниченности. С этой целью были исследованы ВЧ спектры магнитной проницаемости (до 300 МГц) и изучена магнитная структура пленок для большого числа серий композитных пленок с различными магнитными металлическими и диэлектрическими фазами и разными концентрациями. Было выполнено моделирование магнитных спектров пленок.

Для производства пленок использовались металлические сплавы (CoFeZr, CoFeB, CoTaNb, Co) и диэлектрики (Al_2O_3, SiO_2, Zr_2O_3, ZrO). Пленки получали ионно-лучевым распылением на лавсановой и ситалловых подложках в атмосфере аргона. Толщины пленок составляли 0,1 ÷ 2,0 мкм. Области с микро- и наноразмерами близ лежащих слоев к поверхностям пленок при различных концентрациях металла x наблюдались с использованием атомно-силовой микроскопии (АСМ) и магнитно-силовой микроскопии (МСМ). При МСМ использовались кантилеверы с силиконовыми зондами, покрытыми магнитным слоем CoCr. Определены размеры магнитных частиц в интервале 10 ÷ 100 нм, и обнаружена полосовая доменная и лабиринтная структура в некоторых сериях композитных пленок.

Измерения проницаемости проводились с использованием измерителя добротности Е4-11 по измеряемым значениям индуктивности катушки, переменной емкости конденсатора и добротности Q последовательного контура при комнатной температуре в диапазоне частот 30-300 МГц с амплитудой переменного поля порядка 1мЭ. Исследуемые пленки вставлялись внутрь катушки индуктивности. Получены спектры компонент магнитной проницаемости и тангенса угла потерь композитных пленок, содержащих разные магнитные металлические сплавы и диэлектрики. Поведение спектров проницаемости с различными металлическими и диэлектрическими фазами объяснено на основе изображений магнитного фазового контраста приповерхностных слоев пленок с разными *x* металла или сплавов, полученных при помощи МСМ. Резкое увеличение значений проницаемости наблюдалось при больших концентрациях металла, за областью перколяции пленок. Вдали от перколяции (при малой концентрации металлов) значение проницаемости слабо зависит от частоты. При малых концентрациях металла пленки включают в себя нано- и микро- гранулы сплавов металлов, хаотично распределенных в диэлектрической матрице. При большой концентрации металла (выше порога перколяции) в пленках с некоторыми составами возникают длинные магнитные металлические области (от 1 мкм и более) и шириной от 20 нм до 200 нм. Это соответствует полосовой доменной структуре, которая при увеличении концентрации металла переходит в лабиринтную доменную структуру. Для некоторых серий композитных пленок, для которых была характерна полосовая доменная структура, было получено гигантское значение (более 10^3) магнитной проницаемости на частотах порядка 250 МГц. Этот факт показывает, что даже на высоких частотах, большой вклад дает когерентное колебание полосовой доменной структуры при небольших потерях. Тангенс угла потерь растет с увеличением частоты и тем сильнее, чем выше *x*. Для пленок с лабиринтной доменной структурой значение проницаемости уменьшаются. Полученные результаты анализируются на основе магнитной структуры, проводимости композитных плёнок, а также возможной динамики компонент вектора намагниченности магнитных областей пленок и их взаимодействия. Композитные пленки, характеризующиеся большим значением магнитной проницаемости, может быть использовано для создания электронных устройств, работающих в области ВЧ и СВЧ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 17–02–01138).

1. L.N. Kotov, et al. EASTMAG. Book of abstracts, Krasnoyarsk (2016).

2. L.N. Kotov, et al. IV-IC-CMTP. Book of abstracts, Miscolc, Hungary (2016).

ВЧ СПЕКТРЫ ЭФФЕКТИВНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МАГНИТНЫХ КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК

Е.Г. Курдюкова[1], Л.Н. Котов[1], М.П. Ласек[1], Ю.Е. Калинин[2], А.В. Ситников[2]

[1] *Сыктывкарский Государственный Университет имени Питирима Сорокина, Россия*
[3]*Воронежский государственный технический университет, Воронеж, Россия*

Дальнейший прогресс в наноэлектронике, связанный с развитием тонкопленочных технологий, требует расширения исследований характеристик тонких композитных плёнок с различной структурой, в том числе и электродинамических свойств в ВЧ диапазоне частот. Результаты экспериментальных исследований ВЧ спектров диэлектрической проницаемости (диэлектрических спектров) тонких гранулированных **металл-диэлектрических композитных плёнок (МДКП)** приведены в работе [1]. Малое количество работ по этой теме связано с большими сложностями выделения компоненты колебаний электрических дипольных моментов молекул и атомов в диэлектрических микро- и нано областях пленок из суммарных колебаний, возникающих под действием **ВЧ электрического поля (ВЧЭП)**. Под действием ВЧЭП в МДКП возникают, по крайней мере, три типа колебаний: электрических дипольных моментов молекул и атомов в диэлектрических фазе, заряда и магнитных моментов свободных электронов в магнитной металлической фазе. Как показали эксперименты, диэлектрическая проницаемость МДКП, измеряемая по классической методике (пленка находится в конденсаторе, в котором создается ВЧЭП) может принимать нулевые и отрицательные и значения [1]. Наибольший вклад колеблющихся электронов в металлической фазе достигается, если частота ВЧЭП ω близка к так называемой собственной частоте электронов квазиплазмы ω_e, которая определяется концентрацией свободных электронов и частотой соударений с ионами, атомами, находящимся в металлической фазе или на границе фаз. Из-за наличия 3 основных вкладов в измеряемую диэлектрическую проницаемость МДКП, её лучше назвать диэлектрико- металлической, или для краткости, эффективной проницаемостью.

Данное исследование посвящено описанию экспериментально полученных спектров эффективной проницаемости и электромагнитных потерь МДКП и с учетом этих спектров, описанию диэлектрических спектров. В ходе работы исследовались ВЧ зависимости действительной e' и мнимой e'' частей эффективной проницаемости и тангенса угла электромагнитных потерь $tg\delta$ в МДКП. Измерения эффективной проницаемости e и тангенса угла потерь проводились с использованием измерителя добротности Е4-11 по найденным значениям индуктивности, емкости и добротности Q последовательного резонансного контура при комнатной температуре в диапа-

зоне частот f = 10-150 МГц. Спектры эффективной проницаемости исследованы для пленок составов $(Fe_{0.4}Co_{0.4}Zr_{0.2})_x(Al_2O_3)_{(1-x)/5}$, $(Fe_{0.4}Co_{0.4}Zr_{0.2})_x(Zr_2O_3)_{(1-x)/5}$,$(Fe_{0.4}Co_{0.4}Zr_{0.2})_x(ZrO)_{(1-x)/2}$, $(Co)_x(Si_2O)_{(1-x)/3}$ и др. Композитные пленки получены методом ионно-лучевого напыления на лавсановую подложку в атмосфере аргона или азота с использованием двух мишеней: металлического сплава и диэлектрика [2]. Длина всей плёнки одной серии (с одинаковой металлической и диэлектрической фазами) на лавсане составляла 240 мм, которая разрезалась на 18 полосок одинаковой ширины, порядка 1 см. Каждой полученной плёнке соответствовала определенная средняя концентрация металлической фазы *x*, которая изменялась в пределах $0.26 \le x \le 0.75$. Шаг изменения в соседних пленках Δx составлял 0,025. Плёнка с номером 1 имела концентрацию x =0.26, с номером 18 - x=0,75. Толщина полученных плёнок составляла около 0.3-1.3 мкм. Изображения магнитных и диэлектрических структур микро- и нано размеров МДКП получены с помощью атомно-силового микроскопа с использованием кантилеверов с магнитными зондами.

Основное поведение модуля эффективной проницаемости $|e|$ МДКП заключается в следующем. Модуль $|e|$ сначала увеличивается, а затем уменьшается с ростом частоты (диапазон 10-50 МГц). Тангенс угла потерь $tg\delta$ сначала уменьшается, а затем постоянно растет с ростом частоты. В зависимости от концентрации металлической фазы *x* наблюдается сдвиг областей роста и спада модуля $|e|$ и $tg\delta$. Такое поведение можно объяснить увеличением частоты релаксации векторов поляризации диэлектрика и намагниченности [3] в металлических областях пленок при повышении частоты. Возможно, это связано с уменьшением амплитуды электрических полей в проводящих композитных пленках с повышением частоты из-за увеличения потерь. Значения вектора поляризации $\boldsymbol{P}$ и $|e|$ могут уменьшаться из-за уменьшения относительного объёма диэлектрика при увеличении *x*. Значительный рост $tg\delta$ при увеличении частоты и концентрации металла указывает на увеличение потерь вихревого ВЧ тока в металлических микро- и нано- областях. Концентрационные зависимости $|e|$ и $tg\delta$ на фиксированных частотах определяются изменениями размеров и формы микро- и нано- областей МДКП.

Работа поддержана РФФИ (проекты 17-02-01138, 17-57-150001).

1. L.N. Kotov, E.G. Kurdyukova, Yu.E. Kalinin, A.V. Sitnikov, SibFU Journal. Mathematics & Physics, **10**(2), 248 (2017).
2. Ю.Е., Калинин, и др., Физика и химия обработки материалов, № 5, 14 (2001).
3. L.N. Kotov, et al., JMMM, 316, e20 (2007).

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МАГНИТНОГО ТРЕНИЯ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

О. А. Котельникова[1], В.Г. Морозов[2], Ю.Г. Рудой[3]

[1]*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова*
[2]*Московский технологический университет МИРЭА*
[3]*Российский университет дружбы народов (РУДН)*

Магнитно-силовая микроскопия (МСМ) относится к наиболее перспективным направлениям исследования магнитных свойств поверхности кристаллов с субмикронным пространственным разрешением [1]. Ключевой проблемой в МСМ является изучение физических эффектов, возникающих из-за взаимодействия сканирующего зонда (иглы из магнитного материала) с частицами исследуемого образца. Важным, но сравнительно мало изученным эффектом является *магнитное трение* – появление силы сопротивления, действующей на зонд и зависящей от скорости его движения относительно поверхности образца [2,3]. Ясно, что для дальнейшего развития МСМ необходима последовательная микроскопическая теория магнитного трения, которая позволяла бы устанавливать связь измеряемой в эксперименте силой трения с магнитными свойствами образца. Следует отметить, однако, что существующие попытки описания микроскопического механизма магнитного трения основаны на численном анализе сильно упрощенных моделей, имеющих мало общего с реальными экспериментами [4-6].

В настоящей работе предлагается теоретический подход к проблеме магнитного трения, основанный на фундаментальных принципах статистической механики неравновесных процессов. С помощью так называемого *метода неравновесного статистического оператора,* разработанного Д.Н. Зубаревым [7], в «стоксовом режиме» магнитного трения, когда сила трения пропорциональна скорости сканирующего зонда, получено точное выражение для коэффициента магнитного трения через временные корреляционные функции магнитных моментов частиц образца. Рассмотрены свойства коэффициента магнитного трения при низких температурах, когда корреляционные функции магнитных моментов могут быть вычислены в спин-волновом приближении. Обсуждается также возможность обобщения подхода на случай больших скоростей движения зонда, когда необходимо учитывать процессы генерации в образце неравновесных спиновых волн и фононов.

1. R. Wiesendanger, Rev. Mod. Phys., **81**, 1459 (2009).
2. P. Grütter, Appl. Phys. Lett., **71**, 279 (1997).
3. Y. Liu and P. Grütter, J. Appl. Phys., **83**, 5922 (1998).
4. C. Fusco, D.E. Wolf, and U. Nowak, Phys. Rev. B **77**, 174426 (2008).
5. M.P. Magiera, L. Brendel, D.E. Wolf, and U. Nowak, Eur. Phys. Lett., **87**, 26002 (2009).
6. M.P. Magiera, L. Brendel, D.E. Wolf, and U. Nowak, Eur. Phys. Lett., **95**, 17010 (2011).
7. D.N. Zubarev, V.G. Morozov, G. Röpke. Statistical Mechanics of Nonequilibrium Processes, Vols. 1 and 2. Berlin: Akademie-Wiley VCH (1996).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТНЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ТИТАНАТОВ В ПОСТОЯННЫХ И ПЕРЕМЕННЫХ ПОЛЯХ

А.Б. Ринкевич, А.С. Королев, Д.В. Перов, О.В. Немытова

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Интерес к исследованию магнитных свойств редкоземельных титанатов типа $R_2Ti_2O_7$ вызван, в первую очередь, осуществлением при сверхнизких температурах состояния спинового льда [1]. До настоящего времени большинство исследований выполнены на моно- и поликристаллических образцах. В работе [2] исследованы нанокомпозитные образцы титанатов, частицы которых помещены в межсферические полости опаловых матриц.

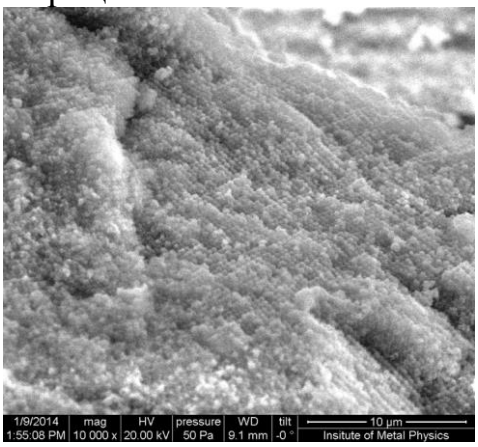


Рис.1. Структура нанокомпозитов на основе опаловой матрицы с частицами $Gd_2Ti_2O_7$. Получено с помощью сканирующего электронного микроскопа Quanta-200, увеличение x10000

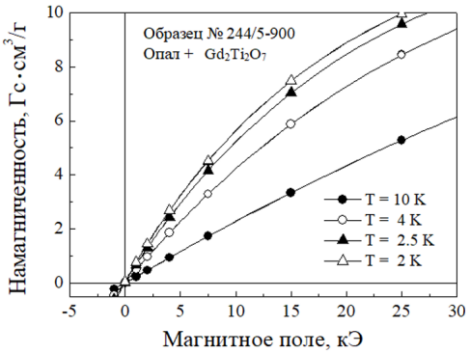


Рис.2. Кривые намагничивания нанокомпозита с частицами $Gd_2Ti_2O_7$, измеренные при нескольких температурах

Установлено, что нанокомпозиты с частицами $Yb_2Ti_2O_7$, $Dy_2Ti_2O_7$ и $Er_2Ti_2O_7$ при температурах ниже 20 К имеют магнитное упорядочение.В данной работе исследованы магнитные свойства нанокомпозитных редкоземельных титанатов типа $R_2Ti_2O_7$, где R = Dy, Nd, Sm, Er, Gd, Pr. Нанокомпозиты представляют собой опаловые матрицы, в межсферические полости которых помещены частицы титанатов размером от 5 до 60 нм. На рис.1. показана структура нанокомпозита с частицами $Gd_2Ti_2O_7$ изученная с помощью сканирующего электронного микроскопа Quanta-200 при увеличении x10000.

Магнитные измерения выполнены при температурах от 2 до 30 К в магнитных полях до 30 кЭ. Кривые намагничивания, нанокомпозита с частицами $Gd_2Ti_2O_7$, измеренные при нескольких температурах, показаны на рис.2. Эти кривые хорошо аппроксимируются функциями Бриллюэна.

Магнитная восприимчивость нанокомпозитных редкоземельных титанатов в переменных полях исследована в интервале частот от 10 Гц до 10 кГц. На рис.3 показана частотная зависимость действитель-

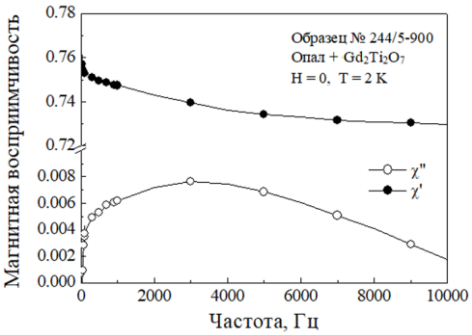


Рис.3. Частотная зависимость действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости нанокомпозита с частицами $Gd_2Ti_2O_7$, измеренная при температуре T=2K

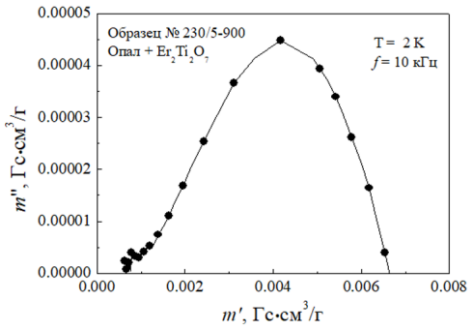


Рис.4. Диаграмма Арганда для нанокомпозита с частицами $Er_2Ti_2O_7$, измеренная при температуре T=2 K, частоте f = 10 кГц при изменении магнитного поля

ной и мнимой частей магнитной восприимчивости нанокомпозита с частицами $Gd_2Ti_2O_7$, измеренная при температуре T=2 K без приложения постоянного поля. Эта зависимость имеет типичный для титанатов-пирохлоров вид [3].

Построены диаграммы Арганда и проведена аппроксимация температурных зависимостей в модели Cole–Cole. Установлено, что диаграмма Арганда для нанокомпозитных титанатов может быть построена при изменении восприимчивости не только с изменением частоты, но и магнитного поля. На рис.4 приведена диаграмма Арганда для нанокомпозита с частицами $Er_2Ti_2O_7$, измеренная при температуре T=2 K, частоте f=10 кГц при изменении магнитного поля H от 0 до 30 кЭ.

Получены значения адиабатической и изотермической восприимчивостей и проанализирована их зависимость от температуры и магнитного поля.

Как правило, действительная часть восприимчивости нанокомпозитов уменьшается с ростом магнитного поля. Для нанокомпозитов с частицами $Gd_2Ti_2O_7$ и $Er_2Ti_2O_7$ на полевой зависимости мнимой части восприимчивости есть максимум. Мнимая часть восприимчивости резко уменьшается с возрастанием температуры.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке РФФИ (проект №17-12-00029).

1. M.J.P. Gingras, P.A. McClarty, Rep. Prog. Phys., **77,** 056501 (2014).
2. A.B. Rinkevich, A.V. Korolev, M.I. Samoylovich, S.O. Demokritov, D.V. Perov, J. Magn. Magn. Mater., **453**, 137 (2018).
3. L. Bovo, J.A. Bloxsom, D. Prabhakaran, G. Aeppli, S.T. Bramwell, Nat. Commun., **4**, 1535 (2013).

ИДЕНТИФИКАЦИЯ МОД МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЛЕНКЕ ЖИГ

В.В. Тахтамышьян, Р.К. Бабичев

Южный федеральный университет, Россия

Изучение связи между электромагнитной волной, распространяющейся в микрополосковой линии передачи, и возбуждением магнитостатических мод (МСМ) в пленках ЖИГ является актуальной прикладной задачей. Целью настоящей работы является визуализация распределения ВЧ магнитного поля этих мод и их идентификация. Работа посвящена электродинамическому моделированию распределения высокочастотного магнитного поля в тонких пленках ЖИГ прямоугольной формы, расчету частотных зависимостей вносимых потерь (параметр S21) и обратных потерь (параметр S11) и сравнению их с полученными экспериментально в [1] в виде МСМ-спектров при возбуждении прямоугольного образца пленки ЖИГ микрополосковой линией.

Возбуждение МСМ микрополосковой линией в наиболее полном виде исследовано в [1], где представлены обширные экспериментальные результаты с возбуждением различных серий МСМ микрополосковой линией в прямоугольном образце с пленкой ЖИГ, который различными способами помещался относительно проводника микрополосковой линии.

Экспериментальная структура, исследованная в работе [1], использовалась для возбуждения МСМ в прямоугольной пленке ЖИГ микрополосковой линией с внешним постоянным магнитным полем либо параллельным, либо перпендикулярным плоскости пленки. Вид наблюдаемого спектра в обоих случаях определялся дисперсионными соотношениями (уравнениями), относительным положением микрополоскового проводника и образца, а также распределением тока в микрополосковой линии.

На рис. 1 представлена экспериментальная структура для измерения спектров МСМ в [1]. Образец пленки ЖИГ прямоугольной формы с размерами: ширина a = 3,79 мм, длина b = 5,10 мм, толщина пленки ЖИГ s = 45 мкм, был помещен над микрополосковым проводником. В одном случае при исследовании мод внешнее постоянное магнитное поле было направлено параллельно длине пленки и поперек микрополосковой линии, во втором случае – вдоль микрополосковой линии. Его значение составляло H = 530 Э.

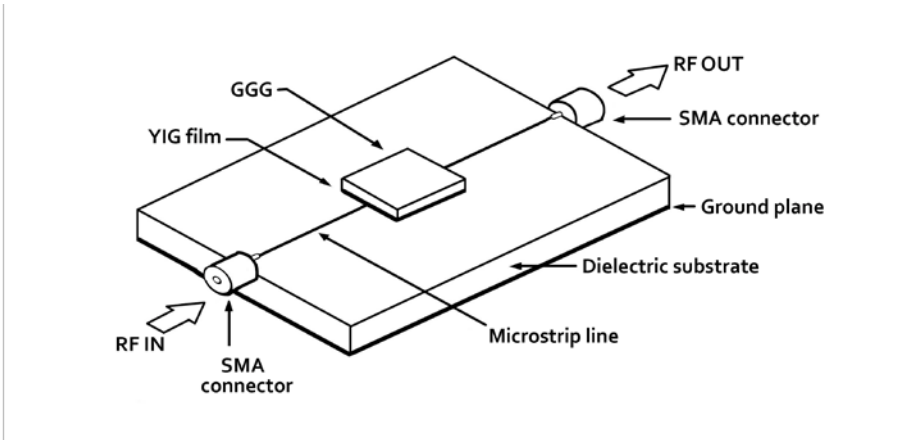


Рис. 1. Структура для возбуждения магнитостатических мод током микрополосковой линии.

По размерам и материалам образца и микрополосковой линии в пакете CST Microwave Studio 2017 были построены электродинамические модели структуры и рассчитаны частотные зависимости вносимых потерь S_{21} (и обратных потерь S_{11}) для определения резонансных частот мод. Затем моды, соответствующие пикам на рассчитанных характеристиках, были пронумерованы, и для их идентификации на резонансных частотах с помощью электродинамической модели в CST Microwave Studio 2017 были рассчитаны распределения абсолютного значения ВЧ магнитного поля моды внутри пленки ЖИГ (часть из них показана на рис. 2 и 3).

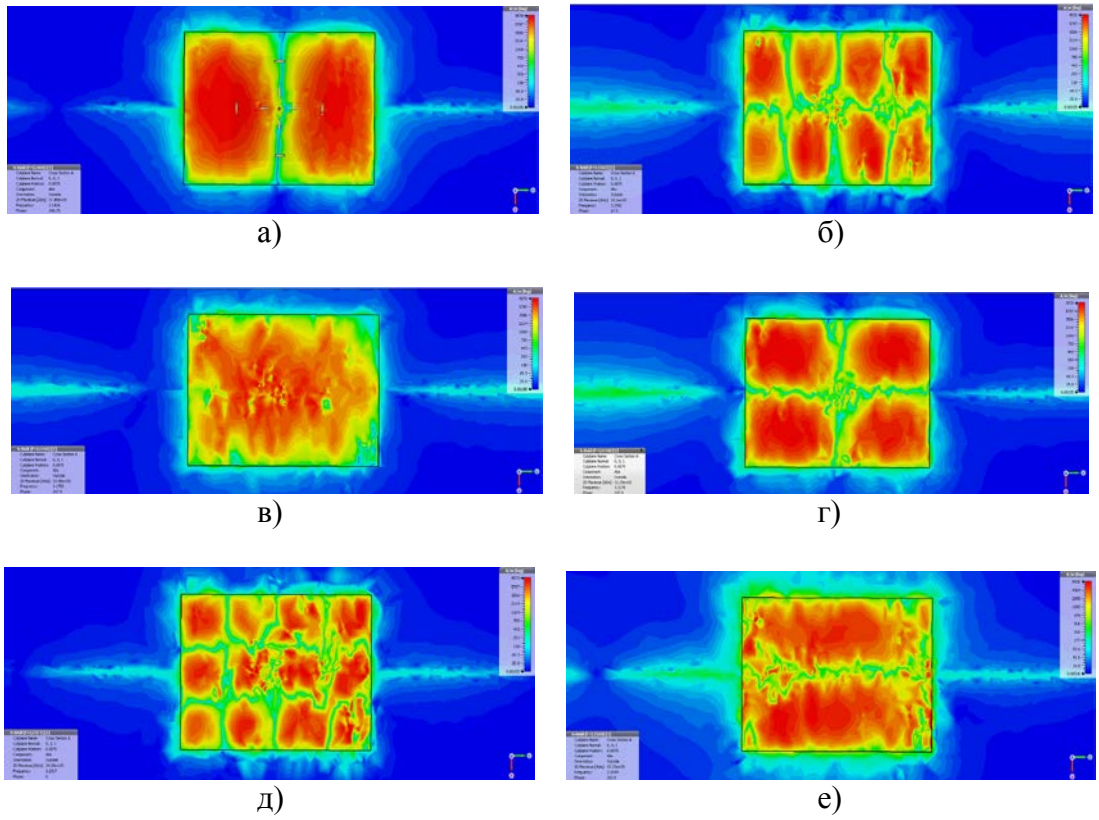


Рис. 2. Распределения магнитных полей для мод а) 1,2, б) 2,4, в) 1,1, г) 2,2, д) 3,4, е) 2,1 (внешнее поле вдоль микрополосковой линии).

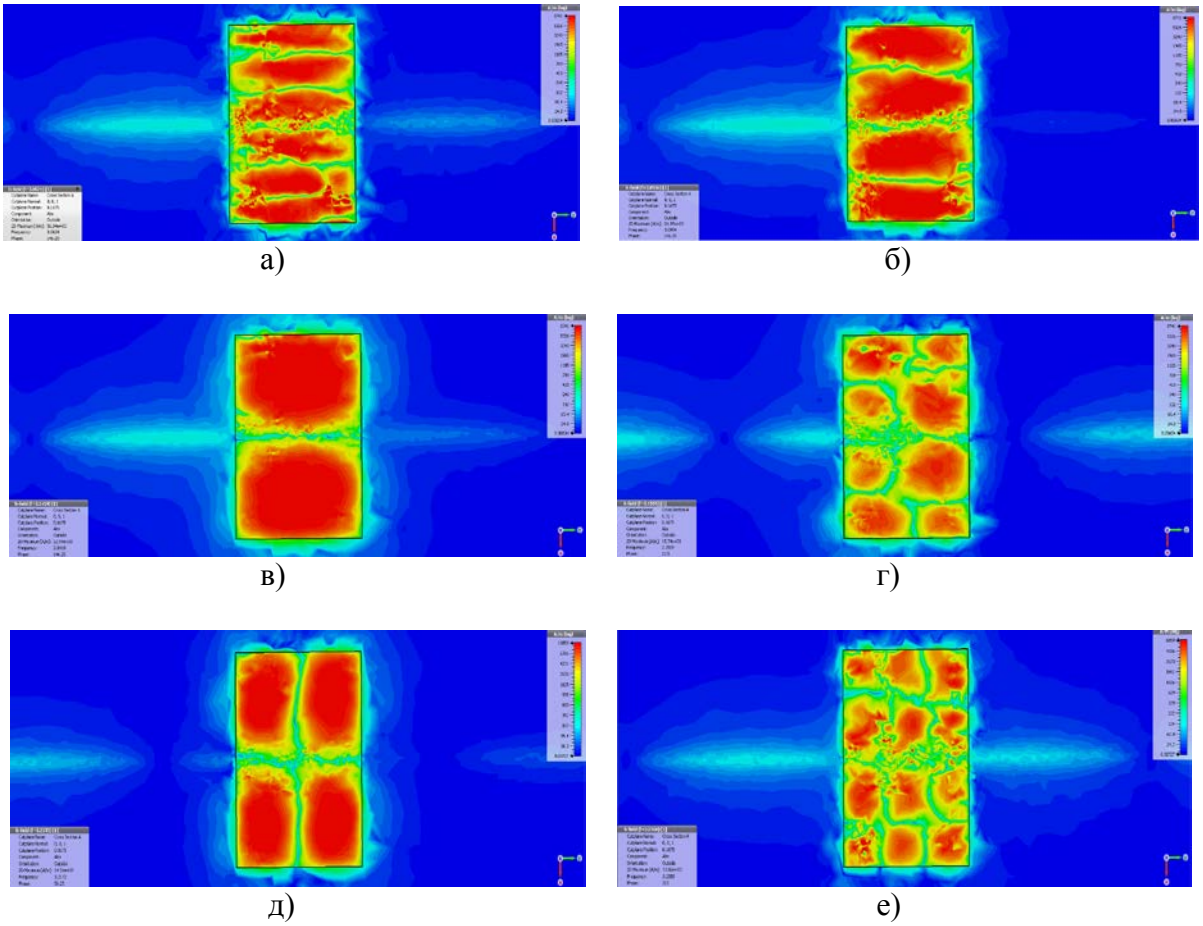


Рис. 3. Распределения магнитных полей для мод а) 1,6, б) 1,4, в) 1,2, г) 2,4, д) 2,2, е) 3,4 (внешнее поле поперек микрополосковой линии).

По числу укладываемых полуволн на сторонах образца из распределений высокочастотного магнитного были найдены значения индексов мод, определенных в [1] как n_x и n_y. Полученные нами индексы совпали с индексами из [1], которые получены после громоздких расчетов.

Таким образом, в настоящей работе рассмотрен электродинамический метод идентификации обратных объемных и поверхностных магнитостатических мод в пленках ЖИГ прямоугольной формы по распределению высокочастотного магнитного поля. Идентификация хорошо возбуждаемых мод ООМСВ и ПМСВ, проведенная предложенным в настоящей работе методом, совпала с идентификацией работы [1].

1. J. Barak and U. Lachish, J.Appl. Phys., Vol. 65, No. 4, pp. 1652-1658, Feb. (1989).

МАГНИТНАЯ ДИНАМИКА, ВОЗБУЖДАЕМАЯ ФЕМТО-СЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В ПЛЕНКЕ С ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

А. Е. Храмова[1,2], М.А. Кожаев[2,3], А.И. Чернов[2], А.П. Пятаков[1], И.В. Савочкин[2], В.И. Белотелов[1,2].

[1] *Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова*
[2] *Российский Квантовый Центр*
[3] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*

На данный момент большой интерес для области оптических исследований представляют магнитоупорядоченные материалы. Это связано с прямыми и обратными магнитооптическими явлениями[1,2]. Прямые магнитооптические эффекты заключаются в изменении оптических свойств материалов в магнитном поле. Так, с их помощью возможно управление оптическим излучением посредством контроля намагниченности материала. Обратные магнитооптические эффекты являют собой изменение магнитного порядка среды под влиянием электромагнитной волны. Такие явления могут найти применения, например, в оптической записи магнитной информации и в спинтронных и магнонных технологиях, а также в передаче информации.

Данная работа посвящена исследованию сверхбыстрой магнитной динамики в магнитоупорядоченной структуре, отличительной особенностью которой является наличие доменных границ. С этой целью в процессе измерений образец помещался в ненасыщающее магнитное поле. Эксперименты проводились методом накачка-зондирование. Суть метода заключается в двух сверхкоротких (порядка 100 фс) световых импульсах, идущих с небольшой задержкой друг относительно друга. Первый импульс необходим для накачки – локального воздействия на намагниченность образца, второй, более слабый – для зондирования возникшей динамики намагниченности и магнитостатических спиновых волн.

Для исследования прецессии намагниченности и спиновых волн в качестве накачки использовались циркулярно-поляризованные фемтосекундные оптические импульсы. Посредством обратного эффекта Фарадея таковые импульсы в момент прохождения через среду создавали эффективное магнитное поле, приводящее к нарушению магнитного порядка в материалах. В качестве образцов использовались прозрачные пленки висмут-замещенного железо-иттриевого граната с анизотропией типа легкая ось и полосовой доменной структурой (характерный размер домена порядка 30 мкм). Установка была реализована по схеме балансного детектирования, которая способна детектировать малые сигналы на фоне различных шумов.

В работе было продемонстрировано влияние доменной границы на оптически возбуждаемые спиновые волны. Впервые была изучена сверхбыстрая магнитная динамика намагниченности в домене при воздействии на него сфокусированными лазерными импульсами, а также было изучено влияние лазерного импульса на доменную границу.

Решение данной задачи позволит решить масштабную проблему прецизионного и перестраиваемого управления намагниченностью на микромасштабах, что критически важно для развития спинтроники, магноники и методов записи и считывания информации на магнитных носителях.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ-17-72-20260 .

1. Chumak, A. V., et al. "Magnon spintronics." Nature Physics 11.6 (2015): 453-461.;

2. D. Stanciu et al., “All-Optical Magnetic Recording with Circularly Polarized Light,” Phys. Rev. Lett., vol. 99, no. 4, p. 47601, Jul. 2007;

ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНИТОУПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ И ВОЛН В ПЛЕНКАХ ЖИГ

Д.С. Безносиков[1*], С.В. Осипов[1], Л.Н. Котов[1], П.А. Северин[1], В.С. Власов[1], Л.В. Луцев[2]

[1] Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина, 167001, Сыктывкар, Россия
[2] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия
**e-mail: uvn71p3@gmail.com*

Проведены эксперименты по возбуждению магнитных и упругих колебаний и волн в эпитаксиальных пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) с толщинами 5-12 мкм, выращенными на подложках из галлий-гадолиниевого граната толщиной 500 мкм. Пленка помещалась в суперпозицию переменного и постоянного магнитных полей. Величина индукции постоянного и амплитуда индукции переменного магнитных полей составляли 5-450 мТл и ~1 мТл, соответственно. Частота переменного магнитного поля составляла 18.9 МГц. Фиксировалась сдвиговая компонента упругих колебаний на краях пленок. Доменная структура пленок регистрировалась методами атомно-силовой микроскопии (АСМ НТ-МДТ Интегра Прима, кантилевер с магнитным покрытием CoCr) и поляризационной микроскопии (установка на основе микроскопа Биолам 70-Р).

Были получены зависимости амплитуд ультразвуковых колебаний от величины индукции постоянного магнитного поля $u_0(B)$ для пленок разной формы и толщины. Амплитуда упругих колебаний определялась динамикой процессов монодоменизации пленок и статического намагничивания в зависимости от постоянного магнитного поля. Для пленок с полосовой доменной структурой (толщина пленки порядка 10мкм), наблюдался квазирезонансный характер данной зависимости. Для более тонких пленок ЖИГ (толщина пленок порядка 5 мкм) наблюдалась лабиринтная доменная структура, и для них полевая зависимость имела более сложный вид.

Можно выделить два основных механизма возбуждения ультразвуковых колебаний: вращение вектора намагниченности и синхронные колебания доменных границ. Для первого характерно уменьшение амплитуды колебаний и наличие максимума, а для второго,- увеличение амплитуды колебаний с выходом в насыщение при увеличении магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 17–02–01138).

ПОЛНОЕ НЕОТРАЖЕНИЕ ГГц ВОЛН В ПЛЁНКАХ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА С ИСКУССТВЕННО СОЗДАННЫМИ СТРУКТУРАМИ

В.Д. Бессонов, А.В. Телегин, Ю.П. Сухоруков, А.И. Стогний

[1]*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатенибург, Россия*
[2] *Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, Белоруссия.*

Одна из задач магноники связана с развитием структурированных магнитных систем, которые позволят эффективно манипулировать, фокусировать, фильтровать или отклонять спиновые волны. Эта область представляет интерес не только с точки зрения фундаментальной физики, но и с точки зрения применения этих структур как устройств, таких как переключатели, фильтры, линии задержки и датчики [1,2]. Явление полного не отражения магнитостатических спиновых волн (МСВ), обнаруженное в пленках иттриевого граната (YIG), чрезвычайно полезно для создания эффективных магнонных устройств [3].

В этой работе определяем длину затухания неотражённой МСВ, а также физические механизмы распада магнонов в искусственном кристалле магнонов на основе микроструктурированных плёнок ЖИГа. Образцы представляли собой прямоугольную монокристаллическую толщину YIG-пленки толщиной 5 мм × 10 мм t = 4,5 мм, которая эпитаксиально выращивалась вдоль оси кристалла (111) на прозрачных подложках гадолиний галлий-граната (GGG). Линия искусственно созданных дефектов была химически вытравлена. Свойства полного неотражения спиновых волн были исследованы с помощью Мандельштам-Бриллюеновской спектроскопии рассеяного света (БЛС) [4].

Наблюдался сильно интенсивный пучок спиновых волн, распространяющихся вдоль этих искусственно созданных дефектов, при критическом угле, который измерялся между линией искусственно созданных дефектов и магнитным полем. Результаты сравнивались с возбуждением МСВ от антенны в неограниченной пленке и каустическими волнами, создаваемыми одним микроскопическим искусственным дефектом. Установлено, что длина свободного пробега неравновесных МСВ, по крайней мере, на порядок (~5 мм) превышает один из поверхностных MSW в отсутствие искусственно созданных дефектов (~0,5 мм) при тех же параметрах.

В неотраженных волнах также были обнаружены несколько интенсивных интерференционных максимумов. Закон распада имеет сглаженный максимум вблизи края искусственно созданных дефектов и мо-

жет быть объяснен вкладами как рассеяния МСВ от каждого искусственно созданных дефекта, так и экспоненциального распада не отраженной волны в пленке вдали от антидотов. Изочастотные кривые обеспечивают инструмент для чёткой интерпретации экспериментальных данных.

Таким образом мы показали, что линия искусственно созданных дефектов может быть использована в качестве ребра для создания явления полного не отражения спиновой волны, что очень перспективно для эффективного управления распространением ТБО и создания реальных магнонных аналогичных устройств.

Наконец, в ходе презентации будут обсуждаться некоторые новые данные, касающиеся общего явления не отражения для одиночных антидотов, а также экспериментов с временным разрешением.

1. Magnonics: From Fundamentals to Applications, Topics in Applied Physics Vol. 125, edited by S. O. Demokritov and A. N. Slavin (Springer, Berlin, 2013).
2. P. Kabos and V. S. Stalmachov, Magnetostatic Waves and Their Applications (Chapman and Hill, London, UK, 1994)
3. R. Gieniusz, V. D. Bessonov et al. Appl. Phys. Lett. 104, 082412 (2014)
4. S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, Phys. Rep. 348, 441 (2001).

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЛИТОГРАФИЧЕСКИХ МИКРОРАЗМЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ FeNi

С. О. Волчков, С.В. Щербинин, Ch. Swindells, B. Nicholson, D. Atkinson, Г.В. Курляндская

University of Durham, United Kingdom
Ural Federal University, Russian Federation
University of the Basque Country UPV-EHU, Spain

Магнитомягкие пленочные гетероструктуры вызывают интерес исследователей в области материаловедения и высокочастотной схемотехники, как материал с выраженными магнитодинамическими свойствами в широком диапазоне микроволновых приложений: магнитные сенсоры, индукторы, полосовые фильтры, поглотители электромагнитного излучения [1-3]. Планарные магниточувствительные элементы, изготовленные в едином технологическом цикле с линиями передачи сигнала, являются предпочтительными, как для научных исследований, так и для современной интегральной полупроводниковой микроэлектроники, предъявляющей повышенные требования к миниатюризации сенсоров. Макроскопические полосковые пленочные структуры на основе FeNi с микро- и наноразмерным поперечным сечением могут являться оптимальным вариантом элементной базы спинтроники и магнитной сенсорики. В данных структурах практически отсутствует постоянное размагничивающее поле вдоль длинной стороны элемента при квазидвумерном 2D характере магнитодинамических явлений. Из-за сильной анизотропии формы данная конфигурация стабильна даже в условиях остаточной намагниченности [4]. Однако, большинство исследований ферромагнитного резонанса (ФМР) и нерезонансного микроволнового поглощения основано на бесконтактном индуктивном методе, при котором может наблюдаться появление стоячих спиновых волн, затрудняющих интерпретацию пика магнитных потерь [5]. Кроме того, данный метод не учитывает параметры поглощения и дисперсии в ферромагнитном материале. Исследование сигналов с нано- и микроразмерных объектов данным способом невозможно, вследствие малого отклика образца на фоне возбуждающего тока передающего тракта.

В данной работе представлено экспериментальное исследование высокочастотных магнитодинамических эффектов микроразмерных элементов на базе FeNi, полученных в одном технологическом цикле напыления вместе с копланарной линией передачи возбуждающего сигнала, от топологических особенностей магнитных структур.

Разработка комплексной топологии магниточувствительного элемента и копланарной линии передачи ТЕМ-волны контактным методом, проводилась с помощью лицензионного программного обеспечения Comsol Multiphysics на базе CPU Intel Xeon E5, RAM 128 Gb с архитектурой параллельных вычислений. Необходимыми условиями оптимизации модели планарной линии передачи (рис.1А) являлось согласование характеристического импеданса четырехполюсника на входе и выходе Z ≅ 50 Ом в широкополосном интервале частот 1-20 ГГц. Для минимизации отражения и поглощения электромагнитной волны по копланарной линии было предложено использовать экспоненциально сужающуюся линию передачи Клофенштейна [6].

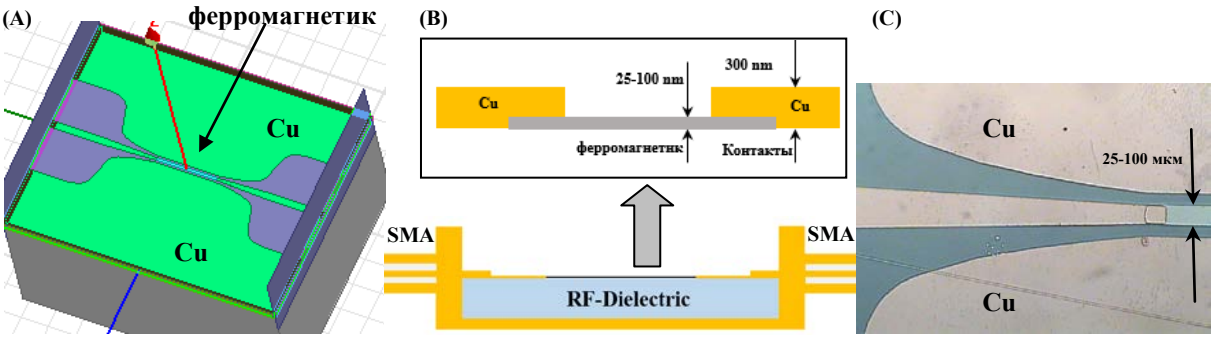
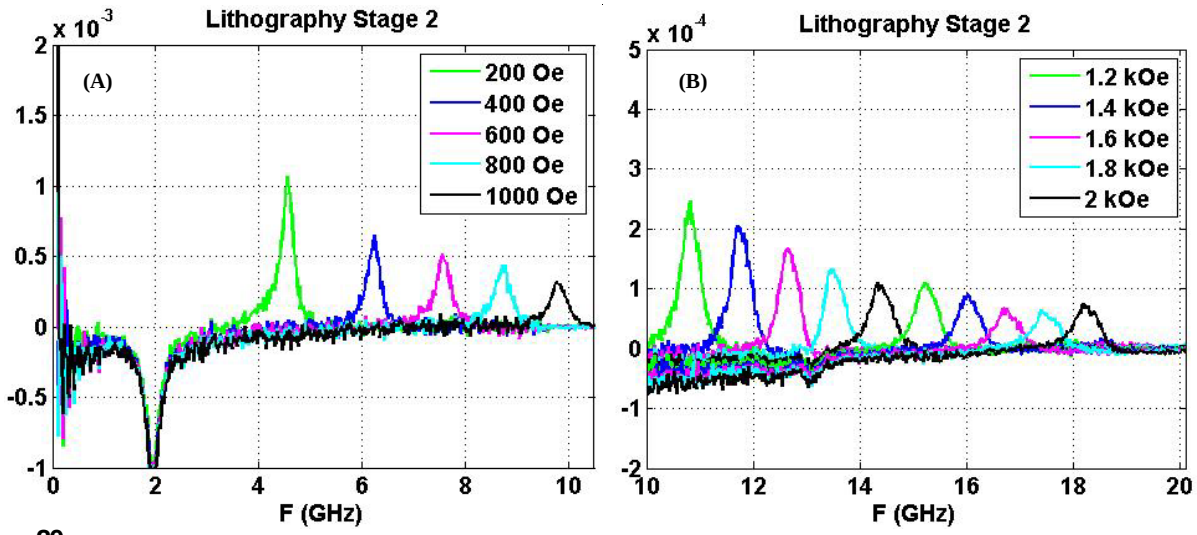
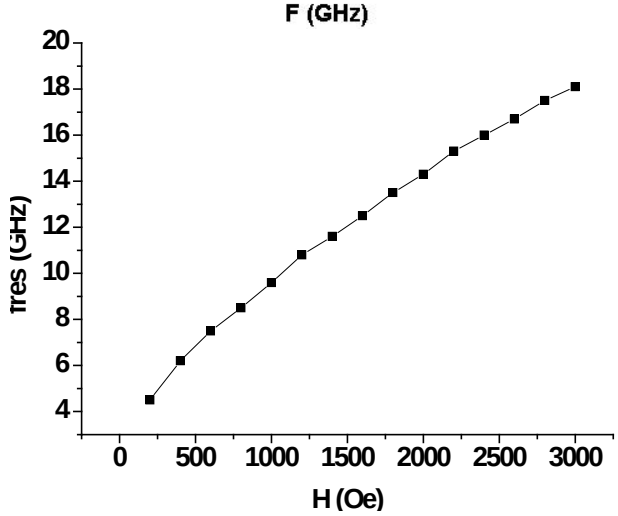


Рис. 1. (А)-(Б) Модель копланарной линии и ферромагнитного образца. (С) Оптическая микроскопия копланарной линии и ферромагнитного объекта

Формирование магниточувствительных элементов и линии передачи проводилось в едином технологическом цикле с помощью высокочастотного магнетронного распыления на установке MANTIS Deposition QPREP 400 (Рис. 1В) и фотолитографии на установке EVG®620 (Рис. 1С). В качестве подложек использовались термоокисленные монокристаллические пластины кремния. Частотные зависимости S-параметров матрицы рассеяния ферромагнитного элемента были измерены в передающем тракте векторного анализатора цепей Rohde&Schwartz ZVA 67, нормированном с помощью двупортового метода TOSM при частоте 0,1-20 ГГц и мощности -10 dBm [7]. Постоянное внешнее магнитное поле с величиной до ± 3000 Э с дискретностью 10 Э создавалось электромагнитом. Удельные потери мощности были рассчитаны как $P_{погл.}/P_{общ} = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2$, $P_{общ}$ - мощность исходной электромагнитной волны.

На рис. 2(А,В) представлены частотные зависимости нормированных удельных потерь мощности электромагнитного сигнала на элементе FeNi(100нм)/Ti(6 нм)/FeNi(100 нм) при различной напряженности внешнего магнитного поля. Выраженный пик ФМР, связанный с электромагнитными потерями различной природы, наблюдается для всех величин магнитного поля. Несмотря на то, что сигнал имеет малую величину 10^{-3} – 10^{-4}, вследствие малого объема магнитного материала, с помощью





преобразований Лоренца удается выделить основные параметры ферромагнитного резонанса, такие как: зависимость резонансной частоты от постоянного магнитного поля, которые согласуется с формулой Киттеля и постоянную затухания Гильберта α = 0.093, не зависящую от частоты и согласующуюся с предыдущими исследованиями [7]. Также можно предположить, что параметр Гильберта может являться размернозависимой величиной при переходе в микроразмерные топологии ферромагнитных объектов.

Литература

1. A. Yelon, M. Britel, D. Menard, P. Ciureanu, Physica A, 241 (1–2), 439 (1997).
2. D. S. Gardner, G. Schrom, F. Paillet, B. Jamieson, T. Karnik, and S. Borkar, IEEE Trans. Magn., 45(10), 4760 (2009).
3. G. V. Kurlyandskaya, A. García-Arribas, E. Fernández, and A. V. Svalov, IEEE Trans. Magn. 48(4), 1375 (2012).
4. J. Ding, M. Kostylev, and A. O. Adeyeye, Phys. Rev. B 84, 054425 (2011).
5. M. Kostylev, Z. Yang, I. S. Maksymov, J. Ding, S. Samarin, and A. O. Adeyeye Journal of Applied Physics 119, 103903 (2016).
6. X.Yao, N. A. F. Jaeger, Proceedings Volume 8007, Photonics North 2011, 80070G (2011).
7. S. V. Shcherbinin, S.O. Volchkov, V.N. Lepalovskii, A.A. Chlenova, G.V. Kurlyandskaya, Russ. J. Non-Destr. Test. 53(3), 204 (2017).
8. S. Azzawi, A. T. Hindmarch, D. Atkinson, Journal of Physics D, Applied Physics, 50(47), 473001 (2017)

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТНОГО ИМПЕДАНСА АМОРФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ ЛЕНТ СПЛАВА $Co_{68.5}Fe_4Si_{15}B_{12.5}$ В ПРИСУТСТВИИ РАСТЯГИВАЮЩИХ НАПРЯЖЕНИЙ

А.В. Семиров[1], М.С. Деревянко[1], А.А. Моисеев[1],
С.О. Волчков[2], Г.В. Курляндская[2, 3]

1Иркутский Государственный Университет, Иркутск, РФ
[2]Уральский федеральный университет, Екатеринбург, РФ
[3] University of the Basque Country UPV-EHU, Spain

Одним из основных параметров, определяющих область приложений магнитомягких материалов, является зависимость их функциональных свойств от температуры. В случае детекторов слабых магнитных полей, работающих на основе эффекта гигантского магнитного импеданса (МИ), именно температурные зависимости полного импеданса и его составляющих менее всего исследованы и представлены в литературе [1-2].

В данной работе исследуется влияние температуры *t* на магнитоимпедансный эффект аморфных магнитомягких лент сплава $Co_{68.5}Fe_4Si_{15}B_{12.5}$. Ленты толщиной 24 мкм получены методом быстрой закалки из расплава на вращающийся барабан. Намагниченность насыщения при комнатной температуре M_S составляла 76 emu/g и коэрцитивная сила H_C = 0,49 Э, температура Кюри T_C = 357 °C [3].

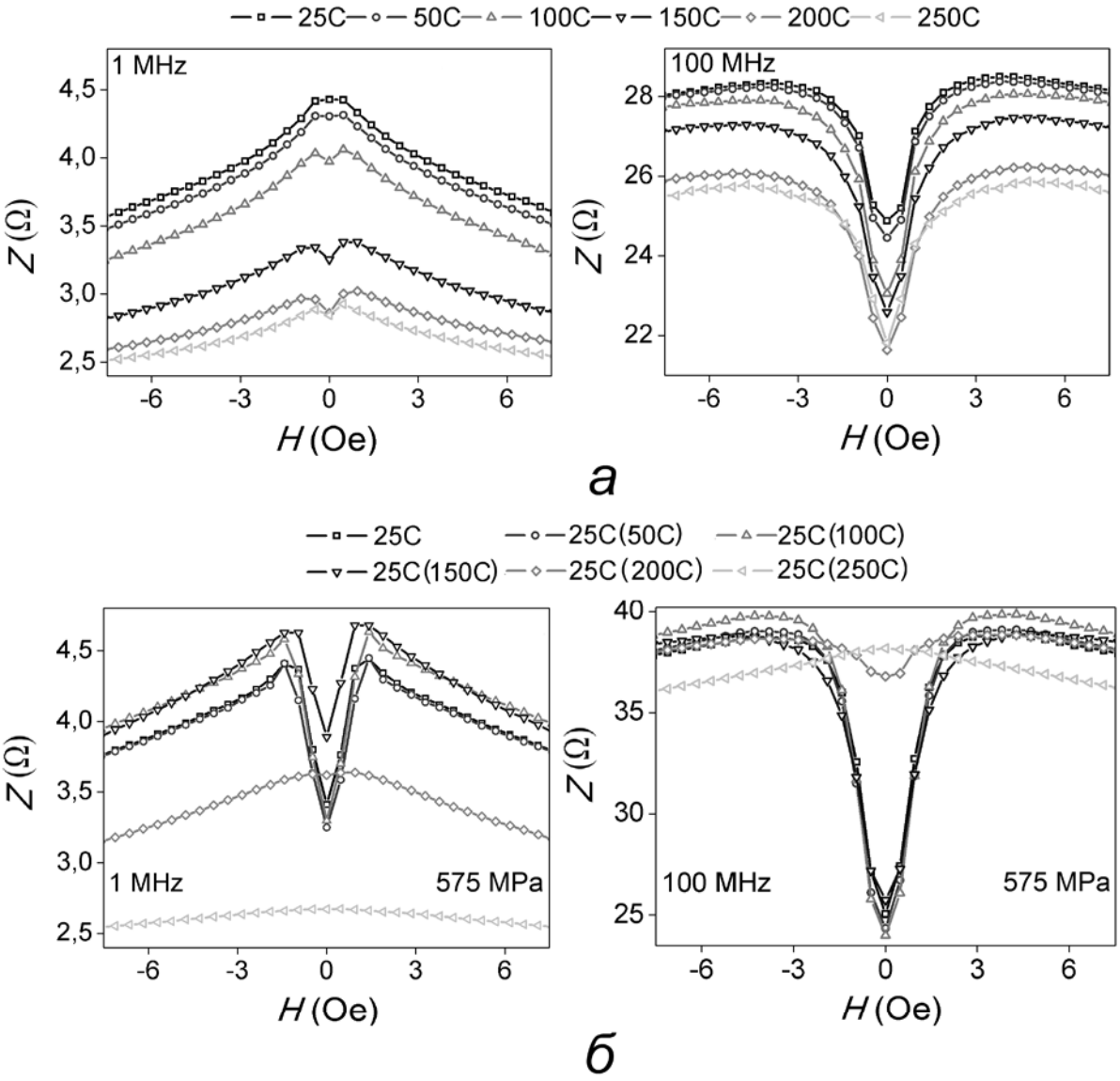
Температурные исследования магнитного импеданса проведены на автоматизированном измерительном комплексе магнитоимпедансной спектроскопии в диапазоне частот переменного тока *f* от 100 кГц до 100 МГц при величине пробного тока 1 мА [4]. Внешнее магнитное поле *H*, было ориентировано вдоль длины ленты и изменялось в пределах ± 150 Э. т.е. МИ измерялся в продольной геометрии. Температурный диапазон исследований составлял 25 °C - 250 °C, диапазон растягивающих напряжений σ от 0 до 575 МПа.

Согласно результатам исследований, рост температуры приводит к снижению значений импеданса (рис. а), что, в основном, обусловлено уменьшающейся с ростом температуры намагниченностью насыщения, температурные исследования которой проведены ранее [3].

Повторный, после каждого этапа нагревание-охлаждение, контроль магнитополевой зависимости импеданса *Z(H)* при комнатной температуре выявил существенное изменение характера отклика МИ на деформацию образца (рис. б).

Для лент в исходном состоянии (не подвергавшихся нагреву) воздействие упругих растягивающих напряжений приводит к появлению на частотах ниже 4 МГц у изначально монотонно убывающих зависимостей *Z(H)* характерного возрастающего участка, свидетельствующего об увели-

чении поперечной к оси ленты составляющей намагниченности *M*. Общий вид зависимостей *Z(H)* для упругодеформированных образцов предварительно прошедших нагрев до температуры более 200 °С остается неизменным.



Зависимости импеданса *Z* аморфных лент состава $Co_{68.5}Fe_4Si_{15}B_{12.5}$ от внешнего магнитного поля *H*, полученные на частотах переменного тока 1 МГц и 100 МГц: *а* – при разных температурах *t*; *б* – при *t* = 25°С и *σ* = 575 МПа после предварительного нагрева лент до значений *t*, указанных в скобках.

На частотах выше 4 МГц зависимости *Z(H)* для всех образцов, не подвергнутых деформации растяжения, имеют максимум, обусловленный наличием в приповерхностном слое ленты поперечной составляющей намагниченности. Воздействие упругих растягивающих напряжений на ленты в исходном состоянии и ленты, предварительно прошедшие нагрев до температур менее 200 °С, не оказывает влияния на вид магнитополевых зависимостей импеданса. У лент, прошедших предварительный нагрев до

более высоких температур, упругие растягивающие напряжения приводят к изменению зависимости *Z(H)* на монотонно убывающую. Данные изменения можно объяснить увеличением продольной составляющей намагниченности с ростом величины растягивающих напряжений.

Причиной наблюдаемого различия влияния упругой деформации растяжения на вид магнитополевых зависимостей импеданса аморфных лент сплава $Co_{68.5}Fe_4Si_{15}B_{12.5}$, предварительно прошедших кратковременный нагрев до разных температур, является изменение знака константы магнитострикции насыщения λ_S. Нагрев исследуемых лент до температур выше 200 °C приводит к необратимой смене знака λ_S с отрицательного на положительный, что подтверждается результатами ее измерения методом малоуглового вращения намагниченности (SAMR). Для исходных лент λ_S отрицательна и составляет -0.85×10^{-7}, для лент, прошедших нагрев до 250°C $\lambda_S = 3.5\times10^{-6}$.

Полученные результаты могут быть интересны при создании датчиков слабых магнитных полей и детекторов комплексных воздействий. Особый интерес они представляют для оценки устойчивости работы устройств в присутствии растягивающих напряжений и при температурах выше комнатной.

Работа выполнена по заданию Минобрнауки России на выполнение научно-исследовательских работ, проект 3.1941.2017/4.6

1. A.V. Semirov, M.S. Derevyanko, D.A. Bukreev, A.A.Moiseev, et al., JMMM (2016), **415**, pp. 97–101
2. J. Nabias, A. Asfour, J.-P. Yonnet, IEEE Transactions on Magnetics (2017), **53**, Issue 4, 16759371.
3. G.V. Kurlyandskaya, Z. Lotfollahi, A. García-Arribas, A. Amirabadizadeh, I. Orue, Journal of Alloys and Compounds (2017), **693**, pp. 767 – 776.
4. А. В. Семиров, А. А. Моисеев, Д. А. Букреев, В. О. Кудрявцев, А. А. Гаврилюк, Г. В. Захаров, М. С. Деревянко, Научное приборостроение. – 2010. – **Т. 20** – №2. – С. 42-45.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЧ И ВЧ ПРОВОДИМОСТИ И МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ КОМПОЗИТНЫХ ПЛЁНОК

[1]Л.Н. Котов, [1]М.П. Ласёк, [2]Ю.Е. Калинин, [2]А.В. Ситников

[1]Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина, Сыктывкар
[2]Воронежский государственный технический университет, Воронеж

Композитные пленки, имеющие сложную металлодиэлектрическую структуру, вызывают интерес исследователей, благодаря своим уникальным проводящим, магнитным и оптическим свойствам. Результаты исследований ВЧ и СВЧ проводящих свойств композитных плёнок способствуют развитию новых идей и принципов, которые вызывают потребность в более глубоком и детальном теоретическом анализе, и постановке комплексных экспериментальных исследований. Исследование электрических свойств композитных плёнок необходимо для объяснения механизмов электропереноса, понимания связи проводящих свойств с нано- и микроструктурой, особенно в СВЧ диапазоне, который широко используется в современной радиотехнике и линиях связи [1-3].

Исследуемыми композитными плёнками в работе являлись плёнки на ситалловой подложке составов $[(Co_{0,5}+Fe_{0,5}+Zr_{0,12})_x+(Al_2O_3)_{(1-x)/5}]$ –1 серия плёнок, $(0.25<x<0.75)$, $[(Co_1+Nb_{0,2}+Ta_{0,05})_x+(SiO_2)_{(1-x)/3}]$ – 2 серия, $(0.14<x<0.86)$, $[(Co_{0,4+}Fe_{0,4}Z+B_{0,2})_x+(C_2)_{y/3}]$ – 3 серия, $(x+y/3=1,\ 0,31<x<0,87)$. Толщины плёнок 1 серии находились в диапазоне от 2 до 6 мкм. Толщины плёнок 2 и 3 серии составляли от 170 до 400 нм. Получение исследуемых композитных плёнок и их структура описаны в работе [4]. Методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) анализировалась структура магнитных областей на поверхности пленок.

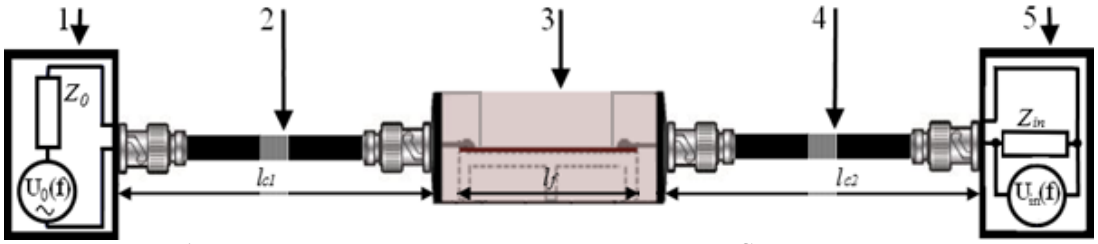


Рис.1. Блок схема установки для исследования ВЧ и СВЧ проводимости.

Для экспериментального исследования ВЧ и СВЧ (от 0.1 до 3 ГГц) проводимости плёнок была использована установка, состоящая из генератора качающейся частоты, анализатора спектра и линии из кусочно однородных участков (рис. 1). Один из участков линии содержал композитные плёнки. Композитные плёнки были рассмотрены в виде эквивалентных электрических схем состоящих из последовательно соединённых резисторов и катушек индуктивности разных номиналов. Проведён численный расчёт электрических потерь от частоты, происходящих в линии с плёнка-

ми ВЧ и СВЧ тока в плёнках 1 серии. В результате расчёта сигнала в линии с композитными плёнками и сравнения с экспериментом было определено, что с ростом концентрации диэлектрика в композитной плёнке до порога перколяции (протекания металла) происходит увеличение удельного сопротивления и индуктивности композитных плёнок. Индуктивность композитной плёнки при x= 0.75 в 30 раз меньше индуктивности плёнки с x=0.5 и в 100 раз меньше индуктивности плёнки при x= 0.46. Индуктивность значительно возрастает еще и за счет большой величины магнитной проницаемости композитных пленок на частотах измерения. Для выяснения влияния индуктивности на потери ВЧ и СВЧ тока в композитных пленках были исследованы спектры (диапазон частот 1-500 МГц) магнитной проницаемости при разных концентрациях магнитной металлической фазы. Были построены концентрационные зависимости компонент магнитной проницаемости, потерь тока на различных ВЧ и СВЧ частотах. Выявлены диапазоны частот, где сильно влияет магнитная проницаемость на индуктивность и потери композитных пленок. Из результатов экспериментов и моделирования, можно сделать вывод, что с увеличением диэлектрика в плёнке, путь тока в плёнке увеличивается и усложняется, что приводит к росту индуктивности эквивалентной схемы плёнки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (номер гранта: 17-02-01138).

1. Kim Ki Hyeon, Ikeda Shinji, Yamaguchi Masahiro, Arai Ken-Ichi. FEM analysis on the effects of soft magnetic film as a noise suppressor at GHz range // Journal of applied physics. 2003. V. 93, № 10. P. 8588-8590.
2. Kotov L.N., Vlasov V.S., Turkov V.K., Kalinin Y.E., Sitnikov A.V. Influence of annealing on magnetic, relaxation and structural properties of composite and multilayer films // Journal of Nanoscience and Nanotechnology. 2012. V. 12, № 2. P. 1696 – 1699.
3. Котов Л. Н., Турков В. К., Власов В.С., Голов А.В. Магнитные и релаксационные свойства многонанослойных плёнок композит-композит/полупроводник // Наноматериалы и наноструктуры – XXI век. 2011. № 4. С. 27-34.
4.Котов Л. Н., Ласёк М. П., Кирпичёва О. А., Безносиков Д. С., Голубев Е.А., Калинин Ю. Е., Ситников А. В. Магнитная структура, высокочастотные и сверхвысокочастотные электрические потери в композитных плёнках $(Co_{0,5}Fe_{0,5}Zr_{0,01})_x(Al_2O_3)_{(1-x)/5}$ // Вестник Челябинского государственного университета. 2015. No 22 (377). Физика. Вып. 21. С. 75–82.

ДИНАМИКА ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ БЫСТРОЗАКАЛЕННЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПРОВОЛОК НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА, ОБРАБОТАННЫХ ПОСТОЯННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ

Н.В. Морозова, И.Л. Морозов, А.Л. Семенов, А.А. Гаврилюк

Иркутский государственный университет

В работе проведено исследование влияния условий предварительной обработки быстрозакаленных ферромагнитных проволок на основе кобальта на их динамические магнитные параметры, в частности, основные параметры петли магнитного гистерезиса и скорость продвижения доменных границ. В качестве исследуемых образцов выбраны низкострикционные ферромагнитные проволоки составов $Co_{66}Fe_4Nb_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$($\lambda_s \approx 10^{-8}$, d≈160 мкм) и $Co_{66}Fe_4Ta_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$($\lambda_s \approx 10^{-8}$, d≈110 мкм), полученные методом вытягивания из расплава в ЦНИИ ЧЕРМЕТ им. Л.П. Бардина. Проволоки обрабатывались постоянным электрическим током различной плотности j= 0÷50 МА/м^2 на воздухе в течение 2 минут. Выбор интервала j определялся необходимостью как снятия внутренних закалочных напряжений в исследованных образцах, препятствующих процессу намагничивания, так и недопущением перехода проволок в кристаллическое состояние. Измерение скорости V доменных границ от величины магнитного поля H в проволоках осуществлялось методом Сикстуса-Тонкса [1]. Для анализа полученных результатов индукционным методом измерены динамические петли гистерезиса [2]. Магнитное поле в процессе измерения V и параметров петли гистерезиса проволок прикладывалось вдоль их длины. Как следует из полученных результатов (рис.1) зависимости V(H) в проволоках при всех j могут быть описаны соотношением:

$$V=S(H-H_{см}),$$

где S - подвижность доменной границы в ядре проволоки, H – внешнее магнитное поле, $H_{см}$ - поле смещения доменной границы в ядре проволоки. Величина V изменяется с изменением j. На рисунке 1 приведены зависимости V(H) для проволок, прошедших обработку при различных j. Подвижность S доменных границ в ядре проволок зависит от величины j. Так наибольшая подвижность S доменных границ у проволок состава $Co_{66}Fe_4Nb_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$ наблюдается в образцах, прошедших обработку при j≈26 МА/м^2, а у проволок состава $Co_{66}Fe_4Ta_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$ при j≈48 МА/м^2. Вместе с тем, измерить V при таком значении j можно только при относительно низких значениях H.

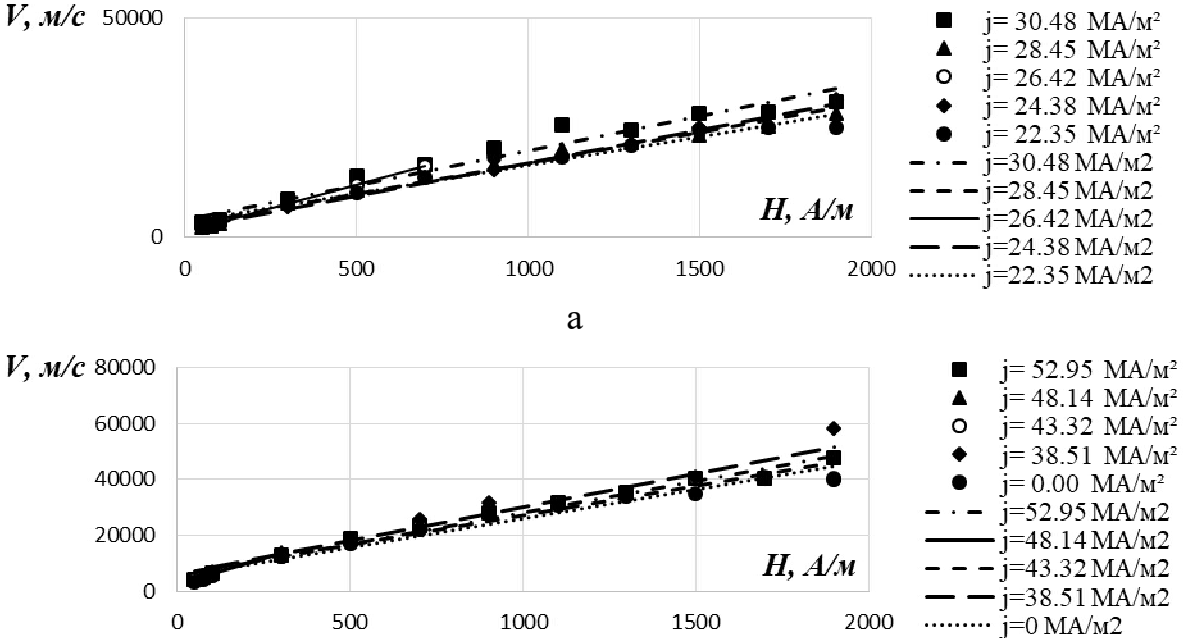


Рис. 1. Магнитополевые зависимости V(H) скорости движения доменных границ в быстрозакаленных проволоках составов (а) - $Co_{66}Fe_4Nb_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$, (б) - $Co_{66}Fe_4Ta_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$, прошедших обработку постоянным электрическим током различной плотности j.

Наибольшее влияние величина j оказывает на петли гистерезиса проволок состава $Co_{66}Fe_4Nb_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$. Минимальное значение остаточной индукции B_r в проволоках $Co_{66}Fe_4Nb_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$ достигается при j≈26 МА/м^2, а в проволоках $Co_{66}Fe_4Ta_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$ при j≈48 МА/м^2, т.е. у образцов с максимальной подвижностью доменных границ. При дальнейшем увеличении j величина B_r возрастает (рис. 2).

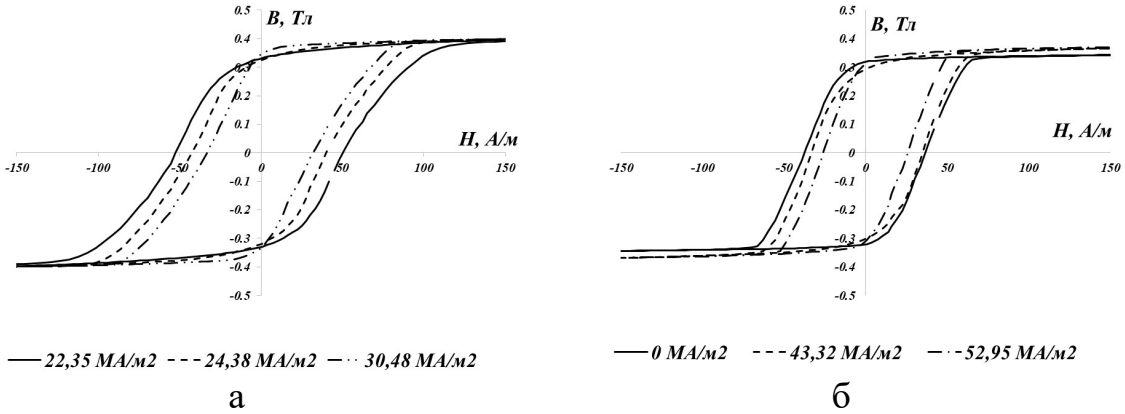


Рис. 2. Петли гистерезиса проволок составов (а) - $Co_{66}Fe_4Nb_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$, (б) - $Co_{66}Fe_4Ta_{2,5}Si_{12,5}B_{15}$, прошедших обработку постоянным электрическим током различной плотности j.

Полученные из петель гистерезиса значения остаточной индукции B_r и индукции насыщения B_s позволяют оценить размер r ядра проволоки из зависимости

$$r=R\,(B_r/B_s)^{1/2}$$

где B_s – индукция насыщения проволоки, R – радиус проволоки. Представленные зависимости r(j) для проволок двух составов проволок приведены на рисунке 3.

Полученные результаты можно объяснить на основе следующих представлений. Доменные границы, разделяющие противоположно намагниченные домены в ядре проволок, являются “заряженными”, т.е. на них происходит разрыв нормальной составляющей намагниченности соседних доменов. В связи с этим, плотность энергии таких доменных границ значительно выше, чем плотность энергии 180^0-ных доменных границ. В результате смещения “заряженных” доменных границ возникает дополнительное магнитное поле перемагничивающее близкорасположенные участки проволоки. Такое поле тем больше, чем выше S и чем меньше r. Создается, так называемая, диффузная доменная граница, не имеющая определенной локализации. При этом в измерительной катушке методом Сикстуса-Тонкса не удается получить выраженный электрический сигнал, а, следовательно, и наблюдать зависимость V(H).

На основании проведенных исследований установлено, что магнитополевые зависимости скорости движения доменных границ в быстрозакаленных ферромагнитных проволоках на основе кобальта имеют линейный характер, а подвижность доменных границ зависит от величины плотности постоянного электрического тока предварительной обработки. Предложена модель возникновения диффузной доменной границы в ядре быстрозакаленных проволок. Возникновение диффузной доменной границы приводит к неопределенностям измерения ее скорости распространения в проволоках в области относительно высоких магнитных полей.

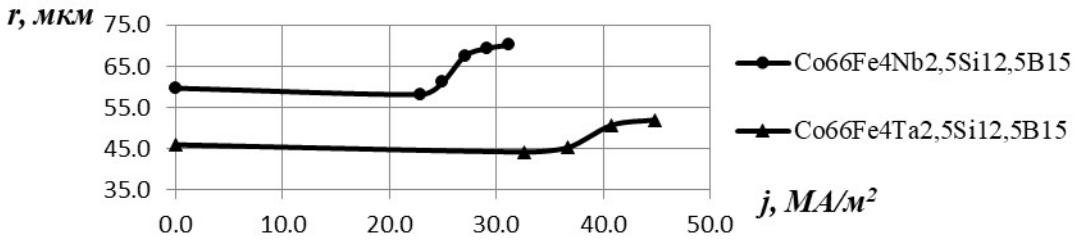


Рис.3. Зависимость радиуса ядра проволоки от плотности электрического тока обработки j.

Выполнение работы поддержано Госзаданием РФ (проект №3.1941.2017/4.6).

1. *Varga R* .// Acta physica slovaca. 2012. V. 62, N. 5, P. 411 – 518.
2. *Колотов О.С., Погожев В.А., Телеснин Р.В.* // Успехи физических наук. 1974. Т.113. В.4. С.569–595.

СООТНОШЕНИЯ КРАМЕРСА – КРОНИГА ПРИ РАСЧЕТЕ КОМОНЕНТ КОМПЛЕКСНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ МАГНИТОМЯГКИХ ПРОВОДНИКОВ С НЕОДНОРОДНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРОЙ

В.А. Немирова, А.А. Моисеев, А.В. Семиров

Irkutsk State University, Russia

Наблюдаемая немонотонность экспериментальных частотных зависимостей компонент импеданса магнитомягких проводников может быть обусловлена как особенностями их магнитной доменной структуры, так и возможным влиянием на результаты эксперимента используемой измерительной цепи [1].

Оценку корректности экспериментальных исследований комплексного сопротивления можно провести исходя из степени соответствия экспериментальных частотных зависимостей компонент импеданса и теоретически определенных, на основе связи между действительной и мнимой компонентами устанавливаемой соотношениями Крамерса – Кронига [2]. В ряде случаев их используют для восстановления спектра одной из компонент магнитной проницаемостей - μ по экспериментальному спектру другой компоненты, для оценки согласованности экспериментальных спектров $\mu'(f)$ и $\mu''(f)$ [3,4]. Применение соотношений Крамерса – Кронига при анализе свойств магнитомягких материалов не получило широкого распространения и рассмотрено в единичных работах.

Соотношения Крамерса – Кронига для компонент электрического импеданса $Z(f) = Z'(f) + iZ''(f)$ можно представить в следующем виде:

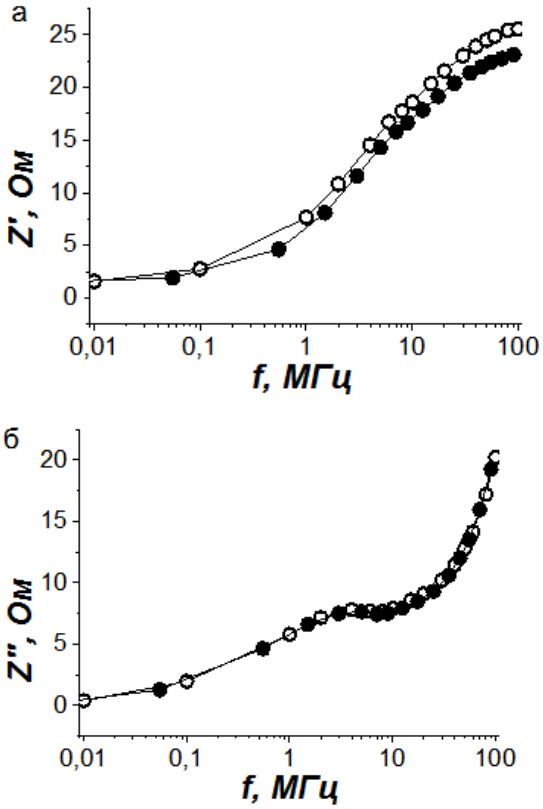
$$Z'(f_p) = Z'(0) + \left(\frac{2f_p}{\pi}\right)\int_0^\infty \frac{\left(\frac{f_p}{f}\right)Z''(f) - Z''(f_p)}{f^2 - f_p^{\,2}}\,df$$

$$Z''(f_p) = \left(\frac{2f_p}{\pi}\right)\int_0^\infty \frac{Z'(f) - Z'(f_p)}{f^2 - f_p^{\,2}}\,df$$

где Z' – действительная, а Z'' – мнимая компоненты полного импеданса, f – частота переменного тока, $Z'(f)$ и $Z''(f)$ – частотные зависимости действительной и мнимой компонент импеданса, f_p – частота, для которой определяются значения $Z'(f_p)$ и $Z''(f_p)$.

Данные выражения достаточно широко используются при исследовании электрических свойств электролитов для оценки согласованности импеданса электрохимической ячейки и эквивалентной ей электрической схемы [5,6].

Рассмотрим применение соотношений Крамерса Кронига при анализе согласованности экспериментальных частотных зависимостей компонент импеданса магнитомягких аморфных и нанокристаллических материалов. Частотные зависимости компонент импеданса аморфного провода состава $Co_{66}Fe_4Nb_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$ представлены на рисунке. Для действительной компоненты импеданса Z' характерно монотонное возрастание во всем исследованном частотном диапазоне. Частотная зависимость мнимой компоненты импеданса $Z''(f)$ немонотонна. В диапазоне частот (2÷10) МГц на зависимости $Z''(f)$ наблюдается участок, на котором $Z''/df < 0$.



Частотные зависимости: а - действительной $Z'(f)$; б - мнимой $Z''(f)$ компонент импеданса аморфного провода состава $Co_{66}Fe_4Nb_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$ (пустые маркеры – экспериментальные данные, закрашенные маркеры – расчетные данные).

Интегрирование в аналитических выражения Крамерса – Кронига выполняются по переменной частоте f в пределах от 0 до ∞, что не может быть реализовано в условиях реального физического эксперимента. Также, необходимо учесть, что экспериментальные значения компонент комплексной величины дискретны и их сложно представить в виде непрерывной частотной зависимости. В связи с этим, для корректного

применения соотношений Крамерса – Кронига они были преобразованы в соотношения, в которых суммируются интегралы аппроксимированных кусочных функцией с конечными пределами.
Вычисленные значения компонент импеданса хорошо соответствуют экспериментально измеренными, что подтверждает связь немонотонного частотного изменения мнимой компоненты импеданса, обнаруженного в ходе эксперимента, с особенностями магнитных и электрических свойств исследуемого материала. Полученные результаты свидетельствуют и о возможности использования соотношений Крамерса – Кронига, в качестве критерия корректности экспериментальных исследований зависимостей $Z'(f)$ и $Z''(f)$, а также для интерполяции и экстраполяции экспериментальных частотных зависимостей компонент импеданса магнитомягких проводников с неоднородной магнитной структурой.

Работа выполнена по заданию Минобрнауки России на выполнение научно-исследовательских работ, проект 3.1941.2017/4.6

1. Семиров А.В., Моисеев А.А., Кудрявцев В.О., Букреев Д.А., Ковалева Н.П., Васюхно Н.В. Компонентный анализ комплексного сопротивления магнитомягкого провода состава CoFeNbSiB с неоднородной магнитной структурой. Журнал технической физики, 2015, вып. 85, № 5, с. 137-141.
2. Kramers H. A. Die Dispersion und Absorption von Rontgenstrahlen. Physik Zeitschrift, 30 (1929) 522-523.
3. Поливанов К.М., Электродинамика вещественных сред. – М.: Энергоатоиздат, 1988. – 288 с.
4. Журавлев В.А., Сусляев В.И., Анализ и корректировка спектров магнитной проницаемости гексаферрита $Ba_3Co_2Fe_{24}O_{41}$ с помощью соотношений Крамерса-Кронига, Изв. ВУЗов. Физика. 2006. № 8. С. 45–50.
5. Bastidas D.M., Cano E., Lopez-Caballero J.A., Polo J.L. and Bastidas J.M., Application of Kramers-Kronig relations for titanium impedance data validation in ringer’s solution, Rev. Metal. Madrid, 40 (2004) 304-311.
6. Agarwal P., Orazem M.E., Garcia-Rubio L.H., Evaluation of consistency with the Kramers-Kronig relations, J. Electrochem. Soc., vol. 142, № 12, (1995) 4159-4168.

ЗАВИСИМОСТЬ « ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ» СПИРАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ДОМЕНА ОТ ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛА

А. А. Нестеренко, В. Н. Мальцев

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия.

Спиральные магнитные домены (СД) являются довольно распространенным типом доменной структуры. Они могут сформироваться вследствие квазистатического процесса или в результате динамического перемагничивания. Например, стабильные спиральные динамические домены образуются при определенных условиях в пленках ферритов-гранатов с перпендикулярной анизотропией, если пленки были помещены в переменное магнитное поле (с частотой ~ 0,1-30 кГц), т. е. когда не происходило полного перемагничивания пленок [1]. Особенностью СД является то, что они сочетают в себе свойства, как цилиндрических магнитных доменов, так и полосовых магнитных доменов. Однако до сих пор нет никакого теоретического описания динамических СД, и не дается каких-либо объяснений, почему в некоторых пленках ферритов-гранатов СД появляются, а в других – нет. Мы разработали модель СД, в которой можно вычислить изменения ширины домена - d, периода спирали - p, внешнего размера спирали - f и размера внутреннего ядра - a во время «жизни» СД. Устойчивость СД мы связываем с продолжительностью «жизни» СД: чем она больше, тем более устойчив СД. Были рассмотрены два случая: в статическом случае СД релаксирует до своего равновесного состояния в отсутствие внешнего поля, а также динамический случай, в котором было исследовано влияние внешнего поля на «время жизни» СД. Расчеты проводились для параметров материалов, используемых в экспериментах [1]. Расчеты показали, что в отсутствие поля равновесный СД существует в довольно широком диапазоне значений p, но этот интервал очень узкий для пленок, в которых динамические СД не наблюдались. Было обнаружено, что в общем случае для СД имеется только одно равновесное значение f, но в пленках, в которых образуются динамические СД, существуют два равновесных значения f. Кроме того, было обнаружено, что если размер внутреннего ядра спирали может меняться, СД становится менее стабильным, как сообщалось ранее [1]. Исследования зависимости «времени жизни» от параметров материала показали, что все пленки со стабильными динамическими СД имеют малые значения намагниченности и большие значения характеристической длины пленки (по отношению к толщине пленки).

1. Г.С. Кандаурова, Успехи физических наук, **45**, 1051 (2002).

СОЗДАНИЕ ШИРОКОПОЛОСНЫХ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ЧАСТОТНО-ИЗБИРАТЕЛЬНЫХ РЕШЕТОК С РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ ПОТЕРЯМИ

О.С.Тарасова[1], А.В. Ситников[1], Ю.Г. Пастернак[1], А.Д. Мишин[2], К.Н. Розанов[2], А.Б. Грановский[2,3], В.И. Чугуевский[1]

[1]*Воронежский Технический Университет, Воронеж, Россия*
[2]*Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики РАН, Россия*
[3]*Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия*

Интерес к электромагнитным поглотителям волн связан с возникновением проблемы электромагнитной совместимости связанных электронных устройств. Эта проблема является главной причиной помех для радиочастотной идентификации [1,2]. Поэтому задача разработки тонких сверхширокополосных радиопоглотителей актуальна в настоящее время.

В данной работе были получены резистивные частотно-избирательные решетки (ЧИР), где в качестве резистивного материала использовались композит $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{60}(SiO_2)_{40}$, пленка хрома и двухслойная пленка хром и композит, исследованы их магнитостатические и магнитодинамические свойства, а так же было проведено измерение параметра *S21* (отражение) в безэховой камере с помощью двух рупорных антенн. Для расширения полосы поглощения поглотителей на основе ЧИР в [3] были теоретически рассчитаны ЧИР с элементами сложной фрактальной формы. Подложки на основе данных структур получали по FDM (fused deposition modeling) технологии трехмерной полимерной печати. В качестве полимера был выбран полиуретан.

Нанокомпозит $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{60}(SiO_2)_{40}$, пленка хрома и двухслойная пленка $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{60}(SiO_2)_{40}$/Cr, получены методом ионно-лучевого распыления составной мишени. Мишень представляла собой металлическую пластину состава $Co_{41}Fe_{39}B_{20}$ размером 20x80x280 мм^3 [2,4].

Измерения магнитных свойств пленок композитов $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{60}(SiO_2)_{40}$ проводилось на вибрационном магнетометре в диапазоне полей ± 10 кЭ. Пленки обладали гистерезисом с коэрцитивной силой порядка 8 Э и магнитной анизотропией 28 Э в их плоскости. Данная анизотропия является следствием связанной с прямоугольной конфигурацией мишени неоднородностью процесса осаждения материала.

Частотные зависимости действительной и мнимой частей комплексной магнитной проницаемости были получены путем сравнения резонансных характеристик полуволнового коаксиального резонатора без образца и с образцом, помещенным в пучность магнитного поля стоячей волны. Диапазон измеряемых частот составлял 0,3÷2 ГГц. Значения μ" существенно выше нулевых во всем диапазоне измеренных частот. В тоже вре-

мя μ' в области частот порядка 0,5-1,3 ГГц испытывает значительное уменьшение.

Результаты измерения параметра *S21* (отражение) в безэховой камере приведены на Рис.1.

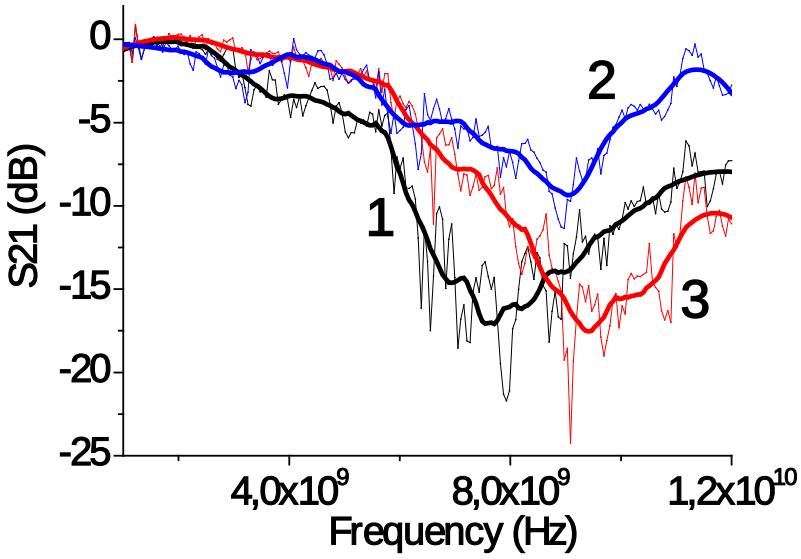


Рис.1 Частотные зависимости коэффициента отражения электромагнитного излучения для образцов ЧИР с резистивной пленкой:1 – $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{60}(SiO_2)_{40}$, 2 – Cr, 3 – $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{60}(SiO_2)_{40}$/Cr.

Образцы ЧИР с резистивной пленкой демонстрируют значительное поглощение в диапазоне частот 6 – 11 ГГц. Для ЧИР, где в качестве резистивного покрытия используется нанокомпозит $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{60}(SiO_2)_{40}$, величина поглощения в максимуме достигает – 17 Дб. Таким образом, использование магнитных композиционных пленок в качестве распределенного резистивного слоя позволяет повысить коэффициент поглощения ЧИР и изменять частоту полосы поглощения структуры.

Работа проведена при поддержки гранта РФФИ № 16-42-360483 р_а

1. D. Y. Kim and all Prog. Electromagn. Res., **4**, 115 (2008).
2. A. Lazaro and all Prog. Electromagn. Res., **98**, 425 (2009).
3. С.А. Антипов и др. Вестник ВГТУ, **10**, 103 (2014)
4. R.L.Fante and all IEEE Trans. Antennas Propag., **36**, (1443) 1988.

Чтобы живописать бурю, незачем живописать каждую волну, достаточно дать картину взволнованного моря.

Ромен Роллан

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В МАГНЕТИКАХ

ОСОБЕННОСТИ ФОКУСИРОВКИ СПИНОВЫХ ВОЛН В ХАЛЬКОГЕНИДАХ ЕВРОПИЯ

С.М. Бахарев[1], А.П. Танкеев[1,2]

[1]*Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*
[2]*Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия*

Исследованы особенности фокусировки и возможность формирования каустики спиновых волн в халькогенидах европия. В системах, с зависимостью частоты собственных колебаний от направления волнового вектора групповая и фазовая скорости не коллинеарны, что приводит к появлению преимущественных направлений в кристалле, вдоль которых происходит распространение изучаемых волн (или фокусировка). Если в каком-либо направлении в кристалле кривизна изоэнергетической поверхности обращается в нуль, то в этом направлении возникает каустика магнонов. Каустика – это особые линии, вблизи которых резко возрастает интенсивность спин-волнового поля [1].

В настоящей работе исследована фокусировка спиновых волн в монокристаллах халькогенида европия (EuO и EuS). Эти материалы являются ферромагнитными полупроводниками с кристаллической структурой типа каменной соли (ГЦК решетка) [2].

Используя феноменологический подход, в котором динамика магнитного момента описывается с помощью уравнений движения без затухания при условии сохранения величины магнитного момента, мы рассчитали спектр магнонов в ГЦК решетке с учетом обменного взаимодействия с ближайшими и следующими за ними соседями. Направления фокусировки и дефокусировки магнонов определяются из структуры изоэнергетических поверхностей, поскольку групповая скорость перпендикулярна этой поверхности в заданной точке и определяет поток магнонов [3]. Мы показали, что в длинноволновом приближении фокусировка обменных спиновых волн отсутствует: она наблюдается лишь для волновых векторов во второй половине зоны Бриллюэна.

Для количественной оценки фокусировки и определения точек каустики в плоскостях {100} и {110} был рассчитан коэффициент усиления потока магнонов $A(\mathbf{q})$ для заданного направления волнового вектора $\mathbf{q}$, который характеризует интенсивность потока магнонов относительно изотропного случая (длинноволнового приближения). Этот метод ранее был разработан Марисом для фононных систем [4]. Расчет коэффициента A показал, что эффект фокусировки спиновых волн зависит от знака и величины параметра обменного взаимодействия магнитного момента со вторыми соседями ξ. Анализ показал, что при смене знака параметра ξ с положительного на отрицательный в направлении [100] фокусировка в направле-

нии [111] сменяется на дефокусировку, а в направлении [100] – наоборот. В частности для $\xi = 0$ магноны фокусируются в направлениях [100] и [110]; для $\xi = 0.8$ – в направлениях [110] и [111]; для $\xi = -0.8$ – в направлении [100] (см. рис.1).

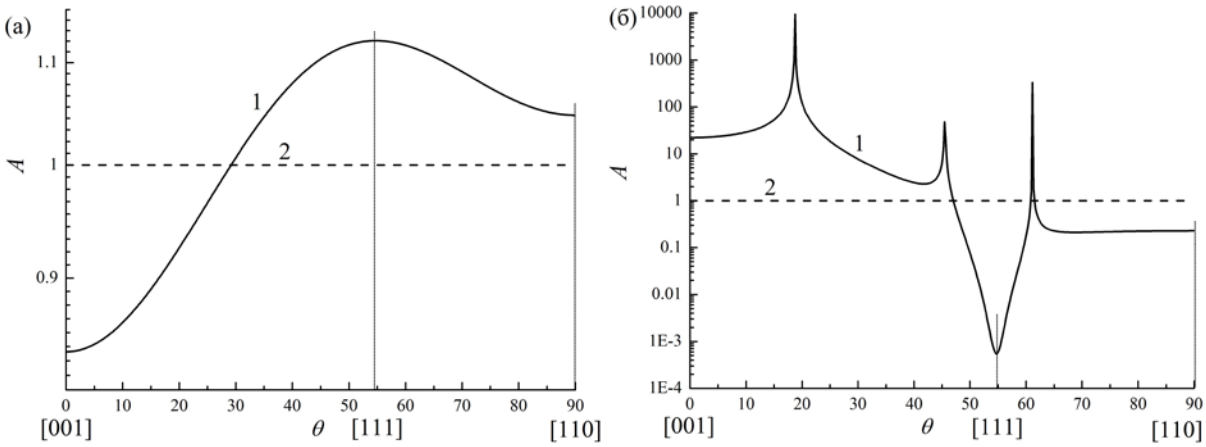


Рис.1. Угловые зависимости коэффициента усиления $A(\theta)$ спиновых волн в плоскости {110} для частоты спиновых волн $\nu = 2.3\nu_E$ (ν_E = 13.1 ГГц для EuO и 4.2 ГГц для EuS) – кривые 1, для параметра $\xi = 0.8$ (а) и $\xi = -0.8$ (б). Кривые 2 – изотропный случай ($aq \ll 1$, a – постоянная решетки, q – модуль волнового вектора). Угол θ отсчитывается от положительного направления оси Z (оси четвертого порядка).

Поскольку коэффициент усиления обратно пропорционален гауссовой кривизне изоэнергетической поверхности ($A(\mathbf{q}) \sim 1/K$), то для определения точек каустики (точки, в которых A имеет сингулярность) необходимо найти направления в кристалле, при которых $K = 0$. Например, на рисунке 1(б) приведены угловые зависимости коэффициента усиления потока магнонов A в халькогенидах европия (EuO и EuS). В окрестности направлений [111] и [001] эта зависимость имеет сингулярность, и формируется каустика магнонов.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» АААА-А18-118020290104-2 и проекту № 32-1.1.3.5 Программы фундаментальных исследований Президиума РАН согласно контракту Минобрнауки №14.Z50.31.0025, а также гранта РФФИ мол_а (проект № 18-32-00139).

1. V. I. Arnold. Theory of catastrophes. Nauka, Moscow (1990).
2. И. Остин, Д. Илуэлл. УФН, **106**, 337 (1972).
3. И.Г. Кулеев, И.И. Кулеев, С.М. Бахарев, В.В. Устинов. Фокусировка фононов и фононный транспорт в монокристаллических наноструктурах. ИФМ УрО РАН, Екатеринбург (2018).
4. H. J. Maris, J. Acoust. Soc. Am., **50**, 812 (1971).

УРАВНЕНИЕ КИНЕТИКИ СПИНОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ В МАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДАХ

Е.А. Вилков[1], Г.М. Михайлов[2], С.А. Никитов[1], А.Р. Сафин[3], С.Г. Чигарев[1], Л.А. Фомин[2], А.В. Черных[2]

[1] *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия.*
[2] *Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, г.Черноголовка Московской обл., Россия.*
[3] *Национальный исследовательский университет "МЭИ", Москва, Россия.*

Генерация излучения в терагерцевом диапазоне в структурах, составленных из контактирующих ферромагнитных и немагнитных металлических слоев (в ферромагнитных переходах) экспериментально была обнаружена сравнительно недавно [1, 2]. Этому обнаружению предшествовали теоретические исследования процесса [3-5], при этом в одной из теоретических работ [4], была предложена идея взаимодействия электронов проводимости с электромагнитным излучением через sd-обмен (с включением вектор-потенциала в энергию sd-обменного взаимодействия). Излучение через такую релятивистскую поправку к импульсу электронов проводимости (s-электронов) "модулирует" sd-взаимодействие и может вызвать излучательные переходы s-электронов с переворотом спинов. Согласно оценкам, такой канал взаимодействия на порядки более эффективен, чем стандартные мультипольные каналы [6].

Экспериментальные исследования излучения в работах [1, 2] показали его высокую эффективность, что естественно попытаться объяснить с помощью оценок, сделанных в [4]. Однако в работе [4] не учитывалось влияние динамики во времени неравновесной заселенности электронных подзон, влияние термостата электронной системы на вероятность энергетических переходов электронов с переворотом спина. Для более корректного описания излучения в данной работе предлагается вывод кинетических уравнений, определяющих зависимость среднего магнитного момента неравновесных инжектированных электронов во времени. Для моделирования спиновой релаксации инжектированных неравновесных электронов рассматривается задача эволюции начального состояния электронов с учетом их спина, которая меняется со временем под влиянием sd- обмена, внешнего электромагнитного поля и нерадиационных процессов релаксации, при этом состояния инжектированных электронов с разным спином рассматривается как квантовая смесь. Это, в свою очередь, оказывает существенное влияние на вероятность квантовых переходов с переворотом спина.

В представляемой работе с помощью формализма матрицы плотности получено уравнение динамики магнитного момента, усредненного по ансамблю неравновесных спин-инжектированных электронов в ферромаг-

нитном переходе с учетом обменного взаимодействия и взаимодействия с внешним электромагнитным полем и термостатом. Уравнение представляют аналог уравнений Блоха, которые описывают динамику среднего магнитного момента инжектированных электронов в обменном поле, модулированным внешним электромагнитным полем. Также рассчитана скорость квантовых переходов электронов с противоположными направлениями спина, определяющих спиновую релаксацию с учетом взаимодействия с термостатом. Выявлено два режима спиновой релаксации, соответствующих низкой и высокой степени добротности прецессии спина спин-неравновесных инжектированных электронов. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 16-07-00324А и 17-57-45024 ИНД_а)

1.Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, И. В. Маликов, Г. М. Михайлов, А. И. Панас, С. Г. Чигарёв, Э. М. Эпштейн. // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 93. С. 289-293.
2.Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Маликов И.В. // Докл. АН. 2011. Т.438., №1 С.41-43.
3.Kadigrobov A., Ivanov Z., Claeson T. et al. // Europhys. Lett. 2004. V. 67. P.948.
4.Kadigrobov A., Shekhter R.E., Jonson M. // Fizika Nizkikh Temperatur, 2005 V.31/ P.463.
5.Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Крикунов А.И. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т.85. С.192.
6.Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1962, С. 208.

ТОНКАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРА МАГНИТОУПРУГОГО РЕЗОНАНСА В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

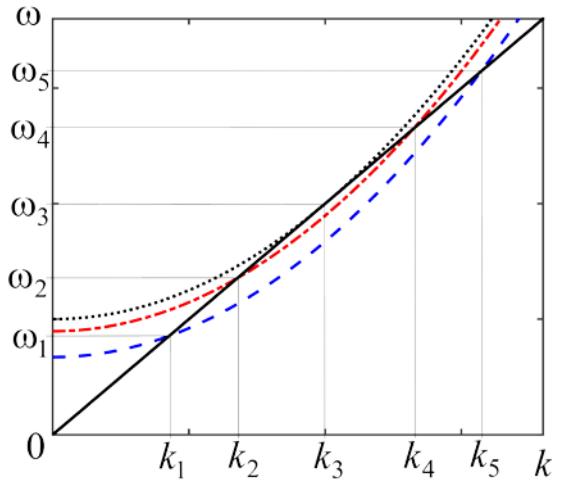
В. А. Игнатченко, Д. С. Полухин
Институт физики им. Л. В. Киренского ФИЦ КНЦ Сибирского отделения Российской академии наук 660036, Красноярск, Россия

Теория магнитоупругого резонанса в однородной среде была развита в основополагающих работах [1-3], давших стимул многочисленным последующим как теоретическим, так и экспериментальным исследованиям этого явления. Магнитоупругий резонанс приводит к появлению энергетической щели в спектре спиновых и упругих волн в точке пересечения их дисперсионных кривых и, соответственно, двух резонансных пиков на частотных зависимостях функций Грина спиновых и упругих волн. Теория магнитоупругого резонанса в неоднородной среде была развита в рамках как стандартного [4-7], так и нового [8] самосогласованного приближения (SCA), развитого нами для одного волнового поля в работе [9]. В работах [6-8] была исследована матричная функция Грина системы связанных спиновых и упругих волн при изменении соотношения между средним значением ε и среднеквадратичной флуктуацией $\Delta\varepsilon$ параметра связи между волнами от однородного случая ($\varepsilon\neq 0$, $\Delta\varepsilon=0$), до предельно стохастизованного ($\varepsilon=0$, $\Delta\varepsilon\neq 0$). С уменьшением ε и увеличением $\Delta\varepsilon$ два пика на функциях Грина сливаются и появляется тонкая структура спектра в форме узкого резонанса на функции Грина спиновых волн и узкого антирезонанса на

функции Грина упругих волн. Было показано [8], что новое SCA исправляет недостатки формы функций Грина, рассчитанных в стандартном приближении [6], такие как куполообразная форма резонансов и изгибы на склонах резонансных пиков.

Целью данной работы является исследование тонкой структуры в обеих точках пересечения законов дисперсии спиновых и упругих волн и объяснение природы её возникновения в предельном стохастизованном случае ($\varepsilon=0$, $\Delta\varepsilon\neq0$), когда тонкая структура проявляется наиболее ярко.

Рассматривались динамические восприимчивости (функции Грина) связанной системы спиновых и упругих волн в обеих точках пересечения дисперсионных кривых этих волн в среде со стохастически неоднородным параметром связи между ними, среднее значение которого равно нулю. Для учета многократного рассеивания волн на неоднородностях параметра связи использовалось новое самосогласованное приближение [9]. На рис. 1. прямой линией показан закон дисперсии упругих волн, три параболы - это законы дисперсии спиновых волн при различных значениях частоты однородного ферромагнитного резонанса (ФМР) ω_0.



Здесь $\omega_0^{(1)} < \omega_0^{(2)} < \omega_0^{(3)}$ соответствуют штриховой, штрихпунктирной и пунктирной кривым. Дисперсионные кривые спиновых и упругих волн в точках (ω_i, k_i) пересекаются между собой ($i=1,2,4,5$) или касаются ($i=3$) друг друга. На рис. 2.

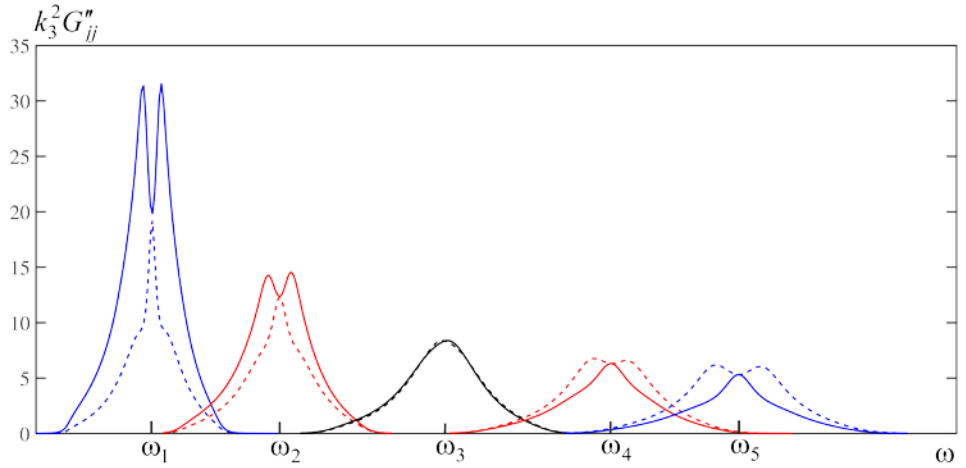


Рис. 2. Зависимости от частоты мнимых частей функций Грина спиновых $G''_{mm}(\omega)$ (штриховые кривые) и упругих $G''_{uu}(\omega)$ (сплошные кривые) волн в окрестностях частот пересечения ($\omega_1, \omega_2, \omega_4, \omega_5$) и касания ($\omega_3$) дисперсионных кривых. Расчет проведен при $k_c/k_3 = 0.01$, k_c - корреляционное волновое число.

показаны зависимости мнимых частей функций Грина от частоты для каждого значения ω_i, k_i. Расчет проведен при корреляционном волновом числе неоднородностей k_c много меньшем, чем значение волновых чисел k_i. С увеличением i ширина пиков в каждой точке пересечения кривых увеличивается, а амплитуда их уменьшается. В первых двух точках пересечения кривых $i = 1, 2$ скорость распространения упругих волн больше скорости спиновых волн. В неоднородной среде это приводит к тому, что быстрые упругие волны, взаимодействуя с медленными спиновыми волнами в резонансной точке, теряют свою энергию и разгоняют спиновую систему, приобретающую дополнительную энергию, до тех пор, пока амплитуды функций Грина не выравниваются. На рис. 2 это появляется в виде тонкой структуры в форме узкого провала на вершине функции Грина упругих волн и узкого пика на вершине функции Грина спиновых волн. В последних двух точках $i = 4, 5$, наоборот, скорость спиновых волн больше скорости упругих волн и, соответственно, тонкая структура имеет вид, противоположный структуре в точках $i = 1, 2$. Здесь узкий провал наблюдается на вершине функции Грина спиновых волн, а пик – на вершине функции Грина упругих волн. В точке касания дисперсионных кривых $i = 3$ скорости упругих и спиновых волн одинаковы, и тонкая структура спектра отсутствует. Амплитуда тонкой структуры на вершинах функций Грина зависит от отношения скоростей взаимодействующих волн: чем это отношение больше, тем ярче проявляется узкий резонанс и антирезонанс.

Тонкая структура спектра магнитоупругого резонанса, предсказанная нами в работе [4] и исследованная теоретически в работах [4-8] и данной работе, насколько нам известно, пока еще не наблюдалась экспериментально.

1. Е. А.Туров, Ю.П. Ирхин, ФММ., **3**, 15 (1956).
2. C. Kittel. Phys. Rev., **110**, 835 (1958).
3. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, Спиновые волны. Москва: Наука (1967).
4. V. A. Ignatchenko and D. S. Polukhin, Solid State Phenomena., **190**, 51 (2012).
5. В. А. Игнатченко, Д.С. Полухин, ЖЭТФ., **143**, 238 (2013).
6. В. А. Игнатченко, Д. С. Полухин, ЖЭТФ., **144**, 972 (2013).
7. V. A. Ignatchenko and D. S. Polukhin, Solid State Phenomena., **215**, 105 (2014).
8. В. А. Игнатченко, Д. С. Полухин, ЖЭТФ., **152**, 110 (2017).
9. V. A. Ignatchenko and D. S. Polukhin, J. Phys. A: Math. Theor., **49**, 095004 (2016).

ДИФРАКЦИОННЫЕ КАРТИНЫ СПИНОВЫХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ЛИНЕЙНЫМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ФЕРРИТОВОЙ ПЛЁНКЕ

Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г.

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, Россия

Недавно в магнитостатическом приближении была решена общая двумерная задача по дифракции на произвольно ориентированной щели поверхностной спиновой волны с неколлинеарной ориентацией волнового вектора $\mathbf{k_0}$ и вектора групповой скорости $\mathbf{V_0}$ [1 – 3]. Было установлено, что угловая ширина возникающих дифракционных волновых пучков (лучей) зависит не только от отношения длины падающей спиновой волны λ_0 к длине щели D (как в изотропных средах), но и от кривизны изочастотной зависимости спиновой волны, падающей на щель. Было показано, что если волновой вектор исходной спиновой волны $\mathbf{k_0}$ ориентирован нормально линии щели, то рассматриваемая задача идентична (при определенных условиях [2]) задаче по возбуждению спиновой волны линейным преобразователем длиной D. В итоге была получена формула, описывающая для случая $D >> \lambda_0$ зависимость угловой ширины дифракционного луча от параметров исходной волны, анизотропной среды и возбудителя. Оказалось, что угловая ширина дифракционного луча в анизотропных средах может быть не только больше или меньше величины λ_0/D, но даже может быть равна нулю. Также в [2] было показано, что с помощью этой формулы можно вычислять угловую ширину луча для других типов спиновых волн и для волн иной природы в различных анизотропных средах и структурах.

С целью подтверждения результатов, описанных выше, были экспериментально исследованы дифракционные картины лучей поверхностной и обратной спиновых волн в касательно намагниченной ферритовой плёнке для ряда геометрий, в том числе для случая, когда угловая ширина луча равна нулю. Распределение энергии лучей спиновых волн в плоскости плёнки исследовалось методом зондирования [4, 5], который после усовершенствования [6] позволил визуализировать пространственное распределение амплитуды и фазы спиновых волн на поверхности плёнки (подробнее см. [6]). Возбуждающий преобразователь и приёмный зонд были изготовлены из позолоченной вольфрамовой проволочки толщиной 12 мкм и имели длину, соответственно D = 5 мм и d = 0.5 мм. В соответствии с [2], при возбуждении волнового пучка линейным преобразователем, формула для угловой ширины $\Delta\psi$ этого пучка упрощается, приобретая вид

$$\Delta\psi = \frac{\lambda_0}{D}\left|\frac{d\psi}{d\varphi}(\varphi_0)\right|, \qquad (1)$$

где φ_0 ориентация волнового вектора $\mathbf{k_0}$, углы ψ и φ определяют ориентацию произвольных вектора групповой скорости **V** и волнового вектора **k**, а $d\psi/d\varphi(\varphi_0)$ – значение производной в той точке изочастотной зависимости, в которой оканчивается вектор $\mathbf{k_0}$. Из формулы (1) видно, что угловая ширина луча $\Delta\psi$ определяется не только отношением λ_0/D, но и величиной производной $d\psi/d\varphi(\varphi_0)$, описывающей кривизну изочастотной зависимости. Характеризуя лучи, удобно определять не только их *абсолютную* угловую ширину $\Delta\psi$ в градусах, но и отношение σ угловой ширины $\Delta\psi$ (в радианах) к величине λ_0/D (угловой ширине луча в изотропной среде в радианах): $\sigma = \Delta\psi/(\lambda_0/D)$. По смыслу *относительная угловая ширина луча* σ показывает, во сколько раз угловая ширина луча $\Delta\psi$ отличается от ширины аналогичного луча в изотропных средах (при одинаковом отношении λ_0/D).

Чтобы показать, как сильно может меняться угловая ширина лучей в анизотропных средах, ниже приведены визуализированные картины распространяющихся лучей поверхностной спиновой волны с наибольшей и наименьшей угловой шириной $\Delta\psi$ (рис. 1а и 1б соответственно).

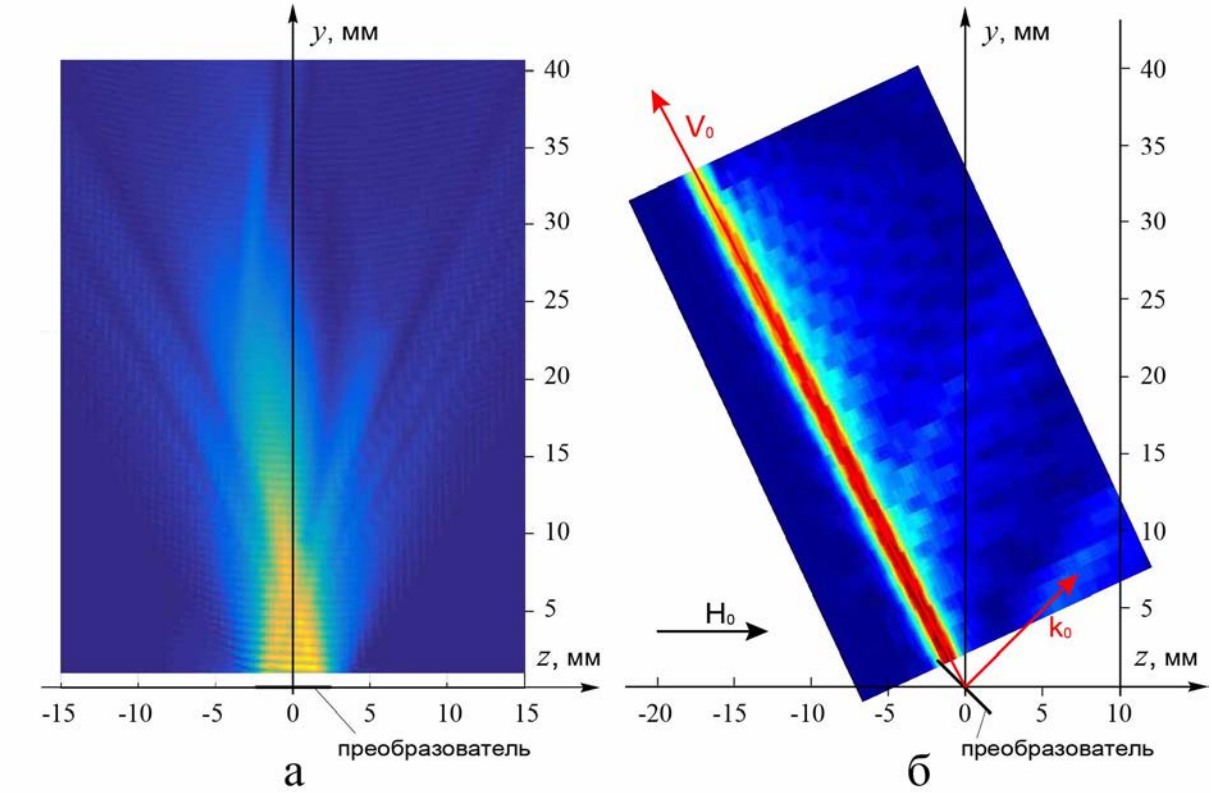


Рис. 1. Экспериментальные дифракционные картины, которые возникают в плоскости пленки железоиттриевого граната при возбуждении поверхностной спиновой волны линейным преобразователем, ориентированным относительно магнитного поля $\mathbf{H_0}$ под углом $\varphi_0 = 0^o$ (а) и под углом $\varphi_0 = -45^o$ (б). Параметры эксперимента: H_0 = 471,5 Э, толщина плёнки s = 14,7 мкм и намагниченность насыщения $4\pi M_0$ = 1855,8 Гс. Параметры лучей спиновой волны и ихугловой ширины по уровню 0,5: (а) f = 3242 МГц, k_0 = 110,8 см$^{-1}$, λ_0 = 567 мкм, λ_0/D = 0,113, $\Delta\psi$ = 12,9^o σ = 2; (б) f = 3000 МГц, k_0 = 56,5 см$^{-1}$, λ_0 = 1110 мкм, λ_0/D = 0,222, $\Delta\psi$ = 0,4^o, σ = 0,03.

Как видно, на рис. 1б луч практически сохраняет свою ширину на протяжении всей траектории. Несмотря на то, что для этого луча отношение λ_0/D больше, чем отношение λ_0/D для луча на рис. 1а (0,222 > 0,113), измеренные величины $\Delta\psi$ и σ для луча на рис. 1б ($\Delta\psi = 0{,}4^o$, $\sigma = 0{,}03$) оказались намного меньше, чем для луча на рис. 1а ($\Delta\psi = 12{,}9^o$, $\sigma = 2$). Для сравнения, в изотропных средах при отношении $\lambda_0/D = 0{,}222$ волновой пучок имел бы угловую ширину $\Delta\psi = 12{,}7^o$ (а не $\Delta\psi = 0{,}4^o$)! Отметим, что в соответствии с теорией в геометрии, показанной на рис. 1б, должен был бы наблюдаться волновой пучок с $\sigma = \Delta\psi = 0$ (а не $\sigma = 0{,}03$). По-видимому, небольшое увеличение величины σ можно объяснить следующим образом: поскольку апертура приемного зонда равна 0,5 мм, а длина траектории спиновой волны ~50 мм, то минимальный угол, который можно при этом измерить, составляет ~ 0.5/50/2 = 0,005 рад ≈ $0{,}3^o$. То есть, приходится констатировать, что поскольку спиновые волны, в отличие от света, распространяются на ~ 50 мм, то с помощью зонда апертурой 0,5 мм можно измерить угловую ширину не более $0{,}3^o$. Более подробно результаты данного исследования описаны в [7].

Аналогичные визуализированные дифракционные картины были получены экспериментально для лучей первой моды обратной спиновой волны, включая случай, когда $\sigma = \Delta\psi \approx 0$ (см. подробнее [8]).

Подытоживая полученные результаты можно сделать вывод, что угловая ширина лучей поверхностной спиновой волны не является постоянной величиной и, в отличие от угловой ширины лучей в изотропных средах, может быть как больше, так и меньше отношения λ_0/D. Более того, существуют условия, при которых угловая ширина луча $\Delta\psi$ равна нулю, и луч сохраняет свою абсолютную ширину по мере распространения. Таким образом, показано, что такое явление, как сверхнаправленное распространение волны существует в природе. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетами на основе работ [1 - 3].

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 14-07-00332, № 17-07-00016).

1. Lock E.H. Cornell University Library: http://arxiv.org/abs/1112.3929
2. Локк Э.Г., УФН, **182**, 1327 (2012).
3. Локк Э.Г., Радиотехника и электроника, **60**, 102, (2015).
4. Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И., ЖТФ, **60**, 138 (1990).
5. Анненков А.Ю., Васильев И.В., Герус С.В., Ковалёв С.И., ЖТФ, **65**, 71 (1995).
6. Анненков А.Ю., Герус С.В., Радиотехника и электроника, **57**, 572 (2012).
7 Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H., Cornell University Library: http://arxiv.org/abs/1611.09595
8. Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H., EPJ Web of Conferences, in press.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ ФЕРРИТА

В.А. Толкачев [1], И.В. Бычков [1], Д.А. Кузьмин [1], О.Г. Харитонова [1], В.Г. Шавров [2]

[1] *Челябинский Государственный Университет, Челябинск, Россия*
[2] *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия*

Поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) впервые были описаны А. Зоммерфельдом в 1899г. для случая распространения волны вдоль цилиндрического проводника. В 1907г. И. Ценнек, объясняя дальнюю радиосвязь, математически описал распространение электромагнитных волн вдоль поверхности проводника (Земли). Однако представления о ПЭВ долгое время были достоянием узкого круга специалистов и практически нигде не использовались. В настоящее время исследования и применения ПЭВ развиваются достаточно динамично. Это обусловлено уникальными свойствами таких волн: высокой пространственной локализацией и возможностью значительного усиления напряженности поля в ПЭВ. Практический интерес к ПЭВ обусловлен новыми возможностями, открываемыми их использованием в оптической спектроскопии, нелинейной оптике, микроскопии сверхвысокого разрешения.

В работе исследуется распространение поверхностных электромагнитных волн на поверхности феррита в сильных магнитных полях. Здесь мы приводим условия существования ПЭВ на границе вакуум – феррит. Моделируем зависимость показателя преломления и коэффициентов затухания от величины внешнего магнитного поля и частоты.

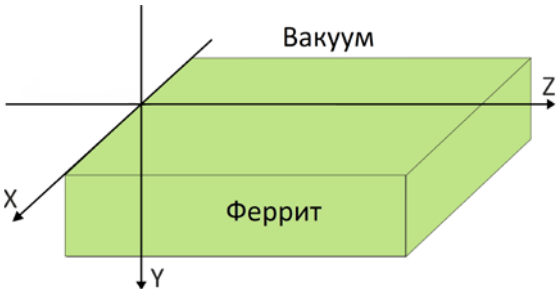


Рис.1. Геометрия задачи

Исследуем распространение поверхностной электромагнитной волны в плоскости XZ в структуре вакуум – феррит, показанной на рис.1. Исследовались три различные геометрии: ($\vec{\gamma} \perp \vec{\beta} \parallel \vec{H}$), ($\vec{\gamma} \perp \vec{\beta} \perp \vec{H}$) и ($\vec{\gamma} \parallel \vec{H} \perp \vec{\beta}$).

В данной постановке γ – коэффициент затухания, β – постоянная распространения, тензор магнитной проницаемости имеет следующий вид:

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \qquad (1)$$

где, $\mu = 1 + \omega_g \omega_M \Big/ \left(\omega_g^2 - \omega^2\right)$, $\mu_a = \omega\omega_M \Big/ \left(\omega_g^2 - \omega^2\right)$, $\omega_M = 4\pi g M$, $\omega_g = g\left(H + aM\right)$.

Здесь ω – частота, ω_M – магнитостатическая частота, ω_g – частота спиновых волн, g – гиромагнитное отношение, M – намагниченность, a – постоянная анизотропии.

В работе проведено исследование распространения поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) на границе вакуум-феррит, исследован спектр этих волн в зависимости от величины внешнего магнитного поля и частоты. В качестве примера моделирования распространения ПЭВ был выбран феррит с ε = 10. Так же в работе получены дисперсионные уравнения для ПЭВ в случае различных геометрий. Рассчитаны: спектр ПЭВ, значения постоянных распространения и коэффициентов затухания.

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ГРАДИЕНТНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ С НЕОДНОРОДНЫМ ПАРАМЕТРОМ ОБМЕНА

В.А. Игнатченко, Д.С. Цикалов

Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ Сибирского отделения Российской академии наук 660036, Красноярск, Россия

Теория спин-волнового резонанса (СВР) в градиентных пленках для некоторых профилей плавного изменения магнитного момента по толщине пленки была развита еще в 60^{x} годах прошлого века. Развитие теории было стимулировано экспериментально обнаруженными отклонениями зависимости резонансных частот ω_n (или резонансных полей H_n) от номера моды n, от квадратичного закона, предсказанного теорией Киттеля [1]. В работе [2] было предположено, что эти отклонения обусловлены плавной неоднородностью статической намагниченности по толщине пленки, вызванной различными технологическими факторами. Реальные зависимости намагниченности $M(z)$, где z – координата, нормальная к толщине пленки, были неизвестны, поэтому они моделировались простейшими функциями. Теория СВР была развита для моделей с параболическим уменьшением $M(z)$ от центра пленки к ее поверхностям [3] и линейным законом изменения намагниченности вдоль оси z [4]. Собственные функции колебаний намагниченности $m_n(z)$ и зависимости собственных частот ω_n (или резонансных полей H_n) от номера моды n были исследованы приближенными аналитическими методами.

В работе [5] авторы разработали технологию создания слоистых пленок, в которых магнитные параметры слоев плавно изменяются по толщине пленки, моделируя заранее заданный закон изменения намагниченности $M(z)$ или параметра обмена $\alpha(z)$. В этой же работе исследован СВР в таких градиентных пленках. Экспериментальные результаты для градиентных пленок с $M(z)$ авторы [5] сравнивают с результатами теоретических работ [2-4]. Теоретическое исследование спектра СВР для случая

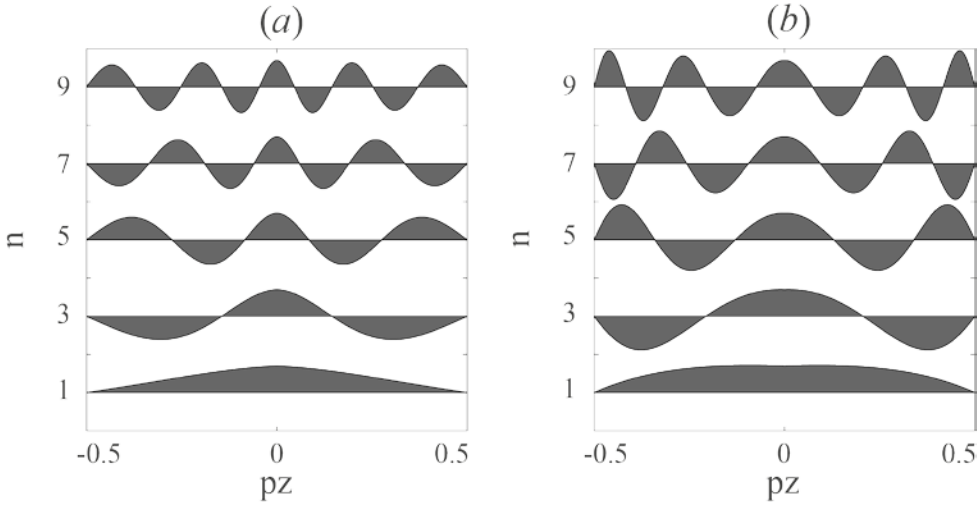


Рис. 1. Нормированные моды возбуждения $m_n(z)$ для случая вогнутой (*a*) и выпуклой (*b*) зависимости $\alpha(z)$.

градиента параметра обмена $\alpha(z)$ ранее не проводилось и является целью данной работы.

Волновое уравнение в случае неоднородного параметра обмена $\alpha(z)$ имеет вид

$$\alpha(z)\frac{d^2m}{dz^2}+\frac{d\alpha(z)}{dz}\frac{dm}{dz}+\frac{\omega-\omega_0}{\omega_M}m=0, \qquad (1)$$

где $m=M_x+iM_y$, ω – частота, $\omega_0=g[H-(4\pi-\beta)M]$ – частота однородного ферромагнитного резонанса, $\omega_M=gM_0$, g – гиромагнитное отношение.

Сделав в уравнении замену переменных [6] и воспользовавшись оригинальным методом [7], который был разработан для градиента показателя преломления $n(z)$ в оптике, мы нашли точное решение уравнения для детерминированной функции параметра обмена вида

$$\alpha(z)=\alpha_0(1+sp\,|\,z\,|)^2, \qquad (2)$$

где $s=+1$ при уменьшении обмена к центру пленки (вогнутая кривая $\alpha(z)$) и $s=-1$ – при нарастании обмена к центру (выпуклая кривая $\alpha(z)$). Здесь p – характерное волновое число градиентной неоднородности, α_0 – величина обмена в центре пленки. Решение в этом случае имеет вид

$$m(z)\sim\frac{1}{\sqrt{1+sp\,|\,z\,|}}\exp\left[\pm\frac{iq}{p}\ln(1+sp\,|\,z\,|)\right]. \qquad (3)$$

На бесконечности решение стремиться к нулю, поэтому естественного условия возникновения уровней энергии в неограниченной среде не возникает. В случае конечной толщины пленки d, имеем дискретный набор собственных частот

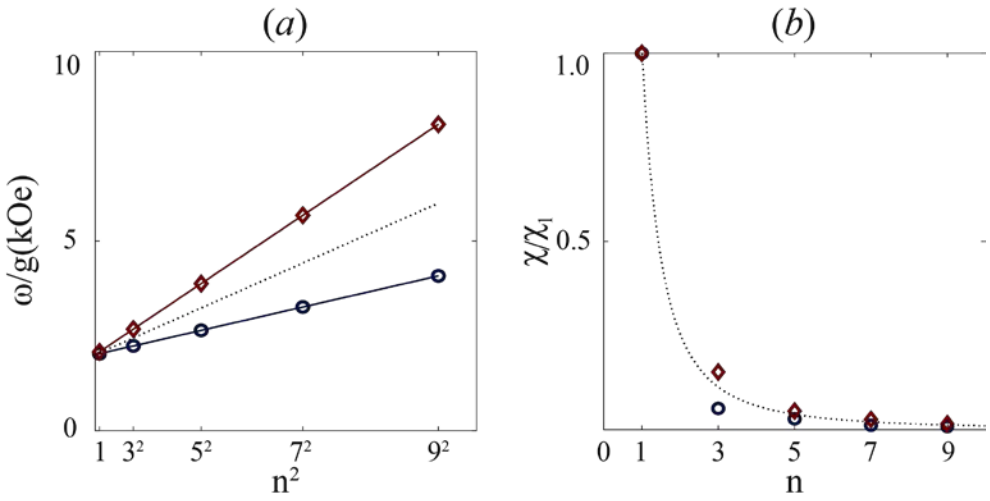


Рис. 2. Закон дисперсии (*a*) и высокочастотная восприимчивость χ_n (*b*) для случая вогнутой (красные ромбы) и выпуклой (синие кружки) зависимости $\alpha(z)$. Пунктирные кривые соответствуют закону дисперсии однородной пленки.

$$\omega_n = \omega_0' + \alpha_0 g M q_n^2, \tag{4}$$

где

$$\omega_0' = g\left[H - (4\pi - \beta - \alpha_0 p^2/4)M\right], \tag{5}$$

$$q_n = \frac{n\pi}{2}\frac{p}{\ln\left(1 + s\dfrac{pd}{2}\right)}, \quad n = 1, 2, 3, \ldots \tag{6}$$

На Рис. 1 показана форма нормированных колебаний $m(z)$ соответствующих граничным условиям $m(d/2) = 0$. Видно, что форма колебаний отличается от косинусоидальной: для случая $s = +1$ (*a*), длина волны колебаний увеличивается от центра пленки к ее краям, а в случае $s = -1$ (*b*) – уменьшается. С ростом n форма колебаний приближается к косинусоидальной, соответствующей однородной пленке. Закон дисперсии спиновых волн в градиентной пленке с зависящим от z обменом остается квадратичным, изменяется только эффективный параметр обмена: для $s = +1$ он возрастает, а для $s = -1$ – уменьшается (Рис. 2*a*). Высокочастотная восприимчивость градиентной пленки практически совпадает с восприимчивостью однородной пленки, лишь незначительно возрастая для вогнутой и уменьшаясь для выпуклой зависимости $\alpha(z)$ (Рис. 2*b*).

1. C. Kittel, Phys.Rev. (1958).
2. P.E. Wigen, C.F. Kooi, M.R. Shanabarger, et. al. Phys. Rev. Lett. (1962).
3. A.M. Portis, App. Phys. Lett. (1963).
4. E. Schlömann, J. Appl. Phys. (1965).
5. R.S. Iskhakov, L.A. Chekanova, I.G. Vazhenina, Bulletin of RAS (2013).
6. Э. Камке, Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. Москва: Наука (1971).
7. A.B. Shvartsburg, A.A. Maradudin, Waves in gradient metamaterials. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. (2013).

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ АНИЗОТРОПИИ И ГЕНЕРАЦИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ ГАЛФЕНОЛА

Н.Е. Хохлов[1], У.Д. Красильникова[1,2], Л.А. Шелухин[1], А.В. Щербаков[1,3], A.W. Rushforth[4], А.М. Калашникова[1]

[1]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Санкт-Петербургский Политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия*
[3]*Experimental Physics II, Technical University Dortmund, Dortmund, Germany*
[4]*School of Physics and Astronomy, The University of Nottingham, Nottingham, UK*

Цифровые технологи будущего требуют создания новых устройств обработки сигналов, сочетающих в себе быстродействие, компактность и низкое потребление энергии. Перспективным подходом к решению этой проблемы является использование спинового транспорта для передачи информации, и спин-волновой логики - для ее обработки [1]. Для этого, в частности, необходима разработка новых эффективных подходов к генерации спинового транспорта, предоставляющих возможность управления его параметрами в широких пределах. Не менее важной задачей является поиск материалов и создание наноструктур, обладающих наилучшими характеристиками для распространения спиновых волн и спинового транспорта.

В свете этих задач сверхбыстрая генерация спиновых возбуждений в наноструктурах под действием фемтосекундных лазерных импульсов является одним из наиболее актуальных направлений в современном магнетизме [2,3]. Исследования последних лет [4-8] показали, что лазерные импульсы могут стать альтернативой традиционным микроволновым методам генерации спиновых волн и даже превзойти их по ряду параметров. Однако в настоящее время спектр материалов, в которых было продемонстрировано лазерно-индуцированное возбуждение спиновых волн, ограничен рядом модельных сред, таких как тонкие пленки ферритов-гранатов [4,5,8], пермаллоя [6] и CoFeB [7], демонстрирующие малое гильбертово затухание и слабую магнитную анизотропию в плоскости.

В данной работе мы представляем результаты первого экспериментального исследования оптического возбуждения спиновых волн в тонких пленках ферромагнитного металла, имеющих выраженную магнитную анизотропию в плоскости. В качестве образца для исследований была выбрана пленка галфенола ($Fe_{0.81}Ga_{0.19}$) толщиной 20 нм, выращенная методом магнетронного распыления на подложке GaAs. Галфенол – новый материал спинтроники [9], время жизни прецессии намагниченности в котором превышает 2 нс [10]. Структуры FeGa/GaAs

характеризуются выраженной магнитокристаллической анизотропией в плоскости, что позволяет реализовать возбуждение прецессии намагниченности за счет сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения анизотропии [11].

Эксперименты проводились по схеме двуцветной накачки-зондирования с фемтосекундным временным и микронным пространственным разрешением. Импульсы накачки и зондирования, длительностью 100 фс с центральными длинами волн 525 и 1050 нм соответственно, фокусировались на образце в пятна диаметром порядка 1 мкм. В эксперименте регистрировались индуцированные импульсами накачки изменения магнитооптического полярного эффекта Керра для импульсов зондирования как функция времени задержки между ними. Размещение микрообъектива для фокусировки луча накачки на линейном пьезотрансляторе позволило реализовать относительное пространственное смещение импульсов накачки и зондирования и проводить таким образом пространственно-временное сканирование магнитного возмущения пленки. Постоянное внешнее магнитное поле было приложено в плоскости пленки, и азимутальный угол между направлением поля и легкой осью анизотропии варьировался в пределах 0-180°. Все эксперименты проводилось при комнатной температуре.

В экспериментах мы наблюдали распространение поверхностных прямых и объемных обратных спиновых волн на расстояния до 10 мкм от области возбуждения при внешнем магнитном поле в плоскости пленки 100 мТл. Важным результатом стало то, что наличие выраженной анизотропии в плоскости образца приводит к нескольким особенностям в свойствах генерируемых спиновых волн, не наблюдаемых в ранее изученных материалах. Во-первых, спиновые волны возбуждаются под действием сверхбыстрого изменения анизотропии импульсом накачки, а не сверхбыстрого размагничивания [6,7] или сверхбыстрого оптомагнитного эффекта [4,5]. Во-вторых, фазовая и групповая скорости спиновых волн обоих типов, а также форма волновых пакетов демонстрируют сильную зависимость от взаимной ориентации магнитного поля и осей анизотропии (рис.1).

Полученные результаты показывают, что оптическое возбуждение в анизотропных магнитных пленках добавляет новые степени свободы для генерации спиновых волн с требуемыми характеристиками. Важно отметить, что в наших экспериментах возбуждение спиновых волн основано на сверхбыстром лазерно-индуцированном изменении магнитной анизотропии, которое может быть реализовано в материалах с различной электронной структурой [12-14]. Это снимает целый ряд ограничений, накладываемых на свойства материалов [4,5] и геометрию эксперимента [6,7] при возбуждении за счет других механизмов.

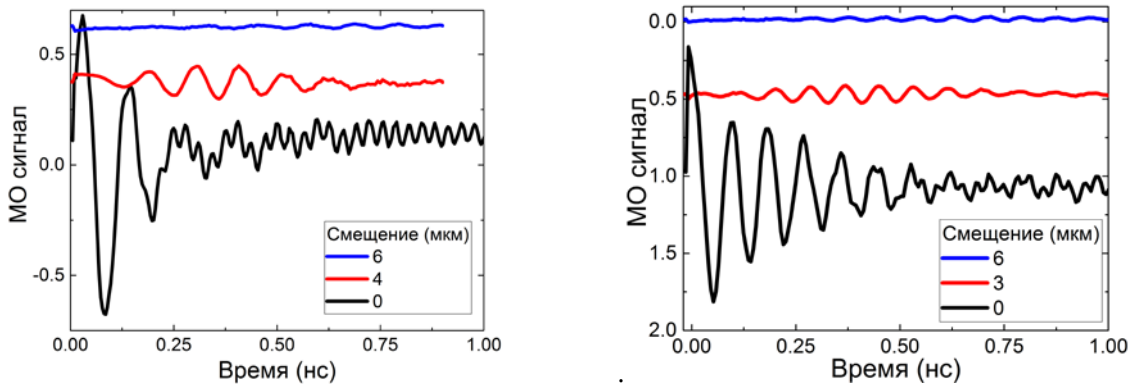


Рис. 1. Магнитооптический отклик пленки при разных относительных смещениях в пространстве импульсов накачки и зондового. Направление внешнего магнитного поля (слева) 44° и (справа) 22° относительно легкой оси анизотропии.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант № 16-12-10485).

[1] G. Csaba, Á. Papp, W. Porod, Phys. Lett. A, 381, 1471 (2017).
[2] А. М. Калашникова, А.В. Кимель, Р.В. Писарев, Усп. Физ. Наук 185, 1064 (2015).
[3] D. Bossini et al., ACS Photonics 3, 1385 (2016).
[4] T. Satoh et al., Nature Photonics 6, 662 (2012).
[5] A. I. Chernov et al., Optics letters 42, 279 (2017).
[6] Y. Au et al., Phys. Rev. Lett. 110, 097201 (2013).
[7] S.-J. Yun et al., Appl. Phys. Express 8, 063009 (2015).
[8] Y. Hashimoto et al., Nature Commun. 8, 15859 (2017).
[9] H. Wang et al. Sci. Rep. 3, 3521 (2013).
[10] A. V. Danilov et al, *in preparation*.
[11] V. N. Kats et al., Phys. Rev. B 93, 214422 (2016).
[12] Hashimoto Y, et al. Phys. Rev. Lett. 100 067202 (2006).
[13] E. Carpene et al., Phys. Rev. B 81, 060415(2010).
[14] L. A. Shelukhin et al. Phys. Rev. B 97, 014422 (2018).

РАССЕЯНИЕ МАГНОННЫМ КРИСТАЛЛОМ НЕРАСХОДЯЩЕГОСЯ ЛУЧА ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН

Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г.

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, Россия

Взаимодействие спиновых волн с периодическими магнитными структурами, называемыми магнонными кристаллами, было рассмотрено в ряде работ [1, 2]. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования дифракция поверхностных спиновых волн (СВ) на слабоконтрастном магноном кристалле, который создавался в плёнке железо-иттриевого граната (ЖИГ) с помощью пространственно-периодического магнитного поля, локализованного в части плёнки ЖИГ.

Указанное поле создавалось несколькими отрезками магнитофонной ленты, наложенными на поверхность ЖИГ впритык параллельно друг к другу. Для совмещения максимумов записанных на ленту синусоидальных сигналограмм использовался метод визуализации магнитных доменов, наведенных магнитофонной записью, основанный на фарадеевском вращении и подробно описанный в [3].

Поверхностная СВ возбуждалась в направлении, для которого дифракционная расходимость луча на данной частоте была минимальной [4]. Для этого возбуждающий преобразователь в виде линейного СВЧ-тока ориентировался под углом около 45° к полю подмагничивания, и на частотах возбуждения около 3000 МГц в плёнке ЖИГ возбуждались слабо расплывающиеся лучи ПСВ. На пути распространения такого луча располагался участок магнонного кристалла, созданного магнитофонными лентами. Взаимодействие с магнонным кристаллом приводило как образованию на его выходе множества как смещенных лучей с тем же направлением, так и продифрагировавших лучей, имеющих другое направление. Полученная картина сильно зависела от частоты и от направления вектора решётки кристалла. Кристалл позволял менять параметры прошедшей волны: количество лучей, их направления, амплитуды и так далее.

Распределения полей СВ измерялись щупом в виде микропетли, который сканировал плоскость плёнки в двух взаимно перпендикулярных направлениях – Y и Z [5]. Измерения проводились сразу в некотором диапазоне частот. На рис. 1 представлены картины дифракции почти сверхнаправленного луча на магнонном кристалле, вектор решётки **q** которого ориентирован параллельно полю подмагничивания. Величина вектора **q** была выбрана так, чтобы для падающего луча были сформированы условия, близкие к созданию брэгговской дифракции [6]. Брэгговская дифракция является эффектом, резко зависящим от частоты. Сверхнаправлен-

ность ПСВ также имеет достаточно заметную частотную зависимость [4]. В результате при небольшом изменении частоты (около 100 МГц) в образце ферритовой плёнки ЖИГ наблюдается целый набор совершенно разных распределений волн.

На рис. 1,*а* представлена картина, в наибольшей степени соответствующая режиму брэгговской дифракции сверхнаправленного луча. Виден узкий хорошо сформированный падающий луч слева от магнонного

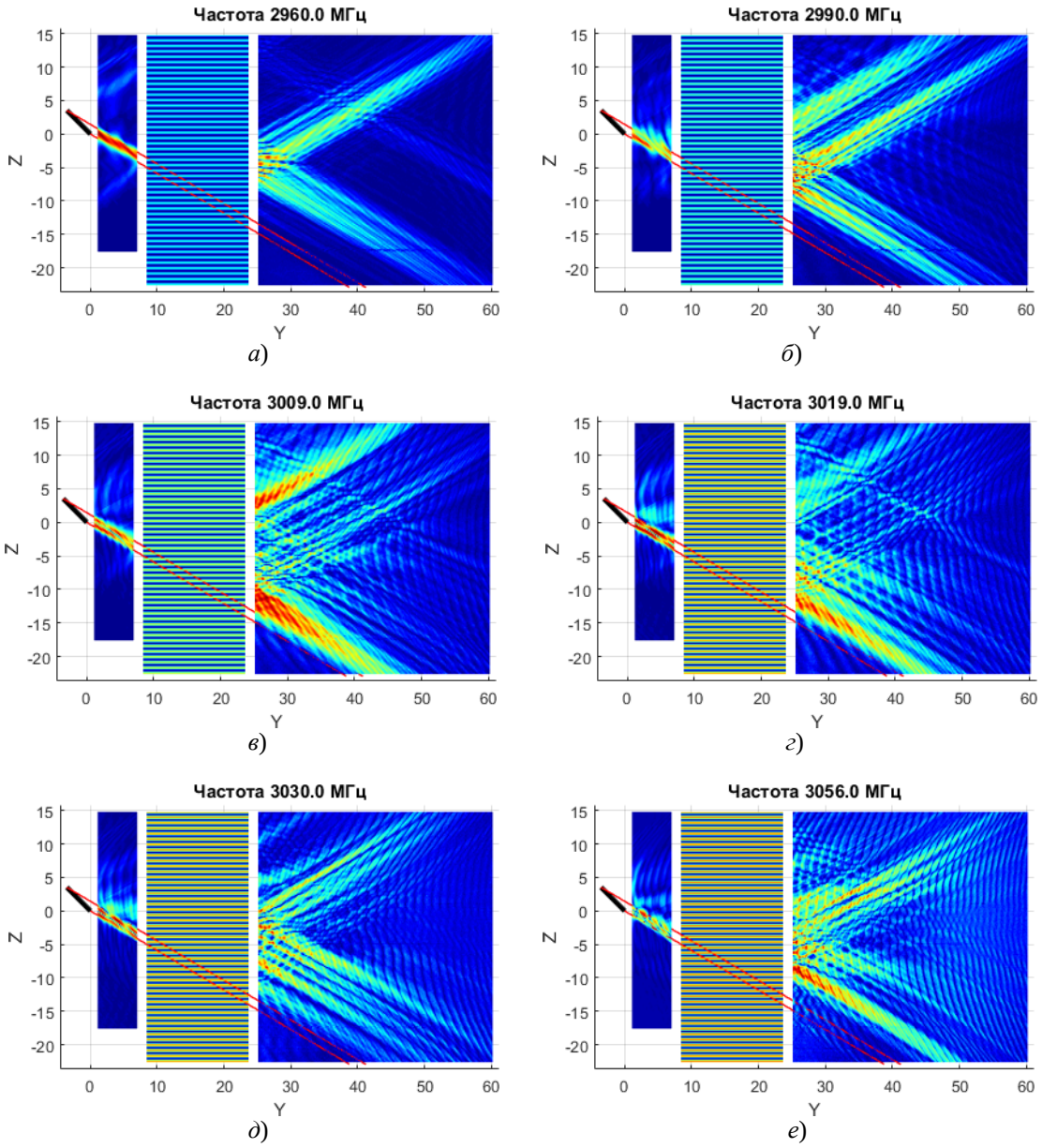


Рис. 1. Картины распределения амплитуды поверхностных СВ при их дифракции на слабоконтрастном магноном кристалле для разных частот (*а–е*). Оси YZ лежат в плоскости плёнки ЖИГ, размеры указаны в миллиметрах. Поле подмагничивания величиной 500 Э направлено вдоль оси Z. Намагниченность насыщения $4\pi M$ = 1850 Гс, толщина ферритовой плёнки h = 15 мкм. Чёрный отрезок изображает линейный СВЧ-ток, являющийся возбуждающим преобразователем. Красные линии, идущие от преобразователя, соответствуют распространению луча СВ при отсутствии магнонного кристалла. Магнонный кристалл показан в виде прямоугольника, заполненного чередующимися полосами, шаг которых равен периоду решётки 810 мкм. Цветовая гамма распределения СВ соответствует увеличению амплитуды СВ от синего (малая амплитуда) до красного (большая амплитуда).

кристалла. Справа от кристалла наблюдаются два луча, распространяющиеся в разные стороны симметрично относительно некоторой горизонтальной оси. Это прошедший основной луч нулевого порядка дифракции и продифрагировавший брэгговский луч первого порядка. Отметим, что основной луч оказался сдвинутым вверх относительно исходного падающего луча и оба прошедших луча за счёт взаимодействия с периодической структурой кристалла оказались гораздо шире падающего луча.

С увеличением частоты начинается процесс дифракционного расплывания падающего луча, при этом перестают выполняться условия брэгговской дифракции для основной части падающего луча, но зато за счёт дифракционного расплывания появляются компоненты луча, для которых эти условия ещё выполняются. На рисунках 1,*б–е* показана трансформация дифракционной картины при изменении частоты. На рис. 1,*б* появляется второй луч первого порядка дифракции. На рис. 1,*в* этот второй луч становится преобладающим, а первый практически пропадает, прошедший луч нулевого порядка дифракции сдвигается ближе к положению исходного луча. На рис. 1,*г* лучи первого порядка становятся еле заметными, но зато появляются много сравнительно слабых дублёров у лучей первого и второго порядка дифракции. Наконец на рис 1,*д* и 1,*е* видно, как развивается этот процесс появления дублёров – всё поле плёнки ЖИГ покрывается тонкими полосками продифрагировавших лучей.

Литература

1. Анненков А.Ю., Герус С.В. 2-D распределение магнитостатических волн в окрестности зоны непропускания магнонного кристалла // Труды XXI Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы». 15−17 ноября 2017. М.: МЭИ. С. 113–117.
2. Анненков А.Ю., Герус С.В. Дисперсионные свойства магнонного кристалла с невзаимностью // Известия РАН. Сер. Физическая. 2017. Т. 81. № 8. С. 1091–1094.
3. Герус С.В., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Чижик Е.С. Способ определения напряженности статического периодического магнитного поля / А.с. №1396761. Опубл. в Б.И. 1989. № 39. С. 278.
4. Локк Э.Г. Угловая ширина луча при дифракции на щели волны с неколлинеарными групповой и фазовой скоростями // УФН. 2012. Т. 182. № 12. С. 1327−1343.
5. Анненков А.Ю., Герус С.В. Исследование распределения поверхностных магнитостатических волн путем сканирования поверхности ферритовой пластины // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 5. С. 572−577.
6. Герус С.В. Магнитостатические волны в пространственно-периодических и двумерно-неоднородных магнитных полях / Диссертация и Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Москва. 2010.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В КВАНТОВОМ S=1 ПАРАМАГНЕТИКЕ

Е. В. Васинович, А. С. Москвин, Ю. Д. Панов

Уральский федеральный университет

В отличие от квантовых магнетиков со спином 1/2 системы со спином S = 1 характеризуются более сложным гамильтонианом с появлением одноионной анизотропии, биквадратичных межцентровых взаимодействий и принципиально новых фазовых состояний типа квантового парамагнетика. В рамках классического подхода, данное квантовое парамагнитное состояние соответствует фазе легкая плоскость.

Достаточно эффективным в описании элементарных возбуждений в квантовых магнетиках представляется так называемый метод швингеровских бозонов. Ранее он уже применялся для описания систем со спином S = 1 [1], но для более простого гамильтониана с билинейной спиновой связью. В данной работе мы используем технику швингеровских бозонов для анизотропной S = 1 спиновой системы, которая характеризуется более сложным гамильтонианом, включающим биквадратичные члены:

$$H = \sum_i \left(DS_{iz}^2 - hS_{iz}\right) + \sum_{i>j} J_{\parallel}\, S_{iz}\, S_{jz} + \sum_{i>j} J_{\perp}(S_{i+}\, S_{j-} + S_{i-}S_{j+}) +$$
$$\sum_{i>j} t_T(T_{i+}\, T_{j-} + T_{i-}T_{j+}) + \sum_{i>j} t_b\left(S_{i+}^2 S_{j-}^2 + S_{i-}^2 S_{j+}^2\right), \quad (1)$$

где $T_{\pm}=\{S_{\pm},S_z\}$. Мы вводим три бозонных оператора рождения/уничтожения квазичастиц, которые соответствуют трем собственным значениям спина S = 1: $|+1\rangle = \hat{b}_+^{\dagger}|v\rangle$, $|-1\rangle = \hat{b}_-^{\dagger}|v\rangle$, $|0\rangle = \hat{b}_0^{\dagger}|v\rangle$, где $|v\rangle$ является вакуумным состоянием, а на операторы также действует ограничение вида $\hat{b}_+^{\dagger}\hat{b}_+ + \hat{b}_-^{\dagger}\hat{b}_- + \hat{b}_0^{\dagger}\hat{b}_0 = 1$. Предполагая, что бозоны b_0 сконденсированы, т.е. квантовый парамагнетик является основным состоянием (фаза больших D), мы делаем среднеполевое расцепление слагаемых четвертого порядка по операторам рождения/уничтожения и после преобразования Фурье-Боголюбова мы получаем диагонализованный гамильтониан для двух мод невзаимодействующих магнонов. Следует отметить, что, в отличие от [1], последний биквадратичный член в (1) приводит к смешиванию бозонов b_- и b_+.

Нами были получены дисперсионные выражения для двух мод и фазовые диаграммы в координатах T_c-h при различных параметрах t_T и t_b (рис. 1 и рис. 2, соответственно), где T_c это температура, когда магнонная энергетическая щель обращается в ноль, что свидетельствует о фазовом переходе из фазы квантового парамагнетика в неелевскую фазу.

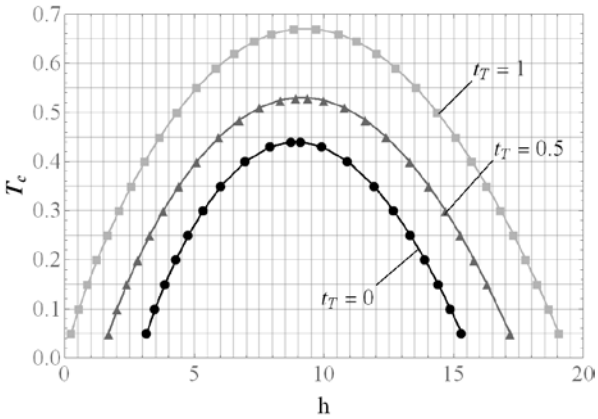


Рис. 1. D=8, $J_{\|}$=1, $J_{\perp}$=1, t_b=0

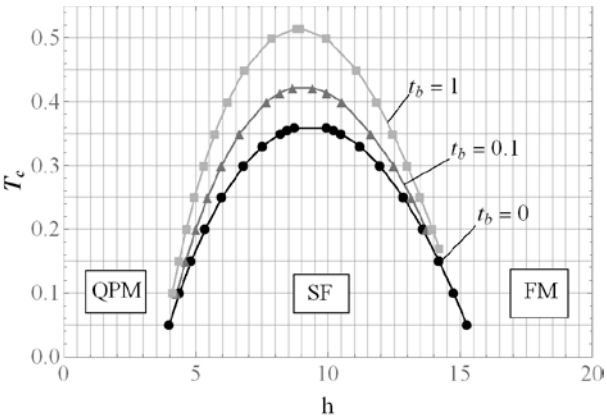


Рис. 2. D=8, $J_{\|}$=1, $J_{\perp}$=3/4, t_T=1/4

Работа выполнена при поддержке Программы 211 Правительства Российской Федерации, соглашение № 02.A03.21.0006, и проектов №2277 и №5719 Министерства Образования и Науки Российской Федерации.

1. Han-Ting Wang, Yupeng Wang, Phys. Rev. B, **71**, 104429 (2005).

СОЛИТОНЫ В ПОЛОСОВОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ ЛЕГКООСНОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА

В. В. Киселев, А.А. Расковалов

ИФМ УрО РАН, г. Екатеринбург

Основное состояние ферромагнитных материалов (массивных образцов и пленок) обычно представляет собой пространственно периодическую структуру. Простейшей оказывается плоскопараллельная структура – квазиодномерная решетка из доменных стенок, разделяющих домены с противоположными направлениями намагниченности. Даже простейшая доменная структура сама по себе сильно нелинейна. Поэтому теоретическое описание коллективных возбуждений на ее фоне возможно только в рамках упрощенных моделей с привлечением специальных методов интегрирования. Одной из базовых моделей теории магнетизма является уравнение Ландау-Лифшица для ферромагнетика с анизотропией типа ”легкая ось”. Для квазиодномерных возбуждений такая модель интегрируема. Благодаря этому подробно изучены нелинейные волны и солитоны на фоне однородного основного состояния легкоосного ферромагнетика [1,2]. В то же время, анализ солитонов в полосовых доменных структурах сталкивается с большими трудностями из-за значительной нелинейности и неоднородности фонового состояния среды.

В данной работе для исследования солитонов в легкоосном ферромагнетике с полосовой доменной структурой применяется метод интегрирования нелинейной модели на основе задачи Римана теории функций комплексной переменной [3]. С его помощью аналитически описаны частицеподобные солитоны, встроенные в полосовую доменную структуру. Показано, что образование солитонов в структуре всегда приводит к смещениям ее доменных стенок. Установлена связь макроскопических сдвигов полосовой доменной структуры с параметрами, определяющими строение и скорость солитонов. Неоднородная некруговая прецессия намагниченности в ядре солитона индуцирует деформации и продольные колебания соседних доменных стенок структуры. При малых частотах колебаний солитоны служат зародышами перемагничивания материала. Детально исследовано поведение солитона вблизи границ области его существования.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ ”Мой первый грант” 18-32-00143 мол_а.

1. А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев: Наукова думка (1983).
2. А.Б. Борисов, В.В. Киселев. Квазиодномерные магнитные солитоны. Москва: Физматлит (2014).
3. В.В. Киселев, А.А. Расковалов. Солитоны в доменной структуре ферромагнетика, Теоретическая и математическая физика (2018) (в печати).

ЭКСИТОННЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В ФЕРРОМАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ EuO

Головнев Ю.Ф., Власова Я.В.
ТГПУ им. Л.Н. Толстого, Тула, Россия. physics.tspu@gmail.com

Если квазичастицы образованы смешиванием экситонов и фотонов, то их называют экситонными поляритонами, волновую функцию которых определяют по формуле:

$$\left|\psi_{\pm}\right\rangle = \eta_x \left|\psi_x\right\rangle \pm \eta_c \left|\psi_c\right\rangle, \qquad (1)$$

где $\eta_{x,c}$ - коэффициенты, определяющие фотонный и экситонный вклады; ψ_c и ψ_x - волновые функции фотона и экситона. При $\eta_{x,c} = 1/\sqrt{2}$ поляритон наполовину свет, наполовину экситон. Меняя $\eta_{x,c}$ можно экситонный поляритон изменять между фотонным и экситонным состояниями, что является уникальной возможностью для бозе – систем[1].

Когда де-бройлевские длины волн этих частиц начинают превышать это межчастичное расстояние, то происходит заполнение бозе-частицами нижнего квантового состояния с нулевым импульсом, а свободная энергия минимизируется. Обменное взаимодействие оказывается устойчивым, а его вклады будут когерентными [2]. Индивидуальные свойства бозе-частиц теряются и будут коллективные когерентные свойства и обнаруживается бозе-конденсация экситонных поляритонов в квазидвумерных полупроводниках EuO при температуре ниже точки Кюри ($T < T_C$). Смешение электромагнитной волны и волны поляризации, которые распространяются внутри EuO являются поляритонами (рис. 1). Волна поляризации связана с экситонами, которые при движении в EuO излучают электромагнитные волны, а они возбуждают экситоны (см. рис. 1)

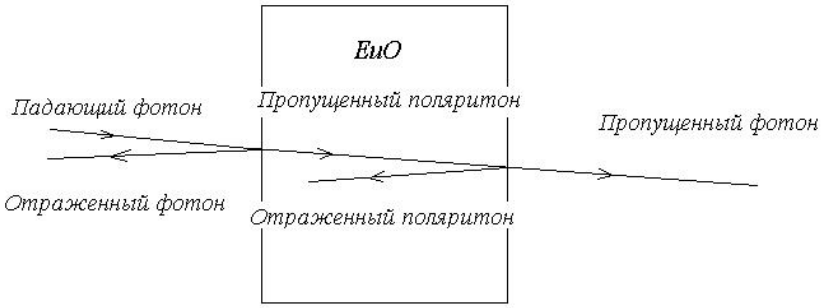


Рис. 1. Пропускание фотонов через EuO.
Распространение поляритонов внутри EuO.

Чтобы было поглощение, т.е., диссипация энергии фотонного поля, входящего в EuO, поляритоны должны рассеяться на фононах. После неупругого рассеяния некоторые поляритоны выйдут из EuO. Они появятся в виде излучения фотонов с другой энергией. Поляритоны с большой энергией имеют в волновых функциях высокие фотонные коэффициенты. Волновые функции имеют большую экситонную компоненту η_x, если теряют энергию при рассеянии на фононах. Это – главная причина диссипации энергии поляритонов внутри EuO, которая приводит к оптическому поглощению. Вероятность диссипации энергии фотонного поля вычисляется вероятностью превращения фотонов в экситоны.

Многие работы по теории экситонов с учетом эффектов «запаздывания», интересны также некоторые результаты модели Лоренца. Проанализируем их подробнее. Запишем уравнение Максвелла, с учетом $\vec{k}\vec{E}=0$, получим [3]:

$$\left[1+\frac{\omega^2 p}{\omega_0^2-\omega^2}\right]\left(\vec{k}\cdot\vec{E}\right)=0, \tag{2}$$

где $\omega_p^2=4\pi n_0 {e^2}/{m}$, а n_0 - плотность осцилляторов. Уравнение (2) равно нулю в 2-х вариантах: если квадратная скобка дает нуль или $\vec{k}\vec{E}=0$. Векторы $\vec{k},\vec{E}$ и вектор смещения осциллятора $\vec{u}$ параллельны друг другу – имеем дело с продольной волной. Тогда из уравнения (2) получим частоту ω_L продольной волны[3]:

$$\omega_L^2=\omega_0^2\left[1+\left(\frac{\omega_p}{\omega_0}\right)^2\right]. \tag{3}$$

Когда $\left(\vec{k}\cdot\vec{E}\right)=0$ будет связан с поперечными волнами, где $\vec{u}$ и $\vec{E}$ перпендикулярны $\vec{k}$.

Тогда найдем:

$$\frac{k^2c^2}{\omega^2}=1+\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2-\omega^2}, \tag{4}$$

где видно, что поперечные волны, точнее, их частота, зависит от $\vec{k}$.

Совокупность осцилляторов Лоренца с частотой ω_0 волны распространяются двух типов: продольные волны (колебания вдоль

распространения) и поперечные. На осциллятор в продольной волне действует электрическое поле от других осцилляторов параллельно распространению волны, а величина коэффициента упругой силы осциллятора растет и частота продольной волны тоже растет и становится выше ω_0. Такого электрического поля нет в поперечной волне и изменения частоты осциллятора не происходит. Двум типам волн соответствуют горизонтальные линии для частот ω_L и ω_0. Угловой коэффициент C для поперечных волн в пустоте. Изменение $\vec{k}$ для малой части будет первая зона Бриллюэна.

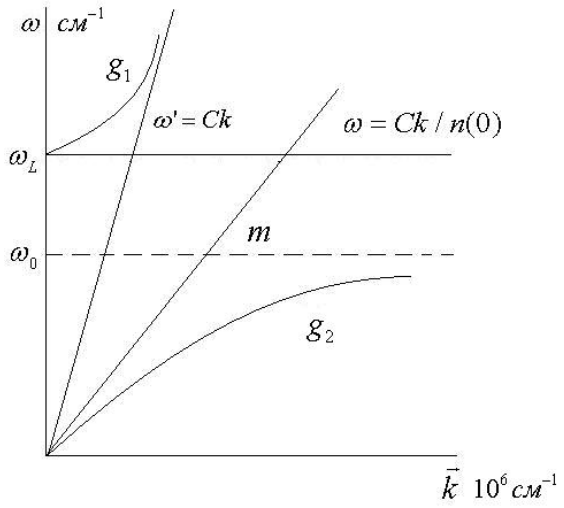


Рис. 2. Дисперсионные кривые экситонных поляритонов

Если бы осцилляторы были в поперечной волне (точка m), то они излучали бы фотоны, которые поглощались бы, что говорит об истинности нормальных колебаний. Поперечные волны смешиваются и дисперсионные кривые расходятся – возникают ветви g_1 и g_2 смешанных состояний. Это – корни уравнения (4).

«Эффект запаздывания» приводит к тому, что частоты нормальных колебаний будут равны ω_L и ω_0. Решение задачи определяется из системы уравнений Максвелла, где учтено, что кулоновское взаимодействие имеет конечную скорость, или иначе имеет место «эффект запаздывания».

1. Тимофеев В.Б. Бозе-конденсация экситонных поляритонов в микрорезонаторах // ФТП. 2012. Т. 42, вып. 7. С. 865-883.
2. Питер Ю., Кардона М., Основы физики полупроводников. – М.: Физматлит, 2002.- 560с.
3. Нокс Р. Теория экситонов.-М.: Мир, 1966.-220с.

ДИСПЕРСИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ДИССИПАТИВНЫХ СРЕДАХ

С.А. Горбунов[1], Л.Н. Котов[1], П.А. Макаров[1], В.Г. Шавров[2], В.И. Щеглов[2]

[1]*ФГБОУ ВО СГУ имени Питирима Сорокина, Сыктывкар, Россия*
[2]*ФГБУН ИРЭ имени В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия*

Исследования волновых явлений в ферро- и ферримагнитных материалах, выполненные во второй половине XX века, привели к созданию нового научно-технического направления – спинволновой электроники. Одной из активно развиваемых областей спинтроники является разработка компактных радиоэлектронных устройств с уникальными магнитными свойствами, работающих на поверхностных магнитостатических волнах [1-5].

В данной работе в магнитостатическом приближении электродинамики получены дисперсионные соотношения для поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ), распространяющихся в магнитной плёнке, намагниченной до насыщения продольным постоянным магнитным полем.

Установлено, что с увеличением постоянного поля, интервал частот, в котором могут распространяться поверхностные волны, сужается. Это приводит к тому, что при полях 10 кЭ ПМСВ могут распространяться в диапазоне частот шириной всего 100 Мгц. Выявлено, что ПМСВ имеют ограниченную диаграмму направленности, так как могут распространяться только в секторе углов, ограниченном углом отсечки, который отсчитывается в плоскости плёнки от перпендикуляра к направлению постоянного подмагничивающего поля.

Также обнаружено, что с увеличением диссипации дисперсионные кривые для ПМСВ отклоняются вверх по частоте относительно бездиссипативной кривой, причем такое отклонение проявляется тем сильнее, чем выше диссипация. Однако кривые с диссипацией, в отличие от бездиссипативной кривой, обрываются при критическом значении волнового числа, которому соответствует критическая частота. Предельные волновое число и частота становятся тем меньше, чем больше величина диссипации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 17-02-01138 и 17-57-150001).

1. R.W. Damon, J.R. Eshbach, J. Phys. Chem. Sol., **19**, 308-320 (1961).
2. J.P. Parekh et al., Circuits, Systems and Signal Processing, **4**, 9-39 (1985).
3. D. Stancil, A. Prabhakar. Spin Waves. New York: Springer (2009).
4. V.E. Demidov et al., Sci. Rep., **5** 8578 (2015).
5. A.V. Sadovnikov et al., Phys. Rev. Appl., **7** 014013 (2017).

ОБЪЁМНЫЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ДИССИПАТИВНЫХ СРЕДАХ

О.К. Колегов[1], Л.Н. Котов[1], П.А. Макаров[1], В.Г. Шавров[2], В.И. Щеглов[2]

[1]*ФГБОУ ВО СГУ имени Питирима Сорокина, Сыктывкар, Россия*
[2]*ФГБУН ИРЭ имени В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия*

Несмотря на то, что магнитостатика является только квазистатическим приближением общей электродинамической задачи, в её рамках возможно качественно и количественно описать работу множества устройств спинволновой электроники [1-7]. Одним из актуальных направлений спинтроники является разработка высокочастотных устройств на объёмных магнитостатических волнах (ОМСВ). На основе ОМСВ создаются устройства сверхбыстрой аналоговой и цифровой обработки информации. Учёт затухания ОМСВ в диссипативных средах существенно влияет на такие характеристики магнитостатических волн, как закон дисперсии, частотный спектр, скорости распространения и временные задержки. Это приводит к необходимости создания теории распространения ОМСВ в диссипативных средах.

В работе получены дисперсионные соотношения для действительной и мнимой частей волнового числа ОМСВ, распространяющихся в диссипативной ферритовой плёнке, намагниченной до насыщения продольным постоянным магнитным полем. Проанализирована зависимость частотного спектра от величины постоянного магнитного поля и направления волнового вектора. Рассмотрено влияние температуры на спектр и дисперсионные характеристики ОМСВ. Кроме того, вычислины магнитостатические потенциалы, поля и намагниченности волны с учётом затухания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №17-02-01138 и №17-57-150001).

1. R.W. Damon, J.R. Eshbach, J. Phys. Chem. Sol., **19**, 308-320 (1961).
2. J.P. Parekh et al., Circuits, Systems and Signal Processing, **4**, 9-39 (1985).
3. K.L. Wang, Z. Zhao, A. Khitun, Thin Solid Films, **517,** 184-190 (2008).
4. D. Stancil, A. Prabhakar. Spin Waves. New York: Springer (2009).
5. V.E. Demidov et al., Sci. Rep., **5** 8578 (2015).
6. A.V. Sadovnikov et al., Phys. Rev. Appl., **7** 014013 (2017).
7. S.O. Demokritov. Spin Wave Confinement: Propagating Waves (2nd Edition). Singapore: Pan Stanford Publishing Pte. Ltd. (2017).

ОРИЕНТАЦИЯ ВОЛНОВОГО ВЕКТОРА, ПРИ КОТОРОЙ АМПЛИТУДА МАГНИТНОГО ПОТЕНЦИАЛА ОБРАТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ ИМЕЕТ ТОЧКУ ЭКСТРЕМУМА НА ПОВЕРХНОСТИ ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЫ

Локк Э.Г.

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, Россия

Рассмотрим бесконечную ферритовую пластину *2* толщиной *s*, окруженную полупространствами вакуума *1* и *3* (см. вставку на рис. 2). Пластина *2* намагничена до насыщения касательным однородным магнитным полем $\mathbf{H_0}$. Используя уравнения Максвелла в магнитостатическом приближении и вводя магнитостатический потенциал Ψ по аналогии с работами [1 – 4], можно получить уравнения для потенциала Ψ_2 внутри ферритовой пластины и для потенциалов Ψ_1 и Ψ_3 в окружающих полупространствах. Подставляя решение для магнитного потенциала

$$\begin{cases} \Psi_1 = C\exp(-k_{1x}x - ik_y y - ik_z z) \\ \Psi_2 = (A\sin(k_{2x}x) + B\cos(k_{2x}x))\exp(-ik_y y - ik_z z) \\ \Psi_3 = D\exp(k_{3x}x - ik_y y - ik_z z) \end{cases} \quad (1)$$

в граничные условия (определяемые непрерывностью нормальной компоненты СВЧ магнитной индукции и потенциала на границах сред), получим систему уравнений

$$\begin{cases} A\cos(k_{2x}s) - B\sin(k_{2x}s) + \dfrac{\nu k_y}{\mu k_{2x}}\left(A\sin(k_{2x}s) + B\cos(k_{2x}s)\right) = -\dfrac{k_{1x}C\exp(k_{1x}s)}{\mu k_{2x}} \\ \mu k_{2x}A + \nu k_y B = k_{1x}D \\ A\sin(k_{2x}s) + B\cos(k_{2x}s) = C\exp(k_{1x}s) \\ B = D \end{cases} . \quad (2)$$

Решив систему (2), можно найти дисперсионное уравнение для обратной спиновой волны (ОСВ). Из системы уравнений (2) видно, что коэффициенты *A*, *C* и *D* можно выразить через коэффициент *B*, следующим образом:

$$\begin{cases} A = B(k_{1x} - \nu k_y)/\mu k_{2x} \\ C = B\exp(k_{1x}s)\left((k_{1x} - \nu k_y)\sin(k_{2x}s) + \cos(k_{2x}s)\right)/\mu k_{2x} \\ D = B \end{cases} \quad (3)$$

Здесь и выше $\mu = 1+\omega_M\omega_H/(\omega_H^2 - \omega^2)$ и $\nu = \omega_M\omega/(\omega_H^2 - \omega^2)$ – диагональная и недиагональная компоненты тензора магнитной проницаемости феррита, $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $\omega = 2\pi f$, γ - гиромагнитная постоянная, $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения феррита, f – частота ОСВ, а k_{1x}, k_{2x}, k_{3x}, k_y и k_z – компоненты волнового вектора, причём $k_{3x} = k_{1x}$.

Подставляя (3) в (1) и переходя в полярную систему координат, магнитный потенциал внутри ферритовой пластины Ψ_2 запишем в виде

$$\Psi_2 = \left[\frac{1+\nu\sin\varphi}{\alpha\mu}\sin(\alpha kx) + \cos(\alpha kx)\right] B\exp(-ik_y y - ik_z z), \qquad (4)$$

где амплитуда Ψ_{20} этого потенциала, не включающая величину B, равна

$$\Psi_{20} = \frac{1+\nu\sin\varphi}{\alpha\mu}\sin(\alpha kx) + \cos(\alpha kx), \qquad (5)$$

Здесь k – модуль волнового вектора, $\alpha = \left(-(\cos^2\varphi)/\mu - \sin^2\varphi\right)^{1/2}$. Рассчитаем нормированное распределение амплитуды магнитного потенциала $\Psi_0(x)$ внутри и вне пленки (рис. 1) для различных ориентаций волнового вектора φ. При расчётах использованы следующие параметры: $4\pi M_0$ = 1870 Гс, s = 82 мкм, H_0 = 367 Э, f = 2350 МГц.

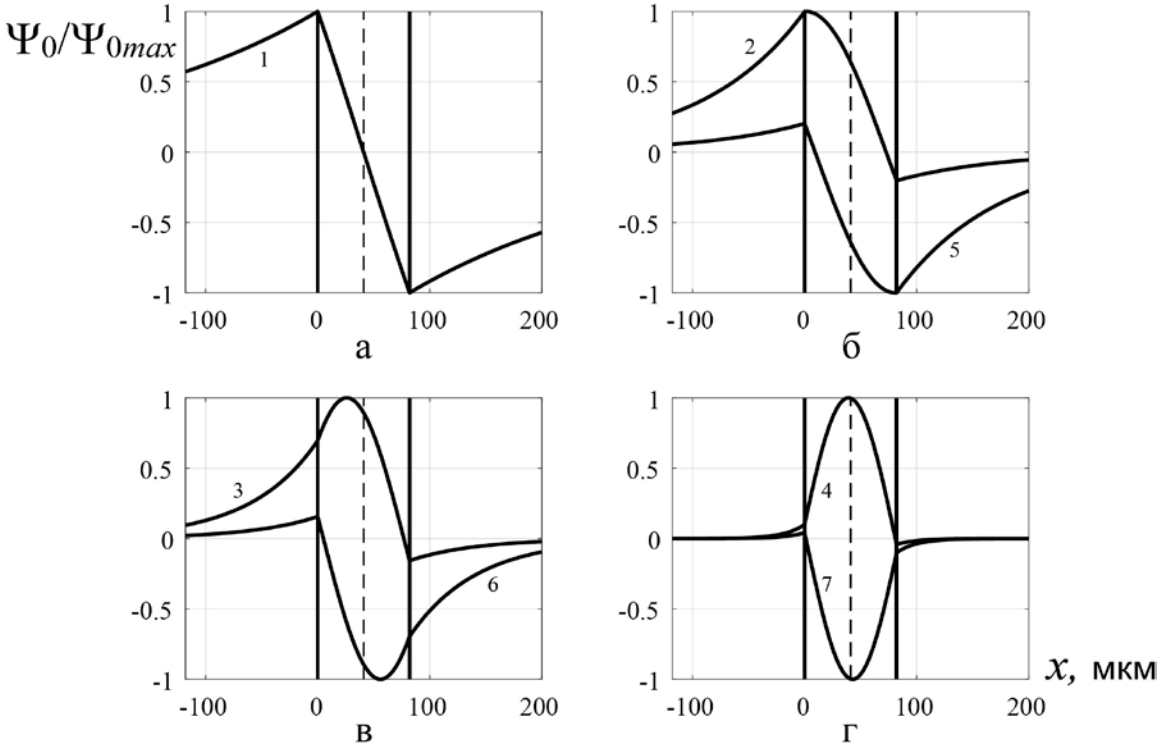


Рис.1. Нормированное распределение амплитуды магнитного потенциала Ψ_0/Ψ_{0max} первой моды ОСВ для различных значений угла φ: 1 – 0° и 180°; 2 – 21.3° и 158.7°; 3 – 30° и 150°; 4 – 60° и 120°; 5 – -21.3° и -158.7°; 6 – -30° и -150°; 7 – -60° и -120°. Вертикальными линиями обозначены координаты поверхностей пленки x = 0, x = 82 мкм и середины пленки x = 41 мкм (штриховая линия).

Как видно из рис.1, местоположение наибольшего максимума магнитного потенциала зависит от угла φ (определяющего также ориентацию возбуждающего преобразователя) и может находиться как на одной из поверхностей ферритовой пластины, так и внутри пластины. Для нахождения координаты $x = x_{ext}$, при которой амплитуда Ψ_{20} потенциала внутри пластины имеет экстремум, найдём производную $\partial\Psi_{20}/\partial x$ (продифференцировав выражение (5)) и приравняем её нулю. В итоге получим

$$\mathrm{tg}(\alpha k x_{ext}) = \frac{1+\nu\sin\varphi}{\alpha\mu} \text{ или } x_{ext} = \frac{1}{\alpha k}\mathrm{arctg}\left(\frac{1+\nu\sin\varphi}{\alpha\mu}\right). \quad (6)$$

Из выражения (6) легко найти угол $\varphi = \varphi_n$, при котором точка максимума, соответствующая условию $\partial\Psi_{20}/\partial x = 0$, возникает прямо на поверхности ферритовой пластины при $x = 0$. Полагая в (6) $x_{ext} = 0$, имеем

$$1+\nu\sin\varphi_n = 0 \text{ или } \varphi_n = -\arcsin(1/\nu) \quad (7)$$

Таким образом, мы нашли формулу для угла $\varphi = \varphi_n$, при котором амплитуда Ψ_{20} магнитного потенциала максимальна на поверхности ферритовой пластины при $x = 0$ (см. рис.1, кривая *2*) и, следовательно, при ориентации волнового вектора **k** под углом $\varphi = \varphi_n$ волна, соответствующая этому волновому вектору, будет, по-видимому, возбуждаться линейным преобразователем с максимальной эффективностью, в то время как волна с противоположно направленным волновым вектором $\varphi = \varphi_n - \pi$ будет возбуждаться значительно хуже (ср. кривые *2* и *5* на рис. 1). Зависимость угла φ_n от частоты *f* показана на рис. 2 (кривая *1*), где приведены также рассчитанные по формулам (24) и (27) в [4] зависимости угла отсечки ОСВ и угла отсечки поверхностной спиновой волны (кривые *2* и *3* соответственно).

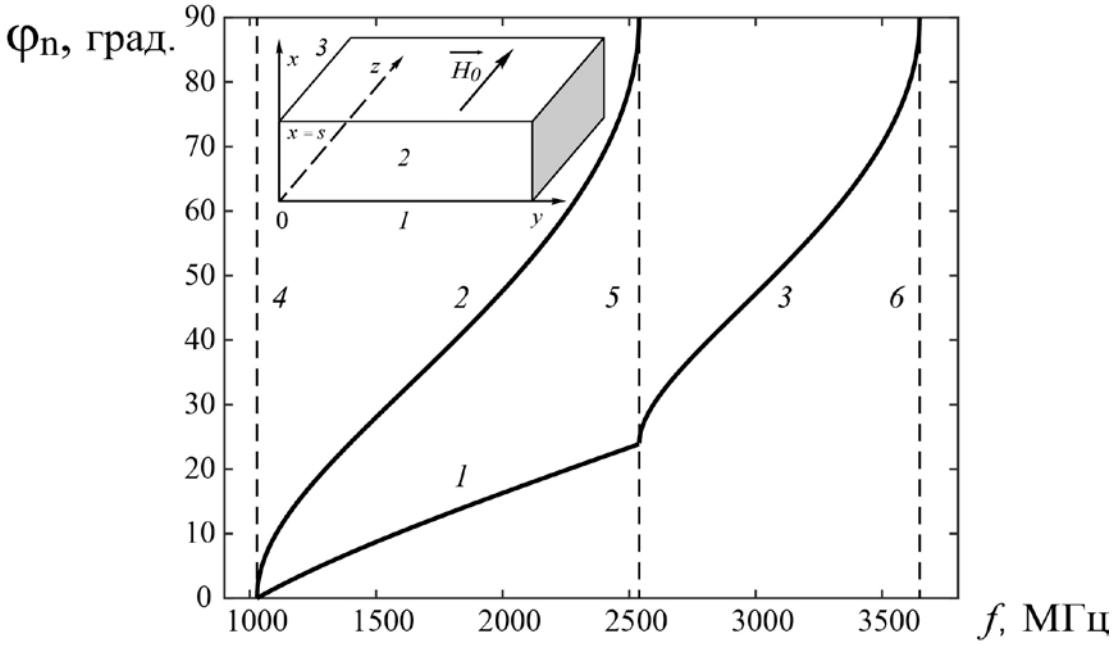


Рис. 2. Зависимость угла φ_n, угла отсечки обратной спиновой волны $\varphi_{cut1OCB}$ и угла отсечки поверхностной спиновой волны $\varphi_{cut1ПСВ}$ (кривые 1 – 3 соответственно) от частоты *f*. Все углы на рис. 2 отсчитываются от направления поля $\mathbf{H_0}$. Пунктирные прямые 4, 5 и 6 соответствуют начальным и конечным значениям частот для спектров обратной и поверхностной волн $f = \omega_H/2\pi = 1029$ МГц, $f_\perp = \omega_\perp / 2\pi = 2539$ МГц и $f = (\omega_H + \omega_M/2)/2\pi = 3649$ МГц.

1. Damon R.W. Eshbach J. R., J. Phys. Chem. Solids, **19**, 308 (1961).
2. Анненков А.Ю., Герус С.В., ЖТФ, **69**, 82 (1999).
3. Вашковский А.В., Локк Э.Г., УФН, **176**, 403, (2006).
4. Локк Э.Г., Радиотехника и электроника, **63**, №8, в печати, (2018).

ДИСПЕРСИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В БИГИРОТРОПНЫХ ДИССИПАТИВНЫХ СРЕДАХ

В.С. Власов[1], Л.Н. Котов[1], П.А. Макаров[1], В.Г. Шавров[2], В.И. Щеглов[2]

[1]*ФГБОУ ВО СГУ имени Питирима Сорокина, Сыктывкар, Россия*
[2]*ФГБУН ИРЭ имени В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия*

Изучение электромагнитных и спиновых волн, распространяющихся в различных по форме и содержанию ограниченных бигиротропных областях, имеет важное научное и прикладное значение как для фундаментальной науки, так и для прикладной радиотехники и электроники. Использование в качестве волноведущей среды бигиротропных материалов позволяет создавать различные спинволновые (магнонные) устройства, не удовлетворяющие принципу взаимности, но обладающие высокой скоростью работы и гибко настраеваемыми характеристиками.

Анализ литературы показывает, что большинство работ в этой области выполнены либо с помощью численных методов, либо с использованием магнитостатического приближения электродинамики [1-6]. Кроме того, в литературе практически не рассматриваются вопросы влияния затухания на электродинамические свойства бигиротропных материалов. В связи с этим, создание аналитической модели распространения электромагнитных и спиновых волн в бигиротропных диссипативных средах на основе общих уравнений Максвелла, является достаточно важной задачей.

В данной работе, на основе общих уравнений Максвелла, аналитически получено основное дисперсионное соотношение для электромагнитных волн, распространяющихся в бигиротропной среде в произвольном направлении относительно оси гиротропии. Выведены две эквивалентные формы дифференциальных уравнений, описывающих произвольное электромагнитного поле в рассматриваемой среде.

Показано, что в частном случае распространения волны в плоскости, перпендикулярной направлению оси гиротропии, общее решение уравнений Максвелла распадается на два независимых поля: гиромагнитную и гироэлектрическую волны. Доказано, что гиромагнитная и гироэлектрическая волны образуют полную ортогональную систему, которую можно использовать в качестве базиса для построения общего решения уравнений Максвелла в бигиротропных средах.

Получены аналитические решения для полей и дисперсионные соотношения для гиромагнитной и гироэлектрической волн, распространяющихся в безграничных бигиротропных диссипативных средах и тонких плёнках. Определены возможные типы поляризаций волн, их фазовые и групповые скорости, частотный спектр и влияние на эти характеристики внешних полей и параметра диссипации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 17-02-01138 и 17-57-150001).

1. M.G. Cottam. Linear and Nonlinear Spin Waves in Magnetic Films and Superlattices. London: World Scientific Pub. Co. Pte. Ltd. (1994).
2. M. Krawczyk, H. Puszkarski, Physical Review B, **77**, 054437 (2008).
3. M. Krawczyk et al., Journal of Applied Physics **109**, 113903 (2011).
4. D. Kumar et al., Journal of Applied Physics, **115**, 043917 (2014).
5. J. Rychly et al., Low Temperature Physics, **41**, 745 (2015).
6. M. Zamani et al., Optical Materials, **58**, 38-45 (2016).

ПЕРЕНОРМИРОВКА ЭФФЕКТИВНОГО *g*-ФАКТОРА АНИЗОТРОПНОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО УЗКОЗОННОГО *f-d*-МЕТАЛЛА

Е.С. Орел

O.M. Beketov National University of Urban Economy in Kharkiv, Ukraine.

Проводящие анизотропные узкозонные ферромагнитные соединения на основе *f-d*-элементов привлекают повышенный интерес, как системы с сильной связью между электронной, магнонной и решеточной подсистемами [1-3]. Магнитный резонанс является эффективным инструментом исследования их энергетического спектра, однако механизмы формирования *g*-факторов магнитных моментов в таких веществах изучены недостаточно. Методы теоретических исследований резонансных явлений, развитые для ферромагнетиков, описываемых в рамках схем с гейзенберговским межузельным обменом, как в диэлектрических [4], так и в широкозонных проводящих системах [5], неприменимы для непосредственного описания рассматриваемых здесь соединений. В настоящей работе мы исследовали спектры магнитных возбуждений в узкозонном ферромагнитном проводнике, содержащем *локальные* (f) и *квазилокальные* (d) магнитные моменты [6]. Эти спектры формируются спиновыми корреляциями, порождаемыми совместно внутриатомными взаимодействиями d электронов (обменом с электронами f оболочек и хаббардовским отталкиванием), и их межузельными перескоками, с учетом пространственной хаотизации g-факторов d- и f- подсистем [7].

Линеаризация по полю $\mathbf{H}=(0, 0, H^Z)$ полученных выражений для резонансных частот однородной прецессии позволила определить эффектив-

ные g-факторы, соответствующие акустической и оптической магнонным ветвям, которые в линейном по 1/S приближении, имеют следующий вид:

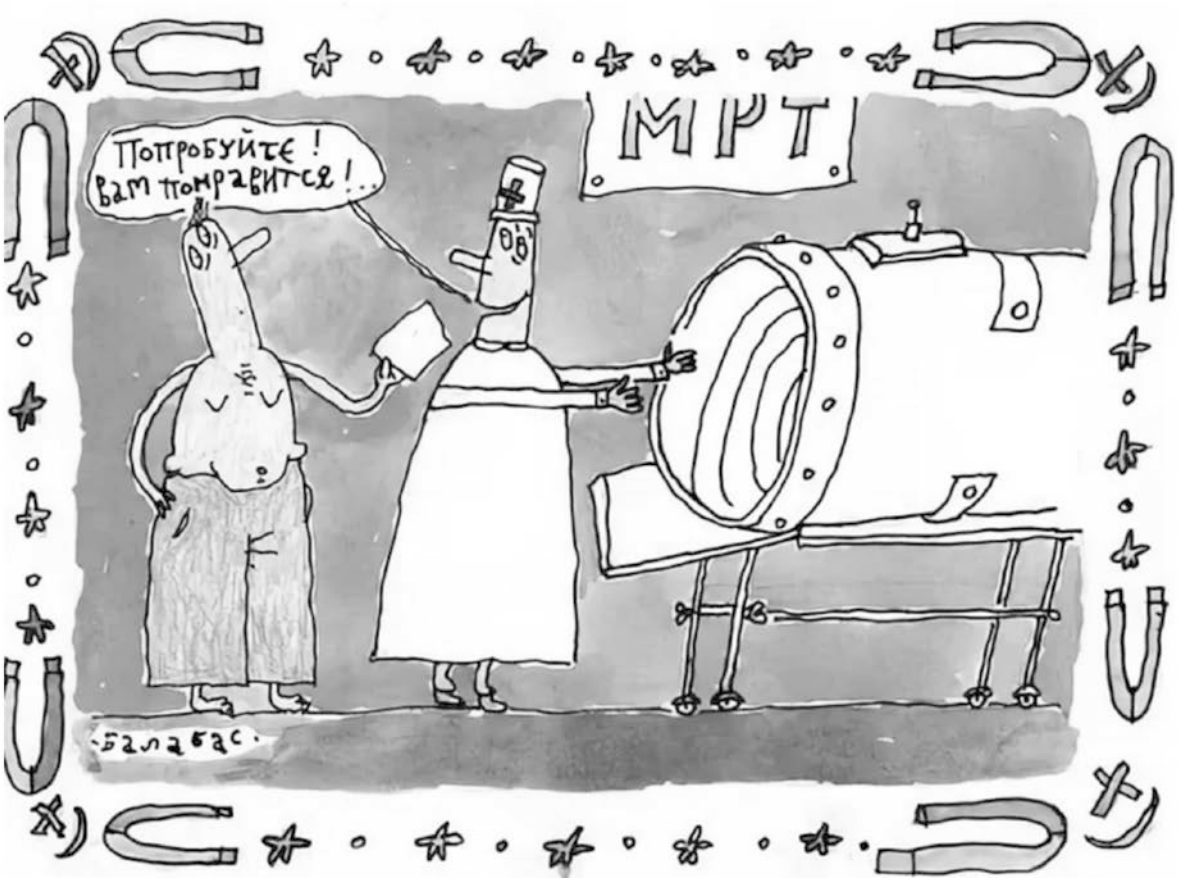
$$g_{ac}^{*} = g_f \left[1 - \frac{\langle s^Z \rangle}{\langle S^Z \rangle} \left(1 - \frac{g_d}{g_f} \right) \left(\frac{J_\perp}{J} \right)^2 \right],$$

$$g_{op}^{*} = g_d \left[1 - \frac{\langle s^Z \rangle}{\langle S^Z \rangle} \left(1 - \frac{g_f}{g_d} \right) \left(\frac{J_\perp}{J} \right)^2 \right].$$

Полученные выражения для эффективных g-факторов взаимодействующих f - и d – магнитных подсистем в узкозонном ферромагнетике содержат как изотропные поправки к g-факторам невзаимодействующих f - и d - подсистем, так и поправки, зависящие от отношения x,y - и z - компонент тензора локальных обменных параметров, причем знак поправок для f - и d – подсистем различен.

1. Dagotto E., Hotta T., Moreo A., Phys. Rep., **344**, 1 (2001).
2. Erdoes P., Robinson J. The Physics of Actinide Compounds. New York, London: Plenum Press (1983).
3. Чачхиани Л. Г., Чачхиани З. Б. Интерметаллические соединения урана. Тбилиси: Мецниереба (1990).
4. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука (1967).
5. Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука (1971).
6. A. B. Beznosov and E. S. Orel, Low Temp. Phys., **30**, 721 (2004).
7. A. B. Beznosov and E. S. Orel, Low Temp. Phys., **30**, 790 (2004).

Сверхсекретное русское оружие… работает
с использованием технологии магнитного резонанса…
его мощное воздействие на противника разрывает у него все в голове.



РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В МАГНЕТИКАХ

ОСОБЕННОСТИ СВЯЗАННЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНЫХ КОЛЕБАНИЙ В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ ВЕЩЕСТВАХ

М.А. Борич, С.В. Савченко, А.П. Танкеев

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

В работе проведено теоретическое исследование собственных колебаний связанной системы электронных и ядерных спинов в ферромагнитных образцах, имеющих форму сжатого и вытянутого эллипсоидов вращения (сфероидов). Рассмотрена следующая модель. Постоянное магнитное поле H_0 полагается направленным вдоль оси вращения сфероида, в этом же направлении ориентирована анизотропия тип легкая ось. Переменное магнитное поле h прикладывается в плоскости, перпендикулярной H_0. Взаимодействие электронных и ядерных спинов обусловлено сверхтонким взаимодействием. Форма образца вносит вклад в его энергию за счет размагничивающих факторов. Важно, что эта энергия определяется только формой образца, и не зависит от его размеров. Следствием этого является то, что изучаемые моды колебаний могут наблюдаться в образцах различных размеров. Эта особенность колебаний намагниченности привлекала внимание как экспериментаторов, так и теоретиков, главным образом при исследовании магнитостатических типов прецессии при ферромагнитном резонансе [1,2]. Особенность колебаний ядерных спинов в магнитоупорядоченных средах заключается в том, что они находятся в сверхтонком поле, создаваемом электронной подсистемой, величина которого составляет 10^5-10^6 Ое. Внешнее постоянное поле в экспериментах составляет обычно 10^3-10^4 Ое и является малой поправкой к внутреннему. В связи с этим особенности прецессии электронной намагниченности должны оказывать существенное влияние на состояние ядерной системы. Такие магнитостатические особенности в ЯМР в сферических образцах $MnFe_2O_4$ и $MnCO_3$ наблюдались экспериментально [3,4]. В настоящей работе мы провели исследование особенностей связанных колебаний намагниченности в электронной и ядерной подсистемах в широком диапазоне магнитных полей H_0 и для сфероидальных образцов с произвольным соотношением полуосей a/b. (при малых значениях a/b получается сильно вытянутый сфероид (игла) при больших — сильно сжатый (диск)).

Известно, что в ферро- и анитферромагнетиках для достаточно медленных процессов (частоты СВЧ или более низкие), магнитные поля внутри образца определяются уравнениями Максвелла в магнитостатическом приближении [5]. Тогда дисперсионные уравнения, определяющие частоты возможных собственных колебаний получаются из граничных условий

магнитостатики: непрерывности тангенциальных компонент магнитного поля и нормальной компоненты индукции на поверхности сфероида. В работе получены и проанализированы эти уравнения для случая как образцов сферической формы, так и формы сжатого и вытянутого сфероида. Результаты формулируются следующим образом. Спектр собственных колебаний представляет собой дискретный набор частот, характеризующийся тремя индексами. Число собственных мод колебаний и их частоты зависят как от формы образца, так и от величины магнитного поля H_0. При определенных значениях этих величин собственные частоты ядерной подсистемы могут оказаться близкими к частотам электронной системы. Это может приводить к различным эффектам. Во-первых, появляются области с сильной зависимостью собственной частоты от внешнего поля. Во-вторых, появляются запрещенные зоны магнитных полей, в которых некоторые моды колебаний становятся невозможными. В настоящей работе исследованы зависимости этих запрещенных зон от параметра формы образца a/b. В-третьих, некоторые моды колебаний становятся вырожденными: при данном значении внешнего поля H_0 две различные моды имеют совпадающие собственные частоты. На такие поля вырождения в системе магнитостатических колебаний электронной намагниченности уже обращали внимание в [6]. В настоящей работе из анализа решений дисперсионных уравнений получены зависимости величин полей вырождения и соответствующих частот вырождения от параметра формы образца.

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант No 16-12-10514.

1. L. R. Walker, Phys. Rev., **105**, No 2, 390 (1957).
2. P. C. Fletcher, R. O. Bell, Journ. Appl. Phys., **30**, No 5, 687 (1959).
3. T.G. Blocker, Phys. Rev. **154**, No 2, 446 (1967).
4. A.R. King, V.Jaccarino, S.M.Rezende, Phys. Rev. Lett., **37**, No 9, 533 (1976).
5. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М.: Наука, 588 с. (1973).
6. P. C. Fletcher, I. H. Solt, Journ. Appl. Phys., Suppl. to V. **30**, No 4, 181S (1959).

СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ СТРУКТУРНОЙ КОНСТАНТЫ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК ИЗ СПЕКТРА СВЧ-ПОГЛОЩЕНИЯ

А.В. Изотов[1,2], Б.А. Беляев[1,2], П.Н. Соловьев[1,2], Н.М. Боев[1,2]

[1]*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия*
[2]*Сибирский Федеральный Университет, Красноярск, Россия*

В работе [1] Гоффман на основе линейной теории «ряби» намагниченности разработал теорию дифференциальной восприимчивости тонких магнитных пленок. Согласно этой теории дифференциальная восприимчивость пленок связана с их структурой, которая в общем случае может быть описана средним размером локальной неоднородности D и локальной константой анизотропии K_s. Последний параметр обусловлен как внутренними напряжениями, так и составом образца. В поликристаллических пленках D определяет средний диаметр кристаллитов, тогда как в монокристаллических пленках D описывает средний размер неоднородностей, связанных с несовершенством кристаллической решетки или возникающими в них локальными напряжениями.

Гоффман показал, что общее влияние реальной структуры пленки на восприимчивость может быть выражено с помощью структурной константы S

$$S = \frac{DK_s\sigma_1}{\sqrt{n}}, \tag{1}$$

где n – среднее число неоднородностей по толщине пленки d ($n = d/D$), σ_1 – среднеквадратичное отклонение случайной величины, характеризующей распределение локальных неоднородностей в объеме образца [2].

На основе разработанной теории Гоффман также предложил методику определения константы S из экспериментальной зависимости $\chi_t(H)$ – поперечной магнитной восприимчивости пленки, намагниченной вдоль оси трудного намагничивания. Полученное им выражение для эффективного поля H_{eff}, включающего постоянное внешнее магнитное поле H, поле одноосной магнитной анизотропии H_k и вызванное «рябью» намагниченности внутреннее размагничивающее поле H_d:

$$H_{eff} = H - H_k + H_d = (H - H_k) + B(H - H_k)^{-1/4} = \frac{M_s}{\chi_t(H)}, \tag{2}$$

использовалось им для определения константы «ряби» намагниченности B

$$B = \frac{1}{2\pi 2^{1/4}} \frac{S^2\sqrt{d}}{A^{5/4}M_s^{1/4}}. \tag{3}$$

А полученное экспериментальное значение B и выражение (3) использовались для вычисления структурной константы S.

Ранее нами на локальных участках пленок Co-Ni-P в спектре поглощения сверхвысокочастотной (СВЧ) мощности при развертке постоянного магнитного поля H, направленного ортогонально к оси легкого намагничивания (ОЛН), кроме пиков, однородного ферромагнитного резонанса (ФМР), обнаружен узкий пик восприимчивости в поле, примерно равном полю анизотропии H_k [3]. Анализ показал, что обнаруженный новый пик в спектре ФМР обусловлен поперечной статической магнитной восприимчивостью χ_t магнитной пленки, и может быть использован для проведения измерений структурной константы S.

В качестве примера на рис. 1 сплошной линией представлен экспериментальный спектр поглощения dP/dH, полученный с локального участка ~1 мм^2 тонкой нанокристаллической пленки Co-P толщиной d = 300 nm. Спектр был получен с помощью автоматизированного сканирующего спектрометра ФМР [4] на частоте f = 2274 МГц. Пленка была изготовлена методом химическим осаждением из раствора при температуре 96-97°C на стеклянную подложку размером 10×10 мм^2. Планарная одноосная магнитная анизотропия H_k наводилась однородным магнитным полем (H=3 кЭ), прикладываемым в плоскости подложек во время осаждения пленок. Микроструктурные исследования пленки проводились на электронном просвечивающем микроскопе ПРЭМ-200 и показали, что пленка состоит из микрокристаллитов с размерами 20-60 Å.

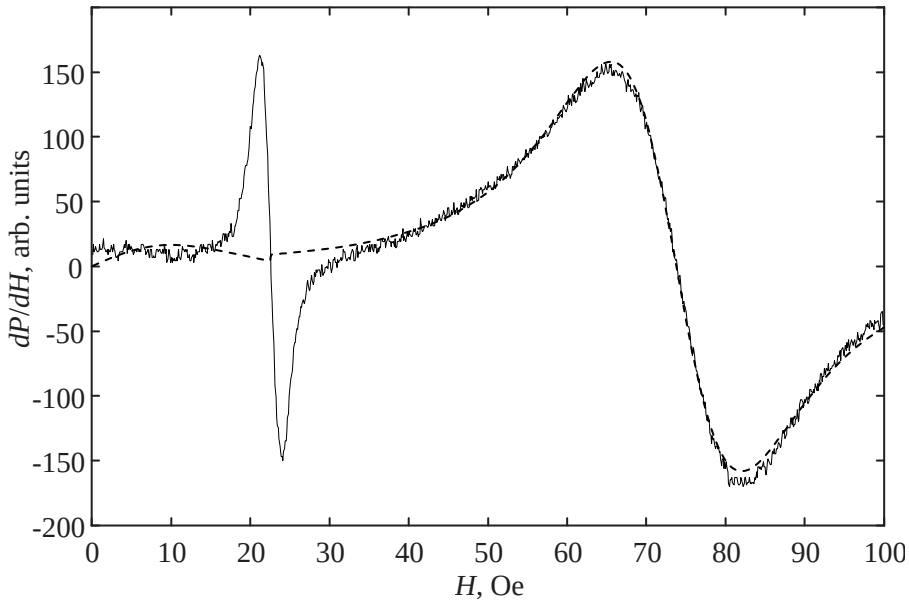


Рис.1. Дифференциальные спектры поглощения локального участка тонкой нанокристаллической пленки Co-P. Сплошная линия – эксперимент, штриховая – теория.

Из угловой зависимости резонансного поля и ширины линии однородного ФМР были определены основные характеристики локального участка пленки: намагниченность насыщения M_s = 1017.4 Гс; поле одноосной анизотропии H_k = 22.56 Э и параметр затухания α = 0.176. Для полученных значений параметров была рассчитана теоретическая зависимость высокочастотной дифференциальной восприимчивости dP/dH, которая

представлена на рис. 1 штриховой линией. Из рисунка видно хорошее согласие теории и эксперимента в области однородного ферромагнитного резонанса. В то же время, в области полей $H \sim H_k$ наблюдаемое существенное различие связано с наличием дополнительного резонанса в спектре поглощения, обусловленного поперечной статической восприимчивостью χ_t.

Разность между экспериментальной и теоретической кривыми на рис. 1 позволяет выделить из экспериментального спектра $d\chi_t/dH$ и восстановить экспериментальную зависимость $\chi_t(H)$, представленную на рис. 2 круглыми маркерами. Аппроксимация с помощью формулы (2) полученной зависимости $\chi_t(H)$ для $H>H_k$ показала хорошее согласие теории (штриховая линия на рис. 2) и эксперимента.

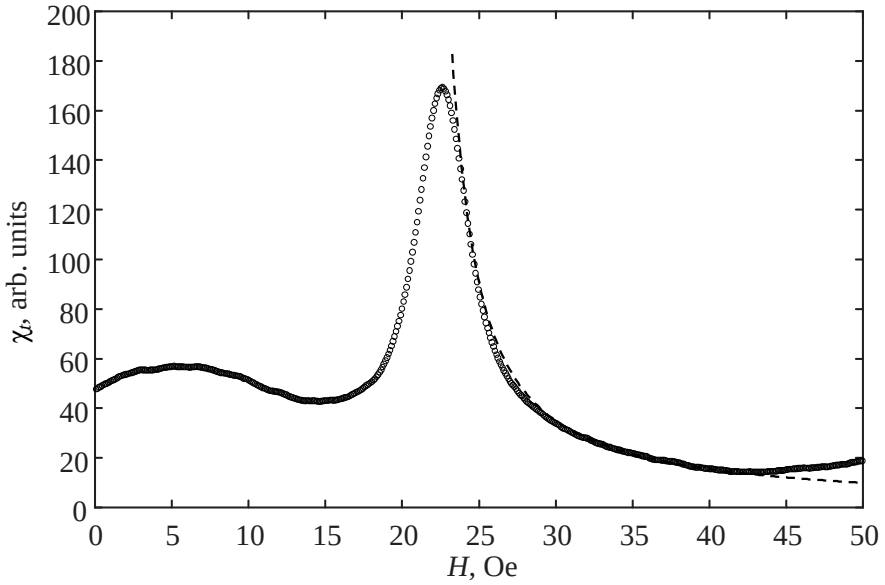


Рис. 2. Экспериментальная полевая зависимость поперечной магнитной проницаемости – круглые маркеры, и ее теоретическая аппроксимация – штриховая линия.

Используя полученное значение B, а также табличные значения константы обмена $A = 3\times10^{-6}$ эрг/см и константы локальной магнитокристаллической анизотропии $K_s = 5\times10^{6}$ эрг/см^3 для кобальта [5], мы определили величину структурной постоянной $S = 0.0269$ эрг/см^2 и средний размер кристаллитов $D = 2.25$ нм исследуемой тонкой пленки Co-P. Отметим, что полученное значение D хорошо согласуется с результатами просвечивающей электронной микроскопии.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, № RFMEFI60417X0179.

1. H. Hoffmann, Phys. Status Solidi., **33**, 175 (1969).
2. H. Hoffmann, Thin Solid Films, **58**, 223 (1979).
3. B.A. Belyaev, A.V. Izotov, S.Y. Kiparisov, JETP Lett., **74**, 226 (2001).
4. B.A. Belyaev, A.V. Izotov, A.A. Leksikov, IEEE Sensors, **5**, 260 (2005).
5. H.P.J. Wijn Magnetic Properties of Metals: D-Elements, Alloys and Compounds, Springer (1991).

РЕЗОНАНСНАЯ СПИНОВАЯ НАКАЧКА В СВЧ АКУСТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ СО СТРУКТУРОЙ ZnO-GGG-YIG/Pt

Н.И. Ползикова, С.Г. Алексеев, В.А. Лузанов, А.О. Раевский

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

В последнее время в связи с актуальными задачами магноники, микроволновой спинтроники и стрейнтроники наблюдается возобновление интереса к электроакустическому (без применения высокочастотных магнитных полей) возбуждению и детектированию спиновой динамики, поскольку устройства на основе ADSWs (acoustically driven spin waves) могут работать с низким энергетическим потреблением. В области микроволновой спинтроники ADSWs представляют интерес для акустической спиновой накачки (ASP) [1] Для создания эффективной ASP нами был предложен композитный магнитоэлектрический спинтронный резонатор объемных акустических волн (BAW) со структурой YIG/Pt (см. Рис.1), работающий на высоких гармониках - (HBAR – High overtone Bulk Acoustic wave Resonator) [2,3]. В гигагерцовом диапазоне частот HBAR сравнительно легко возбуждается на низкой гармонике пьезопреобразователя (Al-ZnO-Al). При этом высокие гармоники f_n всей структуры, разделенные по частоте всего на несколько мегагерц, имеют добротность Q~10^4. В магнитном поле $\boldsymbol{H}$, соответствующем магнитоупругому резонансу (MER), накопленная упругая энергия эффективно передается в магнитную подсистему, что приводит к возбуждению ADSWs в пленках YIG.

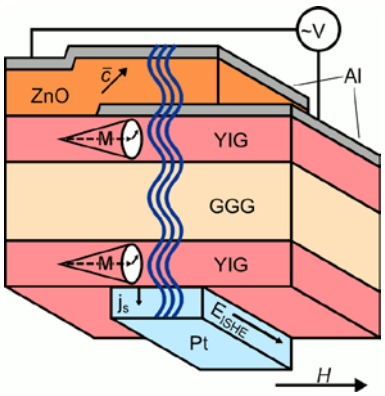


Рис.1. Структура магнитоэлектрического HBAR.

Частоты резонатора $f_n(H)$ испытывают сдвиг и расщепление при изменении поля H вблизи MER, что является следствием обратного действия ADSW на упругую подсистему [4]. Таким образом, по изменению частотной зависимости входного электрического импеданса преобразователя Z_e под действием поля возможно опосредованное детектирование ADSW.

На границе пленки YIG с немагнитным металлом (Pt) происходит преобразования спинового углового момента ADSWs в постоянный спиновый ток $\boldsymbol{j}_s$ (SC), т.е. происходит ASP. Детектирование SC происходит в результате его конвертации в ток проводимости за счет обратного

спинового эффекта Холла (ISHE) в Pt. Таким образом, измеряя сигнал постоянного напряжения U_{ISHE} на концах полоски Pt (Рис.1), можно непосредственно детектировать ADSWs и создаваемые ими SCs. В нашей недавней работе [3] мы получили величину напряжения в микровольтовом диапазоне при подаваемой на электроды пьезопреобразователя мощности ~ 2 mW и активной области возбуждения ~ 170 μm. В то же время была обнаружена значительная асимметрия интенсивности $U_{\mathrm{ISHE}}(f,H)$ относительно частоты $f_{\mathrm{MER}}(H)$. Объяснение этой асимметрии было дано на основе качественного рассмотрения дисперсионных характеристик связанных магнитоупругих волн. Отсутствие теории, описывающей возбуждение ASP в BAW резонаторе, явилось мотивацией данной работы.

В настоящей работе строится теоретическая модель, описывающая генерацию ADSW в пленке YIG с помощью пьезоэлектрического преобразователя в условиях двойного резонанса: магнитоупругого резонанса в YIG и чисто упругого во всей многослойной структуре BAW резонатора. В результате последовательного вычисления акустических импедансов всех слоев HBAR, выводится аналитическое выражение для Z_e. Эта характеристика напрямую связана с комплексным коэффициентом отражения, что позволяет проводить сравнение с экспериментальными данными по наблюдению особенностей возбуждения и детектирования ADSW. Также на основе решения уравнений движения во всех слоях структуры теоретически рассчитывается эффективность генерации SC на границе YIG/Pt. методом резонансной ASP. Полученные частотные и магнитополевые зависимости напряжения ISHE сравниваются с экспериментальными. Дается обоснование существенной асимметрии частотной зависимости сигнала напряжения относительно частоты MER.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ №№ 16-07-01210, 17-07-01498.

1. M. Weiler, et al., Phys. Rev. Lett., 108, 176601 (2012).

2. N.I. Polzikova, et al., AIP Advances 6, 056306 (2016).

3. N.I. Polzikova, et al., AIP Advances 8, 056128 (2018).

4. N. Polzikova, et al., JAP 113, 17C704 (2013).

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ГАММА-ОБЛУЧЕНИЯ ПО СПЕКТРАМ ЭПР В МАГНИТООПТИЧЕСКИХ КАЛИЕВОАЛЮМОБОРАТНЫХ СТЕКЛАХ

М.К.Салахитдинова[1], А.Н.Салахитдинов[2], Х.Б.Мирзокулов[2]

[1]Самаркандский Государственный университет, Самаркандский филиал [2]Ташкентского университета информационных технологий имени Мухаммада ал-Хоразми

В настоящее время еще сохраняются значительные неясности относительно состояния ионов Fe в стеклах, в частности о состоянии Fe^{3+} в калиевоалюмоборатных (КАБ) стеклах. Знание координационно-валентного состояния ионов Fe в стекле имеет большое значение для получения информации об кислородном окружении ионов Fe (полей лигандов) и интерпретации оптических, магнитооптических, электрических свойств железосодержащих стекол, и, следовательно для практического применения различных нелинейных эффектов в приборах и устройствах телекоммуникационной и компьютерной технологий. Представляет интерес также получение дополнительной информации за счет различных способов термо и радиационной обработки.

Приведены экспериментальные результаты по зависимостям спектров ЭПР при облучении КАБ стекла как от состава $22{,}5K_2O*22{,}5Al_2O_3{\cdot}55B_2O_3$ (мол.%) с содержанием Fe_2O_3 от 0,1 до 1,5 масс.% сверх 100%, так и от дозы гамма-облучения в пределах от 10^3 до 10^6 Гр. Источником гамма-облучения является ^{60}Co Института ядерной физики АН РУз. Стекла варились в трехлитровых корундизовых тиглях при температуре 1473 К, последующий тонкий отжиг проведен при 653 К в течении 3,5 час. ЭПР спектры снимались на радиоспектрометре марки РЭ-1308 8 мм диапазона. С целью сопоставления интенсивностей ЭПР-сигналов от различных образцов измерения приводились от взвешенного количества помола стекла с точностью 0,05 мг.

На Рис.1, а) показана зависимость спектра ЭПР для стекла КАБ с 0,1 масс.% от дозы гамма-облучения при мощности дозы 26 Гр/с и при температуре образца, совпадающей с температурой канала гамма-облучения (338^0 С). У необлученного стекла наблюдается широкий симметричный сигнал от ионов Fe^{3+} с g-фактором g =1,987 – 2,05 .

С увеличением дозы облучения на указанный спектр накладывается радикало-подобный сигнал от радиационного парамаг-нитного центра (РПЦ) сигнал от РПЦ $[[AlO_4]+e^+]$ отличается от сигнала $[BO_4]^{e+}$ для щелочно-боратных стекол по всем параметрам: форме, постоянной сверхтонкой структуры (СТС) (10 Э), числом СТС. Последняя обусловлена

магнитным взаимодействием ядер ^{27}Al (с ядерным спином I=5/2) с немостиковым кислородом матрицы стекла.

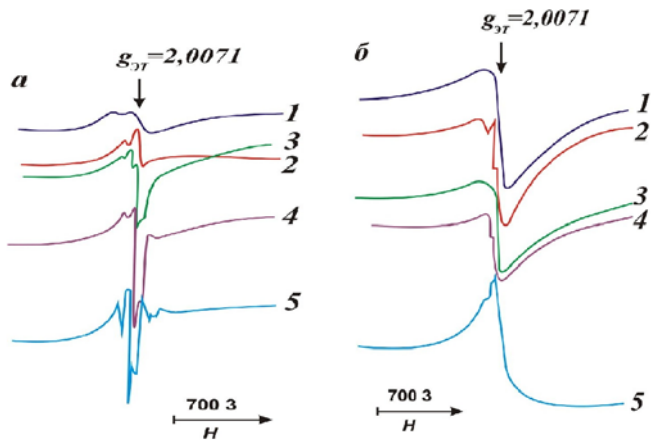


Рис.1. Спектры ЭПР и РПЦ $[AlO_4]^{e+}[Fe^{3+} + e^-]$ в стекле КАБ с добавкой 0,1 (а) и 1,5 мас.% Fe_2O_3 (б) при дозах облучения (Гр): 1-необлученное, 2 – 10^3; 3 – 10^4; 4-10^5; 5-10^6; 1 Гр = 100 рад.

Добавление в щелочно-боратное стекло (K_2O-B_2O_3) оксида Al_2O_3 препятствует координационному переходу $[BO_3]^{e+} \leftrightarrow [BO_4]$ и как следствие этого, вместо центра $[BO_4]^{e+}$ обнаруживается $[[AlO_4] + e^+]$. Интенсивность этого центра растет пропорционально дозе облучения в пределах от 10^3 до 10^6 Гр, в то время как сигнала Fe^{3+} с g-фактором g =1,987 – 2,05 остается почти неизменной. Это свидетельствует о фиксированном положении ионов Fe^{3+}, замещающих ион Al^{3+} и находящихся неподалеку от немостикового кислорода [1-2]. Только при дозах 10^5 Гр и выше начинает проявляться взаимодействие ионов Fe^{3+} с компонентом $[[AlO_4] + e^+]$, рядом с которым, вероятно, будут локализоваться и электроны. Локализация электрона необходима для компенсации зарядового состояния Fe^{3+} как комплексон $[[AlO_4]+e^+]/[Fe^{3+}+e^-]]$, поскольку общий заряд $[AlO_4]^{e+}$ равен $2e^-$. Локализация электронов возможно также за счет образования $[BO_3]^{e-}$ центров.

Увеличение концентрации и дозы гамма-облучения ионов Fe^{3+} (Рис.2, а,б) приводит к качественно новой нелинейным зависимостям : при концентрации Fe_2O_3 равной $\geq$ 1 масс.% нелинейности интенсивностей ЭПР- сигнала от $[[AlO_4]+e^+]/[Fe^{3+}+e^-]$ -комплекса обусловлены образованием не только кластеров, но и небольших скоплений, крупных ассоциатов, т.е. сильно взаимодействующих между собой ионов Fe^{3+}. Это предположение согласуется с тем, что с ростом дозы гамма-облучения подавляется сигнал от комплекса $[AlO_4]^{e+}$ (Рис. 2, а,б) и сигнал от ионов Fe^{3+} становится в сильной степени ассиметричным. Таким образом исследованные семейства нелинейных зависимостей показывают, что при дозах при дозах меньших чем 10^5 Гр и концентрациях Fe_2O_3 меньших, чем 0,5 масс.% превалирует процесс локализации дырки, а при обратных соотношениях превалирует локализация электронов, при этом локализация электронов и дырок происходят в существенно измененных полях лигандов. Особенностью такого фазового перехода должна была бы быть скачок магнитного свойства или же существенное изменение магнитного

параметра (например, намагничивания). Однако, на практике такое явление ни кем не было обнаружено. Измеренные нами дозная и концентрационная зависимость интенсивностей ЭПР-сигнала в пределах 0,1 ÷ 0,25 масс. % Fe_2O_3 имеет возрастающую линейную зависимость, в то время как при 0,5÷1,0 масс.% Fe_2O_3 наблюдается волнообразная нелинейная зависимость. Другими словами, в случае «суперпарамагнетизма» появляется недонасыщенная доменная структура.

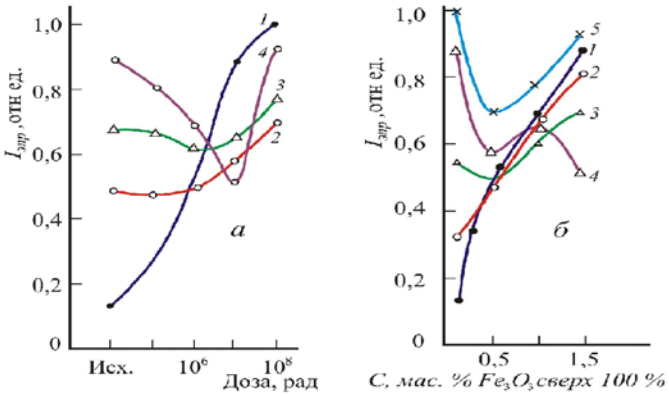


Рис.2. Зависимость (а) максимальной амплитуды производной сигнала ЭПР от дозы γ-облучения для РПЦ $[AlO_4]^{e+}/[Fe^{3+} + e^-]$ в КАБ стекле при концентрациях добавки (масс.% сверх 100 %): 1 - 0,1; 2 - 0,5; 3 - 1,0; 4 - 1,5 %; б – концентрационная зависимость при дозах γ- облучения (Гр): 1 – необлученная, 2 – 10^3; 3 – 10^4; 4-10^5; 5-10^6.

Для более точного определения суперпарамагнетизма, по-видимому, следует провести дальнейшие прецизионные измерения намагниченности и микроскопические исследования доменной структуры от дозы гамма-облучения и концентрационной зависимости. Отметим, что в работе [16] рассматривалось зависимость ЭПР-спектра ионов Fe^{3+} от длительности варки и радиационной обработки щелочно-боратных стекол, где впервые рассматривается нелинейная зависимость интенсивности ЭПР-сигнала от Fe^{3+} и условия обеспечения однородности распределения ионов железа в матрице стекла от времени варки. Оказалось, что однородность распределения имеет критическое время варки и следовательно суперпарамагнитные состояние Fe^{3+} определенно связано с критической концентрацией 0,5- 1,0 масс.% Fe_2O_3 и временем варки. Таким образом, вероятно, обеспечения однородности распределения ионов Fe^{3+} можно принять за суперпарамагнитные фазовое состояние, фактически обусловленное самоорганизацией кластерных молекул $\{O = [Fe^{2+} – Fe^{3+}] \equiv O\}^x$.

1. Ivanova O. S., Giants D. A., Didenko N., Zaykovsky V. I. Magnetic properties and morphology of nanoparticles of ferrite of manganese in glass.// Journal of Siberian Federal University. Mathematic & Physics, 2011, 4(4), 470-478.
2. Mirkamalov M. M., Salakhitdinov A.N., Salakhitdinova M. K., Yusupov A.A. “EPR-spectroscopy of garnet crystals and iron-containing alkali-borate glasses having nanostructured units and synthesized by thermoradiating influence”. //M., "Materials science", 2012,№ 8, pp. 35-44.

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРОВ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА МИКРОПОЛОСОК ПЕРМАЛЛОЯ МЕТОДОМ МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНОЙ СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Е. В. Скороходов[1,2*], М.В. Сапожников[1,2], А.П. Володин[3], В. Л. Миронов[1,2]

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.
2 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
3 KU Leuven, Afdeling Vaste-stoffysica en Magnetisme, Celestijnenlaan 200D, BE-3001 Leuven, Belgium.

В последние годы интенсивное развитие получил новый метод исследования СВЧ свойств ферромагнитных наноструктур с высоким пространственным разрешением - магнитно-резонансная силовая микроскопия. Данный метод основан на детектировании высокочастотных колебаний намагниченности образца с помощью чувствительного механического датчика в виде упругой консоли малой жесткости (кантилевера) с магнитным зондом на конце [1-3]. В МРСМ производится накачка образца СВЧ полем, модулированным по амплитуде на резонансной частоте механических колебаний кантилевера. МРСМ спектры снимаются в виде зависимостей амплитуды или фазы колебаний кантилевера от частоты СВЧ накачки или от внешнего магнитного поля. МРСМ изображения снимаются при фиксированной частоте накачки посредством сканирования зондом над поверхностью образца. В настоящей работе проведены МРСМ исследования ФМР в массиве микрополосок пермаллоя. Основное внимание уделяется эффектам влияния направления намагниченности зонда на спектр ФМР.

Эксперимент

Массив микрополосок из пермаллоя ($Ni_{80}Fe_{20}$) был изготовлен методами электронной литографии и магнетронного напыления. Размер микрополосок составляет 3000 x 500 x 30 нм. Массив микрополосок упорядочен на прямоугольной решетке 6 x 3.5 мкм. Исследования спектров ФМР проводились с помощью магнитно-резонансного силового микроскопа, изготовленного в ИФМ РАН на базе вакуумного сканирующего зондового микроскопа «Solver HV» (компания «НТ-МДТ», г. Зеленоград). В качестве зондового датчика использовался стандартный кантилевер NSG-1 (резонансная частота 9.2 кГц, жесткость консоли 0.03 Н/м), на который наклеивалась частица SmCo магнита размером 10 мкм. Для СВЧ накачки образцов использовался перестраиваемый генератор, излучение которого модулирова-

лось по амплитуде на частоте, соответствующей резонансной частоте механических колебаний кантилевера. Мощность СВЧ накачки равнялась 20 dBm. Образец располагался на планарной закороченной полосковой линии в пучности магнитного СВЧ поля. При этом магнитная составляющая поля накачки была направлена вдоль короткой оси полосок. Внешнее подмагничивающее поле создавалось с помощью электромагнита постоянного тока (с рабочим диапазоном полей до 0.3 Тл) и было направлено вдоль длинной оси полосок. Измерения проводились в вакууме (10^{-3} Тор), при этом добротность механических колебаний кантилевера составляла 950.

Результаты и обсуждение

МРСМ измерения проводились с применением двух зондов. У первого зонда магнитный момент был направлен преимущественно вдоль нормали к поверхности образца, а у второго преимущественно перпендикулярно к нормали образца. Зонды располагались над центральной областью одной из микрополосок. МРСМ сигнал снимался в зависимости от величины подмагничивающего поля. На рис. 1 приведены МРСМ спектры, полученные для случая, когда зонд намагничен перпендикулярно поверхности образца для расстояний L=3; 1.5; 1; 0.5 мкм. Как видно из рисунка, при больших L в спектре МРСМ наблюдается три пика в области полей 15, 45 и 80 мТл. По мере сближения зонда и образца наблюдается сдвиг этих пиков в область больших полей и одновременно формирование провала в 10 мТл.

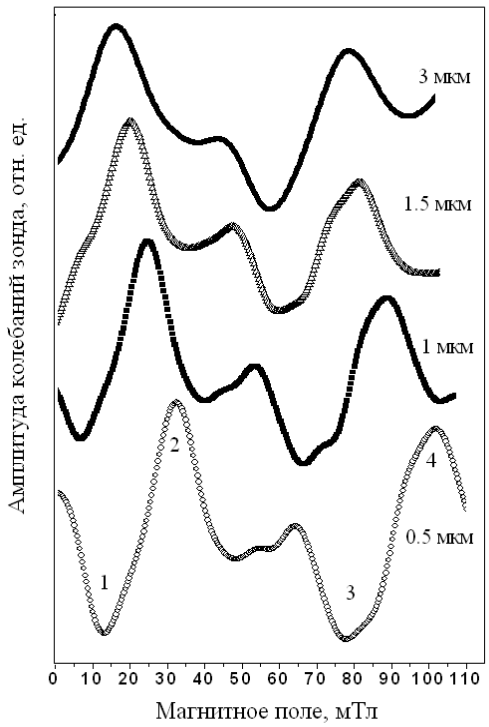


Рис.1. МРСМ спектры ФМР микрополосок пермаллоя для случая, когда зонд намагничен перпендикулярно плоскости образца.

На рис. 2 представлены экспериментальные МРСМ спектры массива микрополосок, полученные с применением зонда, у которого магнитный момент был направлен преимущественно вдоль поверхности образца и совпадал с длинной стороной микрополоска. Из рис. 2 видно, что когда зонд располагается высоко над образцом (L = 3 мкм), в спектре наблюдается широкий провал вблизи значения поля 30 мТл. При уменьшении расстояния L до 1 мкм наблюдается расщепление резонанса на два - в области 33 мТл и в области поля 17 мТл. Кроме того, в данном спектре начинают проявляться два дополнительных резонанса, которые становятся хорошо видны при дальнейшем приближении зонда к образцу.

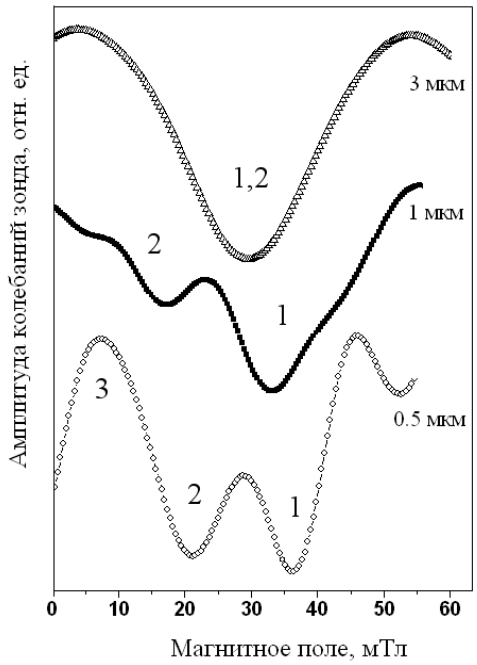


Рис.2. МРСМ спектры ФМР микрополосок пермаллоя для случая, когда зонд намагничен вдоль плоскости образца.

Сложная форма спектра в обоих случаях связана с тем, что подмагничивающее поле, в котором находится микрополоска, и величина которого определяет условия ФМР, складывается из поля электромагнита и поля магнитного зонда. Для понимания формы спектра нужно также учитывать знак градиента магнитного поля, определяющий знак магнитной силы. Градиент магнитного поля может быть разным в различных областях образца, соответственно ФМР этих областей может проявляться в спектре, как в виде пика, так и в виде провала.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-12-10254).

1. F. Guo, L. M. Belovs and R. D. McMichael // Physical Review Letters, 110, 017601 (2013).
2. O. Klein, G. de Loubens, V. V. Naletov et. al. // Physical Review B, 78, 144410 (2008).
3. G.R. Aranda G.N. Kakazei, J. González, K.Y. Guslienko // Journal of Applied Physics, 116, 093908, (2014).

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРА ЗАТУХАНИЯ В СЛОЕ ЗАКРЕПЛЕНИЯ НА ШИРИНУ ЛИНИЙ МОД СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА.

М. А. Бакулин, А. М. Зюзин, Н. В. Янцен, А. А. Карпеев

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва

Исследована зависимость ширины линий $2\Delta H_n$ мод спин-волнового резонанса (СВР) в двухслойных магнитных плёнках от параметра затухания α_2 в слое закрепления. Расчёт был основан на получении выражения для высокочастотной магнитной восприимчивости учитывающим затухание. При этом закрепление спинов описывалось не с помощью константы поверхностной анизотропии, а использовались обменные граничные условия на межслойной и свободной границах двухслойной плёнки. Совместное решение уравнений движения намагниченности, записанного для каждого из слоёв и граничных условий позволяет найти среднее по толщине плёнки значения высокочастотной намагниченности:

$$\langle\vec{m}\rangle = \frac{1}{d_1 + d_2}\left(\int_{-d_1}^{0} \vec{m}_1(z)dz + \int_{0}^{d_2} \vec{m}_2(z)dz\right) = \overleftrightarrow{\chi}\vec{h},$$

где d_1 и d_2 – толщины слоев, а $\overleftrightarrow{\chi}$– тензор высокочастотной восприимчивости плёнки. Далее рассчитывались значения $2\Delta H_n$ для спин-волновых мод с разным номером n.

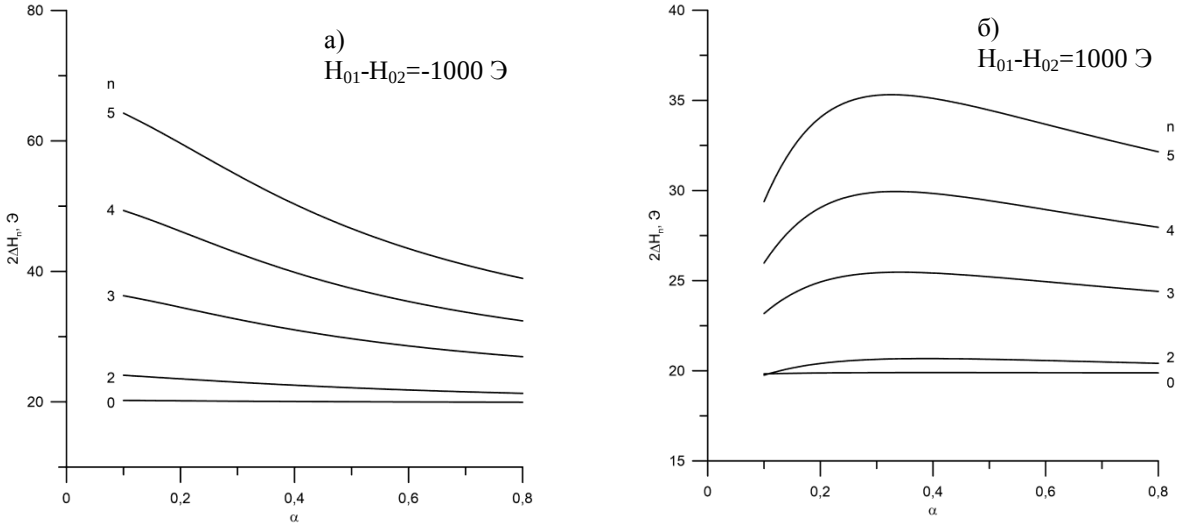


Рис.1. Зависимости ширины линий поглощения мод от их номера n и α_2 в слое поглощения.

Для вычисления $2\Delta H_n$ использовались значения намагниченности $4\,\pi M_{1,2} = 1740$ Гс, константы обменного взаимодействия $A_{1,2} = 3{,}7 \cdot 10^{-7}$ эрг$^{-1} \cdot$ с$^{-1}$, толщина слоя возбуждения принималась равной $h_1 = 0{,}62$ мкм, закрепления – $h_2 = 1{,}7$ мкм. Параметр затухания Гилберта в первом слое (слое возбуждения СВ-мод) принимался равным $\alpha_1 = 0{,}003$, в слое закрепления значения α_2 варьировались в интервале $0{,}1 \div 0{,}8$.

Расчёт проводился для двух случаев разности полей однородного резонанса H_{0i} в слоях. В первом случае $H_{01} - H_{02} = -1000$ Э – слой закрепления – дисперсивная среда. В другом случае $H_{01} - H_{02} = 1000$ Э, слой закрепления в интервале магнитных полей, соответствующих возбуждаемому спектру СВР являетсяся для спиновых колебаний средой реактивной.

Данные случаи могут соответствовать перпендикулярной и паралельной ориентации внешнего постоянного магнитного поля относительно плоскости плёнки. Результаты расчёта показаны на рис. 1 а), б). Видно, что с увеличением номера моды n ширина линий существенно возрастает. Когда слой закрепления является для спиновых колебаний дисперсивной средой, ширина линий СВ-мод существенно превышает $2\Delta H_n$ той же моды когда слой закрепления является средой реактивной. Когда слой закрепления является дисперсивной средой (рис.1 а)) увеличение параметра затухания приводит к уменьшению ширины линий. Это объясняется тем что с увеличением α_2 происходит уменьшение глубины проникновения спиновой волны в слой закрепления и как следствие, уменьшается вклад от области затухания в слое закрепления в диссипацию энергии спин-волновой моды. Это следует из анализа трансформации конфигурации СВ-моды, происходящей с увеличением α_2.

Когда слой закрепления является средой реактивной, то на начальном участке с увеличением α_2, происходит возрастание $2\Delta H_n$ (рис.1 б)). Зависимость $2\Delta H_n(\alpha_2)$ достигает максимума, и затем происходит некоторое уменьшение $2\Delta H_n$. Это объясняется тем, что в начале доминирующим фактором является вувеличение α_2, что приводит к возрастанию $2\Delta H_n$. Затем более высокие значения α_2 приводят к более быстрому уменьшению области экспоненциального затухания и, как следствие уменьшению результирующего вклада, обусловленного двумя данными факторами в диссипацию энергии спиновых колебаний, а следовательно и $2\Delta H_n$. В работе исследовано также влияние значения α_2 на степень закрепления спинов [2].

1. А. М. Зюзин, А. Г. Бажанов, С. Н. Сабаев, С. С. Кидяев, ФТТ, **42**, 7 (2000).
2. А. М. Зюзин, М. А. Бакулин, С. В. Безбородов, В. В. Радайкин, С. Н. Сабаев, ЖЭТФ, **149**, 4 (2016).

ОСОБЕННОСТИ СВЧ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В АМОРФНЫХ МИКРОПРОВОЛОКАХ НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА

[1]И.Г. Важенина, [1]С.В. Комогорцев, [1]М.В.Рауцкий, [2]Д.С. Незнахин, [3]В.А. Фельк, [1]Р.С. Исхаков, [4]А.А. Гаврилюк

[1] Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН
[2]Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина
[3]Сибирский государственный университет науки и технологий имени М.Ф. Решетнева
[4]Иркутский государственный университет

Ферромагнитные аморфные и нанокристаллические проволоки, полученные методом закалки из расплава, являются эффективными функциональными магнитными материалами двух последних десятилетий. Магнитомягкие сплавы на основе железа и кобальта нашли широкое применение в качестве магнитопроводов высокочастотных трансформаторов и датчиков слабых магнитных полей и деформаций [1-4]. Современные скорости обработки информации требуют разработки элементов и материалов с высокими скоростями срабатывания, что приводит к актуальности исследования высокочастотной динамики намагниченности.

Данная работа была посвящена исследования резонансного поглощения СВЧ волн в аморфных микропроволоках состава $Co_{66}Fe_4Nb_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$ (диаметр 165 мкм) и $Co_{66}Fe_4Ta_{2.5}Si_{12.5}B_{15}$ (диаметр 165 мкм). Проволоки получены быстрой закалкой из расплава в ЦНИИ ЧЕРМЕТ им. Л.П. Бардина.

Методом вибрационной магнитометрии измерены величины намагниченности проволок, а также изучена их магнитная анизотропия. Основной вклад в магнитную анизотропию происходит от магнитной анизотропии формы проволоки (соотношение длина/диаметр составляло не менее 20). В результате измеренное поле магнитной анизотропии совпадает с магнитной анизотропией формы бесконечно вытянутого эллипсоида $2\pi M_s$ в пределах 5 %.

Исследование резонансного поглощения проведено на спектрометрах ЭПА -2М (9.2 ГГЦ) и Brucker (9.47 ГГЦ) при различной ориентации проволоки по отношению к постоянному магнитному полю. Поскольку в данных спектрометрах используется различная конструкция волноводного тракта, а также отличается местоположение образца в волноводе по отношению к распределению электромагнитного поля, спектры поглощения качественно отличаются друг от друга. Спектры, измеренные на ЭПА-2М, демонстрируют несколько хорошо разрешенных пиков резонансного поглощения. Поле ферромагнитного резонанса для перпендикулярной и параллельной ориентации проволоки по отношению к внешнему постоянному полю может быть рассчитано по формуле Киттеля для бесконечно вытянутого эллипсоида [5].

Таблица 1.

	Расчет	Эксперимент	
		Brucker	ЭПА-2М
Поле вдоль оси проволоки	1050 Э	1586 Э	1380 Э
Поле перпендикулярно оси	4940 Э	5461 Э	5060 Э

Оказалось, что как для параллельной, так и для перпендикулярной ориентации эта оценка дает поле, отличающееся от наблюдаемого в эксперименте, на несколько сотен эрстед (см. табл.1). Известная особенность аморфных проволок – высокая радиальная неоднородность внутренних напряжений не может объяснить величины этого эффекта. Дело в том, что низкая магнитострикция приводит к величинам поля анизотропии магнитоупругой природы не выше 10-20 Э. Важная особенность резонансной динамики данных проволок может возникать из-за сочетания высокой металлической проводимости и ферромагнитных свойств. Толщина скин-слоя проволок на данных частотах составляет 0,5-1 мкм. Таким образом, динамическому возбуждению со стороны СВЧ волн подвергается только поверхностный слой микропроволоки. Даже если сердцевина проволоки не принимает участие в магнитной динамике, она все же обменно-связана с поверхностным слоем. В некотором приближении можно предположить, что намагниченность поверхностного слоя колеблется во внутреннем поле, включающем добавку, возникающую от обменной связи сердцевины и поверхностного слоя. В реальности характер такой динамики будет сложнее. Например, моды колебаний будут неоднородными. Для того чтобы исследовать такое поведение было выполнено моделирование динамики намагниченности с помощью программного пакета OOMMF. В расчетах переменное поле (1 Э) прикладывалось только к поверхностному слою. Оказалось, что полученные величины резонансных полей находятся в хорошем согласии с экспериментом (отличие составило не более 1.5 %).

1. T.K. Das, A. Mitra, S.K. Mandal, R.K. Roy, P. Banerji, and A.K. Panda, Sensors Actuators A Phys. **220**, 382 (2014).
2. V. Rodionova, I. Baraban, K. Chichay, A. Litvinova, and N. Perov, J. Magn. Magn. Mater. **422**, 216 (2017).
3. V. Zhukova, J.M. Blanco, M. Ipatov, M. Churyukanova, S. Taskaev, and A. Zhukov, Sci. Rep. **8**, 3202 (2018).
4. G.V. Kurlyandskaya, J. Magn. Magn. Mater. **321**, 659 (2009).
5. C. Kittel, Phys. Rev. **73**, 155 (1948).

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯРОНЫ В КУБИЧЕСКИХ МАНГАНИТАХ СТРОНЦИЯ СО СЛАБЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ДОПИРОВАНИЕМ

З. Н. Волкова, А. Ю. Гермов, К. Н. Михалев, А. П. Геращенко

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Допированные электронами манганиты на основе $SrMnO_3$ с кубической структурой решетки в отсутствие кристаллических искажений являются идеальными объектами для изучения механизма двойного обмена. При этом вырождение e_g подзоны 3*d* зоны марганца способствует делокализации допированных электронов, что, в свою очередь, делает манганит $SrMnO_3$ промежуточным звеном между металлом и изолятором. Так, манганит стронция, допированный путем замещения Sr^{2+} на Ce^{4+} (La^{3+}) до уровня 2%, демонстрирует металлический тип электросопротивления, тогда как его магнитное состояние описывается как однородный скошенный антиферромагнетик (АФ) G-типа [1]. С другой стороны, в АФ диэлектрике $SrMnO_{3-\delta}$ ($\delta < 0.01$) с близким уровнем электронного допирования обнаружены ферромагнитные (ФМ) включения, описываемые с помощью модели магнитных поляронов малого радиуса [2].

Возникающие противоречия требуют проведения комплексных исследований кубических манганитов на основе $SrMnO_3$ с различной степенью электронного допирования с привлечением локальных методов, в частности метода ядерного магнитного резонанса (ЯМР).

В настоящей работе методами ЯМР ^{87}Sr и ^{139}La исследовалась серия образцов $Sr_{1-x}La_xMnO_3$ ($x \leq 0.04$) с кубической структурой решетки, где степень электронного допирования варьировалась от 0 до 4%. Впервые получены и проанализированы спектры ЯМР ^{139}La в парамагнитной и АФ фазах для La-содержащих составов.

На основе проведенных исследований и сравнения с полученными ранее результатами [3] установлено, что в парамагнитной области все e_g электроны коллективизированы. Однако распределение спиновой плотности допированных e_g электронов в La-содержащих оксидах не является однородным. То есть имеются области, обогащенные и обедненные e_g электронами. При комнатной температуре область перекрывающихся обогащенных e_g электронами кластеров не охватывает позиции Sr всего объема образца, как следствие, образец в целом является диэлектриком. Однако внутри кластеров количество позиций Sr превышает перколяционный предел даже для манганита с $x = 0.02$. Таким образом, e_g электроны имеют до-

статочную длину свободного пробега, чтобы обеспечить металлический характер проводимости.

В АФ фазе при T < 50 K e_g электронные кластеры полностью перекрываются. В данном температурном диапазоне часть электронов локализуется в статические ФМ области, свойства которых хорошо описываются в модели связанных магнитных поляронов малого радиуса [4] с эффективным магнитным моментом p_{eff} = 23(10) μ_B и энергией связи 40 мэВ, что в 1.5 раза больше, чем в $SrMnO_{3-\delta}$ (δ < 0.01) [2]. Предположительно магнитные поляроны локализуются вблизи ионов La^{3+}. Остальные электроны, не задействованные в образовании магнитных поляронов, продолжают совершать перескоки с узла на узел, однако их движение существенно медленнее, чем ожидается для АФ металла. Вероятнее всего, это связано с кристаллическими искажениями, обусловленными зарядовым беспорядком (La^{3+}/Sr^{2+}).

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» № 01201463330, при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18-32-00030.

1. H. Sakai et al., Phys. Rev. B **82**, 180409 (2010).
2. A. Trokiner et al., Phys. Rev. B **93**, 174413 (2016).
3. A. Germov et al., Phys. Rev. B **96**, 104409 (2017).
4. H. Meskine et al., J. Phys.: Condens. Matter **17**, 1889 (2005).

ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧИВАЕМЫХ ТОНКИХ ПЛЕНКАХ Fe

С. Вызулин[1], А. Грановский[2], Н. Сырьев[2], К. Розанов[3], А. Ширяев[3]

[1] *Краснодарское высшее военное училище им. генерала армии С.М. Штеменко, Россия*
[2] *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия*
[3] *Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Россия*

Представлены результаты исследований явления ферромагнитного резонанса (ФМР) при касательном намагничивании в тонких однослойных ферромагнитных пленках Fe.

Пленки синтезированы методом магнетронного напыления Fe на майларовую пленку толщиной 12 мкм в атмосфере аргона с добавлением азота. Толщины магнитных слоев t в пленках были равны 100, 500, 1000 и 2000 нм. Исследования методами электронной микроскопии показывают, что магнитный слой представляет собой плотную упаковку магнитных гранул столбчатой формы с размерами в плоскости пленки порядка 10-20 нм [1]. Распределение и размеры магнитных гранул для различных направлений в плоскости пленки при практической реализации магнетронного напыления могут отличаться. Для определенности, направление в плоскости образца, совпадающее с продольным направлением напыления условимся обозначать вектором $\vec{i}$, а поперечное к нему – вектором $\vec{j}$.

Измерения проводились резонаторным способом на ЭПР спектрометре "JEOL JES FA-300" на частоте 9.15 ГГц с применением обычной модуляционной техники при комнатной температуре. Регистрировалась первая производная сигнала поглощения. Записи спектров проводились при возрастающем во времени поле H. В спектрометре используется цилиндрический объемный резонатор с модой TE_{011}. В резонатор вставляется держатель, так что его ось вращения совпадает с ориентацией переменного магнитного поля $\vec{h}$ и ортогональна ориентации постоянного поля намагничивания $\vec{H}$. На держателе закрепляют исследуемый образец.

При исследовании спектров ФМР в плоских образцах, последние обычно наклеивают на держатель так, что ось вращения держателя параллельна плоскости пленки. Возможен другой способ размещения образца на держателе и соответственно в резонаторе. Образец наклеивается на торец держателя, так что нормаль к поверхности образца $\vec{n}$ параллельна оси вращения держателя. В первом случае $\vec{h}$ лежит в плоскости образца $(\vec{h} \perp \vec{n})$), а во втором – по нормали к поверхности пленки $(\vec{h} \parallel \vec{n})$.

Второй способ используется редко, т.к. чувствительности спектрометра обычно не хватает для уверенной регистрации магнитных спектров.

Регистрация спектров при креплении образца первым способом осу-

ществляется для различных значений α между внешним магнитным полем $\vec{H}$ и нормалью к поверхности образца $\vec{n}$. Угол α можно изменять от 0 до 360°. Касательному намагничиванию соответствуют α=90 и 270 °. Эта ситуация для изучаемых пленок Fe была исследована в [2].

В настоящей работе пленки размещались вторым способом. Измерения выполнены для различных ориентаций магнитного поля $\vec{H}$ относительно оси $\vec{i}$. Ориентация поля $\vec{H}$ в плоскости образца характеризуется углом φ, отсчитываемым от оси $\vec{i}$. Интервал изменений φ от 0 до 360°.

Установлено, что количественный состав и качественный вид спектров поглощения при креплении образцов первым и вторым способами может существенно различаться. Например, в [2] было показано, что для касательной ориентации поля подмагничивания (α=90 °) при $(\vec{h} \perp \vec{n})$ наибольшее количество разрешаемых линий поглощения – три, наблюдалось для образца с t=100 нм при $\vec{H} \perp \vec{i}$. Один резонанс (мода А) регистрировался в области относительно высоких значений полей (H_r≈700 Э), второй (мода В) – в значительно более низких полях (H_r≈220 Э), а третий (мода С) – в области малых полей (H_r≈100 Э). При $\vec{H} \perp \vec{j}$ в спектре этого же образца при касательном намагничивании наблюдалось только две резонансные моды. Высокополевой резонанс реализуется при H_r≈480 Э. Он соответствует резонансной моде А. Для низкополевого резонанса H_r имеет величину порядка 125 Э. Этот резонанс соответствует моде С. Линии поглощения, аналогичной моде В при $\vec{H} \perp \vec{i}$, не наблюдалось.

В указанных случаях: а) высокополевая линия поглощения (мода А) соответствует однородному типу прецессии намагниченности; б) форма сигнала низкополевого резонанса (моды С) является инвертированной по сравнению с формой сигнала как для моды А, так и для моды В.

В нашем случае для образца с t=100 нм регистрировалось три пика поглощения только в узкой секторе вблизи $\vec{H} \parallel \vec{i}$. Инверсии формы сигнала поглощения ни для одной из этих мод не наблюдалось. При других ориентациях $\vec{H}$ регистрировался только один резонанс. Для образцов с t=500, 1000 и 2000 нм число наблюдаемых резонансов возрастает. Например, для образца с t=2000 нм одновременно можно наблюдать до четырех резонансных мод, часть из которых имеет инвертированную по сравнению с однородной модой А форму.

В докладе обсуждается также влияние толщины металлических слоев на угловые зависимости ширин линий поглощения и интенсивностей первых производных сигналов поглощения.

1. A.N. Lagarkov et al. // Physica B, vol. 394, 2007, pp. 159–162
2. S.A. Vyzylin et al// Moscow International Symposium on Magnetism: book of abstract, Moscow, 1-5 July 2017 y. – Moscow, 2017. – P. 101.

ИССЛЕДОВАНИЕ МУЛЬТИФЕРРОИКОВ $Bi_{(1-x)}La_xFeO_3$ (x = 0, 0.1) МЕТОДАМИ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА И МЕССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

А.А. Гиппиус[1,2], В.С. Покатилов[3]. А.О. Макарова[3],
С.В. Журенко[1,2], А.В. Ткачев[2], Н.Е. Гервиц[2,4]

[1]*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова,*
[2]*ФИАН им. П.Н. Лебедева РАН,*
[3]*Московский технологический университет МИРЭА*
[4]*Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН*

Феррит висмута $BiFeO_3$ представляет значительный научный и практический интерес. В $BiFeO_3$ была обнаружена пространственная спин-модулированная структура (ПСМС) циклоидного типа. При исследовании и поиске новых мультиферроиков на основе $BiFeO_3$ большое значение приобретают экспериментальные методы, которые позволяют исследовать локальные магнитные и электронные состояния атомов железа, обнаруживать ПСМС, определять ее параметры, разрушение при замещении ионов висмута или железа, а также при изменении кристаллической структуры (см., например [1]). Целью настоящей работы являлось исследование влияния замещения трехвалентных ионов висмута трехвалентными ионами лантана на кристаллическую структуру и параметры сверхтонких взаимодействий и ПСМС в мультиферроиках $Bi_{(1-x)}La_xFeO_3$ (x = 0, 0.1) методами ядерного магнитного резонанса (ЯМР) и эффекта Мессбауэра (ЭМ) на ядрах ^{57}Fe в широкой области температур.

Образцы перовскитов $BiFeO_3$ и $Bi_{0.9}La_{0.1}FeO_3$ приготавливались методом обычной твердотельной керамической технологии на воздухе. Образцы при синтезе обогащались (до 95%) стабильным изотопом $^{57}Fe_2O_3$ [2]. Ренгенографический анализ образцов показал, что образцы имели ромбоэдрическую структуру типа R3c и примесные фазы $Bi_2Fe_4O_9$ и Fe_2O_3 в количестве 4-5%. Исследования образцов выполнены методами ЯМР и ЭМ в области температур 4 – 300 К. Для анализа и обработки месссбауэровских спектров использованы методы в пакете программ SpectrRelax [3, 4].

В результате исследований мультиферроиков $BiFeO_3$ и $Bi_{0.9}La_{0.1}FeO_3$ методами ЯМР и ЭМ установлено, что при замещении ионов висмута ионами лантана параметр ангармонизма *m* уменьшается, при комнатной температуре *m* = 0 для мультиферроика $Bi_{0.9}La_{0.1}FeO_3$, т.е. ПСМС становится гармонической.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 17-02-00911 и 17-52-80036)

1. В.С. Покатилов и др., ФТТ, **59**, 433 (2017).

МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКЛИКА МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНОГО СИЛОВОГО МИКРОСКОПА

Р. В. Горев[1], Е. В. Скороходов[1,2], Н. С. Гусев[1], В. Л. Миронов[1,2]*

[1]*Институт физики микроструктур РАН, Россия*
[2]*Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия*

В последние годы интенсивное развитие получил новый метод изучения локальных СВЧ свойств магнитных наноструктур - магнитно-резонансная силовая микроскопия (МРСМ) [1, 2]. Однако, интерпретация экспериментальных результатов существенно затруднена вследствие сильного взаимодействия поля зонда и исследуемого объекта. В связи с этим в данной работе мы представляем разработанный нами алгоритм микромагнитного моделирования МРСМ спектров и изображений, а также обсуждаем результаты моделирования на примере тестовой структуры.

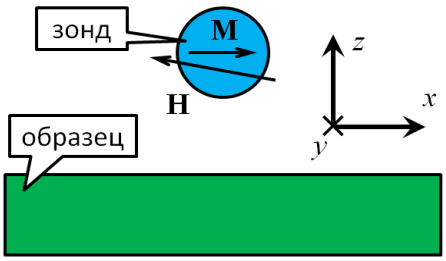


Рис. 1. Схематичное изображение системы зонд-образец.

В расчётах образец изначально находится в состоянии равновесия и создает в области зонда с намагниченностью $\boldsymbol{M}$ поле $\boldsymbol{H_0}$. После включения СВЧ накачки статическая часть поля в области зонда уменьшается до величины $\boldsymbol{H}$ из-за уменьшения постоянной составляющей намагниченности. Схематичное изображение моделируемой системы приведено на рис. 1.

Сила, действующая на зонд, описывается формулой:

$$\boldsymbol{F} = \nabla \int (\boldsymbol{M} \cdot \boldsymbol{H}) dV.$$

Если зонд однородно намагничен по оси *x,* то *z*-компонента силы равна

$$F_z = \int \left(M_x \cdot \frac{dH_x}{dz} \right) dV.$$

Если считать зонд точечным диполем, то сила, которая на него действует, пропорциональна следующей величине:

$$\frac{dH_x}{dz} \approx \frac{H_x(x_0, y_0, z_0 + \Delta z) - H_x(x_0, y_0, z_0 - \Delta z)}{2\Delta z}.$$

где (x_0, y_0, z_0) – координаты центра зонда, величина Δz для расчётов была выбрана равной 5 nm.

МРСМ сигнал создаётся за счет модуляции СВЧ накачки на резонансной частоте кантилевера зондового микроскопа. Это приводит к раскачке кантилевера с амплитудой, которая пропорциональна разнице между силой, действующей на зонд при СВЧ накачке, и силой, действующей на

зонд в отсутствие СВЧ накачки, т.е. МРСМ сигнал будет пропорционален следующей величине:

$$S = \frac{dH_x}{dz} - \frac{dH_{0x}}{dz}.$$

Моделирование проводилось с помощью программного пакета OOMMF [3]. В качестве тестовой структуры была выбрана микрополоска пермаллоя, спектры которой хорошо изучены как экспериментально, так и теоретически [4]. Размеры полоски составляли 3000×500×30 nm. Намагниченность насыщения пермаллоя была взята равной 8×10^5 A/m, обменная константа – 8.4×10^{-12} J/m, параметр диссипации – 0.01. Подмагничивающее поле $\boldsymbol{H}_{ex}$ и возбуждающее поле $\boldsymbol{h}$ были взаимноортогональны и лежали в плоскости образца. Частота возбуждающего поля составляла 5.8 GHz, подмагничивающее поле менялось с шагом 0.2 mT. Моделирование проводилось с учётом влияния зонда. В качестве зонда использовался расположенный над центром образца шар диаметром 10 μm, зазор между зондом и образцом составлял 1 μm, а намагниченность зонда составляла 7×10^4 A/m и была направлена параллельно подмагничивающему полю.

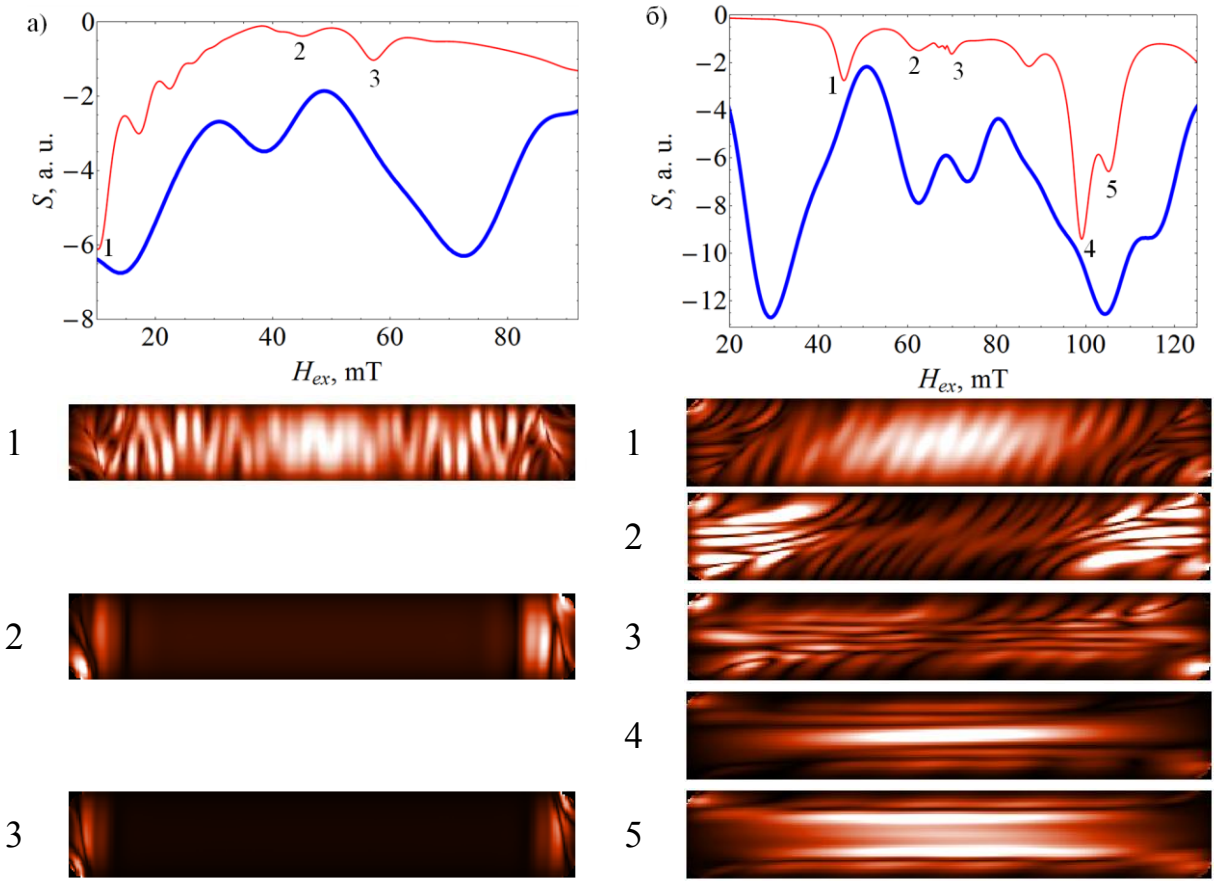


Рис. 2. Спектры ферромагнитного резонанса и распределения амплитуд колебаний намагниченности при приложении поля вдоль длинной оси (а) и вдоль короткой оси (б). Красная тонкая линия – численно рассчитанный спектр, синяя жирная – экспериментально измеренный.

На рисунке 2 приведены спектры ферромагнитного резонанса полоски при приложении подмагничивающего поля вдоль длинной оси (а) и

вдоль короткой (б). Расчётные спектры согласуются с результатами измерений. В случае приложения поля по длинной оси полоски пик 1 представляет собой спин-волновой резонанс с 3 полуволнами, модифицированный полем зонда. Гребёнка пиков справа от него – это резонансы с другими волновыми числами, которые не разрешились в этом эксперименте. Пики 2 и 3 – это краевые моды. Если же поле приложено по короткой оси, то наблюдается 3 спин-волновых резонанса (пики 1, 4, 5), которые хорошо разрешаются в эксперименте, а также резонансы на краях полоски (пики 2 и 3), связанные, по-видимому, с наличием неоднородностей намагниченности в этих областях.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-12-10254).

1. F. Guo, L. M. Belovs and R. D. McMichael // PRL **110**, 017601 (2013).
2. O. Klein, G. de Loubens, V. V. Naletor *et. al.* // Physical Review B, **78**, 144410 (2008).
3. M. J. Donahue, D. G. Porter, Interagency Report No. NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, (math.nist.gov/oommf/).
4. E. V. Skorohodov, R. V. Gorev, R. R. Yakubov *et. al.* // JMMM, 424 (2017), 118-121.

СВЕРХТОНКИЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ НА ЯДРАХ ^{57}Fe В ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ $Zr_{1-x}Sc_xFe_2$

В.С. Русаков[1], В.С. Покатилов[2], Т.В. Губайдулина[1], М.Е. Мацнев[1]

[1]*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова,*
[2]*Московский технологический университет МИРЭА*

Интерметаллические соединения стехиометрического состава RFe$_2$ (R – 3d-, 4d или 5d-элементы), кристаллизующиеся в структурных типах фаз Лавеса, являются прекрасным модельными объектами для исследования сверхтонких взаимодействий (СТВ) ядер ^{57}Fe. Наличие широких рядов твердых растворов замещения обоих компонентов предоставляют исследователям возможность изучать многообразие механизмов и особенностей СТВ, взаимосвязь параметров таких взаимодействий с локальными характеристиками вещества.

Известно большое число работ, посвященных исследованию СТВ в фазах Лавеса RFe$_2$ (см., например, [1÷8]). Однако механизмы СТВ изучены недостаточно. Отметим, в частности, такие нерешенные вопросы, как природа анизотропии магнитных СТВ, а также характер поведения параметров СТВ в процессе замещения одних компонентов другими. Существенным шагом в исследовании СТВ стало использование тензорного описания магнитных СТВ [4, 6], которое позволяет непосредственно из мёссбауэровских спектров получать все необходимые параметры СТВ и с большой точностью определять ориентацию оси легчайшего намагничивания (ОЛН).

Настоящая работа посвящена мессбауэровским исследованиям анизотропии СТВ ядер ^{57}Fe в квазибинарной интерметаллической системе $Zr_{1-x}Sc_xFe_2$ во всем интервале составов $0 \le x \le 1$ с привлечением данных рентгеновских и магнитных измерений.

Исследованные соединения при температурах проведения мессбауэровского эксперимента (RT и 87 K) находятся в магнитоупорядоченном состоянии и имеют структурный тип кубической фазы Лавеса C15 с пространственной группой симметрии $O_h^7 - Fd3m$. Атомы железа в структуре расположены в кристаллографически эквивалентных позициях 16(d) – в вершинах тетраэдров (точечная симметрия $\bar{3}m$) с инверсионными осями симметрии третьего порядка в направлениях [111], $[\bar{1}\bar{1}1]$, $[1\bar{1}\bar{1}]$ и $[\bar{1}1\bar{1}]$. В связи с этим, в общем случае произвольной ориентации оси легчайшего намагничивания (ОЛН) позиции атомов Fe с различными ориентациями осей симметрии становятся неэквивалентными в магнитном отношении и в отношении СТВ. Из-за различных значений углов между направлением эффективного магнитного поля и главными осями тензора градиента электрического поля (ГЭП) в

области расположения ядра параметры СТВ для атомов, расположенных в разных вершинах тетраэдра, становятся различными. В таком случае в экспериментальном мессбауэровском спектре будут наблюдаться четыре ($i = 1, 2, 3, 4$) различных зеемановских секстета, сверхтонкие параметры которых – квадрупольные смещения компонент $\varepsilon^{(i)}$ и эффективные магнитные поля $H_n^{(i)}$ – оказываются взаимосвязанными. При этом, пренебрегая искажениями структуры из-за спонтанной магнитострикции, еще один сверхтонкий параметр секстета – сдвиг мессбауэровской линии δ – можно считать одинаковым для всех четырех секстетов: $\delta^{(i)} = \delta$.

Как было показано в работах [4, 6], учет кристаллической и магнитной структуры соединений типа $R\mathrm{Fe}_2$ в рамках тензорного описания анизотропии магнитных СТВ позволяет выразить сверхтонкие параметры $\varepsilon^{(i)}$ и $H_n^{(i)}$ через константу квадрупольного взаимодействия e^2qQ, изотропное A_{is} и анизотропное A_{an} поля, а также азимутальный φ и полярный ϑ углы, задающие ориентацию ОЛН и единичного вектора $\mathbf{m}_{\mathrm{Fe}}$ направления магнитного момента атома Fe относительно кристаллографических осей:

$$\varepsilon^{(i)} = \frac{e^2qQ}{4} \cdot \frac{3\cos^2\alpha^{(i)} - 1}{2}, \quad \mathbf{H}_{\mathrm{n}}^{(i)} = A_{\mathrm{is}}\mathbf{m}_{\mathrm{Fe}} + A_{\mathrm{an}}\mathbf{S}^{(i)} \cdot \mathbf{m}_{\mathrm{Fe}}.$$

Здесь $\alpha^{(i)}$ – угол между направлением поля $\mathbf{H}_{\mathrm{n}}^{(i)}$ и главной осью тензора ГЭП, $\mathbf{S}^{(i)}$ – тензор с нулевым следом, вид которого определяется направлением оси локальной симметрии.

Обработка экспериментальных спектров осуществлялась методом наименьших квадратов с помощью программы SpectrRelax [9] в рамках тензорного подхода к описанию анизотропии СТВ ядер ^{57}Fe в соединениях $R\mathrm{Fe}_2$ с кубической структурой C15. В результате удалось найти оптимальные значения интересующих нас физических величин – $\left\{\delta,\ e^2qQ,\ \varphi,\ \vartheta,\ A_{\mathrm{is}},\ A_{\mathrm{an}}\right\}$.

Полученные значения полярного угла ϑ показывают, что в соединениях системы $Zr_{1-x}Sc_xFe_2$ ОЛН отклонена от кристаллографического направления [111] на ~15° и лежит в плоскости $(1\bar{1}0)$ ($\varphi = 45°$). При этом ориентация ОЛН практически не изменяется с ростом концентрации атомов Sc (см. рис. 1).

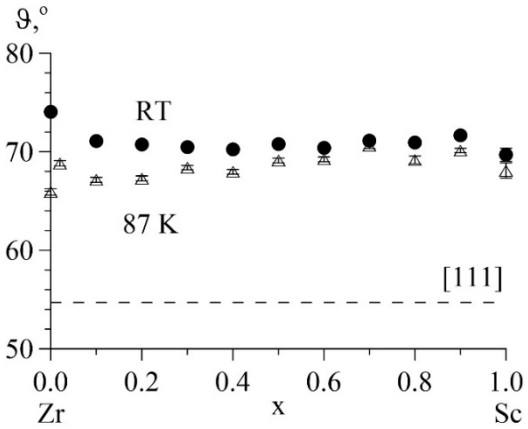


Рис. 1. Концентрационные зависимости азимутального угла ϑ, задающего направление ОЛН в соединениях системы $Zr_{1-x}Sc_xFe_2$.

На рис. 2 представлены концентрационные зависимости изотропного A_{is} и анизотропного A_{an} сверхтонких магнитных полей на ядрах ^{57}Fe в

соединениях $Zr_{1-x}Sc_xFe_2$. Изменение изотропного A_{is} поля носит аномальный характер: при увеличении концентрации атомов Sc в системе сначала наблюдается увеличение, а затем уменьшение модуля изотропного поля (рис. 2). Отметим, что согласно данным рентгеновских исследований системы $Zr_{1-x}Sc_xFe_2$, такое поведение изотропного поля A_{is} коррелирует с изменением параметра кристаллической решетки *a* и магнитного момента атомов Fe, которые слабо меняются в интервале концентраций атомов Sc $0 \le x \le 0.4$ и заметно уменьшаются в интервале $0.4 \le x \le 1$ [3]. Анизотропное поле A_{an} линейно уменьшается (рис. 2) по мере увеличения концентрации атомов Sc.

Обработка и анализ мессбауэровских спектров системы $Zr_{1-x}Sc_xFe_2$ показали, что по мере увеличения концентрации Sc в образцах наблюдается уменьшение значения сдвига мессбауэровской линии δ как при комнатной температуре, так и при $T = 87$ K. Причем в области x = 0.4 эти зависимости претерпевают излом. Значение константы квадрупольного взаимодействия e^2qQ остается практически постоянной ≈ 1 мм/с во всем интервале концентраций Sc.

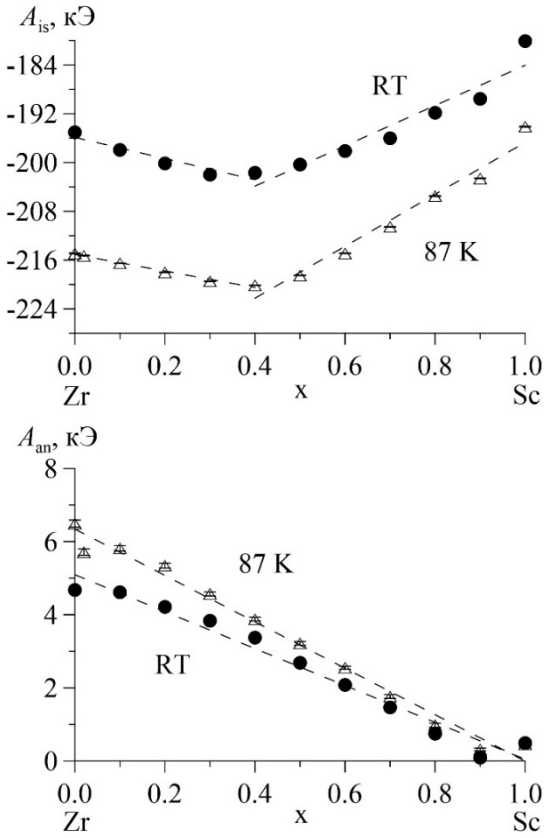


Рис. 2. Концентрационные зависимости изотропного A_{is} и анизотропного A_{an} сверхтонких магнитных полей для спектров ядер ^{57}Fe в соединениях $Zr_{1-x}Sc_xFe_2$.

Литература:

1. P. Raj, S.K. Kulshreshtha, J. Physique, **41**, 1487 (1980).
2. C. Meyer, F. Hartmann-Boutron, Y. Gros, Y. Berthier and J.L. Buevoz, J. Physique. **42**, 605 (1981).
3. В.С. Покатилов, ЖЭТФ, **95**, 2079 (1989).
4. В.И. Николаев, В.С. Русаков, Т.Б. Солодченкова, Изв. АН СССР. Сер. Физическая, **54**, Вып. 9, 1681 (1990).
5. V.S. Pokatilov, JMMM, **189**, 189 (1998).
6. В.С. Русаков. Мессбауэровская спектроскопия локально неоднородных систем. – ИЯФ НЯЦ РК, Алматы (2000) – С. 431.
7. В.С. Покатилов, ЖЭТФ, **123**, 71 (2003).
8. M. Wiertel, Z. Surowiec, M. Budzyński, J. Sarzyński, A.I. Beskrovnyi, Nukleonika, **60**, 155 (2015).
9. M.E. Matsnev, V.S. Rusakov, AIP Conf. Proc., **1489**, 178 (2012).

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО НАНОКОМПОЗИТА CoFeB-$LiNbO_y$ МЕТОДОМ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

А.Б. Дровосеков,[1*] Д.И. Холин,[1] Н.М. Крейнес,[1] А.О. Савицкий,[1] В.В. Рыльков,[2] С.Н. Николаев,[2] К.Ю. Черноглазов,[2] А.Л. Васильев,[2] А.Н. Талденков,[2] А.В. Ситников[3], А.Б. Грановский[4]

[1]*Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, РАН, Москва, Россия*
[2]*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия*
[3]*Воронежский государственный технический университет, Воронеж, Россия*
[4]*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*
[*]*drovosekov@kapitza.ras.ru*

Металл-диэлектрические нанокомпозиты (НК) представляют собой массив металлических наногранул, случайным образом расположенных в матрице диэлектрика. Особый интерес представляет случай, когда в качестве материала для наногранул используются ферромагнитные металлы. Такие системы интересны возможностью реализации в них нетривиальных магнитотранспортных и магнитоэлектрических эффектов, таких как туннельное магнетосопротивление. Предлагаются также механизмы, позволяющие управлять магнитным состоянием системы с помощью электрического поля [1]. Недавно было обнаружено, что в НК $(CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}$ на основе сплава $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$ и ниобата лития $LiNbO_3$ возможна реализация мемристивного эффекта [2], представляющего интерес для создания элементов нейроморфных сетей [3]. Отметим, что металл-диэлектрические НК являются перспективными магнитными системами для высокочастотных применений, благодаря сочетанию высокого удельного сопротивления и большой магнитной проницаемости.

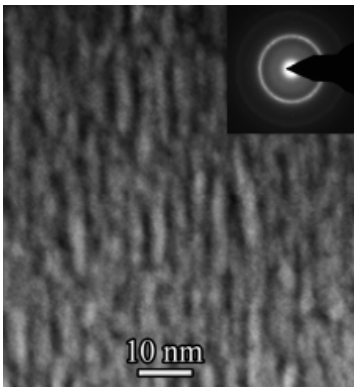


Рис.1. Темнопольное высокоугловое ПРЭМ-изображение пленки НК $(CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}$ ($x \approx 48$ ат. %).

Настоящая работа посвящена исследованию магнитодинамических свойств гранулярных НК $(CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}$. Серия пленок с различной концентрацией металлической фазы ($x = 6 – 50$ ат. %) была получена методом ионно-лучевого распыления с использованием составной мишени. Структурные исследования, выполненные методом высокоразрешающей просвечивающей растровой электронной микроскопии (ПРЭМ), показали, что пленки НК представляют собой ансамбль сильно вытянутых (до 10–15 нм) в направлении роста пленки ОЦК гранул CoFe с поперечным размером 2–4 нм, которые находятся в нестехиометрической матрице $LiNbO_y$ (рис. 1).

Исследования температурной зависимости сопротивления пленок НК показали наличие перехода металл-изолятор (ПМИ) при концентрации металлической фазы x ≈ 43 ат. %. При этом гистерезис в намагниченности наблюдается ниже ПМИ вплоть до x ≈ 33 ат. %.

Ферромагнитный резонанс (ФМР) образцов НК исследовался в широком диапазоне частот 7–37 ГГц и температур 4–300 К при различных ориентациях магнитного поля (до 10 кЭ) относительно плоскости пленок.

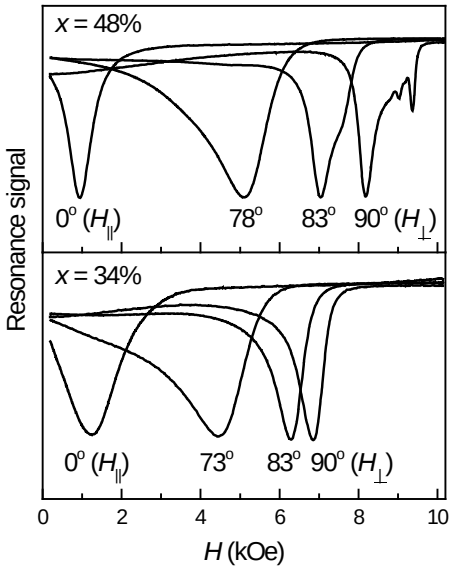


Рис.2. Записи линий резонанса на частоте 7.65 ГГц для двух пленок с различной концентрацией x при разных углах приложенного поля относительно плоскости пленки. T = 300 K.

На рис. 2 показаны спектры ФМР для пленок с концентрацией металлической фазы 48 и 34 ат. % (т.е. выше и ниже ПМИ), а на рис. 3 – результирующие угловые зависимости положения и полуширины линии ФМР при комнатной температуре.

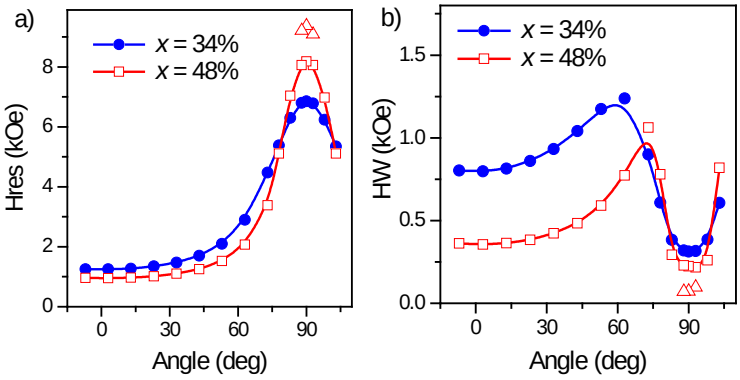


Рис.3. Угловая зависимость положения (a) и полуширины (b) линии ФМР для двух пленок с различной концентрацией x на частоте 7.65 ГГц при комнатной температуре.

Для обоих образцов линия ФМР демонстрирует поведение, типичное для ФМ пленки с анизотропией типа легкая плоскость. Для образца с x ≈ 34 ат. % линия поглощения сильно уширена, что можно объяснить высокой степенью магнитной неоднородности пленки из-за разброса величины анизотропии индивидуальных гранул. Расчетная величина эффективного поля размагничивания $4\pi M_{\mathrm{eff}} \approx 4.9$ кЭ несколько меньше значения $4\pi M_{\mathrm{S}} \approx 5.3$ кЭ, полученного из измерений статической намагниченности. Этот факт можно объяснить наличием дополнительной анизотропии K типа легкая ось, связанной с вытянутой формой гранул в направлении, перпендикулярном пленке. В этом случае $4\pi M_{\mathrm{eff}} = 4\pi M_{\mathrm{S}} - 2K/M_{\mathrm{S}}$.

Для образца с x ≈ 48 ат. % линия поглощения в касательном поле существенно сужается по сравнению с образцом с x ≈ 34 ат. %. Этот эффект, по-видимому, связан с увеличением обмена между гранулами при переходе в металлическую фазу. Вместе с тем при приложении поля вблизи нормали к плоскости линия расщепляется на несколько составляющих. Наиболее интенсивный, основной пик соответствует значению $4\pi M_{\mathrm{eff}} \approx 5.9$ кЭ. Более слабый узкий пик справа от основного соответствует $4\pi M_{\mathrm{eff}} \approx 6.7$ кЭ. Заметим, что значение $4\pi M_{\mathrm{S}}$, полученное из статических

измерений, составляет ≈ 6.9 кЭ. Таким образом, для образца с концентрацией металлической фазы выше ПМИ (x ≈ 48 ат. %) сохраняется существенный вклад легкоосной анизотропии ФМ гранул в эффективное поле $4\pi M_{\mathrm{eff}}$. При этом узкий дополнительный пик поглощения с $4\pi M_{\mathrm{eff}} \approx 4\pi M_{\mathrm{S}}$, наблюдаемый в перпендикулярном поле, можно объяснить формированием в пленке макроскопических ФМ кластеров с $K \approx 0$.

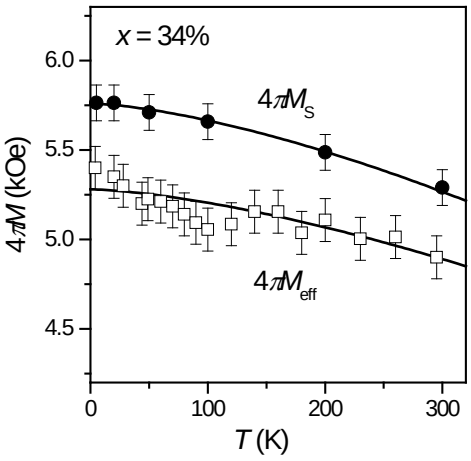


Рис.4. Температурные зависимости эффективного поля анизотропии $4\pi M$, полученные из измерений статической намагниченности и ФМР для пленки с x ≈ 34 ат. %.

Исследуемые пленки демонстрируют слабо выраженную температурную зависимость величин $4\pi M_{\mathrm{S}}$ и $4\pi M_{\mathrm{eff}}$ (рис. 4). Такое поведение, по-видимому, связано с достаточно большими размерами ФМ гранул и существенным взаимодействием между ними. В этом случае тепловые флуктуации магнитных моментов в объеме гранул слабо проявляются в исследуемом диапазоне температур.

Резюмируя всё вышесказанное, можно сказать, что метод ФМР показал свою эффективность для изучения магнитных свойств НК $(CoFeB)_x(LiNbO_y)_{100-x}$. Представляют интерес дальнейшие исследования данной системы для выяснения влияния резистивного переключения на ее магнитные свойства.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №18-07-00772, 18-07-00756, 16-07-00657, 16-07-00798).

1. O. G. Udalov and I. S. Beloborodov, AIP Advances 8, 055810 (2018).
2. В. В. Рыльков и др., ЖЭТФ 153, 424 (2018).
3. D.B.Strukov, G.S.Snider, D.R.Stewart, R.S.Williams, Nature 453, 80 (2008).

АВТОРЕЗОНАНСНАЯ МОДЕЛЬ УПРАВЛЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКОЙ ЛОКАЛИЗОВАННОЙ МАГНИТНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ В ТРЕХСЛОЙНОЙ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЕ С УЧЕТОМ ЗАТУХАНИЯ В СИСТЕМЕ

В.Н. Назаров[1], Е.Г. Екомасов[2], А.М. Гумеров[2]

[1]*Институт физики молекул и кристаллов – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного научного учреждения Уфимского федерального исследовательского центра Российской академии наук, Уфа, Россия*
[2]*Башкирский государственный университет, Уфа, Россия*

В настоящее время сэндвичеподобные магнитные структуры широко исследуются в связи с возможностью их практического применения. Для таких магнитных материалов исследование динамики перемагничивания и генерации неоднородной структуры под действием высокочастотного поля представляется актуальным. Интерес представляет изучение контролируемых условий, в которых высокие углы прецессии намагниченности могут быть достигнуты приложением магнитных полей достаточно малой амплитуды [1, 2]. В работе рассматривается константа магнитной анизотропии как одномерная функция координаты в виде потенциальной ямы прямоугольного вида. Подобный вид зависимости константы магнитной анизотропии от координаты достаточно часто используется при решении подобных задач [3–5] и аналогичен наличию трехслойной магнитной структуры, в которой широкие слои с одинаковым значением анизотропии разделены узким слоем со значением анизотропии отличным от его значения в толстых слоях. Исследовано авторезонансное параметрическое возбуждение магнитного бризера в трехслойном антиферромагнетике с использованием внешнего магнитного поля переменной частоты и малой амплитудой специального вида:

$$h = h_0 + h_1 \cos(\omega'\tau - \mu\tau^2/2),$$

частота которого $\omega' - \mu\tau$ медленно меняется при $|\mu| = \mathrm{const} << 1$. Получены уравнения главного резонанса, анализ которых приводит к решениям со значительным изменением амплитуды магнитного бризера. Эволюция во времени квадрата амплитуды $A^2(t)$ на полученных решениях определяется из резонансного условия: $2\sqrt{1-A^2} = \omega' - \mu\tau$. Это соотношение интерпретируется как захват системы в параметрический резонанс. Анализ системы уравнений главного резонанса в случае $h_0 = 0$ при малых параметрах амплитуды переменного поля и параметра затухания β показывает существование решений с растущими амплитудами (рис.1). Видно, что для ширины $d = 8$ и глубины потенциальной ямы $k = 0.08$ наблюдается рост ам-

плитуды в переменном поле, в то время как без внешнего воздействия будет происходить лишь локализация зародыша на дефекте [6]. С увеличением параметра затухания колебательное движение становится слабо заметно и будет происходить почти монотонное увеличение амплитуды (кривая 2, рис. 1). С увеличением глубины неоднородности анизотропии будет наблюдаться не растущее решение (кривая 3, рис. 1). С уменьшением ширины потенциальной ямы можно получить растущее решение (рис. 2, кривая 1, 2) и срыв авторезонанса (рис. 2, кривая 3) при большем затухании. При таких параметрах (малом d) в отсутствии внешнего воздействия начальный зародыш превращается в затухающий бризер [6], либо в постоянном поле он локализуется на дефекте [7]. В переменном поле можно получить растущие решения (рис.2).

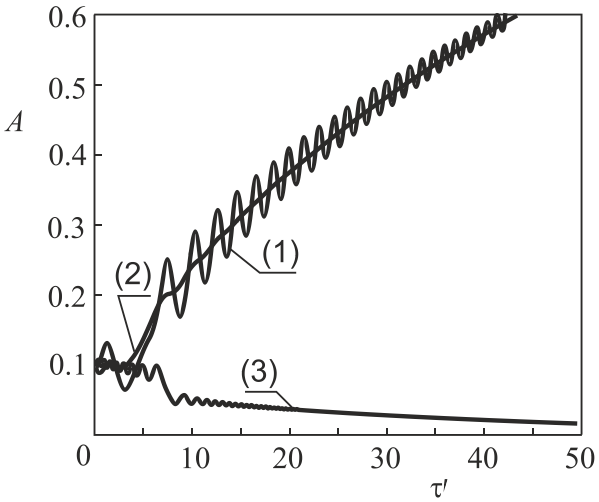


Рис.1. Растущие решения уравнений главного резонанса (зависимость амплитуды магнитного бризера от времени) при $k = 0.08$, $\beta = 0.0003$ (кривая 1), $k = 0.08$, $\beta = 0.003$ (кривая 2) и не растущее решение при $k = 0.3$, $\beta = 0.0003$ (кривая 3).

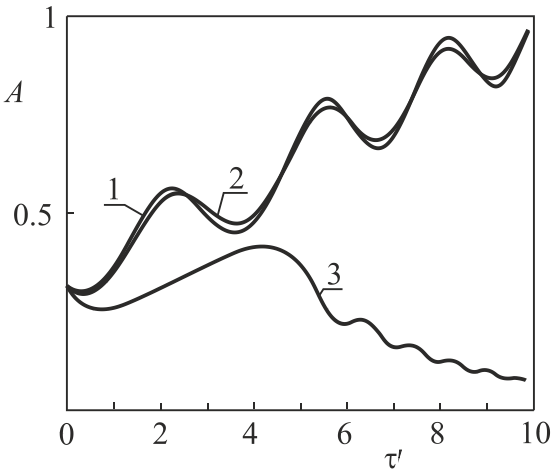


Рис.2. Растущие решения уравнений главного резонанса при $\beta = 0.0003$ (кривая 1), $\beta = 0.003$ (кривая 2) и не растущее решение при $\beta = 0.03$ (кривая 3).

Работа поддержана грантом РФФИ, проект 18-31-00122.

1. М.А. Шамсутдинов, И.Ю. Ломакина, В.Н. Назаров, А.Т. Харисов, Д.М. Шамсутдинов. Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны. М.: Наука (2009). 456 с.
2. Л.А. Калякин, УМН, **63** (5), 3 (2008).
3. Е.Г. Екомасов, Р.Р. Муртазин, Ш.А. Азаматов, ФТТ, **54** (8), 1487 (2012).
4. E.G. Ekomasov, R.R. Murtazin, O.B. Bogomazova, A.M. Gumerov, JMMM, **339**, 133 (2013).
5. Е.Г. Екомасов, Р.Р. Муртазин, В.Н. Назаров, ФММ, **115** (2), 125 (2014).
6. В.Н. Назаров, Р.Р. Шафеев, М.А. Шамсутдинов, И.Ю. Ломакина, ФТТ, **54** (2), 282 (2012).
7. V. Nazarov, R. Shafeev, Mod. Phys. Lett. B, **26**, 1250183 (2012).

МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА И СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ГЕЛИМАГНИТНЫХ БИНАРНЫХ ПНИКТИДАХ FeP и MnP ПО ДАННЫМ ЯМР СПЕКТРОСКОПИИ

С.В. Журенко[1,2], А.А. Гиппиус[1,2], А.В. Ткачев[2], И.В. Морозов[3], И.О. Чернявский[3] и А.С. Москвин[4]

[1]*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова,*
[2]*ФИАН им. П.Н. Лебедева РАН,*
[3]*Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова,*
[4]*Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина*

Научный интерес к бинарным пниктидам переходных металлов FeP, MnP и CrAs (структурный тип MnP) обусловлен необычной геликоидальной магнитной структурой в основном состоянии, детали и механизмы образования которой все еще является предметом дискуссий [1-3]. Магнитная структура FeP представляет собой двойную спираль с температурой Нееля $T_N \approx 125$ K. MnP является ферромагнетиком в температурном диапазоне 47 K $\leq$ T < 291 K с температурой Кюри $T_C = 291$ K, а при T $\leq$ 47 K образуется двойная магнитная спираль [4].

В данной работе представлены спектры ЯМР на ядрах ^{31}P в поле 5,509 T и спектры ЯМР в нулевом поле (zero-field NMR) в соединениях FeP и MnP. Спектр ЯМР ^{31}P в нулевом поле (Рис.1), измеренный в магнитоупорядоченном состоянии при T = 4.2 K демонстрирует значительную ширину линии, отражающую пространственное распределение сверхтонких магнитных полей на узлах P, наведенных от магнитных ионов Fe^{3+}. Полученные результаты обсуждаются в рамках модели ангармонической спиральной магнитной структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-52-80036).

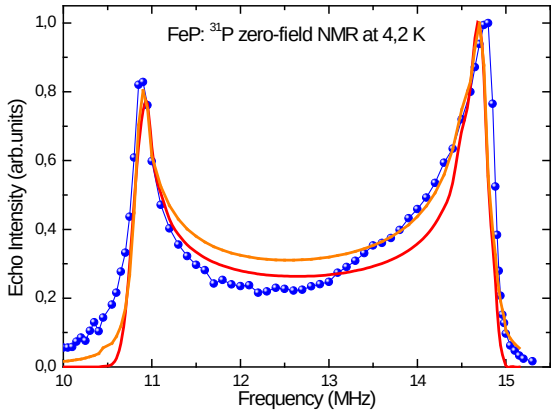


Рис.1. ^{31}P ЯМР спектр FeP в нулевом поле при 4.2 K. Красная и оранжевая линии – аппроксимации с параметром ангармонизма m=0,32 для индивидуальных линий Гаусса и Лоренца, соответственно.

[1] Z. Gercsi, K.G. Sandeman, Phys. Rev. B 81 (2010) 224426.
[2] Y. Shiomi, S. Iguchi, Y. Tokura, Phys. Rev. B 86 (2012) 180404(R).
[3] A.V. Sobolev et al., Journal of Alloys and Compounds 675 (2016) 277.
[4] GuoZhi Fan et al., Science China Physics, Mechanics & Astronomy, 59 (2016) 5.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА НЕОДНОРОДНЫХ ТОНКИХ Co-P ПЛЕНОК

[1]И.Г. Важенина, [1]Р.С. Исхаков, [1]Л.А. Чеканова, [1,2]С.В. Столяр

[1]Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН
[2]Сибирский федеральный университет

Методом спин-волнового резонанса были исследованы неоднородные тонкие слоистые магнитные пленки Co-P сплава. Обнаружено, что формирование наперед заданного профиля магнитного потенциала по толщине образца приводит к характерным модификациям спектра спин-волнового резонанса. Синтезированные структуры позволяют наблюдать два типа модификации спектра СВР. Первая обусловлена первой стоп-зонной магнонного кристалла. Вторая приводит к зависимости резонансных полей H_r спин-волновых мод от номера моды вида $H_r(n)\sim n^{2/3}$. Показано, что при трансформации слоистых пленок с термоотжигом в пленки однофазных сплавов данные модификации спектра исчезают.

Образцы пленок, исследуемые в работе, были синтезированы методом химического осаждения их растворов солей соответствующих металлов. Были получены две серии слоистых пленок, отличающиеся друг от друга формируемым профилем магнитного параметра – величины константы обменного взаимодействия. Образцы первой серии представляют собой структуры с чередующимися слоями аморфного (90 ат.% Co) и кристаллического (93 ат. % Co) Co-P сплава, что позволило сформировать ступенчатый профиль изменения концентрации фосфора по толщине образца. Вторая серия представлена градиентными пленками того же сплава, но концентрация фосфора в сплаве Co-P была подобрана таким образом, чтобы происходило квазилинейное изменение фосфора от концентрации, обеспечивающей аморфность сплава, до кристаллических составов (либо наоборот). Тем самым был создан апериодический магнонный кристалл. Разный характер изменения средней величины магнитного параметра по толщине пленки для двух представляемых случаев будет приводить к различным модификациям спектров СВР.

Измерения спектров ФМР и СВР пленок проводились на стандартном спектрометре ЭПА-2М с частотой накачки 9.2 ГГц, температура измерения комнатная.

Примеры экспериментальных спектров для двух серий образцов представлены на рисунках 1 и 2.

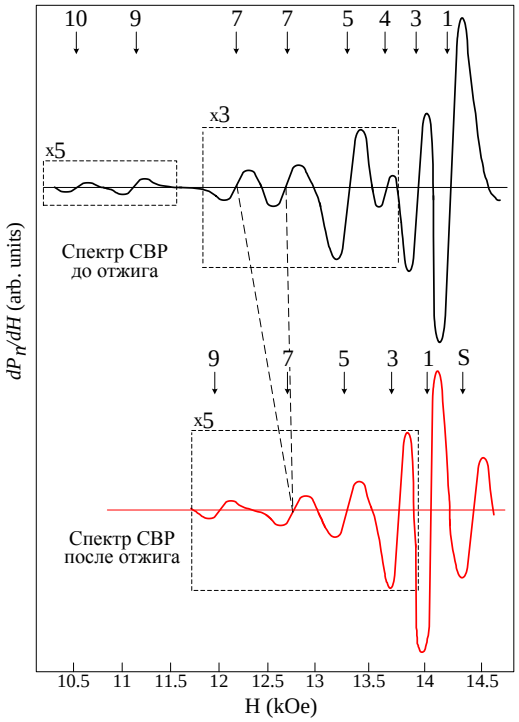


Рис.1. Спектр СВР для пленки со ступенчатым профилем константы обменного взаимодействия

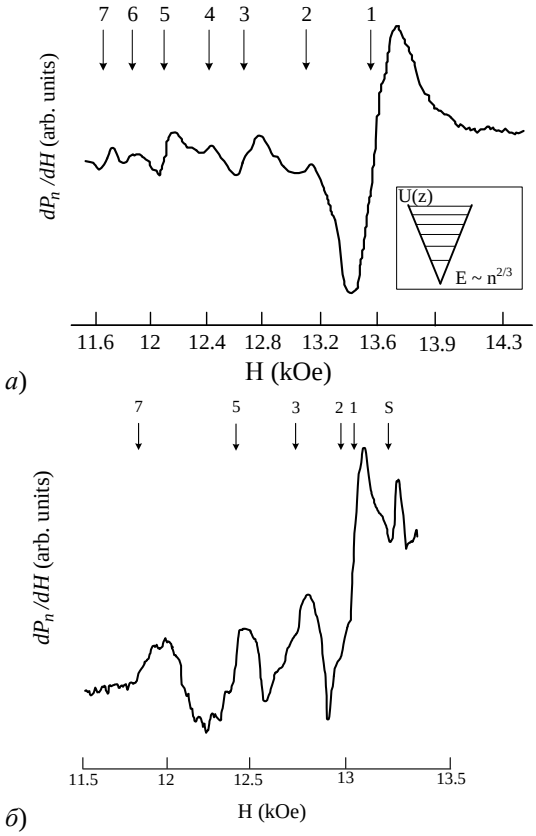


Рис.2. Спектр СВР для пленки с линейным распределение константы обменного взаимодействия по толщине образца

Известно, что в тонких ферромагнитных пленках однородным переменным полем **h** могут быть возбуждены стоячие спиновые волны [1, 2]. Это явление называют спин-волновым резонансом. Когда внешнее магнитное поле H приложено ортогонально к плоскости пенки (H⊥h), условием резонанса служит соотношение

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_{eff} - \frac{2A}{M_S}k^2, \qquad (1)$$

где ω – фиксированная частота микроволнового поля, A – константа обменного взаимодействия, представляемая выражением $A = 2JS^2/a$, k – волновой вектор ($k = n\pi/L$, где n – порядок моды, L – толщина пленки). График зависимости H_n от n^2 можно построить, имея экспериментальную кривую СВР и проводя идентификацию n по некоторым правилам, хорошо изложенным в [3,4].

Экспериментальные спектры СВР для первой серии образцов, измеренные до отжига (рис. 1), свидетельствует о модификации спектра спиновых волн, обусловленной образованием первой зоны Бриллюэна магнонного кристалла [5].

Распределения полевых координат резонансных полей для градиентных структур (рис.2а) описывается выражением

$$H_n = \frac{\omega}{\gamma} - \left(\frac{2A}{M}\right)^{1/3} \cdot \left[\frac{3\pi}{2}\left(n + \frac{1}{4}\right)\right]^{2/3} \cdot \left(\frac{H_{grad}}{d}\right)^{2/3},$$

где H_{grad} - величина, характеризующая градиент магнитного поля по толщине образца. Подобный вид зависимости был впервые предсказан Шлёманном [6] и наблюдался для разнообразных структур [7, 8].

Термоотжиг пленок Co-P в течение 1 часа при температуре 300 ºC позволил сформировать пленку с изотропными флуктуациями обмена [9] для каждого типа модификации магнитного параметра по толщине образца, о чем удостоверяет регистрируемые спектры СВР (рис.1 и 2*б*).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 18-42-243005

1. C. Kittel, Phys. Rev., **110** (6), 1295 (1958).
2. M.H. Seavey, Phys. Rev. Lett., **1** (5), 168 (1958).
3. Н.М. Саланский, М.Ш. Ерухимов, Физические свойства и применение магнитных пленок, Н.: Наука, 1975.
4. А.Г. Гуревич, Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М.: Наука, 1973.
5. Р.С., Исхаков, С.В. Столяр, Л.А. Чеканова, М.В. Чижик, ФТТ, **54** (4), 704 (2012).
6. E. Schlomann, J.Appl.Phys 36, 1193 (1965).
7. B. Hoekstra, R. P. van Stapele, J. M. Robertson, Journal of Applied Physics, 48, №1, 382 (1977).
8. C. Bihler, W. Schoch, W. Limmer, S.T.B. Goennenwein, M.S. Brandt, Phys. Rev. B. 79, 045205 (2009).
9. В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков, Л.А. Чеканова, Н.С. Чистяков, ЖЭТФ, 75, №2, 653 (1978).

МАГНИТОРЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ХЛОПЬЕВИДНОГО СЕНДАСТА

С. Вызулин[1], А. Грановский[2], К. Розанов[3],
А. Кевралетин[1], Н. Сырьев[2], А. Ширяев[3], В. Бузько[4]

[1]*Краснодарское высшее военное училище им. генерала армии С.М. Штеменко, Россия*
[2]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия*
[3]*Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия*
[4]*Кубанский государственный университет, Краснодар, Россия*

Сендаст является перспективным магнитным материалом для создания композитных поглотителей электромагнитных волн [1]. Известны способы изготовления электромагнитных экранов на основе полимерной матрицы и частиц сендаста хлопьевидной формы [2-3]. Наличие в матрице частиц сендаста хлопьевидной формы (с большим соотношением сторон) должно проявляться в виде анизотропии магниторезонансных свойств композита.

Цель – экспериментальное исследование магниторезонансных свойств композитов на основе хлопьевидного сендаста.

Наноразмерные хлопьевидные частицы сендаста с содержанием алюминия 9,6 % и кремния 5,8 % внедрялись в полимерную матрицу. В качестве матрицы использовался двухкомпонентный эпоксикаучуковый клей «Эпокси Титан 6». Сендаст и эпоксисиликоновая композиция перемешивались в рассчитанных пропорциях с помощью проволочной мешалки в течение 10 минут. Смеси помещались между двумя покровными стеклами, покрытыми пленками лавсана. Отверждение осуществлялось при комнатной температуре, на воздухе, в течение 48 часов. Было синтезировано две серии по 10 образцов в каждой (серия А и серия В). Минимальное содержание наночастиц сендаста m в образце составляло 5 масс. %, максимальное – 50 масс. %. Шаг изменения m – 5 масс. %. Образцы имели размер 4х3 мм, толщину – не более 1,5 мм.

В серии А использовался исходный сендаст. Серия В содержит наноразмерные частицы сендаста, модифицированного наночастицами серебра. Модификация осуществлялась методом химического декорирования. Концентрация наночастиц серебра составляла 1,5 масс. %.

Магниторезонансные свойства композитов серий А и В исследованы методом ферромагнитного резонанса (ФМР). Регистрация спектров ФМР проводилась резонаторным способом на ЭПР спектрометре «JEOL JES FA-300». Измерения выполнялись на частоте f≈9,1 ГГц при комнатной температуре. Применялась обычная модуляционная техника. Запись спектров проводилась при возрастающем во времени поле $\vec{H}$, для двух случаев ориентации СВЧ магнитного поля $\vec{h}$ относительно плоскости образца.

В первом случае (случай 1) СВЧ магнитное поле $\vec{h}$ было приложено в плоскости образца ($\vec{h} \perp \vec{n}$), где $\vec{n}$ – вектор нормали к плоскости пленки. Ориентация поля намагничивания $\vec{H}$ относительно $\vec{n}$ изменялся. Угол α между $\vec{n}$ и $\vec{H}$ увеличивался с шагом 6° на интервале α∈[0, 360°]. Выполнено две серии измерений. В одной $\vec{H} \perp \vec{i}$, в другой $-\vec{H} \perp \vec{j}$, где $\vec{i}$ – произвольно выбранное фиксированное направление в плоскости пленки, $\vec{j}$ – направление поперечное $\vec{i}$.

Во втором случае (случай 2) СВЧ магнитное поле $\vec{h}$ было приложено перпендикулярно плоскости образцов ($\vec{h} \parallel \vec{n}$). Образцы вращались в поле намагничивания $\vec{H}$ на интервале φ∈[0, 360°]. Угол φ между векторами $\vec{i}$ и $\vec{H}$ изменялся с шагом 6°.

По спектрам определялось резонансное поле H_r.

В первом случае ($\vec{h} \perp \vec{n}$) регистрировалось до двух резонансов. Однородная мода – при любых α∈[0, 90°]. Второй – высокополевой резонанс (10,0<H_r<12,2 кЭ) – при намагничивании близком к α=0 [4].

Значения резонансного поля для однородной моды, регистрируемые при α=90° и α=0 в ситуациях $\vec{H} \perp \vec{i}$ и $\vec{H} \perp \vec{j}$, различались для образцов обеих серий. Зависимости H_r(α) образцов с содержанием сендаста 20 масс. % представлены на рис. 1: а – серия А, б – серия В.

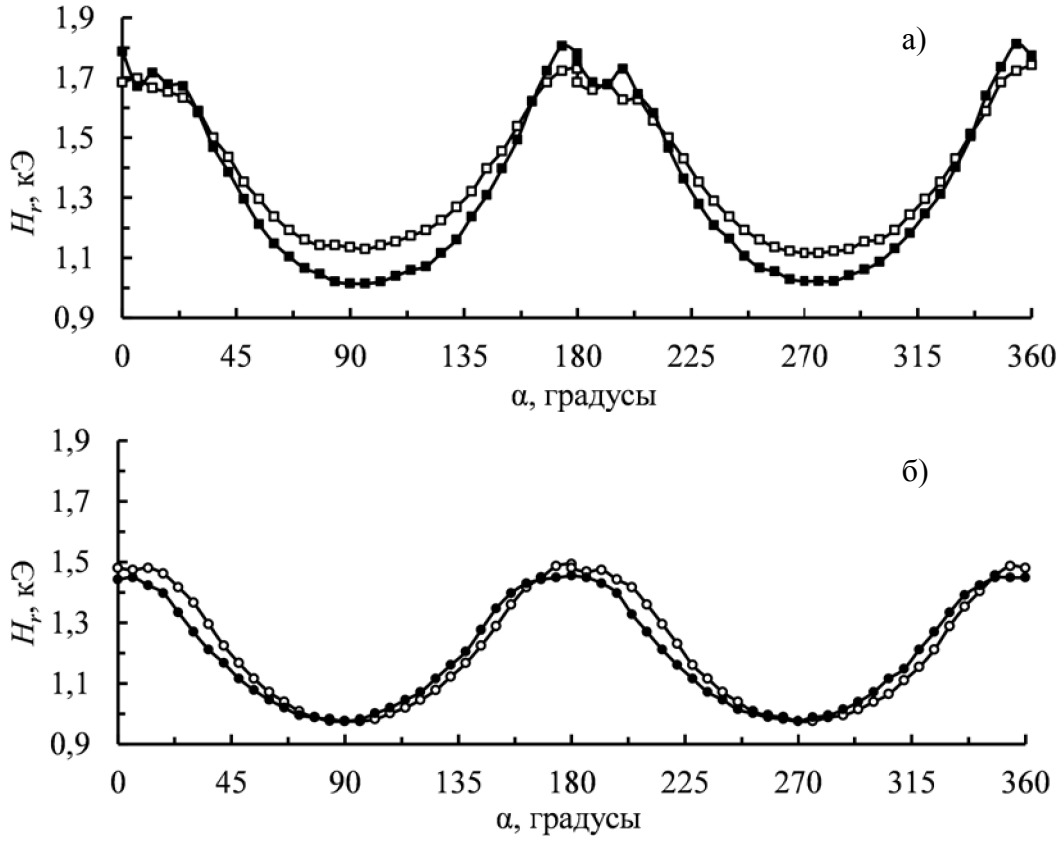


Рис. 1. Концентрационные зависимости H_r образцов с m=20 масс. %:
а) серия А, б) серия В (маркеры □, ○ – $\vec{H} \perp \vec{i}$; ■, ● – $\vec{H} \perp \vec{j}$)

Отличие H_r в ситуациях $\vec{H} \perp \vec{i}$ и $\vec{H} \perp \vec{j}$ при одинаковых α, свидетельствует о наличии анизотропии свойств, обусловленной внутренней структурой образцов.

Для определения характера анизотропии выполнены измерения при $\vec{h} \parallel \vec{n}$ (случай 2). Значения H_r при вариации $\vec{H}$ относительно оси $\vec{i}$ образца на угол φ изменялись. В качестве примера на рис. 2 изображены зависимости $H_r(\varphi)$ для образцов с m=20 масс. % (a – для серии А, б – для серии В).

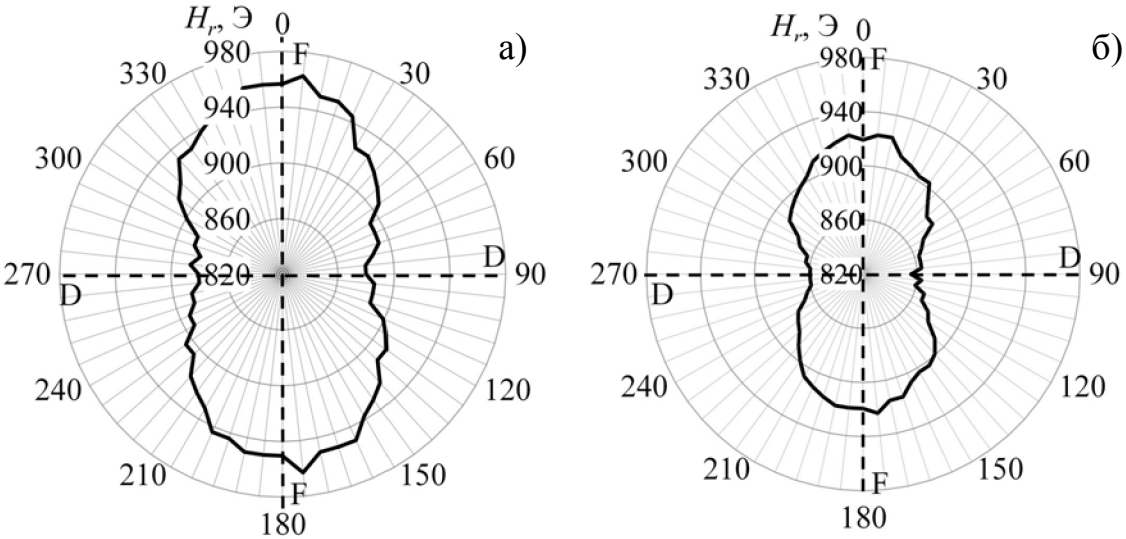


Рис. 2. Зависимости $H_r(\varphi)$ в случае 2 для образцов с m=20 масс. %:
а) – серия А, б) – серия В.

Из рис. 2 видно, что в образцах регистрируются два выделенных направления. При намагничивании вдоль одного из них (ось FF), величина H_r имеет максимальные значения, вдоль другого (ось DD) – минимальные. Угол между FF и DD, в зависимости от m существенным образом не изменялся и был равен примерно 90°. Аналогичный вид зависимости $H_r(\varphi)$ характерен для всех исследованных образцов. Разница между минимальными и максимальными значениями H_r не превышает 140 Э.

Наблюдаемая анизотропия H_r в плоскости образцов может быть объяснена влиянием пластинчатой формы наноразмерных частиц сендаста на ориентацию и величину внутреннего магнитного поля в композитах.

Модификация сендаста наночастицами серебра при равных m может приводить к изменению резонансного поля при α=90° и α=0 на величину до 200 Э. Наночастицы серебра не оказывают существенного влияния на ориентацию поля анизотропии.

1. Старостенко С.Н. и др. ФТТ, **11**, 59 (2017).
2. Oh. K. et al. Polim. Adv. Technol., **25** (2014).
3. Zhaoqi Zhang et al. Physica B, **406** (2011).
4. Вызулин С.А. и др. Труды симпозиума ОМА-20, **1**, 20 (2017).

ПОВЕРХНОСТНАЯ МОДА В СПЕКТРЕ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА ПРИ УПРУГОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПЛЕНКИ

В. А. Шаповалов[1], В. Г. Шавров[2], В. В. Кононенко[1]

[1]*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, г. Донецк, ДНР*
[2]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва, Россия*

Спектр спин-волнового резонанса (СВР) зависит от параметров магнитной пленки. В случае, если пленка является монокристаллической и имеет высокое сопротивление, количество линий спектра СВР может достигать нескольких десятков, как в случае тонких монокристаллических магнитных пленок $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$. На рис. 1 представлен СВР-спектр, состоящий из хорошо разрешенных линий. На высокополевой стороне находится поверхностная мода SM1.

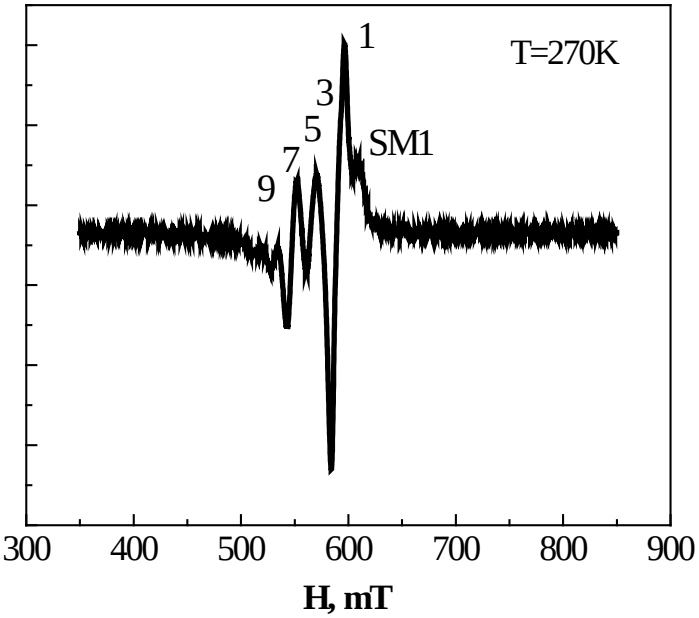


Рис. 1. Спектр СВР в пленке $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$, выращенной на подложке $SrTiO_3$. Спектр представлен для случая перпендикулярной ориентации магнитного поля к пленке.

В работе [1], кроме объемных спиновых волн, в спектре СВР были идентифицированы поверхностные моды, теоретическое обоснование которых ранее было дано Puszkarski H. [2].

Исследован СВР в эпитаксиальных пленках $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$, выращенных на подложках ниобата лития $LiNbO_3$ (LNO), алюмината лантана $LaAlO_3$ (LAO) и титаната стронция $SrTiO_3$ (STO), имеющих разные параметры решетки, которые отличаются от параметров решетки пленки. Исследования проводились в условиях упругой деформации пленки.

Пленки $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ толщиной 3000 Å выращены методом лазерного импульсного напыления на монокристаллических перовскитовых подложках $LaAlO_3$ и $SrTiO_3$ с ориентацией (001) и на не

отожжённых перовскитовых подложках LiNbO3, которые являются поликристаллическими. Толщина подложки составляла $1{,}65\cdot10^{-2}$ см.

Монокристаллические перовскитовые подложки $LaAlO_3$ и $SrTiO_3$ имеют кубическую структуру с параметрами элементарной ячейки a=3,788 Å и a=3,903 Å соответственно. Параметры элементарных ячеек пленок $La_{0,67}Ca_{0.33}MnO_3$, нанесенных на подложки LAO и STO, равны a=b=3,862 Å; c=3,872 Å и a=b=3,868 Å; c=3,859 Å соответственно [3].

Упругий характер напряжений в пленке обеспечивается тем, что различие параметров кристаллических решеток пленок и подложек невелико. Для подложек $LaAlO_3$ и $SrTiO_3$ эта разность составляет 0,084 Å и 0,044 Å, соответственно.

Исследования спектров ФМР были проведены на радиоспектрометре с частотой ν=9,756 ± 0,001 ГГц в температурном диапазоне T=4,2-300 К. Спектр ФМР приведен на рис. 2.

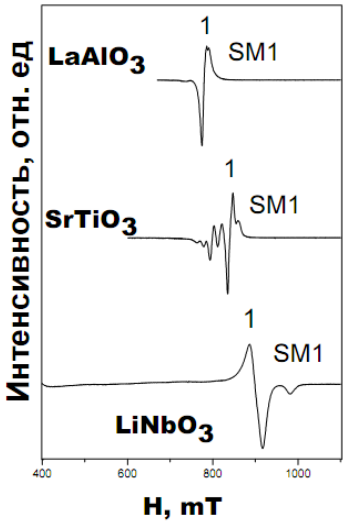


Рис. 2. Спектры ФМР в пленках $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$, выращенных на подложках $LiNbO_3$, $SrTiO_3$ и $LaAlO_3$. Спектры представлены для случая перпендикулярной ориентации магнитного поля к пленке.

На рис. 2 в спектре ФМР в высоких полях наблюдается поверхностная мода спектра ФМР – SM1.

Величина механического напряжения пленок $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ рассчитывалась по разности параметров элементарных ячеек подложки и пленки в направлении, перпендикулярном плоскости пленки:

$$\sigma = \frac{E(a_0 - a)}{2\nu\, a_0},$$

где σ= $0{,}0617\cdot10^{12}$ дин/см^2 – напряжение в пленке, E – модуль Юнга подложки $3{,}03\cdot10^{12}$ дин/см^2, a_0=3,903 Å и a=3,859 Å – постоянные решетки для подложки и пленки соответственно, ν=0,276 – коэффициент Пуассона.

Для определения константы магнитострикции пленки использовалась величина смещения резонансного поля линии 1 в результате напряжений. По величине этих изменений была определена

константа магнитострикции пленки $\lambda_{film}=\Delta H\cdot M/3\sigma=-1{,}43\cdot 10^{-6}$, где M=450 гаусс – намагниченность насыщения.

Для определения константы магнитострикции поверхностного слоя пленки использовалась величина смещения резонансного поля линии SM1 поверхностной моды пленки в результате приложенных напряжений. Константа магнитострикции поверхностного слоя пленки $\lambda_{surface}=\Delta H\cdot M/3\sigma=-2{,}46\cdot 10^{-6}$. Таким образом, величина константы магнитострикции поверхностного слоя пленки $\lambda_{surface}$ больше константы магнитострикции пленки λ_{film} в 1,7 раза.

Константа магнитострикции $\lambda_{пленки}$ меньше константы магнитострикции $\lambda_{surface}$, по-видимому, потому, что кристаллическая структура поверхностного слоя пленки отличается от кристаллической структуры ее объема. Поверхностный слой пленки примыкает к объему пленки с одной стороны, а с другой – является границей материала. Поверхностный слой пленки является более магниточувствительным по сравнению с ее объемом.

Таким образом, в исследованных пленках $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$, выращенных на подложках ниобата лития $LiNbO_3$, алюмината лантана $LaAlO_3$ и титаната стронция $SrTiO_3$, присутствует поверхностная мода СВР, по смещению которой в результате напряжений впервые определена константа магнитострикции поверхностного слоя и проведена сравнительная оценка ее по отношению к константе магнитострикции пленки.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант №14-22-00279 «Фундаментальные поисковые исследования в области магнетизма, фазовых превращений, магнитоэлектроники и микросистемной техники».

1. V. P. Dyakonov, A. Prokhorov, V. Shapovalov, V. Krivoruchko, V. Pashchenko, E. Zubov, V. Mikhajlov, P. Aleshkevich, M. Berkowski, S. Piechota, H. Szymczak, J. Phys.: Condens. Matter., **13**, 4049 (2001).
2. H. Pushkarski, Acta Phys. Polonica A., **38**, 899 (1970).
3. M. C. Martin, G. Shirane, Y. Endoh, K. Hirota, Y. Moritomo, and Y. Tokura, Phys. Rev. B., **53**, No. 21, 14285 (1996).

РЕЗОНАНСНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ПЛАСТИНАХ ИТТРИЕВОГО ФЕРРИТА-ГРАНАТА В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

Е.А. Кузнецов[1,2], А.Б. Ринкевич[1], Д.В. Перов[1]

[1]*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Россия, 620990 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18; kuzeag@imp.uran.ru*
[2]*ФГАОУ ВО «Российский государственный профессионально-педагогический университет», Россия, 620012, Екатеринбург, ул. Машиностроителей, 11*

Ферриты-гранаты – ферриты иттрия и лантаноиды нашли широкое применение при производстве СВЧ-устройств диапазона 1–110 ГГц, что обусловлено их наиболее низкими магнитными потерями. Гранаты имеют общую химическую формулу в виде $R_3Fe_5O_{12}$, где R – один из трехвалентных ионов редкоземельных элементов (Y, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Sm или Eu). Применение ферритов обусловлено такими их свойствами, как высокая температура Кюри и химическая стабильность, высокое удельное электросопротивление, малые диэлектрические и магнитные потери, что является весьма благоприятным сочетанием при создании управляемых устройств СВЧ-диапазона. Главным фактором, определяющим их микроволновые свойства, является ширина линии ферромагнитного резонанса (ФМР) [1].

В работе исследовались два поликристаллических образца иттриевого феррита-граната $Y_3Fe_5O_{12}$. Образец № 1 имеет полированную поверхность и толщину 1,1 мм, тогда как образец № 2 имеет шероховатую поверхность с максимальной шероховатостью около 100 нм и толщиной 2,0 мм.

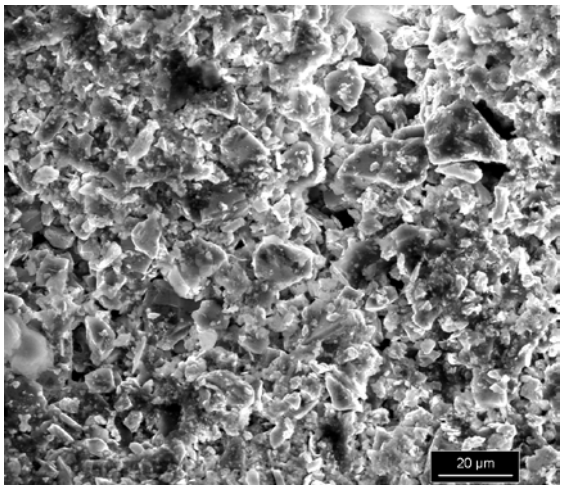


Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение образца № 1.

Микроволновые измерения проводились в диапазоне 26…38 ГГц методом, развитым ранее и описанным в [2]. Образцы толщиной 1,1 и 2 мм помещались в поперечное сечение волновода, работающего на основной моде H_{10}. Модули коэффициентов прохождения D и отражения R и их зависимости от магнитного поля измерены с помощью скалярного анализатора цепей. Их относительные изменения определены как $d_m = [|D(H)| - |D(0)|] / |D(0)|$, где $|D(H)|$ - модуль коэффициента прохождения в магнитном поле H, и $r_m = [|R(H)| - |R(0)|] / |R(0)|$, где $|R(H)|$ - модуль коэффициента отражения в магнитном поле H. Постоянное магнитное поле $\boldsymbol{H}$ лежит в плоскости пластины и направлено перпендикулярно к сверхвысокочастотному магнитному полю $\boldsymbol{H}_{\sim}$, $\boldsymbol{H} \perp \boldsymbol{H}_{\sim}$. Все микроволновые измерения выполнены при комнатной температуре. На рис. 2 приведены полевые зависимости модулей коэффициентов прохождения и отражения для образца № 2 на частоте 29 ГГц.

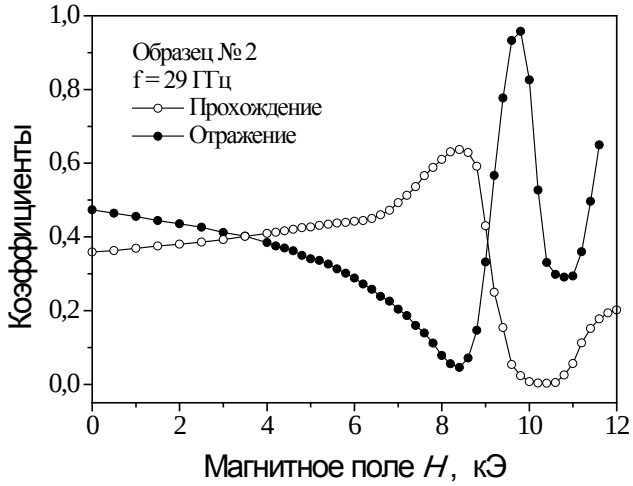


Рис. 2. Зависимость от магнитного поля модулей коэффициентов прохождения и отражения на частоте 29 ГГц для образца № 2

Вычисление комплексного коэффициента преломления было выполнено с использованием эффективных материальных констант. Он определяется следующим образом [3]:

$$n = n' - in'' = \sqrt{\varepsilon_{ef}\mu_{ef}} \quad , \tag{1}$$

где n' - коэффициент преломления и n'' - коэффициент поглощения, ε_{ef} определялось из экспериментальных амплитудно-частотных характеристик модулей коэффициентов прохождения и отражения, а μ_{ef} – из ширины линии магнитного резонанса с учетом намагниченности насыщения.

Исследовано влияние микроволновых резонансных явлений на комплексный коэффициент преломления в пластинах иттриевого феррита-граната на частотах от 26 до 38 ГГц двух образцов $Y_3Fe_5O_{12}$ толщиной 1,1 и 2 мм сравнением результатов вычислений с экспериментальными данными для полевых и частотных зависимостей модулей коэффициентов отражения и прохождения.

Разработан алгоритм и выполнены расчеты комплексного коэффициента преломления *n* при нормальном падении электромагнитной волны на пластину ферромагнитного диэлектрика, помещенного в магнитное поле, с учетом тензорного характера его магнитной проницаемости, см. рис.3.

Показано, что столь большие изменения коэффициентов отражения и прохождения приводят к большим изменениям комплексного коэффициента рефракции. Физической причиной больших изменений коэффициента преломления является ферромагнитный резонанс.

У образца № 1 в диапазоне магнитных полей, меньших поля ФМР, вещественная часть комплексного коэффициента преломления становится меньше единицы, $n' < 1$. (рис. 3), т.к. ε_{ef} здесь положительна, действительная часть μ_{ef} – отрицательна.

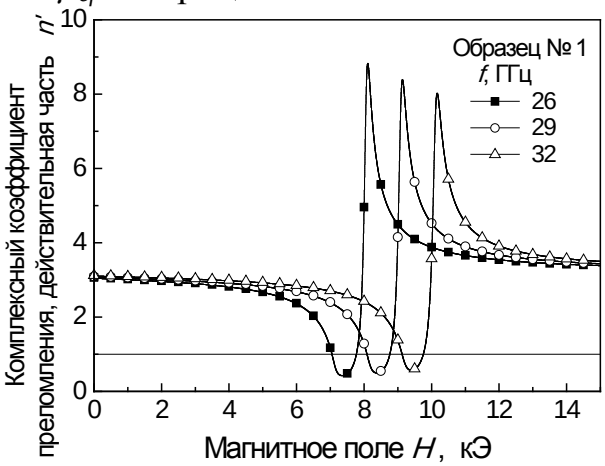


Рис. 3. Полевая зависимость действительной части комплексного коэффициента преломления микроволн в образце № 1

Немонотонные изменения коэффициентов отражения и прохождения обусловлены как высокой эффективностью взаимодействия электромагнитных волн миллиметрового диапазона с пластинами иттриевого феррита-граната, особенно в условиях ФМР, так и выполнением условий геометрических резонансов – λ/2 и 3λ/4, где λ - длина электромагнитной волны в феррите.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 17-12-01002.

1. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит (1994).
2. Rinkevich A.B., Samoilovich M.I., Klescheva S.M., Perov D.V, Burkhanov A.M., Kuznetsov E.A., IEEE Transactions on Nanotechnology, **13**, 1 (2014).
3. Rinkevich A.B., Perov D.V., Demokritov S.O., Samoylovich M.I., Nemytova O.V., Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications, **15**, (2015).

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ ПОДЛОЖКА-ПЛЕНКА НА МАГНИТНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А. И. Попов[1,3], П. М. Ветошко[2,3], В. Г. Шавров[2], А. Н. Кузьмичев[3], М. Д. Давыдова[3].

[1]*Зеленоград, Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники*
[2]*Москва, Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова*
[3]*Долгопрудный, Московский физико-технический институт*

Рассмотрены экспериментальные результаты исследования влияния упругих механических напряжений в структурах из феррита-граната на их магнитную восприимчивость. Измерения проводились для температур в диапазоне от 2.5 до 320 К. В качестве образцов использовались пленки ЖИГ, выращенные с использованием свинцового расплава, а также пленки, выращенные без использования свинца. Наличие свинца в расплаве ведет к неизбежному проникновению ионов свинца в решетку кристалла, что оказывает влияние на механические и магнито-упругие характеристики материала. Полученные данные позволяют оценить вклад напряжений в изменение восприимчивости, а также возможность использования этого механизма для эффективного управления параметрами пленок ЖИГ при помощи стрейна, что является одним из новых подходов при создании управляемых устройств для нужд спинтроники, магноники, и наноэлектроники [1-3].

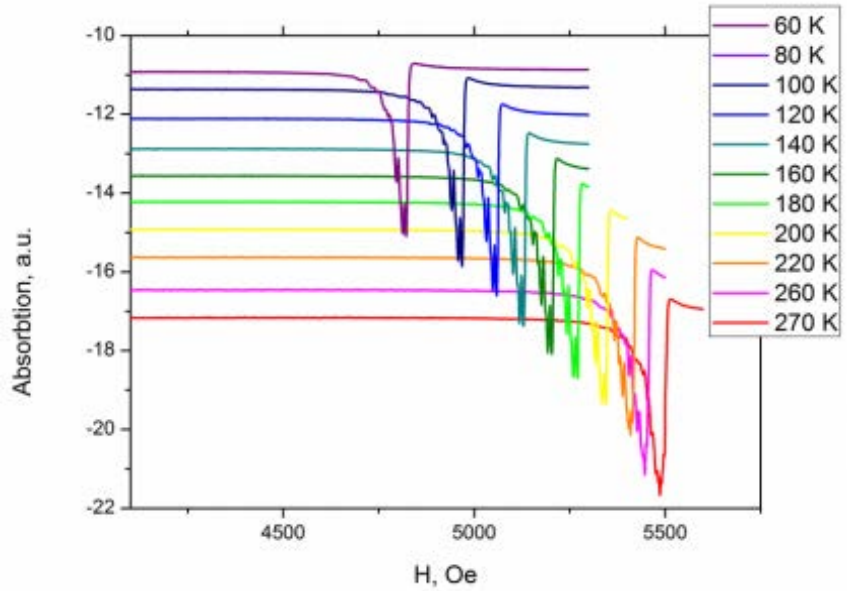


Рис.1. Данные ФМР плёнки ЖИГ, выращенной с использованием безсвинцового расплава, в зависимости от величины постоянного поля смещения в диапазоне температур от 60 до 270 (в этом диапазоне резонанс плавно меняется в зависимости от температуры). Видно увеличение поля резонанса, что соответствует понижению резонансной частоты пленки, связанному с действием механических напряжений, обусловленных различием коэффициентов теплового расширения подложки и плёнки.

Показано, что в эпитаксиальных и плёночных структурах влияние магнитостатического потенциала приводит к существенным изменениям в составе возбуждаемых мод при ферромагнитном резонансе, а также варьируется с изменением температуры (Рис.1). Упругие напряжения, возникающие при изменении температуры, связанны с различием коэффициентов температурного расширения подложки и пленки. Исследования проводились на эпитаксиальных плёнках, изготовленных из литий-молибдатного расплава, в которых практически отсутствует переходный слой подложка-пленка. В эксперименте наблюдалось возрастание добротности ферромагнитного резонанса, что указывает на увеличение времени жизни магнонов в исследуемых структурах более, чем в три раза, что дает возможность наблюдения перечисленных выше магнитоупругих явлений.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-29-14005

1. Valdez, Maribel Núñez, Hendrik Th Spanke, and Nicola A. Spaldin. "Ab initio study of the ferroelectric strain dependence and 180∘ domain walls in the barium metal fluorides $BaMgF_4$ and $BaZnF_4$." Physical Review B 93, no. 6 (2016): 064112.

2. Azovtsev, A. V., and N. A. Pertsev. "Polarization states and dielectric responses of elastically clamped ferroelectric nanocrystals." Journal of Applied Physics 120, no. 21 (2016): 214103.

3. Davidov, D. I., N. N. Stepanova, V. P. Pilyugin, and D. A. Shishkin. "Influence of Different Types of Severe Deformation on Magnetic Properties of Nickel-Based Superalloy." International Journal of Applied Engineering Research 11, no. 6 (2016): 4197-4201.

СИНТЕЗ И СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНОК BIG ДЛЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР МАГНИТОПЛАЗМОНИКИ

П.Н. Найденов[1], О.Л. Голикова[1], А.В. Беспалов[1], А.Л. Чехов[2], Т.В.Мурзина[2]

[1]*Московский технологический университет, Москва*
[2]*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Москва*

Висмут-замещенные феррит-гранаты (BIG) являлись основным материалом для магнитооптической (МО) записи на протяжении многих лет. Тем не менее, невысокое значение МО эффектов не позволяет использовать пленки BIG в интегральных устройствах магнитной микроэлектроники [1]. Одним из путей решения данной проблемы является использование эффекта возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) в периодической решетке золота на поверхности магнитной пленки, что было реализовано путем создания магнитоплазмонных кристаллов (МПК) [2]. Полученные гетероструктуры обладают повышенным значение МО эффектов, однако имеют ряд недостатков, в частности – отсутствие защиты от воздействий окружающей среды и механических повреждений, а также наличие неэффективного возбуждения на границе раздела воздух-золото.

В нашей работе выполнены экспериментальные и теоретические исследования МПК, полученные комбинированным применением фокусированного высокоэнергетического и широкоапертурного низкоэнергетического ионных пучков в процессах осаждения-травления [3-4], проведен расчет и созданы новые симметричные структуры, в которых дифракционная решетка золота инкапсулирована в объем BIG.

Синтез магнитоплазмонных кристаллов симметричного типа, $Bi_3Fe_5O_{12}/Au/(BiTm)_3(FeGa)_5O_{12}$, в которых МПК [3,4] служат исходными структурами реализуется путем формирования дополнительного поверхностного слоя BIG (состава $Bi_3Fe_5O_{12}$). Главной проблемой создания таких МПК являлась оптимизация условий синтеза капсулирующей пленки граната, позволяющих сохранить свойства исходного МПК, и достижение достаточно плотной поликристаллической структуры дополнительного слоя BIG, «наследующей» свойства соответствующей эпитаксиальной пленки-аналога. Предполагалось, что за счет устранения границы золото-воздух, и возникновения второй границы золото-BIG существующие МО эффекты претерпят изменения, а эффективность и добротность резонансно возбуждаемых ППП будет увеличена. Кроме того, плазмонная решетка в таких симметричных МПК будет защищена от механических повреждений и воздействий атмосферы.

Симметричные (капсулированные) плазмонные структуры создавались на основе 1D МПК, полученных комбинированным

применением фокусированного высокоэнергетического и широкоапертурного низкоэнергетического ионных пучков в процессах осаждения – травления. Исходные пленки феррит-граната $(BiTm)_3(FeGa)_5O_{12}$, $(LuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$, $Bi_3Fe_5O_{12}$ (BIG) получены методом жидкофазной эпитаксии на подложке (110) галлий-гадолиниевого граната $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG). Для достижения плоской бездефектной поверхности слоя ФГ был проведен процесс выравнивания методом двойного ионно-лучевого распыления ионами кислорода с энергией 300 эВ. Пленки золота латеральными размерами не более 100 мкм х 200 мкм и толщиной 80..120 нм создавались методом многостадийного ионного распыления. Энергия распыления мишени составляла 1,5 кэВ, энергия осаждения атомов золота на поверхность ФГ – 2..60 эВ. Энергия распыления первичной пленки золота составляла 300 эВ. Формирование плазмонной решетки проводилось методом травления фокусированным высокоэнергетическим пуском ионов Ga^+ с энергией 30 кэВ [4]. Далее проводилось конформное осаждение поверхностного слоя $Bi_3Fe_5O_{12}$ толщиной 100..200 нм при ионном распылении мишени соответствующего состава [5]. После осаждения пленки проводился процесс импульсного отжига в атмосфере аргона. Схематическое изображение синтеза симметричного МПК кристалла приведено на рисунке 1.

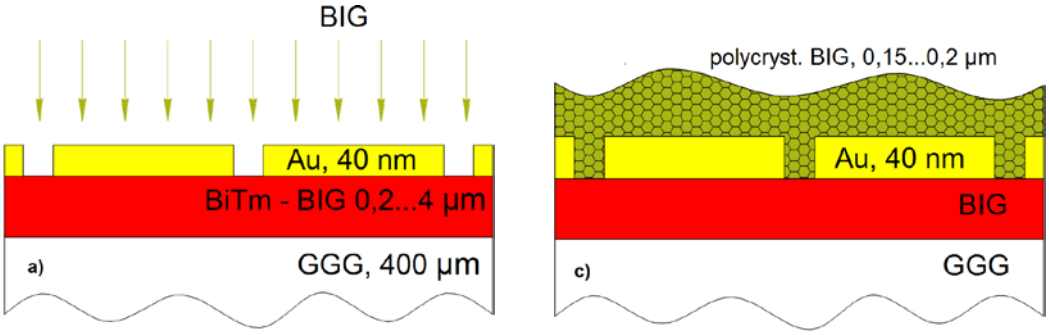


Рисунок 1. Схематическое изображение синтеза «симметричного» МПК.

Для исследования капсулирующей пленки и объемной структуры МПК применялся двухлучевой электронно–ионный аналитический комплекс PHI Helios Nanolab 400 (рисунок 2а). Определение элементного состава капсулирующего граната проводилось с использованием рентгенофлуоресцентного анализа. Морфология поверхности изучалась при помощи электронного микроскопа высокого разрешения Tescan MIRA3 с полевым катодом Шоттки и атомно–силовой микроскоп Integra Maximus. Контроль МО эффектов осуществлялся посредством измерения спектров пропускания до и после капсуляции для плазмонных структур и методом экваториального эффекта Керра для капсулирующей пленки.

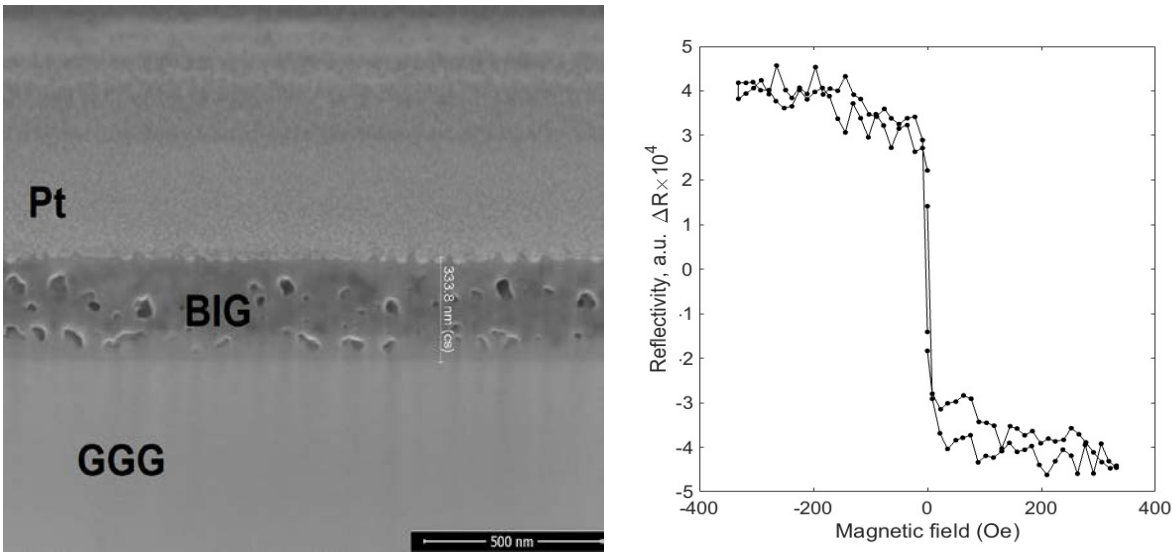


Рисунок 2. а – СЭМ изображение поперечного сечение капсулирующей пленки BIG; б – зависимость коэффициента отражения пленки в относительных единицах от напряженности экваториального магнитного поля

Объемные исследования синтезируемой структуры показали сохранение периодичности дифракционной решетки золота, отсутствие значимых дефектов и качественный интерфейс эпитаксиальной пленки BIG-капсулирующая пленка. Наличие магнитооптических свойств у капсулирующей пленки подтвердили измерения петель гистерезиса (рисунок 2б). В спектрах пропускания «симметричных» МПК проявляются дополнительные резонансные особенности, связанные с возникновением 2 ППП на границах золото-ФГ и подавлением плазмона воздух-золото. Значения магнитооптических параметров «симметричных» структур не хуже значений исходных МПК, а магнитный контраст имеет большую добротность.

В данной работе показано, что применённый метод синтеза позволяет получать новые симметричные наноразмерные гетероструктуры с заданными (в определённом диапазоне) геометрическими характеристиками. Демонстрируется наличие МО эффектов у капсулирующей пленки, в симметричной МПК наблюдаются резонансы с более высокой добротностью, чем в исходной не капсулированной структуре.

1. A.K. Zvezdin and V.A. Kotov, Modern Magnetooptics and Magnetooptical Materials. // Taylor and Francis, NY, (1997). 404 c.
2. V.I. Belotelov, I.A. Akimov, M. Pohl, et al., // Nature Nanotechnology **6**, 370 (2011).
3. V. Bespalov, O.L. Golikova, S.S. Savin , A.I. Stognij, and N.N. Novitskii, Inorganic Materials. 48(12), 1190 (2012).
4. A.L. Chekhov, V.L. Krutyanskiy, V.A. Ketsko, A.I. Stognij, and T.V. Murzina // Optical Materials Express **5**, 1647 (2015).
5. П.Н. Найденов, О.Л. Голикова, С.С. Савин, А.А. Гераськин, А.В. Беспалов. // Беларусь-Россия-Украина» Нано-2016, 22-25 ноября 2016, Минск, с. 513-514

О ТРЕХ МОДАХ КОЛЕБАНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В SOFT/HARD ПЛЕНКАХ

В.А. Орлов[1,2], Г.С. Патрин[1,2]

[1]*Сибирский федеральный университет*
[2]*Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН*

Многослойные пленки, состоящие из чередующихся магнитомягких и магнитожестких слоев, вызывают большой интерес из-за своих уникальных магниторезонасных, магниторезистивных и прочих свойств. При перемагничивании таких структур полем, приложенным в плоскости пленки, в магнитомягком слое возможна реализация распределения намагниченности в виде пружины [1,2,3,4]. Ферромагнитное взаимодействие между соседними слоями стремиться выстроить магнитные моменты параллельно. Наличие даже слабого антиферромагнитного взаимодействия между магнитожесткими слоями через мягкий может привести к следующему эффекту. При включении поля, противоположного намагниченности, в первую очередь вращается намагниченность магнитомягких слоев. При этом в ближайших мягких слоях вероятны развороты намагниченности в противоположных направлениях. Намагниченность жесткого слоя, находящегося между двумя мягкими с противоположными разворотами оказывается во фрустрированном состоянии. При дальнейшем увеличении поля происходит перемагничивание жестких слоев с образованием как однородной намагниченности в мягком слое, так и с пружиной в ближайшем мягком слое см. рис. 1. Таким образом, образец следует рассматривать как трехфазную систему: 1) однородная магнитомягкая, 2) однородная магнитожесткая и 3) неоднородная магнитомягкая. Поэтому следует ожидать три резонансные моды.

Заметим, что трехфазность наблюдалась не только в пленках с большим количеством слоев, но и в двухслойных системах soft/hard. Например, в [5] авторы экспериментально исследовали резонанс в двухслойной обменно связанной системе слоев жесткий/мягкий. Рассматривались два типа образцов с толщинами мягкого (железного) слоя в 10 и 20 нм. В образце с тонким слоем обнаружены два резонансных пика, что соответствует двум модам. В образце с толстым слоем железа обнаружен третий пик, который авторы интерпретировали как ”поверхностную” моду в железе. Мы считаем, что при значительной толщине железного слоя в нем кроме неоднородной фазы значительную долю может составлять однородный участок. Можно предположить, что наличие участка с однородной намагниченностью дает третью моду.

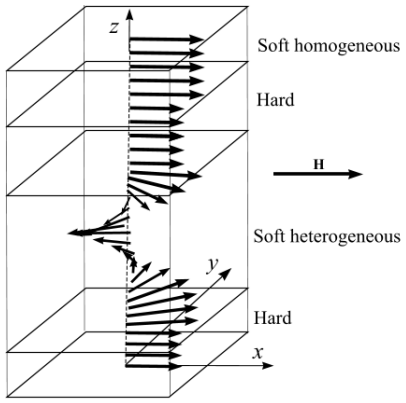


Рис. 1.: Варианты реализации фаз.

Для количественных оценок рассмотрена задача о собственным модах системы, изображенной на рисунке 1. В нашей модели три слоя (мягкий-однородный/жесткий/мягкий-неоднородный) могут рассматриваться как элемент многослойной системы. При учете взаимодействия между соседними слоями и через один слой (дальнодействующий обмен) энергия магнетика может быть записана в виде:

$$W = -J_1\mathbf{m}_1\mathbf{m}_2 - J_1\mathbf{m}_2\mathbf{m}_3 - J_2\mathbf{m}_1\mathbf{m}_3 - M_{S1}V_1\mathbf{m}_1\mathbf{H} - M_{S2}V_2\mathbf{m}_2\mathbf{H}' - \\ - M_{S3}V_3\mathbf{m}_3\mathbf{H} + \frac{1}{2}4\pi M_{S1}^2V_1(\mathbf{m}_1\mathbf{z})^2 + \frac{1}{2}4\pi M_{S2}^2V_2(\mathbf{m}_2\mathbf{z})^2 + \frac{1}{2}4\pi M_{S3}^2V_3(\mathbf{m}_3\mathbf{z})^2. \quad (1)$$

Здесь J_1 и J_2 - константы обмена между соседними слоями и через слой соответственно, $\mathbf{m}$ - единичные вектора намагниченности слоев. Индексы: 1 – намагниченность однородной мягкой фазы, 2 – намагниченность неоднородной мягкой фазы (для неоднородной фазы под этим вектором будем понимать некоторое усредненное направление намагниченности), 3 – намагниченность жесткой фазы, M_S - намагниченность насыщения, V - объем слоев, ось $\mathbf{z}$ направлена перпендикулярно поверхности пленки, $\mathbf{H}$ - напряженность внешнего магнитного поля, $\mathbf{H}' = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a$ - сумма внешнего поля и поля неоднородного обмена для второго участка. Таким образом, третье, четвертое и пятое слагаемые в (1) описывают энергию Зеемана, последние три слагаемых – энергия поверхностной анизотропии, обеспеченная размагничивающими факторами.

Динамические, как и статические свойства системы описаны уравнением Ландау-Лифшица в линейном приближении без учета диссипации. Матрица, построенная на коэффициентах при неизвестных проекциях намагниченности, легко сводится к размеру 3x3 [6]. После приравнивания определителя этой матрицы к нулю получаем кубическое уравнение на квадрат резонансных частот. Характерные графики зависимости полученных частот от поля приведены на рисунке 2.

Заметим, что наличие трех мод в спектре частот многослойной системы из магнетиков только двух сортов может быть объяснено наличием в этой системе особых состояний магнитной подсистемы некоторых слоев. Эти состояния являются 360-градусными разворотами. В длинноволновом пределе указанные три типа взаимодействующих слоев обеспечивают существование трех мод, которые и фиксируются в эксперименте. При увеличении количества пар в системе или толщин слоев вероятность реализации неоднородного состояния увеличивается.

Это может являться объяснением проявления трехмодового состояния именно в многослойных пленках. Предположение о существовании двух магнитных состояний (с однородным и неоднородным участками намагниченности) магнитомягких слоев позволяет объяснить существование трех резонансных пиков не только в многослойных пленках, но и в одной паре слоев Soft/Hard при условии, что толщина мягкого слоя превышает ширину доменной стенки.

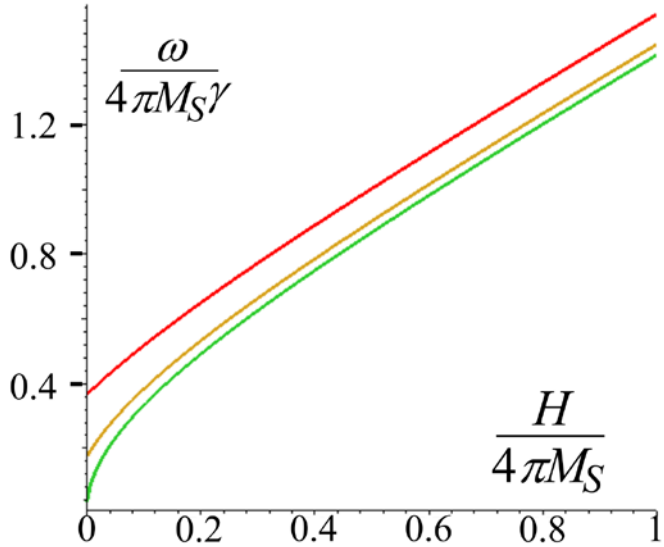


Рис. 2.: Зависимости частот мод от внешнего поля. Соотношения между константами следующие: $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3$, $M_{S1} = M_{S2} = M_{S3}$, $J_2 = -0.1 J_1$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-00161.

1. M. Grimsditch, R. Camley, E. E. Fullerton, S. Jiang, S. D. Bader, and C. H. Sowers, Exchange-spring systems: Coupling of hard and soft ferromagnets as measured by magnetization and Brillouin light scattering (invited), Journal of Applied Physics 85, 5901 (1999).

2. A. Bill, H.B. Braun, Magnetic properties of exchange springs, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 272–276 (2004) 1266–1267.

3. E.E. Fullerton, J.S. Jiang, S.D. Bader, Hard/soft magnetic heterostructures: model exchange-spring magnets, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 200 (1999) 392-404.

4. G. S. Patrin, Ya. Shiyan, K. G. Patrin, G. Yu. Yurkin, Synthesis and Magnetic Properties of [(CoP)soft/NiP/(CoP)hard/NiP]*n* Films, J Low Temp Phys (2016) 182:73–81.

5. F. Yıldız, O. Yalcin, M. Ozdemir, B. Aktas, Y. Koseoglu, J.S. Jiang, Magnetic properties of Sm–Co/Fe exchange spring magnets, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 272–276 (2004) e1941–e1942

6. Ferromagnetic Resonance – Theory and Applications, Edited by Orhan Yalçın, First published July, 2013 Printed in Croatia.

ДВА ПАРАМЕТРА НЕОДНОРОДНОСТИ МИКРОВОЛНОВОГО ПОЛЯ В МАГНИТНЫХ НАНОКОМПОЗИТАХ

А.Б. Ринкевич, Д.В. Перов

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Магнитные метаматериалы представляют особый интерес благодаря возможности управлять показателем преломления приложением внешнего магнитного поля [1]. В магнитных материалах существуют условия, при которых показатель преломления становится отрицательным [2]. Эксперименты в работе [3] выполнены с 3D-наноматериалами на основе искусственных опалов, материалов с приблизительной периодичностью пространственного расположения магнитных частиц. Трудность описания электромагнитных свойств метаматериалов заключается, с одной стороны, в крайне сильной неоднородности полей внутри метаматериала [4], а с другой стороны – в необходимости привлечения к описанию уравнения Ландау-Лифшица. Важным представляется выработка параметров, характеризующих неоднородность электромагнитного поля вблизи магнитной или металлической частицы. Эти параметры характеризуют эффективность взаимодействия электромагнитных полей с магнитными и металлическими частицами. В данной работе будут даны определения двух параметров, с помощью которых можно оценивать неоднородность микроволновых полей внутри магнитного нанокомпозита на основе опаловой матрицы. Будут приведены результаты экспериментов по изучению резонансных явлений в магнитных метаматериалах с частицами никель-цинкового феррита-шпинели на частотах миллиметрового диапазона. Будет рассчитана зависимость показателя преломления от магнитного поля и выполнена оценка неоднородности пространственного распределения электромагнитных полей на микромасштабах.

Комплексный показатель преломления $n_{ef} = n' - in''$ можно рассчитать, если известны динамические диэлектрическая ε_{ef} и магнитная μ_{ef} проницаемости:

$$n_{ef} = n' - in'' = \sqrt{\varepsilon_{ef}\ \mu_{ef}}\ . \qquad (1)$$

Сформулируем параметры, с помощью которых можно оценить расчетным путем неоднородность микроволнового электромагнитного поля. Рассмотрим микро-объем нанокомпозита *V*, ограниченный сферой радиуса ρ, включающий по крайней мере одну магнитную частицу, см. рис.1. Заштрихованы магнитные частицы, располагающиеся в пустотах между сферами опала.

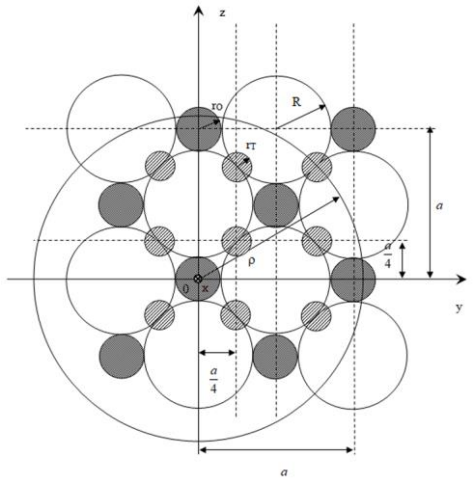


Рис.1. Модель пространственной структуры нанокомпозита на основе опаловой матрицы

Внутри сферы расположена область нанокомпозита с эффективной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{ef,in}$ и магнитной проницаемостью $\mu_{ef,in}$. Сфера ограничена поверхностью *S*. Эффективная магнитная проницаемость рассчитывается нами для случая перпендикулярности волнового вектора и напряженности постоянного магнитного поля $\mathbf{H_0}$ [5]. Для радиуса сферы, намного меньшего длины волны, можно получить

$$\frac{1}{\left(n^*_{ef,in}\right)^2} = \frac{1}{\varepsilon_{ef,in}\mu^*_{ef,in}} \sim \frac{1}{E_n^0 H_n^0}\int_S E_n H^*_n \, dS,$$

$$NU = \left(n^*_{ef,in}\right)^{-2}, \qquad (2)$$

где $n^*_{ef,in}$ - комплексный показатель преломления среды с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{ef,in}$ и магнитной проницаемостью $\mu^*_{ef,in}$. Таким образом, усредненное по поверхности сферы произведение $E_{n,in}H^*_{n,in}$ пропорционально обратной величине квадрата комплексного показателя преломления $n^*_{ef,in}$. Это соотношение дает возможность ввести безразмерный параметр неоднородности микроволнового поля *NU*.

Для расчета магнитной проницаемости нужно знать суммарный объем частиц магнитной фазы в пределах сферы радиуса ρ. Объем вещества в пустотах опаловой матрицы, лежащих в пределах сферы радиуса ρ, представленной эквивалентной сферой радиуса *r*, может быть найден по формуле, приведенной в работе [6]. Второй параметр неоднородности *NE* вводится для сферы радиуса ρ с центром в центре одной из субмикронных сфер опаловой матрицы как отношение энергии, запасенной и рассеянной в единицу времени в пределах сферы радиуса ρ к энергии в пределах одной субмикронной сферы радиуса *R*:

$$NE = \frac{V_R}{V}\frac{\int_V \left[\left(\varepsilon'_{ef,in} - i\varepsilon''_{ef,in}\right)E_{ef,in}E^*_{ef,in} + \left(\mu'_{ef,in} - i\mu''_{ef,in}\right)H_{ef,in}H^*_{ef,in}\right]dV}{\int_{V_R}\left[\left(\varepsilon'_{ef,in} - i\varepsilon''_{ef,in}\right)E_{ef,in}E^*_{ef,in} + \left(\mu'_{ef,in} - i\mu''_{ef,in}\right)H_{ef,in}H^*_{ef,in}\right]dV}. \qquad (3)$$

В знаменателе (3) интегрирование ведется по объему V_R, ограниченному радиусом субмикронной сферы *R*. Этот параметр неоднородности тоже безразмерный и комплексный.

Для расчета магнитной проницаемости необходимо знать параметр диссипации α в уравнении Ландау-Лифшица. Для нахождения параметра α были проведены измерения полевой зависимости коэффициента

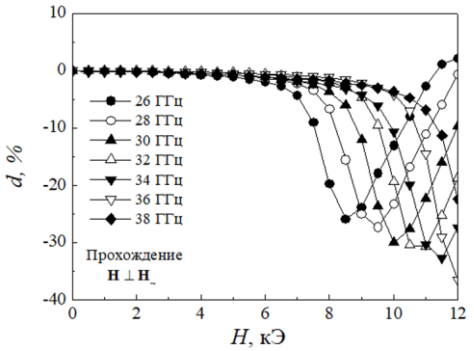


Рис.2. Зависимость от напряженности магнитного поля коэффициента прохождения для нанокомпозита с частицами никель-цинкового феррита $Ni_{0.5}Zn_{0.5}Fe_2O_4$

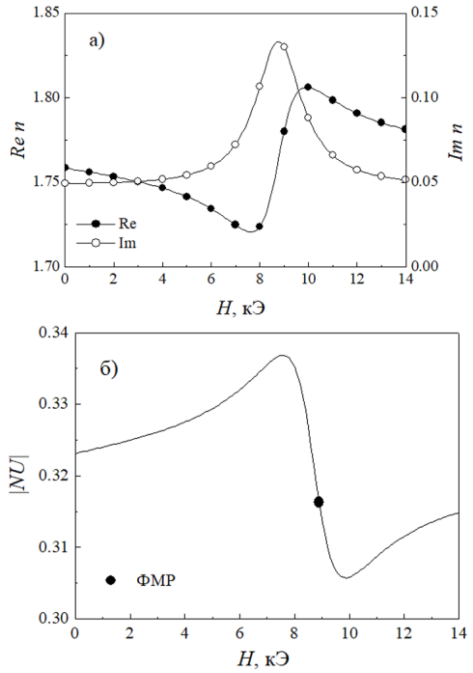


Рис.3. Зависимость от напряженности магнитного поля показателя преломления, рассчитанного на микро-масштабе R=200 нм (а) и показателя неоднородности (б).

прохождения волн частотами от 26 до 38 ГГц через пластину из нанокомпозита с частицами никель-цинкового феррита $Ni_{0.5}Zn_{0.5}Fe_2O_4$.Результаты показаны на рис.2. Минимумы на зависимостях вызваны ферромагнитным резонансом (ФМР). Безразмерный параметр диссипации α находится как относительная ширина линии резонанса [5].

Средняя по диапазону частот 26-38 ГГц эффективная диэлектрическая проницаемость определяется из частотной характеристики коэффициента прохождения в отсутствие магнитного поля. По формуле (1) рассчитать показатель преломления. Результат расчета показан на рис.3а. Действительная часть испытывает изменения резонансного типа, мнимая имеет максимум. Полевая зависимость показателя неоднородности *NU* показана на рис.3б. Видно, что в области ФМР неоднородность микроволнового поля уменьшается. Это обусловлено тем, что в области ФМР $\mu_{ef}'=0$, а мнимая часть μ_{ef}'', которая в формуле для параметра *NU* находится в знаменателе, имеет максимум. Данный метод может быть применен для магнитных нанокомпозитов другого типа. Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №17-12-01002.

1. V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler, J. Phys. D, **43**, 264001(2010).
2. M.K. Khodzitsky, T.V. Kalmykova, S.I. Tarapov, D.P. Belozorov, A.M. Pogorily, A.I. Tovstolytkin, A.G. Belous, S.A. Solopan, Appl. Phys. Lett., **95**, 082903 (2009).
3. В.В. Устинов, А.Б. Ринкевич, Д.В. Перов, А.М. Бурханов, М.И. Самойлович, С.М. Клещева, Е.А. Кузнецов, ЖТФ, **83**, 104 (2013).
4. D. R. Smith, D. C. Vier, T. Koschny, C. M. Soukoulis, Phys. Rev. E, **71,** 036617 (2005).
5. A.G. Gurevich, G.A. Melkov. Magnetic Oscillations and Waves. Boca Raton: CRC Press (1996).
6. A.B. Rinkevich, D.V. Perov, S.O. Demokritov, M.I. Samoylovich, O.V. Nemytova, Fundamentals and Applications, **15,** 59 (2015).

ЯМР И МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

С.П. Савченко*, М.А. Борич, А.П. Танкеев
Институт физики металлов им. М.Н.Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия
**sergeysavch@imp.uran.ru*

В настоящем докладе приведены результаты исследования особенностей электронно-ядерных магнитостатических мод в магнетиках. Электронные магнитостатические моды в магнитоупорядоченных кристаллах известны давно. Существует множество статей и монографий, посвященных динамическим эффектам в магнетиках, обусловленных этим типом колебаний [1]. Одним из основных теоретических предположений при расчете дискретного спектра указанных колебаний является гипотеза о сохранении результирующей электронной намагниченности. Обычно для описания электронных динамических свойств магнетиков используются уравнения Ландау-Лифшица или Гильберта, решения которых автоматически удовлетворяют этой гипотезе. Феноменологически динамические свойства ядерных спинов, как правило, описываются уравнением Блоха. Из обычных уравнений Блоха следует, что ядерная намагниченность не сохраняется. Однако, при достаточно низких температурах (вблизи температуры жидкого гелия) ситуация кардинально изменяется, и для ряда магнетиков можно говорить и о сохранении ядерной спиновой намагниченности [2-3]. На последнее обстоятельство указывает специфический механизм ядерной магнитной релаксации, который реализуется через электронную подсистему, динамика которой, в свою очередь, описывается уравнением с сохраняющейся намагниченностью (уравнение Ландау-Лифшица или Гильберта). Это означает, что в указанной области температур (достаточно низких) сохраняется полная намагниченность образца, включающая в себя и электронную, и ядерную намагниченности, связанные сверхтонким взаимодействием. Соответствующим образом меняется и формулировка спектральной магнитостатической задачи: при ее решении должна решаться полная система уравнений, включающая динамические уравнения для электронной и ядерной подсистем, а также уравнения магнитостатики для полной намагниченности с необходимыми граничными условиями (учет формы образца), что и было проделано в настоящей работе. С применением численных методов удалось последовательно и полностью решить эту задачу для образцов магнетиков, имеющих форму высокой симметрии (сфера, сжатый и вытянутый эллипсоиды вращения). Переменными параметрами в этой задаче были внешнее магнитное поле и параметр, определяемый соотношением осей, характеризующий форму образца. В докладе приведены данные о спектре

резонансных частот, оценены амплитуды резонансных сигналов и определены специфические особенности взаимодействия различных типов магнитостатических волн. Удалось также проследить их эволюцию в зависимости от параметра формы и магнитного поля. Анализу некоторых особенностей динамического поведения связанных специфических электронно-ядерных магнитостатических мод посвящен настоящий доклад.

Впервые на возможность реализации ядерных магнитостатических мод в магнетиках обратил внимание, Д.Е.Биман с соавторами [4]. Они изучали магнитостатические моды антиферромагнетика $MnCO_3$ с магнитной анизотропией типа «лёгкая плоскость» со скошенными подрешетками. Для объяснения ряда экспериментальных фактов, уже тогда авторам пришлось привлечь представление о ядерных магнитостатических модах. Годом позднее вышла работа Т.Блокера [5], содержащая детальный расчёт и соответствующие экспериментальные данные для электронно-ядерных магнитостатических колебаний в сферическом образце из феррита со структурой шпинели $MnFe_2O_4$. Из более поздних работ, посвященных этой проблеме, важно отметить работу А.Кинга, В.Жаккарино и др.[6], где обсуждаются условия наблюдения и приведены результаты экспериментального исследования ядерных магнитостатических мод в двухподрешёточном «классическом» антиферромагнетике MnF_2.

Полученные результаты в части решения граничной задачи и определения особенностей поведения электронно-ядерных магнитостатических волн в указанных магнетиках могут быть распространены на другие магнитные материалы с произвольным числом подрешёток.

1.А.Г.Гуревич, Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках.- М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат.лит, 1973, 591 с.
2.М.А.Борич, Ю.М.Буньков, М.И.Куркин, А.П.Танкеев, Письма в ЖЭТФ, **т.5**, №1, с. 23-27. 2017.
3. L.V.Abdurakhimov, M.A.Borich et al., Phys. Rev. B **97**, 024425 (2018)
4. D.E.Beeman, H.J.Fink, D.Shaltiel, Phys. Rev. **V.147**, N2, pp.454-456, 1966.
5. T.G.Blocker, Phys. Rev. **V.154**, N2, pp.446-447, 1967.
6. A.R.King, V.Jaccarino, S.M.Rezende, Phys. Rev. Let. **V.37**, N9, pp.533-536, 1976.

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА СТЕКЛОТКАНЕЙ И СТЕКЛОТЕКСТОЛИТОВ С НАПЫЛЕННЫМИ ТОНКОПЛЕНОЧНЫМИ СЛОЯМИ НАНОКОМПОЗИТОВ $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_x(SiO_2)_{100-x}$

О.С.Тарасова[1], А.В. Ситников[1], Ю.Г. Пастернак[1], А.Д. Мишин[2], К.Н. Розанов[2], А.Б. Грановский[1,2], В.И. Чугуевский[1]

1. *Воронежский Технический Университет, Воронеж, Россия*
2. *Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики РАН, Россия*
3. *Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия*

Высокочастотные магнитные и электрические свойства композиционных материалов являются основой разработки радиопоглощающих покрытий, антенн, СВЧ устройств, метаматериалов и др. [1]. Для эффективно поглощающих электромагнитное излучение покрытий наряду с высокими значениями магнитной проницаемости на высоких частотах важны и диэлектрические свойства, во многих случаях и механические свойства.

В данной работе приводятся результаты исследования магнитостатических, магнитодинамических и диэлектрических свойств, а также характеристик поглощения микроволнового излучения тонкопленочных покрытий магнитных нанокомпозитов $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{60}(SiO_2)_{40}$, полученных напылением на стеклотканевые подложки, с последующим формированием пластин конструкционного стеклотекстолита, содержащего слои стеклоткани с этим магнитным покрытием. Сочетание высоких прочностных характеристик, высокого удельного электрического сопротивления и низкого значения мнимой части диэлектрической проницаемости стеклоткани с хорошими магнитными свойствами нанокомпозита $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{60}(SiO_2)_{40}$, обусловливает перспективность таких композиционных материалов для высокочастотных применений.

Пленки нанокомпозитов $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{60}(SiO_2)_{40}$ получены методом ионно-лучевого распыления [2,3]. В качестве подложек использовалась стеклоткань с различным плетением волокон, а для сравнения – и подложки ситалла. Пленки наносились на обе стороны стеклоткани. Для увеличения электрического сопротивления нанокомпозитов была разработана методика послойного напыления с циклическим добавлением в атмосферу инертного рабочего газа кислорода при различных парциальных давлениях [4]. Также была разработана технология изготовления стеклотекстолита из трех слоев стеклоткани с тонкопленочным магнитным покрытием. Размер листа стеклотекстолита составлял 300x300 мм^2. Магнитостатические свойства измерялись как для стеклотекстолитов, образцов на стеклоткани, так и на отдельных стекловолокнах с использованием вибрационного магнитометра. Результаты измерений оказались сравнимыми для аналогичных

пленок на ситалле [3] с частотой естественного ферромагнитного резонанса, не превышающей 6 ГГц.

Частотные зависимости действительной и мнимой частей комплексной магнитной проницаемости были получены путем сравнения резонансных характеристик полуволнового коаксиального резонатора без образца и с образцом, помещенным в пучность магнитного поля стоячей волны. Диапазон измеряемых частот составлял 0,3÷10 ГГц. Комплексная диэлектрическая проницаемость образцов была оценена по стандартной методике с использованием емкостной ячейки с размером обкладок 23×12 мм на измерителе добротности Е4-11 при частоте 50 МГц. Для определения коэффициента поглощения электромагнитного излучения образцов было проведено измерение параметра *S11* (отражение) в безэховой камере с помощью двух рупорных антенн.

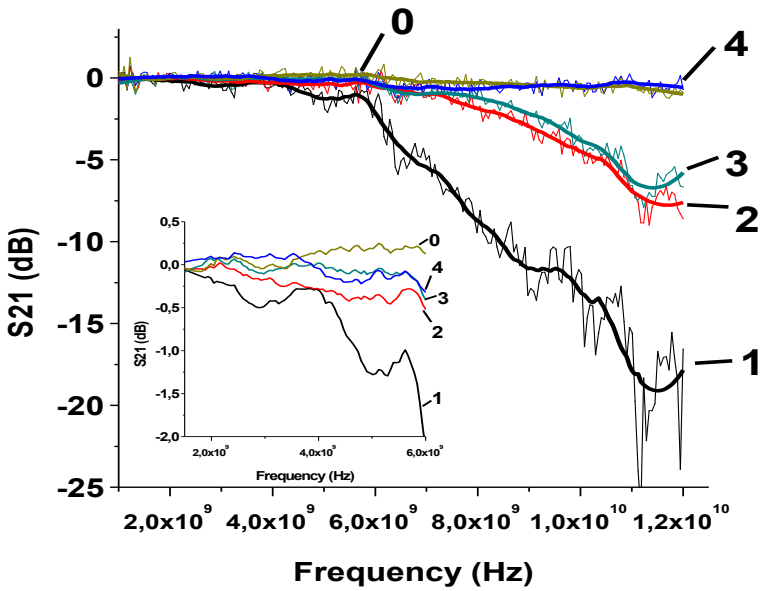


Рис.1. Частотные зависимости изменения коэффициента передачи электромагнитного излучения для образцов 0- стеклотекстолит, 1 – объемный композит $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{60}(SiO_2)_{40}$, 2,3,4 – многослойные структуры, полученные при циклическом добавлении в атмосферу инертного рабочего газа (Ar) кислорода при различных парциальных давлениях 5•10-5Торр, 8•10-5Торр,8•10-5Торр соответственно.

В диапазоне частот естественного ферромагнитного резонанса значительного поглощения электромагнитного излучения не наблюдалось (рис. 1), за исключением образца объемного композита, где были обнаружены незначительные максимумы при 3 и 5 ГГц. Измеренные частотные зависимости изменения коэффициента отражения электромагнитного излучения имеют значительное ослабление сигнала при частотах 6÷12 ГГц, что может быть связано с диэлектрическими потерями в композиционной пленке.

О.С. Тарасова благодарит РФФИ за поддержку (грант 17-32-50018 мол_нр)

1. A. Lagarkov et al. J. Magn. Magn. Mater. **321**, 2082 (2009).
2. О.В. Дунец и др. ЖТФ **83**, 114 (2013).
3. А.Б. Грановский и др. ЖЭТФ **152**, 363 (2017).
4. H.S.M. Al’Azzavi и др. ФТТ **58,** 910 (2016).

МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯВЛЕНИЙ АВТОРЕЗОНАНСА НАМАГНИЧЕННОСТИ В ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА С НАВЕДЁННОЙ ОДНООСЕВОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

В.С. Теплов[1], В.Д. Бессонов[1], С.В. Баталов[1]

[1]*Институт Физики Металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук*

В настоящее время микромагнитное моделирование сложных систем является дополнительным и эффективным теоретическим методом исследования их свойств. В данной работе объектом микромагнитного моделирования выступают явления нелинейного эффекта усиления осцилляций магнитной подсистемы в тонких пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) ($Y_3Fe_5O_{12}$), динамикой которых можно управлять при помощи авторезонанса [1]. Данный эффект авторезонанса (автофазировки) был предсказан в работах С.В Баталова и А.Г. Шагалова.

Однако теория не учитывает геометрию образца (размагничевающий фактор), диполь-дипольное взаимодействие спинов. Микромагнитное моделирование было выполнено при помощи MUMAX3 [2]. При микромагнитном моделировании задавались значения намагниченности насыщения, обменного взаимодействия, константы магнитной анизотропии и коэффициент Гилберта исследуемого материала, а взаимодействие между ячейками рассчитывается с помощью уравнения Ландау-Лифшица. ЖИГ обладает низким уровнем затухания магнонов, что обеспечивает устойчивость линейных и нелинейных волновых процессов.

Цель данной работы заключался в проверке теоретической модели с помощью микромагнитного моделирования образца в виде матрицы 26x26x10 из прямоугольных ячеек размерностью 200x200x20 нм, с параметрами соответствующими свойствам ЖИГа. Толщина плёнки была выбрана из условия оптимального количества магнитных длин для создания авторезонанса. Для удобства сопоставления результатов моделирования с решением нелинейного уравнения Шредингера в ЖИГе дополнительно была учтена одноосевая анизотропия с легкой осью, перпендикулярной плоскости плёнки.

В ходе моделирования, намагниченный вдоль оси легкого намагничивания (OZ) перпендикулярной плоскости плёнки до насыщения образец помещался в поперечное переменное поле с изменяемой со временем частотой по линейному закону. Подбиралась амплитуда и начальная частота поперечного магнитного поля для удовлетворения условиям автофазировки. Показано, что при уменьшении частоты внешнего переменного поля ниже частоты ферромагнитного резонанса, проявляются устойчивые колебания магнитной подсистемы, так называемые бризеры. Изучена зависимость амплитуды бризера от

скорости изменения частоты. Определены оптимальные параметры возникновения эффекта авторезонанса. Показана зависимость скорости изменения частоты от мощности переменного поля.

Полученные результаты дают новый результат и дополняют ранее полученное решение нелинейного уравнения Шредингера для динамики намагниченности.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» №АААА-А18-118020290104-2 и проекту №18-10-2-37 Программы УрО РАН, Грант Президента Российской Федерации № МК-4959.2018.2

1. С. В. Баталов, А. Г. Шагалов. Авторезонансное управление солитоном намагниченности. Физика металлов и металловедение. Том 109, №1, 3-8 с, (2010)
2. A.Vansteenkiste, B.Van de Wiele, MuMax: A new high-performance micromagnetic simulation tool. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 323. 2585-2587(2011)

МАГНИТОСТРИКЦИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ПЛЕНКИ

В. А. Шаповалов[1], В. Г. Шавров[2], В. В. Кононенко[1]
[1]*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, Донецк, ДНР*
[2]*ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, г. Москва, Россия*

В настоящее время весьма актуальным является изучение магнитострикции в различных её проявлениях [1]. Поверхностная мода характеризует поверхностный слой пленки, являющийся двумерным дефектом, объем которого весьма мал.

Изгибная деформация пленки приводит к многократному увеличению интенсивности поверхностной моды в поверхностном слое. Рассчитана магнитострикция поверхностного слоя, которая оказалась больше магнитострикции объемного слоя.

Проведено экспериментальное исследование упруго-изогнутых образцов $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ в области температур 4,2-300 К на радиоспектрометре с частотой 10 ГГц. Образцы имели форму пластин. Линейная деформация обеспечивалась изгибом пленки с радиусом кривизны 200, 300, 400, 500, 600 и 700 мм. Величина линейной деформации изменялась в пределах $0\text{-}0{,}145\cdot10^{12}$ дин/см^2. Напряжения в пленке являлись сжимающими и отрицательными. На рис. 1 приведен спектр ФМР.

Линии 1 и 1а представляют собой однородные моды спектра ФМР при давлениях $0{,}04\cdot10^{12}$ и $0{,}145\cdot10^{12}$ дин/см^2 соответственно.

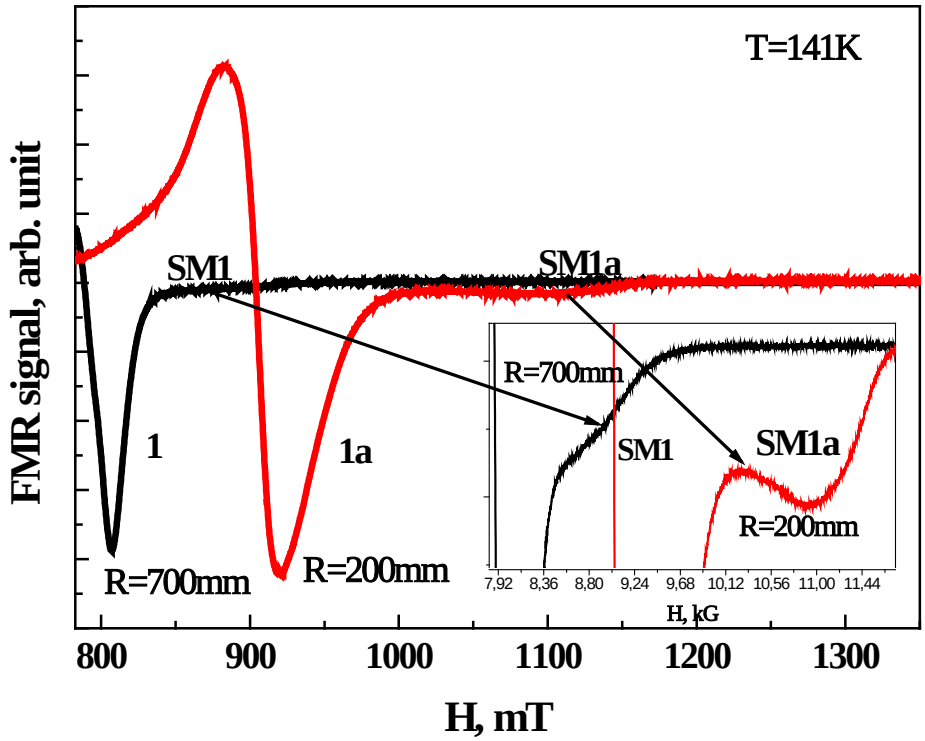


Рис. 1. Спектр ферромагнитного резонанса пленки $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$. Спектр представлен для случая перпендикулярной ориентации магнитного поля при T=141 К для экстремальных случаев изгиба: минимальное напряжение – при радиусе изгиба 700 мм, максимальное напряжение - при радиусе изгиба 200 мм.

На некотором расстоянии от однородной линии ФМР в высоких полях наблюдается поверхностная мода спектра ФМР (на вставке – линии SM1 и SM1a) при давлениях $0{,}04\cdot10^{12}$ и $0{,}145\cdot10^{12}$ дин/см^2 соответственно. Линия поверхностной моды при минимальном напряжении практически не разрешена. Видно, что параметры спектра поверхностной моды (линия SM1a) резко изменились с приложением максимального механического напряжения по сравнению со спектром поверхностной моды при минимальном механическом напряжении – линия SM1.

Приложенное к пленке механическое напряжение σ вычисляется по наблюдаемой деформации подложки из поликристаллического $LiNbO_3$. Поэтому для расчета используются только упругие постоянные поликристаллического $LiNbO_3$. Теория пластин в условиях равновесия дает следующее значение изотропного напряжения:

$$\sigma = \frac{Ed^2}{6(1-\nu)rt}, \qquad (1)$$

где σ – напряжение в пленке, E – модуль Юнга подложки $1{,}482\cdot10^{12}$ дин/см^2, d – толщина подложки $1{,}65\cdot10^{-2}$ см, t – толщина пленки $3\cdot10^{-5}$ см, r – радиус кривизны изогнутого образца, ν =0,227 – коэффициент Пуассона подложки.

Величина приложенных к пленке механических напряжений σ в результате изгиба пленок составила для радиуса кривизны:

-200 мм – $0.145\cdot10^{12}$ дин/см^2;

-700 мм – $0.04\cdot10^{12}$ дин/см^2.

При T=141K магнитное поле однородной линии ФМР H_1 для пленок с радиусами кривизны

-200 мм – H_1=904 mT;

-700 мм – H_1=790 mT.

По величине приведенных магнитных полей для пленок с соответствующими радиусами кривизны рассчитываем константу магнитострикции пленки:

$$\lambda_{пл}=2\Delta H_1\cdot M_S/3\sigma=-\ 3{,}1987\cdot10^{-6}, \qquad (2)$$

где M_S=472 гаусс – намагниченность насыщения.

При определении константы магнитострикции поверхностного слоя пленки $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ необходимо заметить, что поскольку напряжение в пленке вычисляется только по деформации подложки, становится очевидным, что в таком приближении упругие постоянные пленки не фигурируют.

При T=141K магнитное поле поверхностной моды H_2 для пленок с радиусами кривизны:

-200 мм – 1096 mT;

-700 мм – 895 mT.

Константа магнитострикции поверхностного слоя пленки:

$$\lambda_{surface}=2\Delta H_2\cdot M_S/3\sigma=-\ 6{,}023\cdot10^{-6}, \qquad (3)$$

где M_S=472 гаусс – намагниченность насыщения.

Таким образом, величина константы магнитострикции при T=141K поверхностного слоя пленки $\lambda_{surface}$ больше константы магнитострикции пленки λ_{film} в 1,88 раза. В поверхностном слое более эффективно проявляется воздействие внешних электромагнитных воздействий, механических, электрических, магнитных и других полей.

Эффект проявления поверхностной моды связан с закреплением спинов, формирующих поверхностную моду спектра ФМР. В результате изгиба структуры подложка-пленка появляется угловая деформация, способствующая возникновению и увеличению деформационного градиента по толщине пленки. С ростом линейной деформации повышаются деформационные градиенты и по толщине поверхностного слоя пленки, что способствует усилению закрепления спинов, которое проявляется в возрастании интенсивности поверхностной моды SM1.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант №14-22-00279 «Фундаментальные поисковые исследования в области магнетизма, фазовых превращений, магнитоэлектроники и микросистемной техники».

1. Е. В. Харин. Влияние структуры и фазового состава на статические магнитные свойства нанокристаллических пленок системы Fe-Zr-N [Текст]: дис…..канд. тех. наук. Москва (2016).

МАГНИТОСТРИКЦИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ПЛЕНКИ

В. А. Шаповалов[1], В. Г. Шавров[2]

[1]*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, ДНР*
[2]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва, Россия*

В настоящее время весьма актуальным является изучение магнитострикции в различных её проявлениях [1]. Поверхностная мода характеризует поверхностный слой пленки, являющийся двумерным дефектом, объем которого весьма мал.

Изгибная деформация пленки приводит к многократному увеличению интенсивности поверхностной моды в поверхностном слое. Рассчитана магнитострикция поверхностного слоя, которая оказалась больше магнитострикции объемного слоя.

Проведено экспериментальное исследование упруго-изогнутых образцов $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ в области температур 4.2-300К на радиоспектрометре с частотой 10 ГГц. Образцы имели форму пластин. Линейная деформация обеспечивалась изгибом пленки с радиусом кривизны 200, 300, 400, 500, 600 и 700 мм. Величина линейной деформации изменялась в пределах $0\text{-}0.145\cdot10^{12}$ дин/см^2. Напряжения в пленке являлись сжимающими и отрицательными. На рис. приведен спектр ФМР.

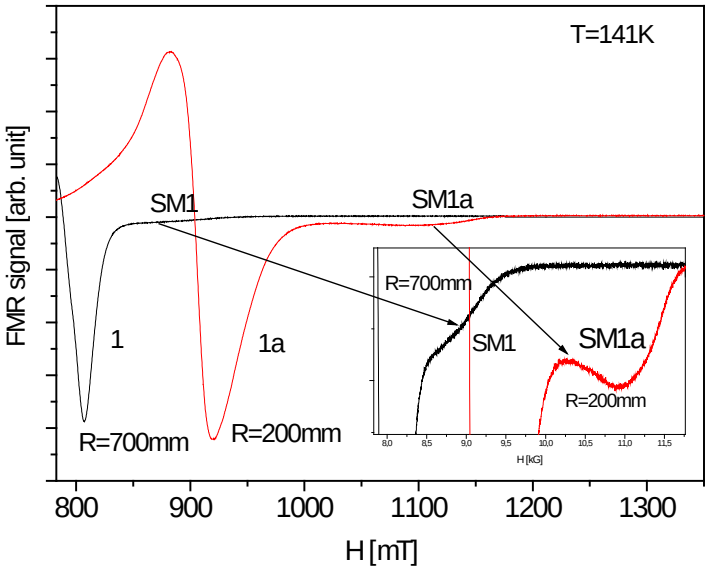


Рис. Спектр ферромагнитного резонанса пленки $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$. Спектр представлен для случая перпендикулярной ориентации магнитного поля

при T=141K для экстремальных случаев изгиба: минимальное напряжение – при радиусе изгиба 700 мм, максимальное напряжение – при радиусе изгиба 200 мм.

Линии 1 и 1а представляют собой однородные моды спектра ФМР при давлениях $0.04\cdot10^{12}$ и $0.145\cdot10^{12}$ дин/см^2 соответственно. На некотором расстоянии от однородной линии ФМР в высоких полях наблюдается поверхностная мода спектра ФМР (на вставке – линии SM1 и SM1a) при давлениях $0.04\cdot10^{12}$ и $0.145\cdot10^{12}$ дин/см^2 соответственно. Линия поверхностной моды при минимальном напряжении практически не разрешена. Видно, что параметры спектра поверхностной моды (линия SM1a) резко изменились с приложением максимального механического напряжения по сравнению со спектром поверхностной моды при минимальном механическом напряжении – линия SM1.

Приложенное к пленке механическое напряжение σ вычисляется по наблюдаемой деформации подложки из поликристаллического $LiNbO_3$. Поэтому для расчета используются только упругие постоянные поликристаллического $LiNbO_3$. Теория пластин [2] в условиях равновесия дает следующее значение изотропного напряжения

$$\sigma = \frac{Ed^2}{6(1-\nu)rt} \quad , \qquad (1)$$

где σ - напряжение в пленке, E - модуль Юнга подложки $1.482\cdot10^{12}$ дин/см^2, d - толщина подложки $1.65\cdot10^{-2}$ см, t - толщина пленки $3\cdot10^{-5}$ см, r - радиус кривизны изогнутого образца, ν = 0.227 - коэффициент Пуассона подложки.

Величина приложенных к пленке механических напряжений σ в результате изгиба пленок составила для радиуса кривизны:

- 200 мм – $0.145\cdot10^{12}$ дин/см^2;
- 700 мм – $0.04\cdot10^{12}$ дин/см^2.

При T= 141K магнитное поле однородной линии ФМР H_1 для пленок с радиусами кривизны

- 200 мм – H_1 = 904 mT;
- 700 мм – H_1 = 790 mT.

По величине приведенных магнитных полей для пленок с соответствующими радиусами кривизны рассчитываем константу магнитострикции пленки:

$$\lambda_{пл} = 2\,\Delta H_1 \cdot M_S / 3\,\sigma = -\,3.1987\cdot10^{-6} \quad , \qquad (2)$$

где M_S = 472 гаусс – намагниченность насыщения.

При определении константы магнитострикции поверхностного слоя пленки $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ необходимо заметить, что поскольку напряжение в пленке вычисляется только по деформации подложки, становится очевидным, что в таком приближении упругие постоянные пленки не фигурируют.

При T = 141K магнитное поле поверхностной моды H_2 для пленок с радиусами кривизны:

- 200 мм - 1096mT;
- 700 мм - 895mT.

Константа магнитострикции поверхностного слоя пленки

$$\lambda_{surface} = 2\ \Delta H_2 \cdot M_S / 3\ \sigma = -\ 6{,}023 \cdot 10^{-6}, \qquad (3)$$

где M_S = 472 гаусс – намагниченность насыщения.

Таким образом, величина константы магнитострикции при T=141K поверхностного слоя пленки $\lambda_{surface}$ больше константы магнитострикции пленки λ_{film} в 1.88 раза. В поверхностном слое более эффективно проявляется воздействие внешних электромагнитных воздействий, механических, электрических, магнитных и других полей.

Эффект проявления поверхностной моды связан с закреплением спинов, формирующих поверхностную моду спектра ФМР. В результате изгиба структуры подложка-пленка появляется угловая деформация, способствующая возникновению и увеличению деформационного градиента по толщине пленки. С ростом линейной деформации повышаются деформационные градиенты и по толщине поверхностного слоя пленки, что способствует усилению закрепления спинов, которое проявляется в возрастании интенсивности поверхностной моды SM1.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 14-22-00279 - Фундаментальные поисковые исследования в области магнетизма, фазовых превращений, магнитоэлектроники и микросистемной техники.

Литература

1. Е. В. Харин. Влияние структуры и фазового состава на статические магнитные свойства нанокристаллических пленок системы Fe-Zr-N. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. Москва, 2016.
2. С. П. Тимошенко. Курс теории упругости, К.: Наукова думка, 1972. - 501 с.

ВЛИЯНИЕ ОРИЕНТАЦИИ ПОЛЯ НА ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН В ПЛЕНКЕ НИКЕЛЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРОМ

В.С.Власов[1], П.А.Макаров[1]. В.Г.Шавров[2], В.И.Щеглов[2]

[1]*Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия*
[2]*Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия*

Современная техника обработки информации требует обращения к процессам фемтосекундной длительности, в том числе в магнитных средах, сочетающих малое время обработки со значительным временем хранения информации. Для исследования таких процессов применяется метод «накачки-зонда», когда возмущение намагниченности создается мощным фемтосекундным лазером, а ее считывание – другим маломощным лазером, регистрирующим возмущение по эффекту Фарадея или Керра [1]. Мощный импульс света вызывает тепловое расширение среды, которое посредством магнитострикции изменяет состояние намагниченности [2].

В работе [3] продемонстрирована возможность возбуждения поверхностных и вытекающих акустических волн в пленке никеля, пространственно-периодический температурный рельеф в которой создается интерференционной картиной от раздвоенного луча фемтосекундного лазера. Отмечено, что магнитное поля в плоскости пленки меняет характер волн, однако ориентационные характеристики возбуждения не выявлены. Настоящая работа посвящена теоретической трактовке описанных в работе [3] явлений в первую очередь с учетом ориентации магнитного поля.

Геометрия задачи, подобная принятой в работе [3], показана на рис.1.

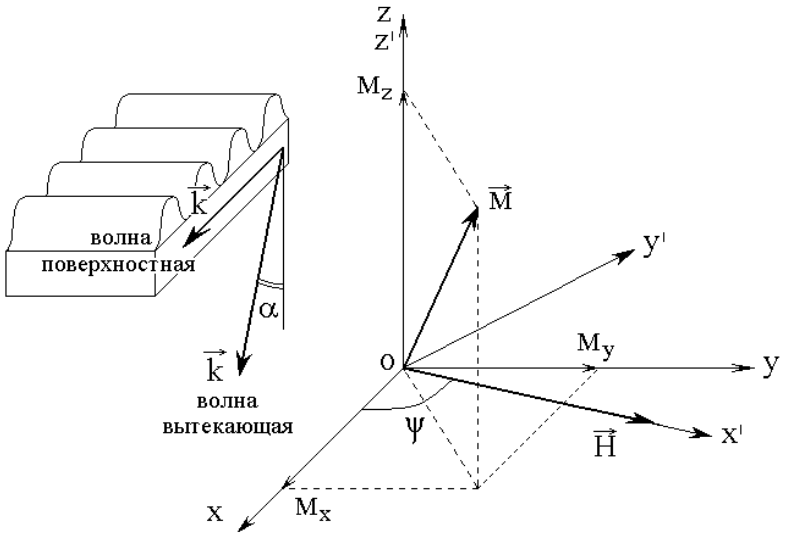


Рис.1. Общая геометрия задачи. Слева – схема пленки никеля.

Плоскость Oxy декартовой системы координат $Oxyz$ совпадает с плоскостью пленки, а ось Oz ей перпендикулярна. Вдоль оси Ox имеется вызванное нагревом синусоидальное упругое смещение, которое сопровождается волной Рэлея, распространяющейся по поверхности пленки, и вытекающей волной, идущей в глубину пленки под углом α к ее нормали. Постоянное магнитное поле приложено в плоскости Oxy и составляет с осью Ox угол ψ. Вспомогательная система координат $O'x'y'z'$ связана с полем. Плоскость $O'x'y'$ совпадает с плоскостью Oxy, ось $O'z'$ совпадает с осью Oz, а угол между осями $O'x'$ и Ox равен ψ.

Полагая пленку никеля изотропной и вводя нормированные компоненты намагниченности $m_{x,y,z} = M_{x,y,z} / M_0$, получаем плотность энергии магнитоупругого взаимодействия:

$$U_{me} = B \cdot \left(m_x^2 u_{xx} + m_y^2 u_{yy} + m_z^2 u_{zz} + \right.$$
$$\left. + 2 m_x m_y u_{xy} + 2 m_y m_z u_{yz} + 2 m_z m_x u_{zx} \right), \qquad (1)$$

где B – константа магнитоупругого взаимодействия, u_{ik} – компоненты тензора деформаций.

Выражая компоненты намагниченности $m_{x,y,z}$ в системе $Oxyz$ через компоненты $m'_{x,y,z}$ в системе $O'x'y'z'$, и оставляя только члены, связанные с намагниченностью, получаем плотность энергии в виде:

$$U_{me} = B \cdot \left\{ -2 u_{xx} m'_y \sin\psi \cos\psi + 2 u_{yy} m'_y \sin\psi \cos\psi + \right.$$
$$\left. + 2 u_{xy} m'_y \left(\cos^2\psi - \sin^2\psi \right) + 2 u_{yz} m'_z \sin\psi + 2 u_{zx} m'_z \cos\psi \right\}. \qquad (2)$$

Согласно эксперименту работы [3], в пленке и находящейся под ней подложке возбуждаются две волны:

– поверхностная волна типа Рэлея, распространяющаяся вдоль поверхности пленки в плоскости Oxy вдоль оси Ox;

– вытекающая волна, распространяющаяся в плоскости Oxz, направление волнового вектора которой составляет с осью Oz угол α.

В работах [4, 5] показано, что, как волна Рэлея, так и вытекающая волна, независимо друг от друга обеспечивают три компоненты тензора деформаций: u_{xx}, u_{zz} и u_{xz}. При этом плотность энергии (2) принимает вид:

$$U_{me} = \left| A_1 \cdot \sin\psi \cos\psi + A_2 \cdot \cos\psi \right|, \qquad (3)$$

где введены обозначения $A_1 = -2 B u_{xx} m'_y$, $A_2 = 2 B u_{zx} m'_z$.

Поскольку плотность энергии магнитоупругого взаимодействия определяет эффективность возмущения намагниченности под действием упругих волн, то интенсивность сигнала зондирующего лазера имеет ориентационную зависимость от поля того же характера, что и ориентационная зависимость плотности энергии. Модуль в (3) отражает учет в эксперименте ин-

тенсивности зондирующего сигнала. Некоторые виды таких зависимостей при различном соотношении параметров A_1 и A_2 показаны на рис.2.

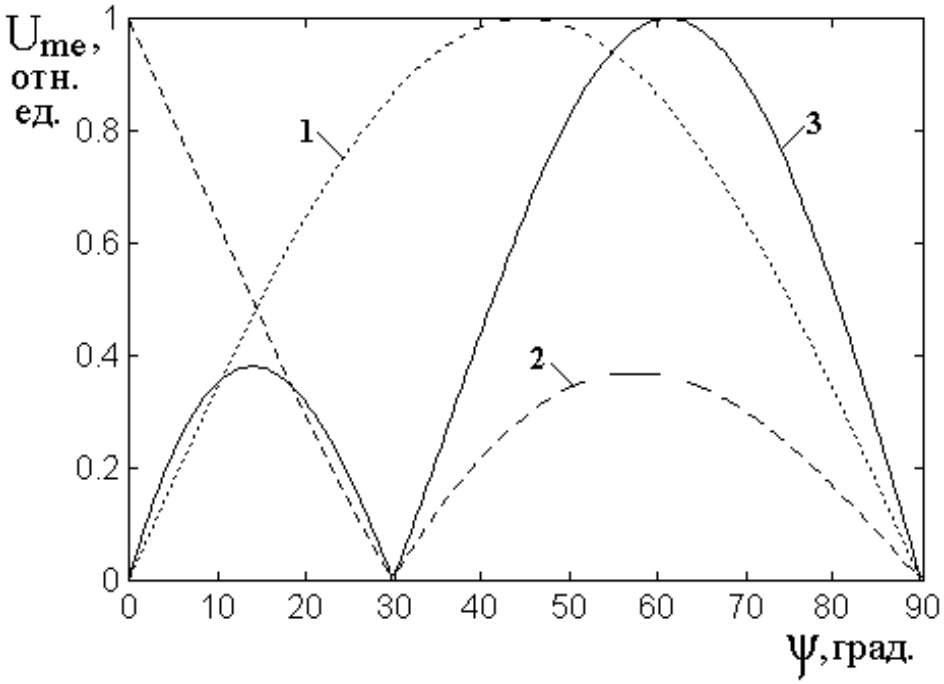


Рис.2. Зависимости плотности энергии от ориентации поля.
1 – $A_1 = 1,\ A_2 = 0$; 2 – $A_1 = -1,\ A_2 = 1$; 3 – $A_1 = -1, A_2 = 1, H_x = 0$.

Можно полагать, что в случае 3 ход кривой наилучшим образом соответствует наблюдаемому в экспериментах [3]. То есть где-то вблизи середины кривая должна иметь провал практически до нуля, а на краях полного интервала углов зависимость $U_{me}(\psi)$ должна стремиться к нулю.

Работа выполнена при финансовой поддержке за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 14-22-00279).

Эксперимент выполнен за счет гранта РФФИ: №17-02-01138-а.

1. Every A.G. // Measurement Science and Technology. 2002. V.13. P.R21.

2. Linnik T.I., Scherbakov A.V., Yakovlev D.R., Liu X., Furdina J.K., Bayer M. // Phys. Rev. B. 2011. V.84. №21. P.214432(11).

3. Janusonis J., Chang C.L., Jansma T., Gatilova A., Vlasov V.S., Lomonosov A.M., Temnov V.V., Tobey R.I. // Phys. Rev. B. 2016. V.94. №2. P.024415(7).

4. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // Электронный «Журнал радиоэлектроники».2017.№6. http://jre.cplire.ru/jre/jun17/5/text.pdf.

5. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // Сборник трудов XXV Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы». М.: НИУ МЭИ. 2017. С.207.

Тезисы доклада «**НЕЛИНЕЙНАЯ ЗАДЕРЖКА ВОЗБУЖДЕНИЯ…**»,
авт. А.П. Иванов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов удалены в связи с нарушением правил представления.

Тезисы доклада «**НЕЛИНЕЙНАЯ ЗАДЕРЖКА ВОЗБУЖДЕНИЯ…**»,
авт. А.П. Иванов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов удалены в связи с нарушением правил представления.

Тезисы доклада «**НЕЛИНЕЙНАЯ ЗАДЕРЖКА ВОЗБУЖДЕНИЯ…**»,
авт. А.П. Иванов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов удалены в связи с нарушением правил представления.

Тезисы доклада «**НЕСТАЦИОНАРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ…**»,
авт. В.С.Власов, П.А.Макаров, В.Г.Шавров, В.И.Щеглов удалены в связи с нарушением правил представления.

Тезисы доклада «**НЕСТАЦИОНАРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ…**»,
авт. В.С.Власов, П.А.Макаров, В.Г.Шавров, В.И.Щеглов удалены в связи с нарушением правил представления.

Тезисы доклада «**НЕСТАЦИОНАРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ…**»,
авт. В.С.Власов, П.А.Макаров, В.Г.Шавров, В.И.Щеглов удалены в связи с нарушением правил представления.

Тезисы доклада «**РАСЩЕПЛЕНИЕ ЧАСТОТЫ УПРУГОГО…**», авт. В.Г.Шавров, В.И.Щеглов удалены в связи с нарушением правил представления.

Тезисы доклада «**РАСЩЕПЛЕНИЕ ЧАСТОТЫ УПРУГОГО…**», авт. В.Г.Шавров, В.И.Щеглов удалены в связи с нарушением правил представления.

Тезисы доклада «**РАСЩЕПЛЕНИЕ ЧАСТОТЫ УПРУГОГО…**», авт. В.Г.Шавров, В.И.Щеглов удалены в связи с нарушением правил представления.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СПЕКТРЫ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ С ЛИНЕЙНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПОЛЯ АНИЗОТРОПИИ

А.М. Зюзин, М.А. Бакулин, Н.В. Янцен, А.В. Ишаев

Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, 430005, г. Саранск, Россия.

Исследованы температурные зависимости спектров спин-волнового резонанса (СВР) в пленках с линейным распределением поля анизотропии по толщине. Пленки состава $(BiLuGd)_3(FeGa)_5O_{12}$ были выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложках их гадолиний-галлиевого граната с плоскостью (110). Близкое к линейному распределение полей одноосной H_{ku} и ромбической H_{kr} компонент анизотропии по толщине пленок достигалось плавным изменением температуры раствора в расплаве в процессе эпитаксиального роста. такой профиль распределения H_{ku} и H_{kr} подтверждался также характером трансформации спектров СВР, происходящей при послойном стравливании. Спектры СВР регистрировались на радиоспектрометре PS-100X при ориентациях внешнего магнитного постоянного поля $\vec{H}$ вдоль трех характерных кристаллографических осей: [110], [1$\bar{1}$0], [100].

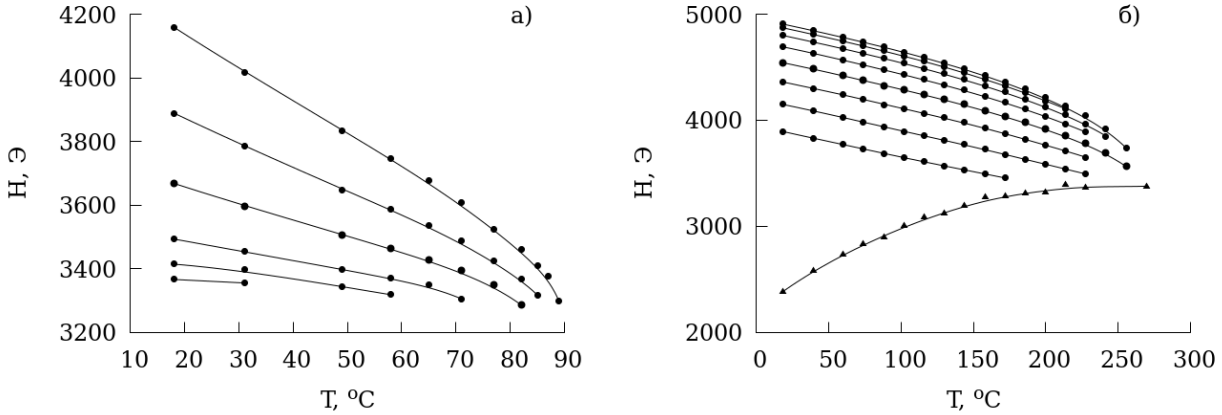


Рис. 1. Зависимости резонансных полей СВ-мод от температуры при перпендикулярной ориентации магнитного поля а) в пленке с линейным распределением поля анизотропии по толщине б) в двухслойной пленке с однородными слоями (треугольниками обозначены резонансные поля от слоя закрепления)

На рис. 1, а приведены зависимости резонансных полей высокоинтенсивных спин-волновых(СВ) мод от температуры для перпендикулярной ориентации $\vec{H}$ относительно пленки $(\vec{H} \uparrow\uparrow [110])$. Видно, что в отличие от двухслойных пленок с однородными слоями (см. рис. 1, б) ширина спектра, как и расстояние по шкале полей между резонансными полями СВ-мод с увеличением температуры монотонно уменьшается. И если в двух-

слойных пленках с однородными слоями количество возбуждаемых СВ-мод в широком температурном интервале остается неизменным и лишь вблизи температуры Кюри все СВ-моды практически одновременно перестают возбуждаться в спектре [1], то в пленках с линейным распределением поля анизотропии трансформация спектра СВР с ростом температуры носит принципиально иной характер. Как следует из рис. 1,а с ростом температуры в спектре СВР последовательно перестают возбуждаться СВ-моды, начиная с мод высокого порядка.

Показано, что такая особенность температурной зависимости спектров СВР в пленках с линейным распределением поля анизотропии обусловлена спецификой изменения области локализации возбуждаемых спин-волновых мод.

1. А.М. Зюзин, М.А. Бакулин, В.В. Радайкин, С.Н. Сабаев, Н.В. Янцен, ФММ, **117**, 5, 446 (2016)

ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ 25%Al_2O_3-25%K_2O-50%B_2O_3, ЛЕГИРОВАННЫХ 4%Fe_2O_3 ПОСЛЕ ОТЖИГА

И. Яцык[1,2], Р. Еремина[1,2], И. Гильмутдинов[2], А. Шестаков[2], И. Фазлижанов[2], П. Ширшнев[3]

[1] *Казанский Федеральный Университет, Россия*
[2] *Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Россия*
[3] *Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Россия*

Частицы Fe_2O_3 обладают малым оптическим поглощением на длине волны 1550 нм, что позволяет в перспективе использовать их в различных приложениях оптический передачи и обработки информации на стандартных кварцевых волокнах. Стекла, содержащие такие частицы, дешевле монокристаллических ферритов, в силу особенностей технологии стекол и кристаллов. Стеклообразная среда позволяет снизить до минимума влияние внешних условий, таких как флуктуация температуры и влажности, на оптические свойства нанокристаллов ферритов. Исследование структуры, выделяемой нанокристаллической фазы оксида железа, методом магнитного резонанса является актуальным, так как позволяет лучше понять и объяснить физическую природу парамагнитных и ферромагнитных центров, образующихся в данных материалах.

Методом магнитного резонанса проведены исследования стекол 25%Al_2O_3-25%K_2O-50%B_2O_3 (KAB), легированных 4%Fe_2O_3, до отжига (образец I) и после отжига при 525°C (образец II). Проведено изучение температурной зависимости спектров магнитного резонанса данных образцов. Установлено, что в образце I наблюдается три вида парамагнитных центров. Отжиг при температуре выше стеклования калиево- алюмоборатных стекол с добавлением 4% Fe_2O_3 приводит к изменению цвета образца: с прозрачного на мутно - серый. В спектре такого образца наблюдаются дополнительные две линии ферромагнитного резонанса от двух типов наночастиц гематита различных размеров, образовавшихся при отжиге стекла. Были измерены петли гистерезиса во втором образце при температурах равных 10; 100; 200 и 300 К. Петли гистерезиса аппроксимировались суммой трех петель гистерезиса от разных магнитных частиц. Один вклад в намагниченность обусловлен ферромагнитным включением с достаточно большим полем анизотропии порядка 3000 Ое, второй вклад от суперпарамагнитных включений, третий вклад парамагнитными центрами с нулевой температурой Кюри. Разделить вклады от разных парамагнитных центров в измерениях по намагниченности не удается.

Кинетические эффекты – необратимые процессы пространственного переноса какой-либо физической величины (массы, импульса, энергии, электрического заряда и т.д.), происходящие в сплошных средах при наличии градиентов их параметров…

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МАГНЕТИКАХ

СПИНОВАЯ СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ И БЭК ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Ю. М. Буньков

Казанский Федеральный Университет, Казань, Россия
Institute Neel, Grenoble, France

Спиновая сверхтекучесть и Бозе-Эйнштейновская конденсация (БЭК) магнонов – новое направление квантовой физики конденсированного состояния. БЭК магнонов образуется в квазиравновесном состоянии возбуждённых магнонов в магнитно упорядоченных материалах, когда их плотность превышает критическую, необходимую для образования магнонного БЭК. Такие квантовые явления, как спиновый эффект Джозефсона, критический спиновый сверхток, сбросы фазы, магнонные квантовые вихри, Голдстоуновские моды и т.д. были обнаружены в сверхтекучей магнонной жидкости в антиферромагнитном сверхтекучем ^{3}He [1,2]. Недавно магнонный БЭК и Голдстоуновские моды колебаний были обнаружены в антиферромагнетиках со связанной ядерно-электронной прецессией (с Сул-Накамуровским взаимодействием), таких как $MnCO_3$ и $CsMnF_3$ [3,4]. Характерной особенностью магнонного БЭК является долгоживущий сигнал индукции, который может длиться на порядки дольше, чем обычный сигнал индукции, длительность которого определяется неоднородным уширением. Наблюдались даже сигналы индукции, которые спадали медленнее чем T^2 в слабовозбужденном состоянии. Такие сигналы аналогичны когерентному состоянию Бозе-конденсированных атомов [5].

Темой данного доклада является наблюдение Бозе-конденсации магнонов в плёнке ЖИГ, в перпендикулярном магнитном поле. При данной ориентации поля минимум энергии магнонов соответствует состоянию с κ=0. При отклонении намагниченности возбуждаются неравновестные магноны, плотность которых превышает критическую при углах отклонения порядка 2°-4° [6]. При больших углах отклонения образуется когерентный сигнал индукции, который спадает с постоянной времени порядка 1.6 мкс (Сигнал обычной индукции спадает с постоянной порядка 0.03 мкс!), см Рис 1.

Кроме того, удалось поддерживать состояние магнонного БЭК перманентно, подавая слабую накачку на частоте прецессии БЭК. Этот метод, как и все остальные особенности БЭК, были исследованы ранее на образцах антиферромагнитного сверхтекучего ^{3}He и имеют те же свойства,

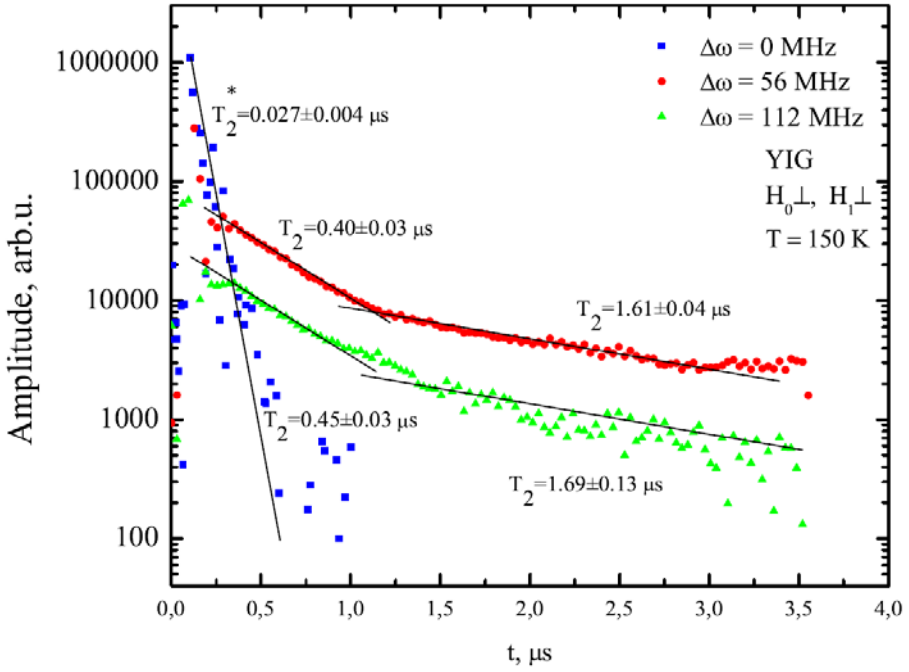


Рис. 1. Спад сигнала индукции в резонансе (квадратики) и в состоянии БЭК (кружки и треугольники)

что и в плёнках ЖИГ, намагниченных перпендикулярно. Следует отметить, что наблюдавшееся в тангенциально намагниченных плёнках ЖИГ когерентное состояние [7] имеет более сложную природу, так как в нём нарушена трансляционная симметрия. Таким образом, это состояние имеет свойства квантового кристалла, и аналогично волнам зарядовой плотности в сверхпроводниках.

[1] A. S. Borovik-Romanov, Yu. M. Bunkov, et.al., JETP Lett. **40**, 1033 (1984)
[2] Yu. M. Bunkov, G. E. Volovik, *Spin superuidity and magnon BEC*, Chapter IV of the book "Novel Superuids", eds. K.H. Bennemann and J.B. Ketterson (Oxford, University press, 2013)
[3] Yu. M. Bunkov, E. M. Alakshin, et.al., Phys. Rev. Lett. **108**, 177002 (2012).
[4] L. V. Abdurakhimov, M. A. Borich et.al., Phys. Rev. B, **97**, 024425 (2018)
[5] Yu. M. Bunkov, J. Low Temp. Phys., 183, 399 (2016)
[6] Yu. M. Bunkov, V. L. Safonov, Journal of Magnetism and Magnetic Materials (JMMM) 452 30–34 (2018)
[7] P.Nowik-Boltyk, O. Dzyapko et.al., Doi:10.1038/srep00482 (2012)

СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ, ДВИЖУЩИХСЯ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

Н.Г. Бебенин

Институт физики металлов УрО РАН им. М.Н. Михеева, Екатеринбург, Россия

В устройствах спинтроники используется зависимость свойств носителей заряда, движущихся в периодических магнитных структурах, от электронного спина. Наиболее известным примером являются магнитные металлические сверхрешетки и спиновые клапаны. При построении теоретических моделей обычно молчаливо предполагается, что намагниченность электронного газа **M**, пропорциональная среднему значению спина, целиком определяется эффективным полем $\mathbf{H}^{eff}$, действующим на магнитный момент электрона. Цель настоящего сообщения – показать, что намагниченность электронов, движущихся в периодических структурах, определяется не только $\mathbf{H}^{eff}$, но и скоростью носителей заряда т.е. величиной тока j, текущего через образец.

Рассмотрены три модельные магнитные структуры, из которых первая имитирует магнитную сверхрешетку с антиферромагнитным упорядочением соседних ферромагнитных слоев: $H^{eff}_x=H_0\cos(Qz)$, $H^{eff}_y= H^{eff}_z=0$, а вторая - сверхрешетку с ферромагнитным упорядочением: $H^{eff}_x=H_0\cos^2(Qz)$, $H^{eff}_y= H^{eff}_z=0$. Изучена также намагниченность электронов, движущихся в антиферромагнетике со спиральной структурой с эффективным полем $H^{eff}_x=H_0\cos(Qz)$, $H^{eff}_y=H_0\sin(Qz)$, $H^{eff}_z=0$. Во всех случаях предполагалось, что электроны движутся вдоль оси z со скоростью V_z, внешнее магнитное поле считалось равным нулю. Зависимость **M**(z) находилась с помощью уравнения

$$\partial M_\alpha/\partial t+\partial J_{\beta\alpha}= -\gamma[\mathbf{M}\mathrm{x}\mathbf{H}^{eff}]_\alpha - (M_\alpha - M^{equ}_\alpha)/\tau, \qquad (1)$$

где τ – время спиновой релаксации. Тензор потока спина записывался в виде $J_{\beta\alpha} = V_\beta M_\alpha$, $\beta=z$; предполагалось, что $\partial\mathbf{M}/\partial t = 0$, а равновесная намагниченность $\mathbf{M}^{equ}$ зависит от z так же, как и $\mathbf{H}^{eff}$. Найдена зависимость **M**(z) от $l_z = V_z\tau$ и $\omega_0\tau$ для указанных трех видов зависимости $\mathbf{H}^{eff}(z)$. Показано, что перенос намагниченности из одно точки в другую за счет движения электронов приводит к существенному изменению распределения намагниченности сравнительно с $\mathbf{M}^{equ}(z)$. Наиболее интересным оказался результат для спиральной структуры: электрический ток индуцирует появление z-компоненты намагниченности, причем $M_z \sim j$ при малых j.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке РФФИ (проект № 16-02-00044).

СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ В ЛАТЕРАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ «ФЕРРОМАГНИТНЫЙ МЕТАЛЛ/InSb»

Н.А. Виглин

Институт физики металлов УрО РАН, 620990 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Основными проблемами в полупроводниковой спиновой электронике являются неэффективная инжекция спин-поляризованных электронов из ферромагнитного проводника в полупроводник и трудности обнаружения в полупроводнике спин-поляризованных электронов. Спиновая инжекция может быть практически полностью подавлена вследствие "несоответствия" проводимостей металла и полупроводника [1]. Один из путей повышения эффективности инжекции спина – применение туннельных барьеров [2]. За последнее десятилетие наметилось заметное продвижение в преодолении этих проблем. Были успешно осуществлены как инжекция так и регистрация спин-поляризованных электронов в вырожденных полупроводниках GaAs [3], Si [4] и Ge [5].

В данной работе рассматривается решение этих задач применительно к полупроводнику InSb. Антимонид индия обладает очень легкими и подвижными электронами (эффективная масса $m^* = 0.013\ m_0$, где m_0 масса свободного электрона, подвижность μ порядка 10^6 см^2/(В·с) при 77 К), g-фактор электронов в InSb отрицателен и большой по величине ($g \approx -50$). Указанные особенности делают InSb привлекательным для изучения явлений, связанных со спиновой инжекцией.

Регистрация величины спиновой поляризации электронов P_S в полупроводнике производилась по электрическому сигналу, возникающему на детекторе F3, расположенном на поверхности полупроводника на дистанции $d<L_S$ от инжектора F2, где L_S - длина спиновой диффузии. Принцип детектирования основан на концепции спин-зарядовой связи Джонсона – Силсби [6]: контактная разность потенциалов между ферромагнитным металлом и полупроводником чувствительна к относительным намагниченностям ферромагнитного электрода и электронного газа в полупроводнике и, следовательно, зависит от величины спиновой поляризации P_S *под* контактом. Разность потенциалов между двумя контактами F3 и F4, один из которых (F3) расположен в области полупроводника, где электронный газ имеет $P_S \neq 0$

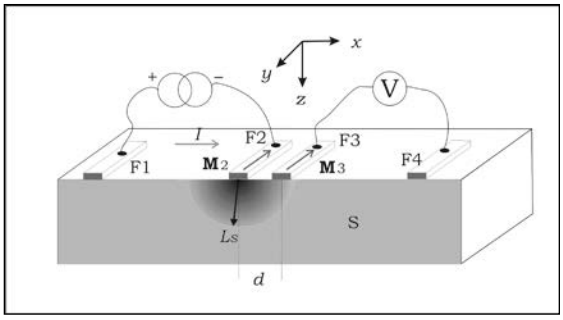


Рис.1 Схема устройства

(на дистанциях от инжектора $d<L_S$), а второй (F4) удален на расстояние $d>>L_S$, так что газ электронов под ним находится в равновесном состоянии, соответствует спиновой поляризации электронного газа под детектором F3. Аналитическое выражение для напряжения на детекторе $V_D(d)$ [7]:

$$V_D(d) = \pm V_0 \exp(-d/L_S), \qquad (1)$$

где $V_0=(P_F P_S/e)\ K$, P_F и P_S - поляризация электронов в ферромагнетике и полупроводнике, соответственно; коэффициент $K \approx E_F$ для вырожденного электронного газа и $K = k_B T$ для – невырожденного, E_F - энергия Ферми, k_B- постоянная Больцмана, T - температура; знак + для противоположного направления намагниченности детектора и инжектора, знак – для параллельного. При детектировании V_D производят измерение нелокального напряжения при параллельной и антипараллельной намагниченности инжектора и детектора. Такая ситуация может быть создана перемагничиванием контактов магнитным полем, лежащим в плоскости устройства. Однако, если при перемагничивании в контактах возникает доменная структура с различным направлением намагниченности в доменах, то результаты измерений V_D будут неоднозначны. На Рис.2 приведены данные анизотропного магнетосопротивления (AMR) для контактов с шириной 4 мкм (a) и 6 мкм (b). Видно, что поворот намагниченности в контактах происходит намного раньше достижения полей перемагничивания. Это свидетельствует о возникновении доменной структуры в контактах. Убедительная и однозначная регистрация спин-индуцированного сигнала может быть продемонстрирована, когда изменяют направление результирующей намагниченности поляризованных электронов, а направления намагниченности инжектора и детектора заданы заранее и не изменяются. Направление намагниченности электронов можно изменить с помощью магнитного поля, направленного перпендикулярно намагниченности газа поляризованных электронов. Это так называемый эффект Ханле (см. Рис.1, поле B направлено вдоль z). Спин электронов, диффундирующих от инжектора к детектору, в поперечном магнитном поле B_z за время t поворачивается на угол $\varphi = \omega_L t$. Здесь $\omega_L = g \cdot \mu_B \cdot B_z/\hbar$ - частота Лармора, g есть g-фактор электронов проводимости, μ_B -магнетон Бора, $\hbar$ - постоянная Планка. В предположении того, что детектор чувствителен к проекции спина на

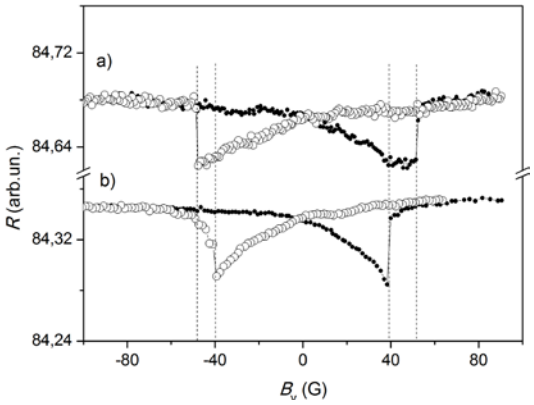


Рис.2 AMR контактов с шириной a) 4, b) 6 мкм

направление намагниченности в нем, вклад в выходной сигнал от каждого электрона будет пропорционален cos(φ). Поскольку электроны имеют различное время транзита, углы спиновой прецессии также будут разными. Для подсчета в точке детектирования вклада от всех электронов необходимо провести интегрирование по всем временам диффузии.

$$V(B_z,d) = \pm V_0 \int_0^\infty \frac{\exp(-d^2/4Dt)}{\sqrt{4\pi Dt}} \cos(\omega_L t)\exp(-t/\tau_s)dt \qquad (2)$$

Здесь $D = L_s^2 \cdot \tau_s^{-1}$ – константа диффузии спинов. Явный вид зависимости напряжения эффекта Ханле от магнитного поля B_z и расстояния d может быть получен после вычисления интеграла.

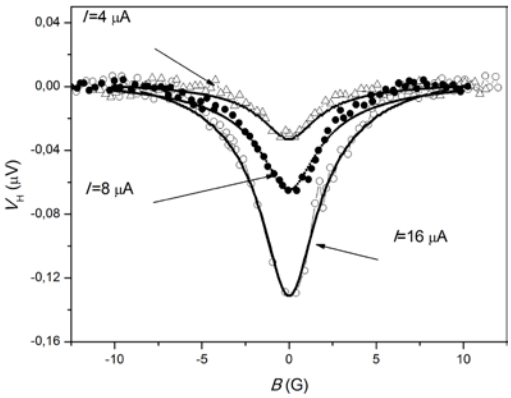


Рис.3 Напряжение эффекта Ханле для разных токов инжектора. Сплошные линии – расчет с помощью формул (1), (2).

Созданы латеральные устройства FM/MgO/InSb, где FM - $Co_{0.9}Fe_{0.1}$ или Fe, MgO - туннельный барьер. Реализованы электрические инжекция и детектирование спин-поляризованных электронов в невырожденном полупроводнике InSb. В этом полупроводнике определены L_S=25 мкм, время спиновой релаксации τ_S=1.5 нс, параметр эффективности токовой инжекции P_J и величина P_S под инжектором как функция инжекционного тока.

Работа выполнена при поддержке Президиума РАН (проект 32-1.1.3.5), Минобрнауки РФ (грант 14.Z50.31.0025) и РФФИ (проект № 16-02-00044).

1. G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp et.al. Phys. Rev. B **62**, 4790 (2000).
2. E. I. Rashba. Phys. Rev. B **62**, R16267 (2000).
3. X. Lou, C. Adelmann, S.A. Crooker et.al. Nature Physics **3**, 197 (2007).
4. Appelbaum, I., B. Huang, and J. Monsma. Nature **447**, 295 (2007).
5. Y.Fujita, M.Yamada, S.Yamada et.al. Phys. Rev. B. **94**, 245302 (2016)
6. Johnson M., Silsbee R.H. Phys. Rev. Lett. **55**, 1790 (1985)
7. N.A.Viglin, V.V.Ustinov, S.O.Demokritov et.al. Phys. Rev. B **96**, 235303 (2017)

СПИНОВАЯ НАКАЧКА В НАНОСТРУКТУРАХ ТИПА «ФЕРРОМАГНИТНЫЕ НАНОТОЧКИ/МАТЕРИАЛ С ГИГАНТСКИМ СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ»

П. Скирдков[1,2,3], М. Давыдова[1,3], К. Звездин[1,2,3], А. Худорожков[1,2,3], И. Киндяк[1,2,3], А. Звездин[1,3]

[1]*Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Российская Федерация*
[2]*Российский Квантовый Центр, 143025 Сколково, Российская Федерация*
[3]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Российская Федерация*

Было проведено теоретическое и численное исследование спиновой накачки при различных режимах динамики намагниченности в магнитных гетероструктурах “ферромагнитные наноточки/материал с гигантским спин-орбитальным взаимодействием” при возбуждении микроволновым магнитным полем и выполнен расчёт постоянного напряжения, получаемого при этом на структуре. Гетероструктура представлена пермаллоевыми наноточками с диаметром, варьируемым в пределах от 50 до 250 нм, расположенными на тонком слое материала с гигантским спин-орбитальным взаимодействием, в качестве которого могут использоваться как перспективные на сегодняшний день 3D топологические изоляторы (Bi_2Se_3, Bi_2Te_3), так и немагнитные металлы, такие как Pt.

Рассмотрены различные режимы динамики намагниченности, от однородного до вихревого режимов, реализующихся при различных параметрах структуры и внешних полей. Были учтены два возможных механизма конверсии спинового тока в зарядовый, которые имеют место при накачке спинового тока в материал подложки: обратный спиновый эффект Холла [1], который имеет место в объеме материала со спин-орбитальным взаимодействием, и обратный эффект Рашбы-Эдельштейна [2], имеющий место на поверхности. Используя результаты микромагнитного моделирования динамики намагниченности в гетероструктуре, были расчитаны распределения генерируемого спинового тока в слой подложки и соответствующие распределения электрического поля, из которых было оценно результирующее постоянное напряжение для каждого случая. Кроме того, результаты для случая квази-однородной динамики были подтверждены в недавнем эксперименте [3].

Работа была выполнена при поддержке РНФ, грант № 17-12-01333.

1. Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara G. Appl. Phys. Lett. **88**, 182509 (2006).
2. Zhang S., Fert A. Phys. Rev. B **94**, 184423 (2016).
3. Han. et al Appl. Phys. Lett. **111**(18), 182411 (2017).

КИНЕТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ И СПИНОВЫХ БЕСЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ НА ОСНОВЕ СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА

В.В. Марченков[1,2], В.Ю. Ирхин[1], Н.И. Коуров[1], Ю.А. Перевозчикова[1]

[1]*Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*
[2]*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*

Поиск и исследование физических свойств новых материалов для спинтроники представляет большой интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. Это в полной мере относится к полуметаллическим ферромагнетикам (ПМФ) и спиновым бесщелевым полупроводникам (СБП), поскольку в них можно реализовать высокую степень спиновой поляризации носителей заряда. Основной особенностью ПМФ является наличие щели на уровне Ферми E_F для электронных состояний со спином вниз и отсутствие щели (и, соответственно, металлический тип проводимости) для носителей тока со спином вверх. В СБП также присутствует широкая ($\Delta E \sim 1$ eV) щель на E_F для носителей тока со спином вниз, но имеется нулевая энергетическая щели, характерная для классических бесщелевых полупроводников, для носителей со спином вверх.

Особенности электронной структуры ПМФ- и СБП-состояний обычно выявляются в результате зонных расчетов и в экспериментах по измерению оптических свойств. Эти особенности должны проявляться и в других электронных свойствах, в частности, в кинетических. Поскольку многие из сплавов Гейслера представляют собой типичные ПМФ, а некоторые их них могут проявлять свойства СБП, в данной работе были выполнены теоретические и экспериментальные исследования электронной структуры, электрических, магнитных и гальваномагнитных свойств сплавов Гейслера X_2YZ (X = Fe, Co, Mn; Y = Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni; Z = Al, Si, Ga, Ge, In, Sn, Sb).

В результате проведенных исследований показано, что особенности электронного энергетического спектра, приводящие к возникновению ПМФ- и СБП-состояний, являются причиной наблюдающихся аномалий кинетических свойств изученных сплавов Гейслера. Полученные результаты могут быть использованы при разработке новых материалов для устройств спинтроники.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (темы «Спин» № АААА-А18-118020290104-2 и «Квант» № АААА-А18-118020190095-4) при частичной поддержке РФФИ (проект № 18-02-00739), программы фундаментальных научных исследований УрО РАН (проект № 18-10-2-37) и гранта № 14.Z50.31.0025 Министерства образования и науки РФ.

ПОЛОЖИТЕЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

М. Блинов[1], М. Шахов[2], В. Рыльков[3], О.Тарасова[4], Е. Фадеев[5], М. Прудникова[1], E. Lahderanta[5], А. Грановский[1]

1. *Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия*
2. *ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*
3. *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия*
4. *Воронежский Технический Университет, Воронеж, Россия*
5. *Lappeenranta University of Technology, Finland*

Так как магнитное поле приводит к подавлению беспорядка в магнитной подсистеме, то, как правило, как в однородных, так и неоднородных ферромагнетиках магнитосопротивление (МС) отрицательно. Положительное МС в полях меньших поля насыщения наблюдается либо за счет анизотропного МС в продольной геометрии, либо в гранулированных сплавах при неполной разупорядоченности магнитных моментов гранул в исходном состоянии [1]. При туннельном механизме проводимости также возможен положительный вклад в МС за счет дополнительной к кулоновской блокаде магнитной энергии, которую электрон при спин-зависящем переносе должен преодолеть при переходе с одной гранулы на другую [2], но этот механизм, во-первых, меньше отрицательного туннельного МС, и поэтому не наблюдается, а во-вторых, полностью подавляется при магнитном насыщении, то есть в умеренных магнитных полях. В работе [3] в тонких магнитных пленках Ni, Co, Fe и в магнитных нанокомпозитах наблюдалось изотропное линейное положительное МС, которое не насыщалось вплоть до 60 Тл. Этот эффект связывался с влиянием сильного магнитного поля на квантовые поправки к проводимости, обусловленные электрон-электронным взаимодействием, но проведенные оценки не позволили объяснить величину эффекта в нанокомпозитах, и возможность проявления квантовых поправок при относительно высоких температурах (100-200 К) осталась неясной.

В настоящей работе приводятся результаты исследования МС в нанокомпозитах $(Co_{84}Nb_{14}Ta_2)_x(Al_2O_3)_{100-x}$ и $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_x(SiO_2)_{100-x}$ при содержании ферромагнитной компоненты x=47-58 ат.% вблизи порога перколяции в импульсных магнитных полях до 30 Тл при 50-300 К. Пленки нанокомпозитов были получены методом ионно-лучевого распыления составной мишени специальной конструкции, позволяющей в едином цикле формировать образцы различного состава (см. [4]). Структурные исследования показали, что нанокомпозиты содержат гранулы ферромагнитного металла размером 2-5 нм в нестехиометрической матрице диэлектрика, а также большое количество металлических ионов, диспергированных в

матрице в межгранульных промежутках. Полевые и температурные зависимости намагниченности измерены с помощью СКВИД магнитометра (Cryogenic S700X) при 4.2-300 K. При измерениях МС длительность импульса магнитного поля составляла 11 мс.

Для всех исследованных образцов МС в полях меньших поля насыщения отрицательно, не превышает 1% для **(**$Co_{84}Nb_{14}Ta_2)_x(Al_2O_3)_{100-x}$ и 3% для $(Co_{40}Fe40B_{20})_x(SiO_2)_{100-x}$, практически изотропно. Это указывает на превалирующую роль спин-зависящего туннелирования в формировании МС. В полях больших поля насыщения наблюдается слабый положительный, линейный по полю вклад в МС, но не во всех образцах. Положительный вклад в МС явно выражен при температуре T < 200 K в нанокомпозитах **(**$Co_{84}Nb_{14}Ta_2)_x(Al_2O_3)_{100-x}$, причем не в непосредственной близости к порогу перколяции, который по оценкам составляет 46-47 at.% , а при 50-57 at.% . Более того, для образца с x=57 ат. % положительный вклад больше отрицательного при поле, большем 1Тл.

Для объяснения полученных данных нами в рамках простой теории туннельного МС в нанокомпозитах [2] рассчитано МС с учетом зависимости от магнитного поля высоты туннельного барьера. Получено, что линейный положительный вклад в МС может иметь место в нанокомпозитах за счет влияния поля на туннельный барьер если плотность состояний электронов со спином против намагниченности (majority) меньше чем для электронов с противоположной спиновой поляризацией. Величина этого вклада порядка $\mu_B H/(V-E_F)$, где μ_B-магнетон Бора и $V-E_F$ высота туннельного барьера относительно уровня Ферми, что по порядку величины соответствует эксперименту. Рассчитанный положительный вклад не зависит от температуры, что согласуется с экспериментом при T < 200 K.

В докладе обсуждается также влияние на положительное МС сложных процессов туннелирования (co-tunneling), упругого и неупругого резонансного туннелирования, формы гранул, зависимости плотности электронных состояний от магнитного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 16-19-10233.
О. Тарасова благодарит РФФИ за поддержку (грант 17-32-50018 мол_нр)

1. V.M. Kalita et al., J. Appl. Phys., **110**, 113918 (2011).
2. J.Inoue, S. Maekawa, Phys.Rev. B **53**, R11927 (1996).
3. A. Gerber et al., Phys. Rev. Lett., **99**, 027201 (2007).
4. V. Rylkov et al., Phys. Rev. B **95**, 144202 (2017).

РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ В ЭЛЕКТРОННЫХ ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВАХ Bi_2Se_3

В.В. Чистяков [1], J.C.A. Huang[2], С.В. Наумов [1], Ю.А. Перевозчикова [1], Е.Б. Марченкова [1], А.Н. Доможирова[1,3], В.В. Марченков[1,3]

[1]*ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия*
[2]*National Cheng Kung University, Tainan, Taiwan*
[3]*УрФУ, Екатеринбург, Россия*

В последние годы были предсказаны теоретически и обнаружены экспериментально новые квантовые материалы с топологически нетривиальной зонной структурой, возникающей вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия. Прежде всего, это топологические изоляторы (ТИ). В этих соединениях наблюдается энергетическая щель в объеме материала, характерная для изолятора, и защищенные бесщелевые проводящие состояния на его поверхности. Жесткая связь между направлениями импульса и спина электрона приводит к возникновению спиновой поляризации носителей заряда и возможности спин-поляризованного тока, протекающего вблизи поверхности ТИ практически без потерь [1].

Поскольку проводимости в объеме и на поверхности таких материалов могут существенно различаться, то представляет интерес попытаться «разделить» их экспериментально. Для этого можно использовать результаты работы [2], где изучали размерный эффект в проводимости чистых монокристаллов вольфрама в условиях статического скин-эффекта – преимущественного протекания постоянного электрического тока у поверхности проводника. Цель данной работы – поиск и исследование размерного эффекта в электронном транспорте тонких пленок ТИ Bi_2Se_3.

Тонкие пленки ТИ Bi_2Se_3 были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Al_2O_3 и имели толщину от 10 до 75 нм. Измерения электросопротивления и гальваномагнитных свойств проводились общепринятым 4-контактным способом на постоянном токе в интервале температур от 4.2 до 300 K и в магнитных полях до 10 T.

Исследования эффекта Холла показали, что коэффициент Холла отрицательный, что соответствует проводимости n-типа. Также оценена концентрация носителей заряда *n* при 4.2 K: $3.6\cdot10^{19}$ см$^{-3}$ для пленки Bi_2Se_3 толщиной 10 нм, $5.6\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ для пленки Bi_2Se_3 толщиной 75 нм. В результате проведенных экспериментов обнаружен размерный эффект – зависимость кинетических коэффициентов (электро- и магнитосопротивление, коэффициент Холла) от толщины пленки. Это позволило экспериментально разделить объемный и поверхностный вклады. Было обнаружено, что величина поверхностного вклада на несколько порядков превышает величину объемного. Полученные результаты могут быть использованы для

«разделения» и оценки величин поверхностной и объемной проводимости в таких проводниках.

Работа выполнена в рамках в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», №АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке РФФИ (проект №17-52-52008) и гранта №14.Z50.31.0025 Министерства образования и науки РФ.

1. H. Zhang et al., Nature Physics, **5**, 438 (2009).
2. V.V. Marchenkov et al., Journal of Low Temperature Physics, **132**, 135 (2003).

ОПИСАНИЕ КОЛОССАЛЬНОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$ НА ОСНОВЕ «СПИН-ПОЛЯРОННОГО» И «ОРИЕНТАЦИОННОГО» МЕХАНИЗМОВ ПРОВОДИМОСТИ

С.А. Гудин*, Н.И. Солин

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия
**E-mail: gudin@imp.uran.ru*

Возникновение колоссального магнитосопротивления (КМС) в манганитах связывают с образованием неоднородных зарядовых и спиновых состояний. Природа фазового разделения связана с тем, что если концентрация носителей недостаточна для превращения кристалла в ферромагнитный (ФМ) металл, носители могут локализоваться в отдельных частях кристалла и образовать там ФМ состояние [1]. В [2] было показано, что для слоистых манганитов $(La_{1-x}Sr_x)_{n+1}Mn_nO_{3n+1}$ спин-поляронное состояние является наиболее лучшей аппроксимацией к точному основному состоянию, чем все оптимальные энергии однородных состояний. В данной работе [3] мы предполагаем, что поляронная проводимость в $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$ сохраняется в низкотемпературном металлоподобном состоянии. Здесь под спиновыми поляронами понимаются квазичастицы, описывающие магнитные неоднородности нанометровых размеров. Транспортные свойства «спин-поляронного» или «размерного» механизма проводимости $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_2O_7$ связаны с увеличением размера поляронов при уменьшении температуры и приложении магнитного поля. Другой рассматриваемый механизм проводимости связан с зависимостью сопротивления между ферромагнитными

неоднородностями от угла между направлениями их магнитных моментов [4]. Этот механизм МС назван «ориентационным» механизмом. На основе метода разделения вкладов в магнитосопротивление [5-7] от нескольких механизмов проводимости проведено исследование монокристалла $La_{1.2}Sr_{1.8}Mn_{2(1-z)}O_7$, выращенного А.М. Балбашовым и др. в Московском энергетическом институте [8], в магнитных полях от 0 до 90 kOe и температурах от 5 до 400 К. Получены оценки вкладов в проводимость от «размерного» и «ориентационного» механизмов. Показана преобладающая роль, в обеспечении эффекта КМС от «спин-поляронного» механизма.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Квант» (“Quantum”), Г.р.№ АААА-А18-118020190095-4) при частичной поддержке УрО РАН (проект № 18-2-2-11).

1. Э.Л. Нагаев, УФН 166, 8, 833 (1996).
2. М.Ю. Каган, К.И. Кугель, УФН 171, 6, 577 (2001).
3. С.А. Гудин, Н.И. Солин, Н.Н. Гапонцева, ФТТ **60** (6), 1067 (2018)
4. М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев, Н.А. Угрюмова, С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева, ФТТ, **55** (5), 896 (2013)
5. С.А. Гудин, М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев, Н.Н. Гапонцева, Н.А. Угрюмова, ЖЭТФ **148** (5), 1005 (2015)
6. М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев, Н.А. Угрюмова, С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева, ЖЭТФ **143** (5), 948 (2013)
7. С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев, Н.А. Угрюмова, Изв. РАН. Сер. Физич. **78** (9), 1142 (2014)
8. A.M. Balbashov, S.G. Karabashev, Ya.M. Mukovskiy, S.A. Zverkov, J. Cryst. Growth. **167**, 365 (1996).

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ $Tm_xMn_{1-x}S$ С ОРБИТАЛЬНО-ЗАРЯДОВЫМ УПОРЯДОЧЕНИЕМ

А. М. Харьков, М. Н. Ситников, В. В. Кретинин, У. И. Рыбина

Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М. Ф. Решетнева. Российская Федерация, 660014, просп. им. газ. «Красноярский рабочий», 31

Магнитосопротивление в парамагнитной области может быть обусловлено конкуренцией вырожденных орбитальных состояний электрона и сильных электронных корреляций. В сульфидах марганца индуцировать вырожденные электронные состояния можно в результате электронного допирования [1]. В результате сильных электронных корреляций снимается трехкратное вырождение t_{2g}-орбиталей, что приводит к неоднородному распределению электронной плотности в решетке с дополнительным вкладом в g-фактор от орбитального магнитного момента.

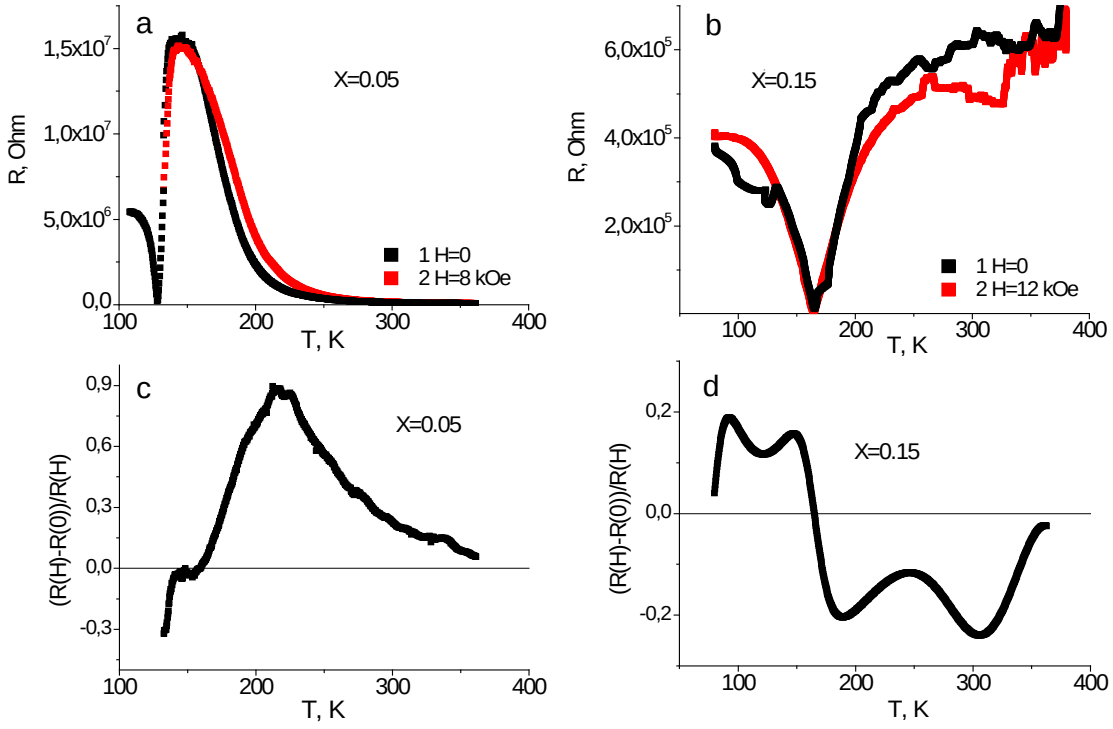


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления для образцов системы $Tm_xMn_{1-x}S$ с концентрацией x=0.05 (a) без поля H=0 и в магнитном поле H=8 kOe, x=0.15 (b) без поля H=0 и в магнитном поле H=12 kOe. Магнитосопротивление (R(H)-R(0)/R(H)) для x=0.05 (c) и x=0.15 (d).

Цель данной работы выяснить механизм влияния магнитного поля на транспортные свойства полупроводников $Tm_xMn_{1-x}S$.

Электросопротивление твердых растворов $Tm_xMn_{1-x}S$ измерено четырехзондовым методом на образцах без поля и в магнитном поле H=8 kOe и H=12 kOe. Магнитное поле направлено перпендикулярно току [2]. Были получены температурные зависимости электросопротивления (проводимости) для трех составов x=0.05, 0.1 и 0.15. Данные для x=0.05 и x=0.15 приведены на рис. 1. Для x=0.05 наблюдается максимум при T=140K, для x=0.15 минимум при T=160K. Магнитосопротивление меняет знак. Электросопротивление зависит от величины электрического поля.

На рис. 2 представлены вольт-амперные характеристики, измеренные без магнитного поля и в поле 12 kOe с инверсией знака магнитного поля. Для состава с x=0.1 электросопротивление зависит от направления магнитного поля ниже температуры Нееля. Для всех составов характерно наличие гистерезиса и пироэлектрического тока в отсутствие внешнего электрического поля. В образцах с x=0.1 и 0.15 ток скачком возрастает и уменьшается при некоторых значениях внешнего электрического поля, величина которого понижается с ростом температуры. С ростом внешнего электрического поля величина сопротивления уменьшается на порядок. Электросопротивление образцов с концентрацией тулия 0.05, 0.1 также уменьшается в магнитном поле ниже температуры 270 К. Величина магнитосопротивления $\delta=(\rho(H)-\rho(0))/\rho(0)$ достигает максимальной величины 40% в магнитоупорядоченной фазе и меняет знак с положительного на отрицательный в области комнатных температур. Если концентрация ионов тулия приближается к концентрации протекания x_c=0.16 ионов в ГЦК решетке, то магнитосопротивление уменьшается на порядок и становится положительным.

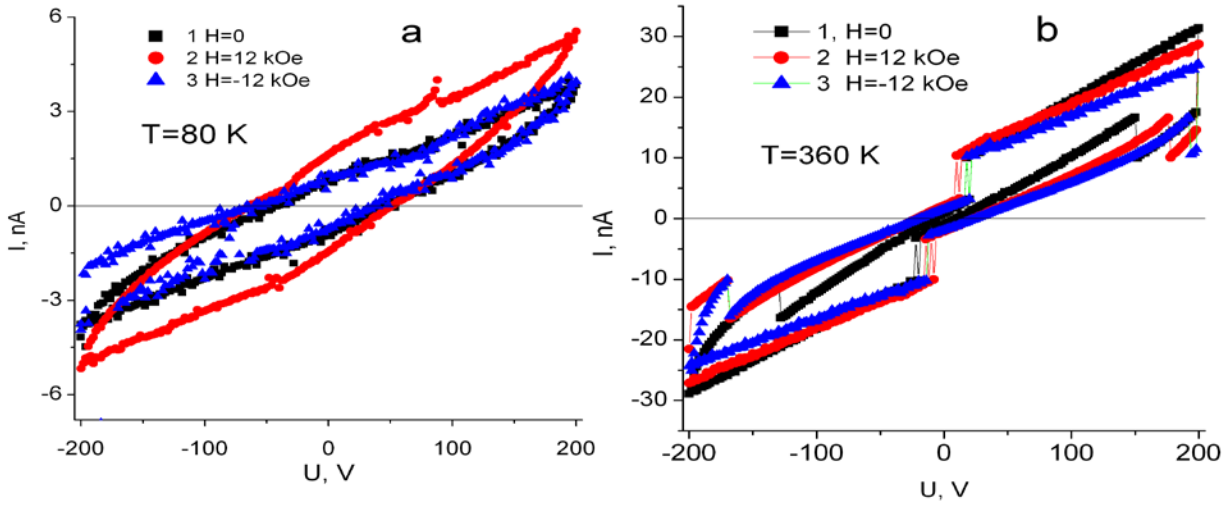


Рис. 2. Зависимость тока от напряжения в $Tm_xMn_{1-x}S$ с x=0.1 в магнитных полях H=0 (1), 12 kOe (2), -12 kOe (3) при температурах T=80 K (a) и T=360 K (b).

Для объяснения и дальнейшего понимания экспериментальных результатов предложим следующую модель [3]. Электронное допирование в результате замещения ионов марганца ионами тулия приводит к химическому фазовому расслоению с локализацией электронов в области редкоземельного элемента. Избыточный электронный заряд компенсируется дырками и смещением анионов серы, что приводит к деформациям решетки при температуре 500 К. Электронная плотность на ионе марганца меньше $n_e < 0.1$, и в результате сильных электронных корреляций формируется орбитальное упорядочение ферромагнитного типа. В поликристаллических образцах с кубической симметрией имеется три вырожденных направления, которое снимается в результате сильных электронных корреляций на t_{2g} орбиталях. Ниже этой температуры допированный электрон занимает две из трех орбиталей с волновой функцией $\Phi=c_1\ d_{\alpha\beta}+c_2(d_{\beta\gamma}-d_{\alpha\gamma})$ где $\alpha\beta\gamma=x,y,z$. Избыточная электронная плотность вблизи редкоземельного элемента компенсируется сдвигом анионов серы. Радиус поляризации зависит от величины концентрации ионов тулия. Образуются полярные области, обладающие угловым магнитным моментом со случайным направлением в поликристаллическом образце. На схеме электронных зон химпотенциал находится в области примесных уровней энергии, образованных гибридизацией электронных уровней ионов тулия и марганца. Ниже температуры T=250-280К конденсации моды T_{1g}, сопровождающейся изменением объема решетки, меняется спектральная электронная плотность в дублете, образуется ферримагнитное расположение орбитальных магнитных моментов для составов с x=0.05, 0.1. В магнитном поле орбитальные магнитные моменты доменов ориентируются по полю и подвижность носителей заряда возрастает, сопротивление уменьшается. В области больших концентраций x=0.15 переход ФИМ-ФМ исчезает. Ферромагнитное упорядочение орбиталей приводит к росту сопротивления.

Работа поддержана грантами РФФИ №18-52-00009 Бел_а, № 18-32-00079 Мол_а и государственного задания № 3.5743.2017/6.7.

1. С.С. Аплеснин, М.Н. Ситников. Письма в ЖЭТФ, **100**, 104 (2014).
2. С.С. Аплеснин, О.Б. Романова, А.М. Харьков, А.И. Галяс. ФТТ, **57**, 872 (2015).
3. С.С. Аплеснин, О.Б. Романова, А.И. Галяс, В.В. Соколов. ФТТ, **58**, 21 (2016).

ОСОБЕННОСТИ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Самофалов В.Н., Асеев А.С.

Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт», ул. Кирпичова, №2, 61002, Харьков, Украина

Целью данной работы является изучение эффекта Холла и других гальваномагнитных явлений в магнитном поле с большим градиентом. Наличие сильно градиентного поля может оказать качественное влияние на характер протекания гальваномагнитных процессов. Это связано с тем, что в магнитном поле электроны проводимости, двигающиеся по ларморовской орбите, обладают большим магнитным моментом до $M \sim 10^{-15}$эрг/Э. В сильно градиентном магнитном поле сила взаимодействия поля с таким магнитным моментом $\mathbf{F_G} = \mathrm{grad}(-\mathbf{M}\cdot\mathbf{H})$ может быть сравнима с силой Лоренца. Поэтому происходящие процессы следует рассматривать с учётом действия этих сил.

Исследования проводились на плёнках висмута, которые изготавливали методом электронно-лучевого испарения массивной навески и конденсации на подложку с фиксированной температурой. Толщина пленок составляла 1 – 2 мкм. Образцы имели форму полоски с боковыми ответвлениями, вдоль которой пропускался стабилизированный ток, а на боковых контактах измерялась поперечная разность потенциалов. Магнитные поля высокой напряжённости и с большим градиентом создавали с помощью системы из 2-х магнитов из Nd-Fe-B связанных магнитопроводом рис.1а. Особенности этих полей описаны в работах [1-3].

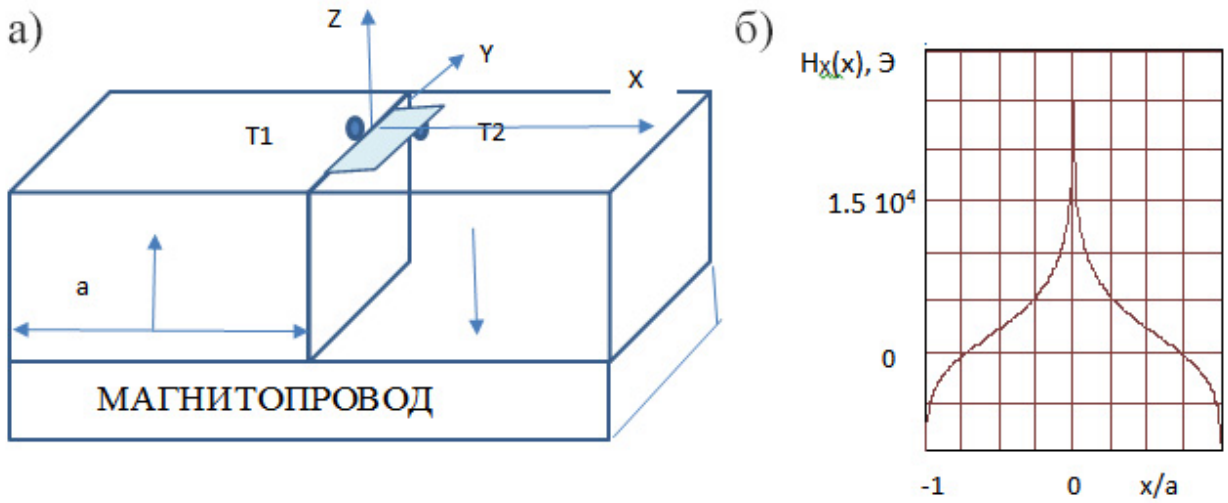


Рис.1 а) Система из 2-х магнитов б) Зависимость компоненты поля рассеяния $H_x(x)$ над поверхностью магнита ($z = 0.01a$) от x/a

На рис.1б приведена рассчитанная зависимость компоненты поля рассеяния Hx(x,z). Из этой зависимости следует, что наибольшие значения поля рассеяния и компонент тензора градиента поля $\partial Hx/\partial z$, $\partial Hz/\partial z$, и $\partial Hx/\partial x = 10^4 – 10^6$ Э/см достигаются в области стыка магнитов (x = 0, z = 0) и на его краях (x = ± a, z = 0).

Наличие градиентной силы может проявиться в эффекте Холла из-за взаимодействия градиентного поля с магнитными моментами носителей тока. Аналитическое описание движения электрона в неоднородном магнитном поле представляет сложную задачу. Опыт показывает [4], что задача существенно упрощается, если сложное движение электронов по кругу заменить дрейфом самого ларморовского кружка. Так, магнитный момент свободного электрона, проекция скорости которого на направление поля $V_\perp$, равняется $M = mV_\perp^2/2H$. Наличие магнитного момента у носителей тока в неоднородном поле приводит к появлению силы $\mathbf{F_G}$ = grad(-**M·H**). Эта сила направлена в область меньшего по модулю поля независимо от направления движения зарядов и их знака. В результате действия этой силы накапливаются заряды в областях проводника, где поле минимально. Градиентная сила создаёт электрическое поле напряжённостью $\mathbf{E_G} = - \mathbf{F_G}/e$, которое мы будем называть *градиентным полем*. В поле действия этой силы будут практически все «свободные электроны». Из сказанного следует, что в проводнике, помещённого в неоднородное магнитное поле, должна возникнуть разность потенциалов между его точками, находящимися в полях с различной напряжённостью (даже при отсутствии тока i через образец).

В ходе проведенных измерений было установлено, что такая разность потенциалов действительно возникает и при i = 0. Поскольку $\mathbf{E_G}$ существенно меньше $\mathbf{E_H}$, то градиентная разность потенциалов ΔU_G должна быть меньше холловской разности потенциалов ΔU_H. Измерения в неоднородных полях с градиентом $10^4 – 10^6$ Э/см на плёночных образцах шириной 1 мм показали наличие разности потенциалов $\Delta U_0 \approx 10 – 15$ мкв. Погрешность измерения составляла около 2 – 5 мкв.

Более сложная картина возникает при изучении эффекта Холла. На носители тока в проводнике действуют три типа разнонаправленных электрических полей – поле от источника тока (вдоль OY), поле Холла E_H (параллельно OZ) и градиентного поля E_G. Заметим, что возможное поле Холла, обусловленное компонентой поля рассеяния магнитов Hz, мало из-за низких значений Hz вблизи оси OY. На малом расстоянии r от оси OY поле $\mathbf{E_G}$ направлено перпендикулярно оси OY, а его величина $E_G \sim 1/r = 1/(x^2 + z^2)^{0.5}$. Холловская разность потенциалов ΔU_H возникает между верхней и нижней поверхностью плёнки. Однако из-за отсутствия необходимых контактов на плёночном образце эту разность потенциалов не измеряли.

В случае, когда плоскость образца с током была расположена параллельно плоскости YOZ, то поле Холла и градиентное поле были направлены параллельно оси OZ. В этом случае градиентное поле E_{Gz} между контактами создаётся компонентой тензора градиента поля $\partial Hx/\partial z$ и $\partial Hz/\partial z$. Тогда для одного направления тока через образец эти поля параллельны, а для другого антипараллельны. Следовательно, измеренная ЭДС ΔU будет равняться сумме эдс Холла $\pm\Delta U_H$ и эдс градиентного поля ΔU_G, т.е. при реверсировании тока $\Delta U = \Delta U_G \pm \Delta U_H$. Получены следующие значения ЭДС $\Delta U1 \approx +120$мкв, $\Delta U2 \approx -60$мкв, т.е. $\Delta U_G \approx 30$мкв. Как видно, *в неоднородном поле эффект возникновения ЭДС в проводнике является чётным эффектом.* Считаем, что обнаруженный в неоднородном поле эффект возникновения ЭДС является разновидностью эффекта Холла и его можно определить как *градиентный эффект Холла*.

Итак, проведенные исследования показывают, что сильные высоко-градиентные магнитные поля, созданные постоянными магнитами, являются эффективным инструментом воздействия на физические системы и могут быть более широко использованы при проведении различных экспериментов.

Литература

1. Samofalov V.N., Ravlik A.G., Belozorov D.P., Avramenko B.A. J. Magnetism and Magnetic Materials, Amsterdam (Holland) **281** 326 (2004)
2. В.Н. Самофалов, Д.П. Белозоров, А.Г. Равлик, ФММ. 102 (5). – С. 527-538. 2006.
3. Самофалов В.Н., Белозоров Д.П. , Равлик А.Г. УФН, 56 (3) 2013
4. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков, Атомиздат, М. 1979г, 320 с.

КОМБИНИРОВАННОЕ ВЛИЯНИЕ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ТОКА И ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДИНАМИКУ И ТРАНСФОРМАЦИЮ СТРУКТУРЫ СВЯЗАННЫХ МАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ

Степанов С.В. [1], Екомасов А.Е. [1], Звездин К.А. [2], Екомасов Е.Г. [1]

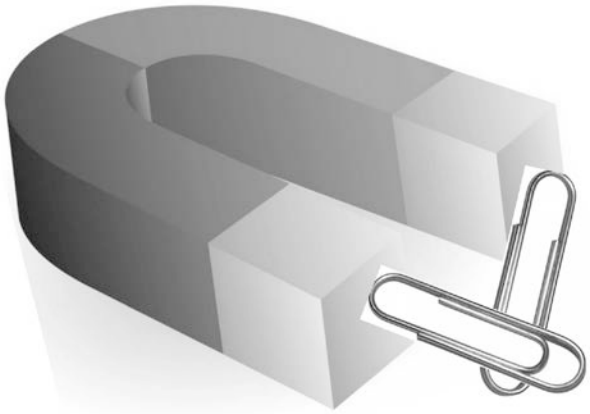
[1)] *Башкирский Государственный Университет, Уфа, Россия*
[2)] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*

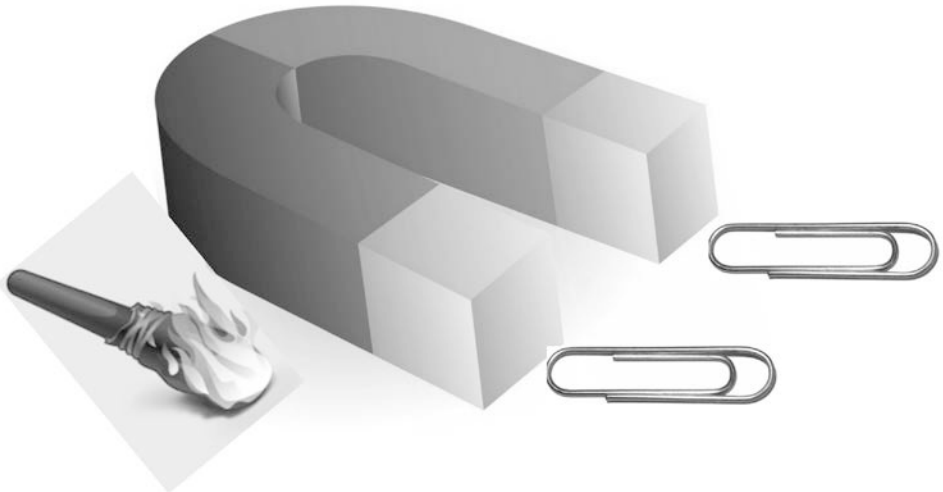
Большое внимание в настоящее время, привлекают исследования переключения и возбуждения осцилляций намагниченности в магнитных наноструктурах с помощью спин-поляризованного тока и внешнего магнитного поля, которые могут позволить увеличить скорости устройств магнитной памяти, вплоть до терагерцового уровня. Интересны, в этом плане, микроволновые спин-трансферные наноосцилляторы (СТНО), которые отличаются относительно большим спектром частот осцилляций магнитных вихрей, реализуемых даже без приложения внешнего магнитного поля. Большинство таких структур имеют два магнитных слоя, разделенных немагнитной прослойкой. Одной из наиболее перспективных разновидностей СТНО, является вихревая структура, в которой магнитный вихрь реализуется как основное состояние в ферромагнитных слоях. Появилось много экспериментальных и теоретических работ, посвященных исследованию динамики магнитостатически связанных магнитных вихрей (см., например, [1-4]). Показано, например, что для системы из двух взаимодействующих магнитных дисков, находящихся в вихревом состоянии, спектр колебаний магнитных вихрей может кардинально измениться. Также экспериментально найдена зависимость величины магнитного поля переключения полярности каждого из вихрей от величины поляризованного тока. С помощью численного решения обобщенного уравнения Ландау-Лифшица, проведено микромагнитное исследование динамики двух дипольно связанных магнитных вихрей в трехслойном наностолбике, под действием внешнего магнитного поля и спин-поляризованного электрического тока. Показана возможность существования различных режимов движения вихрей, в зависимости от величины поляризованного тока и магнитного поля. Для случая стационарной динамики связанных магнитных вихрей, найдена зависимость частоты их колебаний от величины тока. Предложена возможность управления частотой стационарного движения вихрей и подстройки амплитуды управляющих токов с помощью внешнего магнитного поля. С помощью аналитического метода для упрощенного описания динамики связанных вихрей, получены зависимости частоты стационарных осцилляций связанных вихрей от величины тока и внешнего магнитного поля, качественно совпадающие с численными результатами.

С помощью микромагнитного моделирования исследовано раздельное переключение полярности вихрей в обоих магнитных слоях наностолбика в зависимости от величины тока, внешнего магнитного поля и параметров структуры. Построены фазовые диаграммы, определяющие при данном значении величины тока и его поляризации магнитное поле необходимое для переключения полярности вихря в каждом из магнитных слоев диска для наностолбиков разных диаметров. Определены и подробно описаны особенности возможных физических процессов, приводящих к переключению полярности вихря. Обнаружено для случая наноцилиндров малого диаметра существование для стационарного режима осцилляций нового С-состояния магнитных вихрей (в этом случае вихрь частично "выдавлен" за пределы диска). Исследованы особенности стационарных осцилляций, таких структур, влияние на них внешнего магнитного поля. Исследованы режимы движения вихрей, связанных с их вылетом и возвращением обратно в область магнитного слоя.

1. N. Locatelli, A.E. Ekomasov, A.V. Khvalkovskiy. Applied Physics Letters, **102**, 062401 (2013).
2. N. Locatelli, R. Lebrun, V. Naletov. IEEE Transactions on magnetics Das, **51**, 8, 4300206 (2015).
3. A. Hamadeh, N. Locatelli, V. Naletov. Physical Review Letters, **112**, 257201 (2014).
4. А.Е. Екомасов, С.В. Степанов, Е.Г. Екомасов, К.А. Звездин. Физика металлов и металловедение. **118**, 345 (2017).

Суть перехода… заключается в том, чтобы как можно менее явно изменить предмет…
Сб. «Физики все еще шутят»





МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В КИРАЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ

В.В. Глушков

Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН

Вопрос о природе аномального эффекта Холла (АЭХ) в материалах с различными видами магнитного порядка остается предметом активных дискуссий [1]. Собственный АЭХ возникает из-за поперечной компонентой групповой скорости (аномальной скорости) носителей заряда. Аномальная скорость определяется вкладом фазы Берри, возникающим при появлении спонтанной намагниченности [2]. В случае примесного механизма АЭХ в достаточно чистых образцах с большой длиной свободного рассеяния носителей заряда (удельное сопротивление ρ<1 мкОм·см) доминирует ассиметричное рассеяние на примесях (skew scattering) за счет спин-орбитального взаимодействия [3]. В режиме сильного примесного рассеяния основной вклад в АЭХ должен давать эффект смещения волнового пакета (side jumping) [3]. Несмотря на то, что указанные модели дают качественно различные параметрические зависимости (для собственного режима аномальный вклад в холловское сопротивление $\rho_H^A \sim \rho^2$, для примесного зависит от вида рассеяния – асимметричного $\rho_H^A \sim \rho$ или смещения пакета $\rho_H^A \sim \rho^2$), на практике при идентификации механизмов АЭХ, как правило, возникают затруднения [1].

Необычный режим АЭХ возникает в киральном магнетике MnSi без центра инверсии (T_c~29.1K), в котором за счет конкуренции между ферромагнитным обменом, взаимодействием Дзялошинского-Мории и спин-орбитальным расщеплением формируется экзотическая структура магнитных вихрей – скирмионов [4]. Разница фаз Берри, возникающая при движении электронов с различным направлением спина в скирмионной решетке, приводит к так называемому топологическому эффекту Холла [5]. Однако, неоднозначность разделения вкладов в эффект Холла не позволяла получить достоверную информацию о параметрах электронной структуры и механизмах рассеяния носителей заряда в спин-поляризованной и парамагнитной фазах MnSi и $Mn_{1-x}Fe_xSi$ [6,7]. Кроме того, до недавнего времени не было понимания связи между АЭХ и «скрытой» квантовой критической точкой в $Mn_{1-x}Fe_xSi$, определяемой подавлением спиральной фазы с дальним магнитным порядком при промежуточных концентрациях железа x^*~0.11-0.12 [8-10].

Оригинальная методика совместного анализа холловского сопротивления $\rho_H(T, B_0)$, магнитосопротивления $\rho(T, B_0)$ и намагниченности $M(T, B_0)$ позволила разделить нормальный (R_HB) и аномальный вклады в эффект Холла в киральных магнетиках $Mn_{1-x}Fe_xSi$ (x<0,3) [11]. Для MnSi

показано, что разрушение дальнего магнитного порядка инициирует переход от АЭХ, определяемого изменением фазы Берри ($T<T_c$, $\rho_H^A=\mu_0 S_2 \rho^2 M$, S_2=const), к режиму асимметричного рассеяния носителей заряда ($T>T_c$, $\rho_H^A=\mu_0 S_1 \rho M$, S_1=const) [11]. При этом рост магнитного поля в парамагнитной фазе MnSi ($T>T_c$) приводит к подавлению амплитуды спиновых флуктуаций и, как следствие, к восстановлению асимптотики $\rho_H^A \sim \rho^2$, регистрируемой в парамагнитной окрестности границы спин-поляризованной фазы MnSi.

Асимметричное рассеяние носителей заряда доминирует и в парамагнитной фазе составов $Mn_{1-x}Fe_xSi$ $\rho_H^A \sim \rho$ [12]. Важно отметить, что знак АЭХ изменяется при пересечении границы между квантовыми и классическими флуктуациями (x_A~0,05) [10,12]. Более того, в окрестности «скрытой» квантовой критической точки ($x_R \sim x^*$) наблюдается инверсия знака нормального эффекта Холла, связываемая с изменением эффективных концентраций и времен релаксации электронов и дырок [12]. На основе модели двух групп носителей заряда показано, что заполнение дырочных участков поверхности Ферми с ростом концентрации железа в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ является основным фактором, влияющим на амплитуду РККИ обменного взаимодействия между локализованными магнитными моментами [12]. При этом возникновение «скрытой» квантовой критической точки x^*~0.12 связывается с фрустрацией из-за различия знаков обменных интегралов в первой и второй координационных сферах ионов Mn [12].

Для концентрированного предела – FeSi – показано, что амплитуда АЭХ увеличивается более чем в 10^5 раз при понижении температуры в интервале от 20 К до 1,8 К. Наблюдаемый рост аномального вклада в ρ_H связывается с переходом к когерентному режиму флуктуаций спиновой плотности в окрестности Fe-центров и формированием ферромагнитных областей – ферронов – в матрице FeSi при $T<T_C$=15 К.

Работа поддержана РФФИ (проект № 18-02-01152-а).

1. Di Xiao et al., Rev. Mod. Phys., **82,** 1959 (2010**).**
2. N. Nagaosa et al., Rev. Mod. Phys., **82,** 1539 (2010).
3. J. Smit, Physica, **24**, 39 **(**1958).
4. S. Mühlbauer et al., Science, **323**, 915 (2009).
5. R. Ritz et al., Nature, **497**, 231 (2013).
6. A. Neubauer et al., Physica B, **404**, 3163 (2009).
7. C. Franz et al., Phys. Rev. Lett., **112**, 186601 (2014).
8. A. Bauer et al., Phys. Rev. B, **82**, 064404 (2010).
9. S. Grigoriev et al., Phys. Rev. B, **83**, 224411 (2011).
10. S.V. Demishev et al., JETP Lett., **98**, 829 (2013).
11. V.V. Glushkov et al., JETP Lett., **101**, 512 (2015).
12. V.V. Glushkov et al., Phys. Rev. Lett., **115**, 256601 (2015).

МЯГКИЕ ФОНОННЫЕ МОДЫ В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА Ni_2MnGa и Ni_2MnAl

В.Д. Бучельников[1,2], О.Н. Мирошкина[1,3], А.Т. Заяк[4]
[1]*Челябинский государственный университет, Россия*
[2]*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Россия*
[3]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Россия*
[3]*Государственный университет Боулинг Грин, США*

Сплавы Гейслера были открыты в 1903 г. и до сих пор исследования их свойств являются актуальными. Это объясняется наличием в данных сплавах ряда уникальных эффектов, таких как эффект памяти формы, сверхэластичность и сверхупругость, гигантские магнитокалорический эффект, магнитосопротивление, магнитодеформация и др., связанных с мартенситными превращениями [1-5]. В последние годы значительное внимание уделяется исследованию предмартенситного перехода, природа которого объясняется аномальным взаимодействием электронов и фононов [6,7]. Экспериментально частотные зависимости фононов могут быть измерены с помощью нейтронного рассеяния [8]. Из экспериментальных работ известно, что смягчение фононной моды TA_2 происходит в направлении $[110]_c$ в кубической ячейке $L2_1$, которое соответствует направлению $[010]_t$ в тетрагональной ячейке. Считается, что эта мода ответственна за предмартенситный переход: пока существуют отрицательные значения частот этой моды, в этой области имеет место предмартенситный переход. Согласно результатам теоретического исследования, представленного в работе [6], TA_2 мода смягчается сразу, начиная с $\mathbf{q}=0$. Однако, экспериментальные данные [8, 9] говорят о том, что нестабильность TA_2 фонона имеет место в узком интервале волновых векторов.

Ранее проведенные теоретические исследования дают довольно нечеткую картину: согласно им, существует широкий диапазон нестабильностей. Поэтому было бы интересно порассуждать о способах уточнения этого диапазона. В связи с этим в данной работе рассмотрено влияние удлинения суперячейки на фононный спектр сплавов Гейслера Ni_2MnGa и Ni_2MnAl. Предполагается, что удлинение суперячейки приведет к уменьшению диапазона отрицательных частот.

Для исследования спектра фононов использовались программные пакеты VASP (Vienna *ab initio* simulation package) и PHONON [10-13]. С помощью VASP была произведена минимизация полной энергии кристалла, определены постоянные решеток и вычислены силы Гельмана-Фейнмана. Затем, используя полученные результаты, с помощью пакета

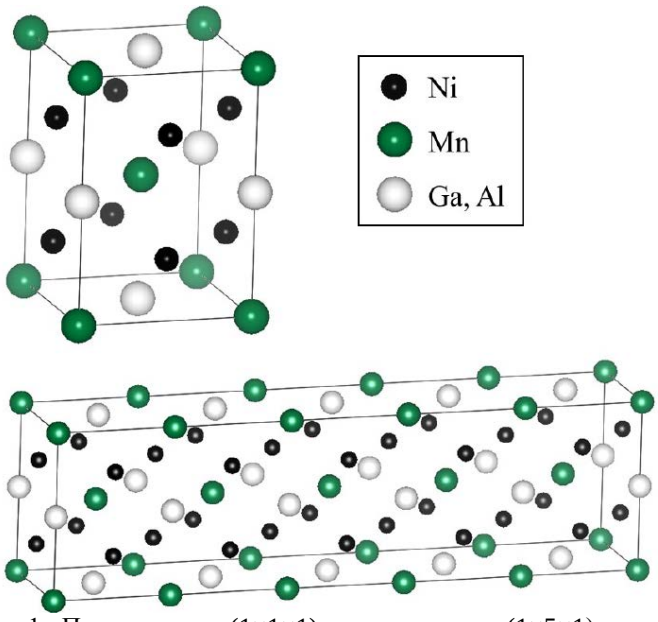


Рис.1. Примитивная (1×1×1) и удлиненная (1×5×1) вдоль направления $[110]_c$ ячейки сплавов Ni_2MnGa и Ni_2MnAl.

PHONON были вычислены фононные дисперсионные кривые. В данной работе мы рассмотрели несколько типов удлинения суперячеек, а именно 1×*n*×1, где *n*=1..8. Суперячейки были смоделированы посредством трансляции тетрагональной ячейки вдоль направления $[110]_c$ (Рис.1).

Фононные дисперсионные кривые, вычисленные в направлении $[110]_c$, для сплава Ni_2MnGa представлены на Рис.2. Из Рис.2а видно, что в примитивной ячейке (1×1×1) не возникает никаких особенностей дисперсионных кривых. Особенности проявляются, начиная со случая 1×2×1, однако, таких небольших удлинений недостаточно. Не согласуются спектры фононов с экспериментальными данными и для ячеек 1×3×1 и 1×4×1. С точки зрения согласия с экспериментом наиболее оптимальными вариантами удлинения суперячеек являются 1×5×1 и 1×6×1 [8, 9]. В случае суперячеек 1×7×1 и 1×8×1 пакет PHONON дает нестабильность в Г-точке.

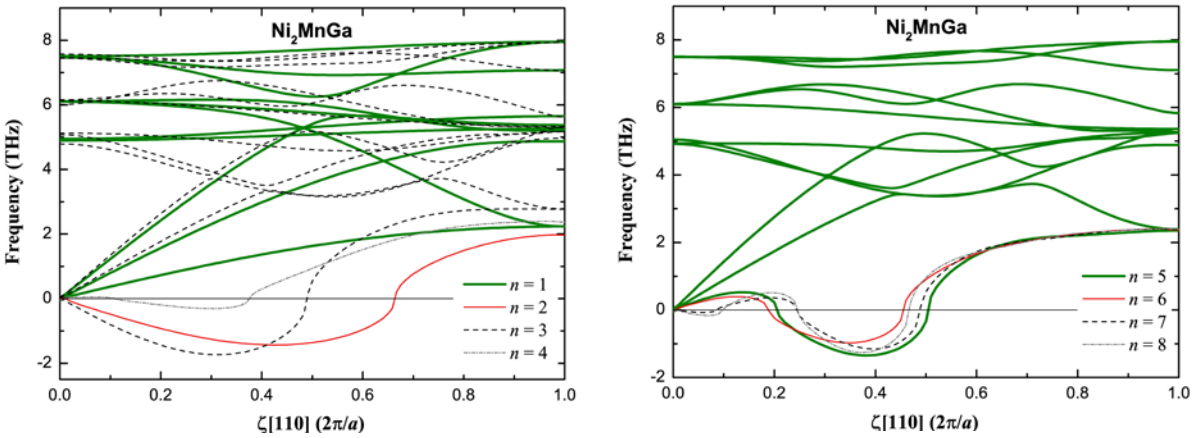


Рис.2. Фононные дисперсионные кривые сплава Ni_2MnGa для случаев удлинения суперячеек 1×*n*×1, где а) *n*=1,…,4 и б) *n*=5,…,8

Фононные дисперсионные кривые, вычисленные в направлении $[110]_c$, для сплава Ni_2MnAl представлены на Рис.3. Здесь также фононная ветвь TA_2 не согласуется с экспериментом [14] в случае удлинения с *n*=1-4. Результаты с *n*=4 согласуются с результатами теоретического исследования [15], в котором был рассмотрен подобный случай суперячейки. Тем не менее, утверждение авторов указанной работы, что теория не предсказывает смягчения ветви TA_2 представляется сомнитнельным. Смягчение поперечной акустической моды предсказывается теорией, но при другом удлинении суперячейки. В случае удлинений 1×5×1 и 1×6×1 фононная мода

TA_2 смягчается и демонстрирует провал в отрицательных частотах при волновых векторах **q**=0.37 и **q**=0.37, соответственно. Предположение насчет сужения диапазона нестабильности при большем удлинении суперячейки подтверждается лишь частично. Как видно из Рис.3, б, в случае слишком длинных ячеек (n=7, 8) область отрицательных частот действительно сужается, однако, в то же время возникает нестабильность в Г-точке. Это может быть связано с возникновением шумов, значительно больших по величине, чем силы, действующие на больших расстояниях в суперячейке. Таким образом, оптимальными случаями удлинения являются ячейки 1×5×1 и 1×6×1.

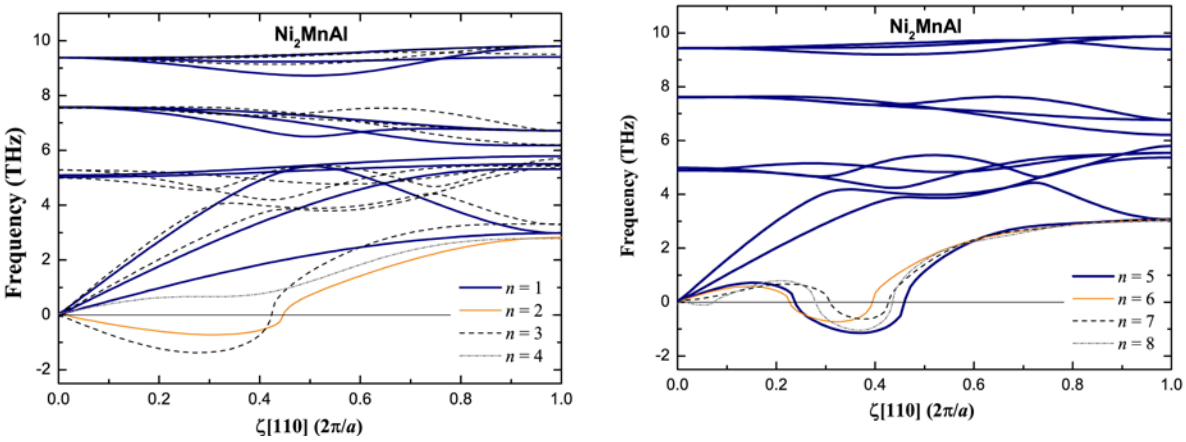


Рис.3. Фононные дисперсионные кривые сплава Ni_2MnAl для случаев удлинения суперячеек 1×n×1, где а) n=1,…,4 и б) n=5,…,8

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 17-72-20022/17 и Фонда поддержки молодых ученых ФГБОУ ВО "ЧелГУ".

1. P.J. Webster, et al., Philos. Mag. B, **49**, 295 (1984).
2. A.D. Bozhko, et al., JETP Letters, **67**, 227 (1998)
3. P. Entel, et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, 865 (2006)
4. V.D. Buchelnikov, et al., Phys.-Usp., **49**, 871-877 (2006)
5. P. Entel, et al., Mat. Sci. Forum, **635**, 3 (2010)
6. C. Bungaro, et al., Phys. Rev. B, **68**, 134104 (2003)
7. S.B. Dugdale, Physica Scripta, **91**, 053009 (2016)
8. A. Zheludev, et al., Phys. Rev. B, **54**, 15 045 (1996)
9. A. Zheludev, et al., J. Phys. IV, **5**, C8-1139 (1995)
10. G. Kresse, et al., Phys. Rev. B, **54**, 11169 (1996)
11. G. Kresse, et al., Phys. Rev. B, **59**, 1758 (1999)
12. K. Parlinski, et al., Phys. Rev. Lett., **78**, 4063 (1997)
13. K. Parlinski, Software Phonon, Cracow (2013)
14. X. Moya, et al., Phys. Rev. B, **73**, 064303 (2006)
15. L. Isaeva, et al., Jpn. J. Appl. Phys., **50**, 05FE07 (2011)

РАСЧЕТ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ ДВУМЕРНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА С КОНКУРИРУЮЩИМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ МЕТОДАМИ МОНТЕ-КАРЛО

А.К. Муртазаев, Ж.Г. Ибаев

Институт физики ДагНЦ РАН, Махачкала, Россия
Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия

Успехи в изучении квазиодномерных и квазидвумерных магнетиков на основе соединений переходных металлов во многом обусловлены применением упрощенных многоэлектронных подходов с использованием моделей Гейзенберга и Изинга [1,2]. Гамильтонианы этих моделей имеют довольно простую алгебраическую структуру. Это позволило доказать ряд теорем о характере точного энергетического спектра моделей и спиновой структуре основного состояния, которые имеют большое значение для тестирования результатов численного моделирования [6-8]. С другой стороны, как показывает практика, основные заключения о магнитной структуре, полученные в рамках этих упрощенных моделей, как правило, сохраняются и при переходе к более строгим методам, например, учитывающим отталкивание электронов, расположенных на несоседних узлах кристаллической решетки [1,6]. Расчет энергетического спектра при изучении сложных систем является неразрешимой задачей для современной теоретической физики, поэтому для этих целей наиболее эффективными являются методы Монте-Карло.

Модель Изинга с конкурирующими ферромагнитными и антиферромагнитными взаимодействиями на кубической решетке (так называемая ANNNI-модель) была введена для описания упорядоченных магнитных фаз в кристаллах CeSb [8].

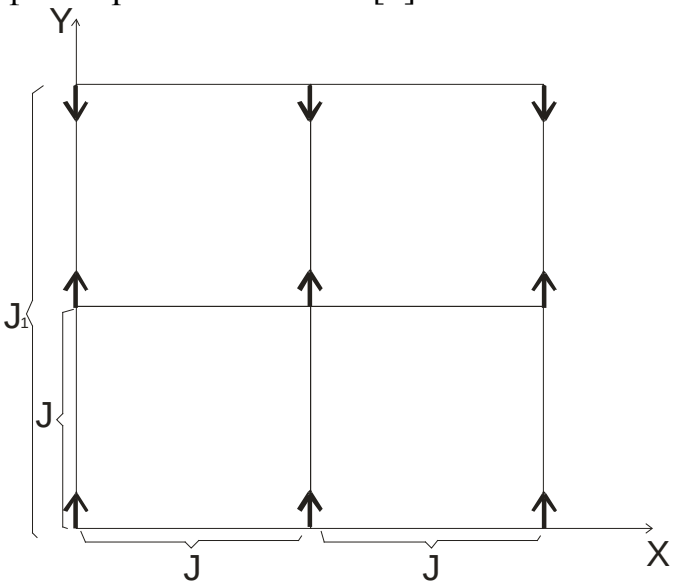


Рис.1. Двумерная ANNNI-модель

Аналогичная модель успешно используется для описания термодинамики масляных микроэмульсий и носит название модели Видома [9].

В данной работе мы рассмотрим двумерный аналог такой модели (рис. 1), представляющий интерес для описания соразмерных и несоразмерных структур возникающих в твердых телах.

Гамильтониан модели:

$$H_{ANNNI} = -J\sum_{i,j} s_i s_j - J_1 \sum_i s_i s_{i+2}\ , \quad (1)$$

где $s_i=\pm 1$ спиновая переменная, $J>0$ – параметр обменного взаимодействия соседних пар спинов, $J_1<0$ – параметр антиферромагнитного взаимодействия соседей, следующих за ближайшими вдоль оси Y.

Для описания фазового поведения рассматриваемой модели были использованы различные приближенные теоретические методы. Согласно литературным данным с понижением температуры ANNNI-модель испытывает фазовый переход второго рода из парамагнитного в ближайшее упорядоченное состояние, а переход «ферромагнетик – модулированная фаза» является переходом первого рода [10].

Для проведения исследований на ЭВМ формировались спиновые системы квадратной формы $L \times L$ с размерами $L=32$ ($N_{эф}= L \times L$ =1024). Для исключения граничных эффектов на рассматриваемые системы накладывались периодические граничные условия. Моделирование выполнялось при помощи высокоэффективного алгоритма Ванга-Ландау [11]. Использование данного алгоритма позволяет рассчитать распределение плотности состояний и основную спиновую конфигурацию системы. На рис. 2 приведены графики распределения плотности состояний для системы с L=32 при значениях $|J_1/J|$=0,1÷1,0.

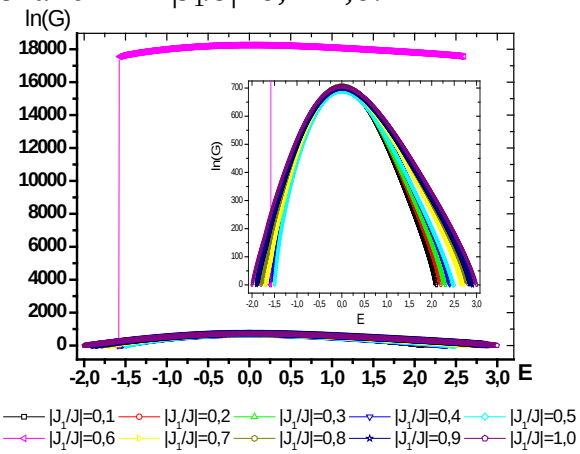


Рис. 2. Плотность распределения состояний

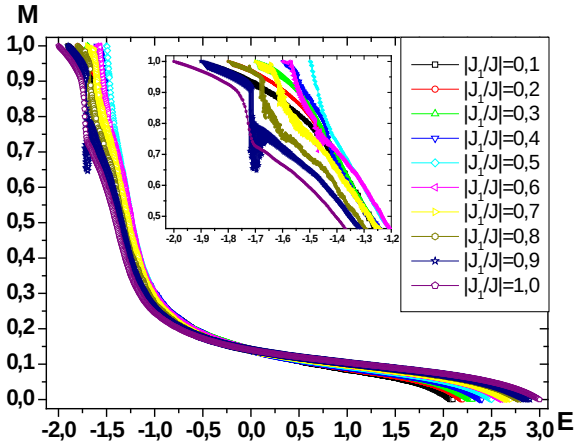


Рис. 3. Распределение параметра порядка

Отметим, что характер распределения плотности состояний зависит как от линейных размеров системы, так и от величины конкурирующего обменного взаимодействия. Как видно по рис. 2 плотности распределения имеют куполообразный вид для всех значений параметра $|J_1/J|$, кроме значения $|J_1/J|$=0,6. Для последнего значения наблюдается скачкообразное увеличение значения плотности состояний. Такое поведение наблюдается при увеличении линейных размеров системы и для значений $|J_1/J|$=0,7; 0,8; 1,0 начиная с L=32. Это можно объяснить ростом числа возможных модулированных фаз при увеличении линейных размеров и переходом системы из основного состояния в различные многократно вырожденные модулированные состояния.

В процессе моделирования также получено распределение параметра порядка M по энергетическим состояниям системы. В качестве параметра порядка использовалась величина:

$$M = \frac{1}{L}\sum_{i=1}^{L_y}|m_i|, \qquad (2)$$

где $m_i = \frac{1}{L}\sum_{j=1}^{L_x} S_{ij}$ - усредненное значение спина в слое перпендикулярном направлению оси OY, $i=1..L_y$ - номер слоя.

На рис. 3 показан график такого распределения для системы с L=32 при $|J_1/J|$=0,1÷1,0. По рис. 3 видно, что для фиксированного значения L характер распределения параметра порядка от энергии зависит от величины конкурирующего взаимодействия. Для значений $|J_1/J|\leq 0{,}2$ с ростом энергии наблюдается монотонное уменьшение величины *M*, характерное для непрерывного перехода системы из однородно упорядоченного состояния в разупорядоченное. При значениях $|J_1/J|$=0,3 и 0,4 наблюдаются небольшие скачки распределения параметра порядка смещающиеся в сторону высоких энергий с увеличением $|J_1/J|$ свидетельствующие о переходе системы из основного состояния в модулированное. При $|J_1/J|\geq 0{,}5$ скачки параметра порядка более четко выражены, увеличиваются по величине и смещаются в сторону более низких значений энергии с ростом $|J_1/J|$.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что характер термодинамического поведения анизотропной модели Изинга с конкурирующими взаимодействиями является достаточно сложным и зависит как от величины конкурирующего взаимодействия, так и от линейных размеров системы. Расчет остальных термодинамических параметров системы, которые проводились усреднением по значениям плотности состояний системы, позволяют более детально описать характер поведения.

1. А. А. Овчинников, И.И. Украинский, Г.Ф. Квенцель, УФН **108**, 81 (1972).
2. S.R. White, Phys. Reports **301**, 187 (1998).
3. I. Moreira, R. Dovesi, Int. J. Quant. Chem. **99,** 805 (2004).
4. J. Hitesh Changlani, M. Norm Tubman & Taylor L. Hughes, Scientific Reports **6**, 31897 (2016).
5. Zeph Landau, Umesh Vazirani & Thomas Vidick, Nature Physics **11**, 566 (2015).
6. M. A. Shakirov, V. S. Tsibulsky, A. E. Antipov, Y. E. Shchadilova & A. N. Rubtsov, Scientific Reports **5**, 8005 (2015).
7. D.J. Klein, Chem. Phys. **77**, 3098 (1982).
8. R.J. Elliott, Phys. Rev. **124**, 346 (1961).
9. B. Widom, J. Chem. Phys. **84**, 6943 (1986).
10. A.K. Murtazaev, J.G. Ibaev, Solid State Communications 152, 177 (2012).
11. F. Wang, D.P. Landau, Phys. Rev. Lett. **86**, 2050 (2001).

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА СПЛАВОВ Fe-Al: ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ

М.В. Матюнина[1], В.В. Соколовский[1,2], М.А. Загребин[1,3], В.Д. Бучельников[1]

[1]*Челябинский государственный университет, Россия*
[2]*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Россия*
[3]*Южно-Уральский государственный университет (национальный исследовательский университет), Россия*

Функциональные сплавы на основе Fe-Al являются перспективными материалами для промышленного применения благодаря сочетанию таких уникальных качеств как высокая прочность, коррозионная стойкость, низкая плотность и низкая стоимость [1, 2] Однако применение сплавов Fe-Al ограничено их низкой вязкостью разрушения и пластичностью при температуре окружающей среды, а также низкой прочностью при температуре выше 600 ° С. [3, 4]. Исследования, проведенные в работе Росас (Rosas), демонстрируют положительное влияние очень малых добавок Li и Ni на механические свойства $Fe_{72}Al_{28}$. Было показано, что добавка Li приводит к повышению пластичности интерметаллида Fe_3Al не только при растяжении, но и в условиях сжатия [5].

В данной работе проведено исследование фазовой диаграммы сплавов $Fe_{100-x}Al_x$ в зависимости от концентрации Al. Проведены вычисления энергии кристаллических структур A2, $D0_3$, $L1_2$ и B2 и из их сравнения построена фазовая диаграмма.

Расчеты выполнены в рамках теории функционала плотности, реализованной в программном пакете VASP (Vienna *ab-initio* Simulation Package) [6, 7]. Структурная оптимизация выполнялась на суперъячейках, состоящих из 16 и 32 атомов. Нестехиометрические композиции задавались путем замещения атомов одного сорта другим. Обменно-корреляционный потенциал учитывался в рамках приближения обобщённого градиента в формулировке Пердью, Бюрка и Эрнзерхофа (Perdew, Burke and Ernzerhof – PBE) [8].

На рисунке 1 представлены результаты разности равновесных значений энергий A2, $D0_3$,$L1_2$ и B2, вычисленных по отношению к минимальному значению энергии фаз в зависимости от концентрации Al. Полученная последовательность фазовых переходов согласуется с результатами, представленными в работе [9]. В диапазоне концентрации Al 35-65% устойчивой является фаза B2 (вставка на рис. 1).

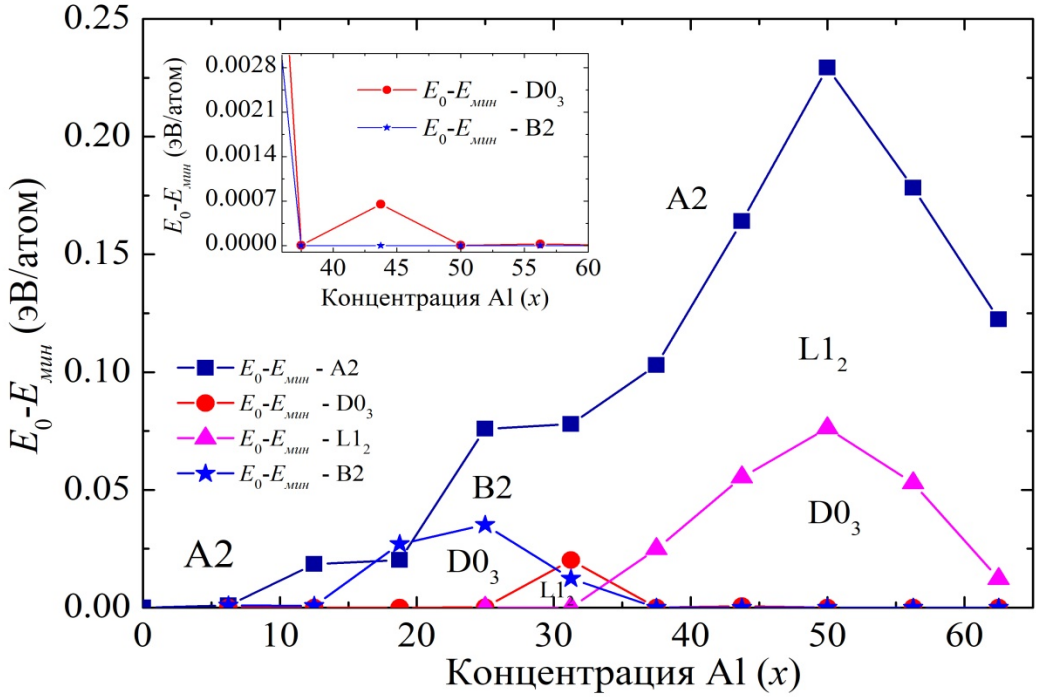


Рис.1. Разность равновесных значений энергий A2, $D0_3$, $L1_2$ и B2, вычисленных по отношению к минимальному значению энергии фаз в зависимости от концентрации Al. На вставке представлена разность равновесных значений энергий $D0_3$ и B2 в диапазоне концентраций от 35 до 65%.

Работа выполнена при поддержке гранта 17-72-20022\17 Российского научного Фонда.

1. J. R. Knibloe, R. N. Wright, C. L. Trybus, V. K. Sikka, J Mater. Sci., **28,** 2040 (1993).
2. M. Johnson, D. E. Mikkola, P. A. March and R. N. Wright, *Wear*, **140,** 279 (1990).
3. XL. Pang, D. Xing, A. Zhang, J. Xu, and J. Zhang: Int. J. Mater. Res., **101**, 865 (2010).
4. C.T. Liu C.G., McKamey and E.H. Lee: Scripta Metall. Mater., **24**, 2119 (1990).
5. G. Rosas, R. Esparza, A. Bedolla-Jacuinde, and R. Pe´ rez, J Mater. Eng. Perform., **18**, 57 (2009).
6. G. Kresse and J. Furthmüller, Phys. Rev. B, **54,** 11169 (1996).
7. G. Kresse and D. Joubert, Phys. Rev. B, **59,** 1758 (1999).
8. J.P.Perdew, K.Burke, M.Ernzerhof, Phys. Rev. Letters., **77**, 3865 (1996).
9. M. Palm, Intermetallics, **13,** 1286 (2005).

ВЛИЯНИЕ ХИМИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ОБРАЗЦА НА ЗНАЧЕНИЯ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ОБЛАСТИ МАГНИТОСТРУКТУРНОГО ПЕРЕХОДА СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА $Ni_{45}Mn_{43}CoSn_{11}$

Y. Koshkid'ko[1], S. Pandey[2], J. Cwik[1], I. Dubenko[2], A. Aryal[2], A. Granovsky[3], S.Stadler[4], E. Lähderanta[5], N.Ali[2]

[1]*Institute of Low Temperature and Structural Research PAS, Wroclaw, 50-422Poland*
[2]*Department of Physics, Southern Illinois University, Carbondale, IL 62901 USA*
[3]*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*
[4]*Department of Physics & Astronomy, Louisiana State University, LA 70803 USA*
[5]*Lappeenranta University of Technology, 53851, Finland.*

Магнитокалорическим эффектом (МКЭ) называют адиабатическое изменение температуры или изотермическое изменение энтропии магнетика в результате его намагничивания. В последнее время интерес к исследованию МКЭ значительно возрос, что обусловлено возможностью создания на его основе нового типа высокоэффективных магнитных холодильников. Одними из наиболее перспективных материалов для применения в качестве рабочего тела в магнитных холодильниках, являются сплавы Гейслера. Как правило, в них наблюдаются высокие значения МКЭ в области магнитоструктурного перехода первого рода [1,2]. Известно, что магнитоструктурный переход сплавов Гейслера является весьма чувствительным к химическому составу сплава [1]. Например, небольшие отклонения в содержании марганца в сплавах Ni-Mn-In может приводить к значительному изменению температуры магнитоструктурного перехода и величины МКЭ [1]. Это позволяет создавать магнитокалорические материалы с необходимым диапазоном рабочих температур. Однако по этой же причине химическая неоднородность сплава может влиять на магнитокалорические свойства исследуемого образца.

В работе приводятся результаты исследования влияния химической неоднородности четырехкомпонентного сплава Гейслера $Ni_{45}Mn_{43}CoSn_{11}$ на МКЭ в области магнитоструктурного перехода. Данный сплав имеет температуру магнитоструктурного перехода около 260 К и температуру Кюри при 320 К[3]. Исследования МКЭ проводились с использованием уникальной установки, которая позволяла проводить измерения прямым методом в широком интервале температур и магнитных полях до 14 Тл [4]. В качестве источника магнитного поля был использован Биттеровский магнит. Химический состав образцов исследовался методами энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. Кристаллическая структура образцов исследовалась методами рентгеноструктурного анализа.

На рис.1а представлены температурные зависимости адиабатического изменения температуры ΔT_{ad} измеренные в магнитном поле 5, 10 и 14

Тл. Из графика видно, что максимальные значения адиабатического изменения температуры достигаются в области магнитоструктурного перехода. Максимальное значение ΔT_{ad} в магнитном поле 14 Тл в области магнитоструктурного перехода составляет -11 К. Как видно из рис.1b данный эффект является практически обратимым. Величина адиабатического изменения температуры при втором включении магнитного поля составляет -10 К.

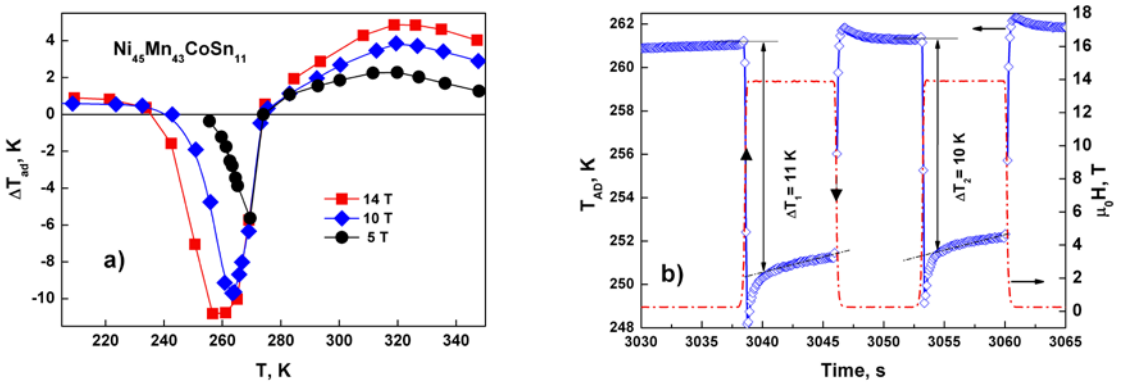


Рис.1 Адиабатическое изменение температуры образца $Ni_{45}Mn_{43}CoSn_{11}$ a)Температурные зависимости ΔT_{ad} измеренные в магнитном поле 5, 10, 14 Тл. Измерения проводились при нагревании образца. На рисунке представлены значения ΔT_{ad} при первом включении магнитного поля. b) ΔT_{ad} измеренное при первом и втором включении магнитного поля 14 Тл.

Применение магнитного поля 10 Тл немного снижает значение ΔT_{ad} и сужает его максимум (Рис.1a). Небольшое снижение ΔT_{ad} со значительным уменьшением магнитного поля свидетельствует о насыщении по величие ΔT_{ad}. Это является характерным для МКЭ в области магнитоструктурных переходов в области сильных магнитных полей. Основной причиной насыщения величины ΔT_{ad} является полное завершение магнитоструктурного перехода от фазы слабомагнитного мартенсита, к фазе аустенита имеющей высокие значения намагниченности. Как видно из рис. 1b значение адиабатического изменение температуры не сразу устанавливается после включения магнитного поля. Вначале при включении магнитного поля происходит резкое изменение температуры, вызванное адиабатическим намагничиванием образца. В дальнейшем наблюдается релаксация значений температуры образца. Этот процесс может быть связано с теплообменом между различными областями образца, которые имеют небольшие отклонения от основного химического состава. Как было сказано ранее, такие отклонения могут приводить к смещению температуры магнитоструктурного перехода, что в свою очередь приводит к различным значениям адиабатического изменения температуры. Таким образом, для установления термодинамического равновесия между различными областями (по химическому составу) образца необходимо время. В данном случае оно составляет около 2 секунд.

В работе также приводят данные исследования кристаллической структуры и химического состава образца. Проводятся обсуждение влияния химической неоднородности образца на МКЭ образцов с магнитоструктурным переходом первого рода.

This work was supported by the Office of Basic Energy Sciences, Material Science Division of the U.S. Department of Energy, DOE Grant No. DE-FG02-06ER46291 (SIU) and DE-FG02-13ER46946 (LSU). The authors from International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw, acknowledge support from the project No.146-MAGNES of the ERA.Net RUS Plus initiative of the EU 7th Framework Program. YK acknowledges support from a grant from the National Science Center Poland (NCN) under the SONATA program (2016/21/D/ST3/03435).

1. Koshkid'ko, Y., Pandey, S., Quetz, A., Aryal, A., Dubenko, I., Cwik, J., Dilmieva, E., Granovsky, A., Lähderanta, E., Zhukov, A., Stadler, S., Ali, N., Journal of Alloys and Compounds **695**, 3348 (2017)
2. Quetz, A., Koshkid'Ko, Y.S., Titov, I., Rodionov, I., Pandey, S., Aryal, A., Ibarra-Gaytan, P.J., Prudnikov, V., Granovsky, A., Dubenko, I., Samanta, T., Cwik, J., Llamazares, J.L.S., Stadler, S., Lähderanta, E., Ali, N., Journal of Alloys and Compounds 683, 139 (2016)
3. Pandey, S., Saleheen, A., Quetz, A., Chen, J.-H., Aryal, A., Dubenko, I., Adams, P.W., Stadler, S., Ali, N., MRS Communications **7**, 885 (2017)
4. Koshkid'ko, Y.S., Ćwik, J., Ivanova, T.I., Nikitin S.A., Miller, M., Rogacki, K., Journal of Magnetism and Magnetic Materials **433**, 234 (2017)

МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЙ $NdCo_{5-x}Ga_x$

С.А. Никитин, А.Е. Богданов, А.Б. Жарковский, Е.А. Овченков, Ю.А. Овченкова, А.В. Смирнов

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 119991, ГСП-1, Москва, Россия

Составы на основе RCo_5 представляют собой широкий класс магнитоупорядоченных веществ с высокими значениями намагниченности и констант магнитной анизотропии, многие из них рассматриваются как материалы для постоянных магнитов. Разбавление кобальтовой подрешётки *p*-элементами даёт возможность широко варьировать температуры магнитного упорядочения этих составов, сохраняя при этом высокие значения намагниченности, что представляет интерес с точки зрения изучения магнитных эффектов, проявляющихся в районе критических температур, например, магнитокалорического эффекта. В данной работе приведены результаты исследования намагниченности и магнитокалорического эффекта составов $NdCo_{5-x}Ga_x$. Концентрация Ga подбиралась таким образом, чтобы варьировать температуры магнитного упорядочения исследуемых составов от 130 К до 400 К, а сочетание Nd и Co даёт возможность получать составы с высокими значениями намагниченности вследствие ферромагнитного взаимодействия между редкоземельной и 3*d*-подрешётками.

Составы $NdCo_{5-x}Ga_x$ (x=1.1, 1.3, 1.5, 1,7) были синтезированы методом электродуговой плавки. Образцы были переплавлены три раза с последующим отжигом при 1070 К в течение 200 часов. По данным рентгеноструктурного анализа все составы являются однофазными и имеют гексагональную кристаллическую структуру типа $CaCu_5$ (пространственная группа P6/mmm).

В работе проводились измерения намагниченности в полях до 12 кЭ в интервале температур от 78 К до 450 К, в полях до 60 кЭ при 4.2 К, а также магнитокалорического эффекта прямым методом в интервале температур 78-400 К в полях до 13 кЭ.

Основные магнитные данные для исследованных составов приведены в Таблице 1.

Температурные зависимости намагниченности демонстрируют типичное ферромагнитное поведение исследованных составов. Кривые намагничивания в области температуры Кюри указывают на фазовые переходы II рода с линейными зависимостями термодинамических кривых Белова-Аррота. Увеличение концентрации Ga понижает температуру Кюри T_C от 376 К до 131 К.

Высокая анизотропия исследованных составов не даёт возможности

Таблица 1. Основные магнитные данные для составов $NdCo_{5-x}Ga_x$.

x	T_C, K	μ_s, μ_B	μ_{ext}, μ_B	μ_{Co}, μ_B
1.1	376	5.9	6.43	0.81
1.3	285	4.4	5.14	0.51
1.5	194	4.6	5.11	0.53
1.7	131	3.6	4.33	0.32

достичь полного насыщения кривых намагничивания при 4.2 К в полях до 6 Т. Полученные значения спонтанной намагниченности μ_s при 4.2 К заметно ниже ожидаемых значений намагниченности μ_{ext}, полученных из экстраполяции кривых $\mu(1/H)$ к нулю в области сильных полей.

Поскольку в данных составах обменная энергия между моментами Co и Nd существенно выше величины расщепления кристаллическим полем [1], при низких температурах магнитный момент Nd можно считать приблизительно равным значению для свободного иона Nd: $\mu_{Nd} = gJ = 3.27\ \mu_B$. Вследствие параллельной ориентации подрешёток Nd и Co магнитный момент, приходящийся на атом Co, рассчитывался как разность μ_e и μ_{Nd}, делённая на концентрацию Co. Видно, что введение Ga не только разбавляет подрешетку Co, но и приводит к резкому уменьшению магнитного момента на Co, что ранее наблюдалось при различных замещениях на p-элементы [2,3].

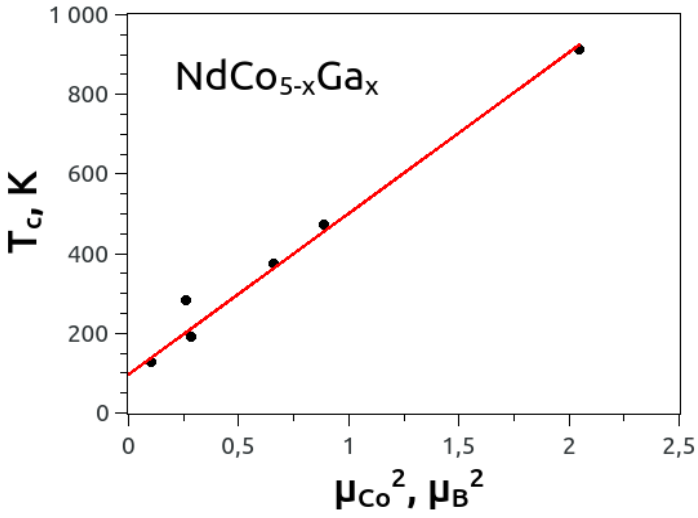


Рис.1. Зависимость температуры Кюри T_C от квадрата магнитного момента на кобальте μ^2_{Co}.

Расчёты коэффициентов молекулярного поля, проведённые нами ранее для составов $GdCo_{5-x}Ga_x$, показали, что коэффициент n_{RR}, определяющий обменное взаимодействие в редкоземельной подрешётке, много меньше коэффициентов n_{RT} и n_{TT}, отвечающих за обмен между подрешётками и внутри 3d-подрешётки [2]. Кроме того, введение Ga практически не влияет на величину n_{RT}, но при этом сильно уменьшает n_{TT}. Таким образом, для данных составов температура Кюри пропорциональна квадрату магнитного момента на кобальте μ^2_{Co}. Полученная из наших и литературных данных [4,5] зависимость $T_C(\mu^2_{Co})$ также представляет собой прямую (рис.1).

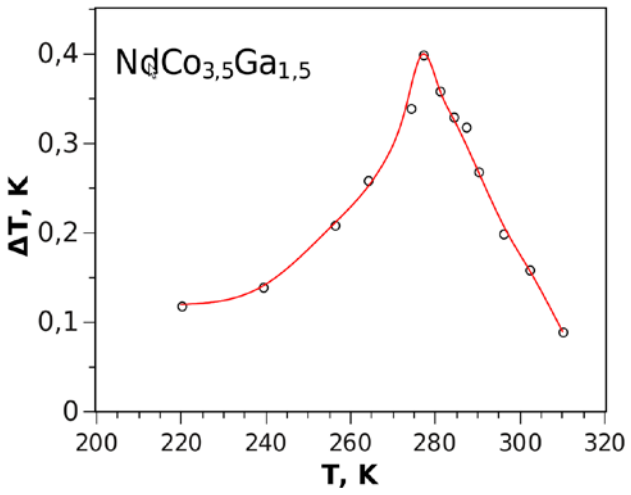


Рис.2. Температурная зависимость МКЭ в поле 12.25 кЭ.

Измерения магнито-калорического эффекта (МКЭ) были проведены для состава $NdCo_{3.7}Ga_{1.3}$ с температурой Кюри вблизи комнатной температуры. На этом составе в поле 12.25 кЭ обнаружено заметное значение МКЭ с максимумом в точке Кюри, величина которого составляет около 0.4 К (рис.2).

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-02-00472. Авторы выражают благодарность А.В.Морозкину за синтез образцов.

1. F.Y.Zhang, D.Gighoux, D.Schmitt, J.J.M.Franse, F.E.Kayzel. *J.Magn.Magn.Mater.* **136** (1994) 245.
2. S.A.Nikitin, A.E.Bogdanov, A.V.Morozkin, A.V.Knotko, V.O.Yapaskurt, I.A.Ovchenkova, A.V.Smirnov, R.Nirmala, S.Quezado, S.K.Malik. *Mater.Res.Express* **5** (2018) 036109.
3. J.Q.Li, W.Q.Ao, F.S.Liu, W.H.Zhang, J.L.Yan. *J.Alloys.Comp.* **491** (2010) 18.
4. H.Ido, D.Konno, T.Ito, S.F.Cheng, S.G.Sankar, W.E.Wallace. *J.Appl.Phys.* **69** (1991) 5551.
5. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. Москва: Мир, 1987. – 420 с.

ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ОТ ЧАСТОТЫ ИЗМЕНЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СПЛАВЕ ГЕЙСЛЕРА $Ni_{2.04}Mn_{1.4}Sn_{0.56}$ В ЦИКЛИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

А.М. Алиев, А.А. Мухучев, А.Б. Батдалов, Л.Н. Ханов

Институт физики, Дагестанский научный центр Российской академии наук, улица Ярагского 94, Махачкала, Россия, 367003

Сплавы Гейслера являются интересными объектами для исследования, т. к. в них можно наблюдать гиганские значения магнитокалорического эффекта (МКЭ), связанные с магнитными и магнитоструктурными фазовыми переходами. С практической точки зрения для установления реальной магнитокалорической перспективы исследованных материалов необходимо исследовать частотную зависимость МКЭ в циклических магнитных полях, т.е. в условиях, близких к тем, что будут в реальных магнитных холодильных машинах[1-3].

В данной работы приводятся результаты исследования зависимости магнитокалорического эффекта для сплава Гейслера $Ni_{2.04}Mn_{1.4}Sn_{0.56}$ от частоты изменения магнитного поля ΔH= 6.2 kOe, в интервале частот 0.5 Гц до 20 Гц. Исследование проводилось в температурном интервале от 200 К до 350 К. В данном температурном интервале для сплава $Ni_{2.04}Mn_{1.4}Sn_{0.56}$ наблюдается как магнитоструктурный фазовый переход низкоспинового мартенсита в высокоспиновый аустенит при T=288 K, так и переход второго рода в аустенитной фазе при T_C=309 K. Было обнаружено, что в данном магнитном поле абсолютная величина обратного магнитокалорического эффекта в области магнитоструктурного фазового перехода меньше величины прямого эффекта в области магнитного фазового перехода. Также было обнаружено, что величина МКЭ в данных материалах слабо зависит от частоты изменения магнитного поля, как в области магнитоструктурного фазового перехода 1-го рода, так и при магнитном фазовом переходе 2-го рода . Такая слабая зависимость МКЭ от частоты делает данный сплав неплохим кандидатом для практического применения.

Работа выполнена в рамках госзадания ФАНО РОССИИ *АААА-А17-117021310366-5*

1.O. Gutfleisch, M.A. Willard, E. Bruck, C.H. Chen, S.G. Sankar, J. Ping Liu, Adv. Mater **23**, 821 (2011).
2. B. Yu, M. Liu, P.W. Egolf, A. Kitanovski. Int. J. Refrig **33** 1029(2010).
3. A.M. Aliev, A.B. Batdalov, L.N. Khanov et al. Journal of Alloys and Compounds **676**, 601 (2016).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЛЮДВИГИТОВ Cu_2GaBO_5 и Cu_2AlBO_5

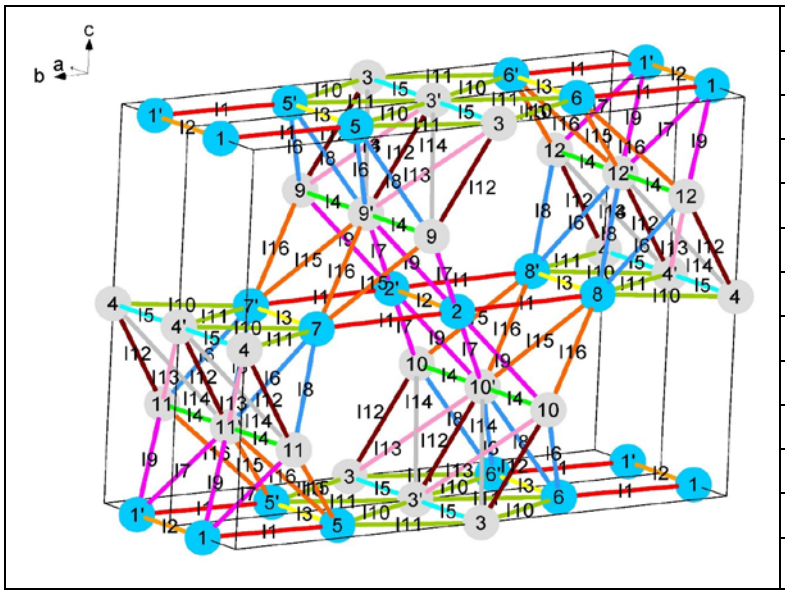
Р. Еремина[1,2], Т.П. Гаврилова[1,2], И. Гильмутдинов[2], Е.М. Мошкина[3], С.Н. Софронова[3], И.И. Назаренко[3]

[1] *Казанский Федеральный Университет, Россия*

[2] *Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Россия*

[3] *Институт физики им. Л.В. Киренского, Красноярск, Россия*

Проведены исследования структурных и магнитных свойств монокристаллов Cu_2GaBO_5 и Cu_2AlBO_5. Монокристаллы были синтезированы в виде ортогональных призм размерами: 4×10×3 мм^3. Синтезированные образцы имеют моноклинную симметрию и относятся к пространственной группе $P2_{1/c}$. Проведено изучение температурных зависимостей магнитной восприимчивости и удельной теплоемкости в магнитном поле 0; 3 и 9 Тл в данных монокристаллах. Исходя из анализа данных температурных зависимостей можно сделать вывод, что в монокристалле Cu_2GaBO_5 при температуре 4 К наблюдается переход в упорядоченное антиферромагнитное состояние, тогда как для Cu_2AlBO_5 фазовый переход не регистрируется. Для анализа магнитной структуры в монокристалле Cu_2GaBO_5 проведен расчет суперобменных взаимодействий, основанный на модели Андерсена, Завадского, Еремина. На рисунке приведена модель обменных взаимодействий между спинами ионов меди в монокристалле Cu_2GaBO_5, в таблице представлены значения величин обменных взаимодействий в К. Как видно из таблицы, максимальное взаимодействие наблюдаются между ионами меди вдоль оси *a* кристалла.



I 1	-0,7
I 2	7.9
I 3	7.9
I 4	0.7
I 5	1.3
I 7	2.4
I 8	2.4
I 9	4.7
I 10	6.2
I 11	3.2
I 12	0.9
I 14	-1.7
I 15	1.3

Работа выполнена по проекту РФФИ № 17-02-00953.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ В МУЛЬТИФЕРРОИКЕ СЕМЕЙСТВА ЛАНГАСИТА $Ba_3NbFe_3Si_2O_{14}$

С.С. Старчиков[1,2], И.С. Любутин[1], А.Г. Гаврилюк[1,2], И.А. Троян[1,2], Ю.А. Никифорова[1,2], А.Г. Иванова[1,2]

[1] *Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 119333 Москва*
[2] *Институт ядерных исследований РАН, 142190 Москва, Троицк*

Практическая важность мультиферроиков, как новых материалов для устройств хранения и записи информации, а также для устройств микроэлектроники и спинтроники хорошо известна.[1,2] Наиболее популярными и перспективными материалами в этой области являют феррит висмута $BiFeO_3$ и редкоземельные манганиты ($RMnO_3$) с кристаллической структурой типа перовскита.[3] Однако появление нового класса магнитоиндуцированных мультиферроиков на основе кристаллов семейства лангасита вызвало значительный интерес в мире.[1-6] В таких мультиферроиках сегнетоэлектричество существует только в магнитоупорядоченном состоянии.

Кристаллическая структура лангасита обладает широким изоморфизмом и в частности позволяет внедрять магнитные редкоземельные и 3*d* ионы, такие как железо и кобальт.[7,8] Важной задачей для практики является проблема повышения критических параметров магнитного и сегнетоэлектрического переходов. Данная работа посвящена изучению свойств кристалла железосодержащего лангасита $Ba_3NbFe_3Si_2O_{14}$ (BNFS) при воздействии высокого квазигидростатического давления и низких температур.

Исследования проводились в камерах высокого давления с алмазными наковальнями (DAC). Для изучения структурных, электронных и маг-

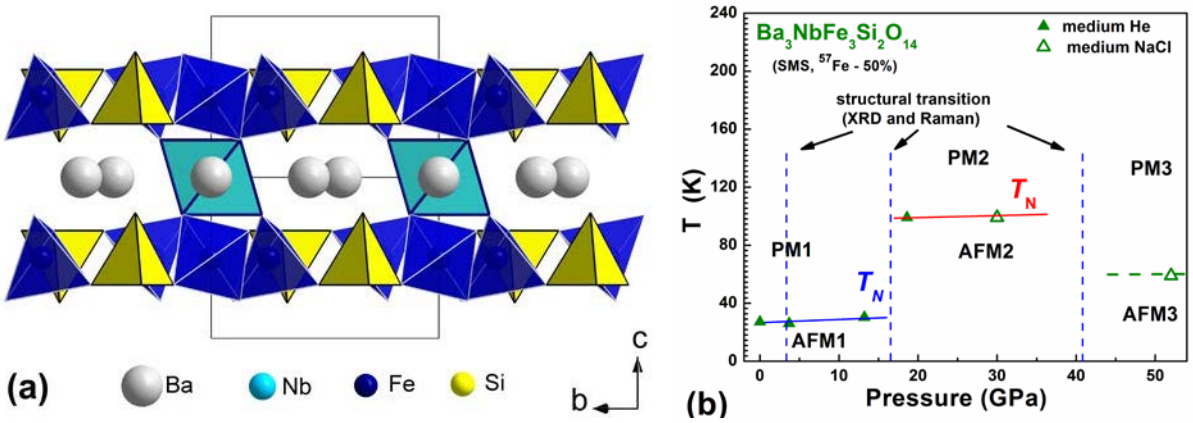


Рис.1. (а) Кристаллическая структура лангасита $Ba_3NbFe_3Si_2O_{14}$ и (б) магнитная *P-T* фазовая диаграмма, построенная на основе структурных, оптических, рамановсиких и мессбауэровских исследований

нитных свойств использовали комплекс методов, таких как синхротронная порошковая рентгеновская дифракция, рамановская спектроскопия, синхротронная мессбауэровская спектроскопия и спектроскопия оптического поглощения.

При комнатной температуре нами обнаружен каскад структурных фазовых переходов в области давлений P = 3, 18 и 40 ГПа (рис.1). Наиболее резкие изменения структуры и магнитных свойств наблюдаются при втором переходе около 20 ГПа, где сильно уменьшается параметр c элементарной ячейки, и объем ячейки падает скачком на 7 %. Исследованиями при низких температурах установлено, что этот переход значительно изменяет магнитные свойства кристалла. В частности нами обнаружено колоссальное увеличение точки Нееля до 100 К, что почти в четыре раза превышает соответствующее значение при атмосферном давлении (27 К). Обсуждаются возможные механизмы магнитных превращений.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант # 16-12-10464), РФФИ (грант #17-02-00766), а также при частичной поддержке Федерального агентства научных организаций (соглашение № 007-ГЗ/Ч3363/26)

1. T. Kimura et al., Nature, **426**, 55 (2003).
2. N. Nur et al., Nature **429**, 392 (2004).
3. D.I. Khomskii, Physics **2**, 20 (2009).
4. K. Marty *et al.*, Phys. Rev. B **81**, 054416 (2010).
5. S.A. Pikin and I.S. Lyubutin, Phys. Rev. B **86**, 064414 **(**2012).
6. I.S. Lyubutin and S.A. Pikin, J. Phys. Cond. Matt, **25,** 236001 (2013).
7. A.P. Dudka, A. M. Balbashov, and I. S. Lyubutin, Crystallography Reports, **61** (2016) 24.
8. I.S. Lyubutin, P.G. Naumov, B.V. Mill', K.V. Frolov, Phys. Rev. B **84** (2011) 214425.

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ

Д.М. Юсупов[1], А.А. Амиров[1,2], Y.A. Chaudhari[3], S.T. Bendre[3], И. И. Макоед[4].

[1]*Институт физики им. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук*
[2]*Центр функциональных магнитных материалов (FunMagMa) и Институт физики Математики и информационных технологий, Балтийский федеральный университет им. Иммануила Канта, Калининград, Россия*
[3]*Department of Physics, School of Physical Sciences, North Maharashtra University, Jalgaon, Maharashtra, India*
[4] *Брестский государственный университет им. А.С. Пушкина, Брест, Беларусь*

К одним из наиболее перспективных материалов относятся мультиферроики, в которых сосуществуют два и более типа сегнетоупорядочения - магнитное, электрическое и механическое [1]. Следовательно, в этих многофункциональных материалах могут присутствовать все три типа калорических эффектов. Калорические эффекты, наблюдаемые в мультифер-

роиках, было предложено назвать мультикалорическими [2]. Первые экспериментальные результаты по мультикалорическим эффектам и их теоретический анализ были представлены в работах [3-6].

Соединения $BiFeO_3$ являются наиболее известными и хорошо изученными мультиферроиками с высокими температурами фазовых переходов $T_N \sim 643$ K и $T_C \sim 1083$ K. Однако наблюдаемые калорические эффекты в соединениях на основе феррита висмута малы. Таким образом, проблема исследования магнитокалорического эффекта в соединениях на основе феррита висмута актуальна. Особый интерес представляет выбор керамических соединений $BiFeO_3$ при замещении ионов Fe двухвалентными ионами Zn.

Керамические образцы $BiFe_{1-x}Zn_xO_3$ (x = 0.1, 0.15 и 0.2) были получены методом жидкофазной реакции из прекурсоров $Bi(NO_3)_3 \cdot 5H_2O$, $Fe(NO_3)_3 \cdot 9H_2O$, $Zn(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$, которые были использованы в качестве окислителей, а (NH_2CH_2COOH) использовался как топливо для сжигания. Изучены структурные, магнитные и магнитокалорические свойства мультиферроиков. Для всех образцов наблюдается антиферромагнитный фазовый переход в области 630 К. С увеличением концентрации x наблюдается уменьшение величины намагниченности и температуры Нееля. Максимальное значение магнитокалорического эффекта было получено для образца с концентрацией x = 0.15 и связано с более высокими значениями намагниченности по сравнению с другими составами. Концентрационные зависимости максимальных величин энтропии, относительной мощности охлаждения и магнитных вкладов в теплоемкость образцов указывают на то, что практическое использование магнитокалорического эффекта в $BiFe_{1-x}Zn_xO_3$ при температурах выше комнатной не подходит. Полученные результаты могут быть использованы для прогнозирования и моделирования магнитокалорического эффекта в мультиферроических материалах.

1. Schmid, H.: Ferroelectrics **162**, 317 (1994).
2. Manosa, L., Gonzalez-Alonso, D., Planes, A., Bonnot, E., Barrio,M., Tamarit, J.L., Aksoy, S., Acet, M.: Nat. Mater. **9**, 478 (2010).
3. Planes, A., Castan, T., Saxena, A.: Philos. Mag. **94**, 1893 (2014).
4. Fahler, S., Robler, U.K., Kastner, O., Eckert, J., Eggeler, G., Emmerich, H., Entel, P., Muller, S., Quandt, E., Albe, K.: Adv. Eng. Mater. **14**, 10 (2012).
5. Starkov, I.A., Starkov, A.S., J. Exp. Theor. Phys. **119**, 258 (2014).
6. Starkov, I.A., Starkov, A.S., Int. J. Solids Struct. **100**, 187 (2016).

Работа выполнена в рамках госзадания ФАНО РОССИИ *АААА-А17-117021310366-5*

ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В $GdBaCo_2O_{5.5}$: СОХРАНЕНИЕ БЛИЖНЕГО МАГНИТНОГО ПОРЯДКА И СПИНОВАЯ БЛОКАДА В ПАРАМАГНИТНОЙ ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР

Т.Н. Тарасенко

Государственное учреждение «Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина», Донецк, ДНР

Интерес к изучению кислородно-дефицитных редкоземельных кобальтитов $RBaCo_2O_{5+\delta}$ (здесь R – лантаноиды или иттрий, $0\leq\delta\leq1$) первоначально возник как к новому классу соединений, испытывающих гигантский магниторезистивный эффект (см., например, обзоры [1,2]). К тому же в этих кобальтитах в зависимости от вида редкоземельного элемента, содержания кислорода и условий синтеза образцов реализуется зарядовое и орбитальное упорядочение, спонтанные фазовые превращения металл-изолятор (M-I), парамагнетик-ферромагнетик (P-F), ферромагнетик-антиферромагнетик (F-AF), структурные фазовые переходы, изменения спинового состояния ионов кобальта, а также магнитные переходы, индуцируемые внешним магнитным полем. При δ=0.5 в этих соединениях все ионы кобальта находятся в трехвалентном состоянии (Co^{3+}), а, следовательно, отсутствует зарядовое разупорядочение и фазовая сепарация. $GdBaCo_2O_{5.5}$ кристаллизуется в перовскитоподобной Pmmm орторомбической пространственной группе с удвоением перовскитной ячейки вдоль b- и c-осей.

Работа посвящена объяснению гистерезисных явлений, наблюдаемых на эксперименте в $GdBaCo_2O_{5.5}$ [3] при температурах выше температуры Кюри T_C в окрестности фазовых переходов II рода P-F и I рода M-I.

Поликристаллические образцы изготовлены методом твердофазного синтеза на воздухе из высокочистых Gd_2O_3, Co_3O_4 и $BaCO_3$. [3,4]. Образцы имели формулу $GdBaCo_2O_{5.53}$. Фазовый переход P-F изучался без наложения постоянного магнитного поля путем регистрации начальной магнитной восприимчивости χ' в слабом переменном поле по влиянию образца на частоту измерительного генератора. Проведенные измерения в частности показали, что переход при T_{AF} регистрируется в виде небольшого излома, в то время как в точке T_C наблюдается острый пик шириной $\Delta T_C \approx 6–7$ K. Практически полное совпадение положения этого пика при малой скорости развертки температуры на ветви нагревания и охлаждения свидетельствуют о фазовом переходе II рода. Впервые показано, что форма пика χ' при T_C зависит от направления изменения температуры.

Для фазового перехода M-I обнаружена зависимость формы петли гистерезиса $\rho(T)$ от скорости изменения температуры: чем меньше скорость, тем шире петля. Предполагается, что причиной неоднородного уширения петли гистерезиса на зависимостях $\rho(T)$ является блокировка за-

родышей М фазы при переходе I↔M с возрастанием температуры. Для объяснения сложной кинетики перехода M-I (в том числе блокировки зародышей М фазы и сверхмедленной релаксации проводимости) использован механизм спиновой блокады [5], который описывает переход от прыжковой проводимости к зонной при повышении температуры.

1. B. Raveau, C. Martin, A. Maignan, J. Alloys and Comp. **275-277**, 461 (1988).
2. Н.Б. Иванова, С.Г. Овчинников, М.М. Коршунов, И.М. Еремин, Н.В. Казак, УФН **179**, 837 (2009).
3. В.Д. Дорошев, В.А. Бородин, Ю.Г. Пашкевич, В.И. Каменев, А.С. Мазур, Т.Н. Тарасенко, Физика и техника высоких давлений **15**, 21 (2005).
4. Т.Н. Тарасенко, Изв РАН, сер. физ. **80**, 1513 (2016).
5. A. Maignan, V. Caignaert, B. Raveau, D. Khomskii and G. Sawatzky, Phys.Rev.Lett. **93**, 026401 (2004).

ВЛИЯНИЕ ГИДРИРОВАНИЯ НА МАГНИТОСТРИКЦИЮ И МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МОНОКРИСТАЛЛЕ ГАДОЛИНИЯ

И.С. Терешина[1], Г.А. Политова[1,2], Е.А. Терешина-Хитрова[3], Б. Вондрачкова[3], И. Поспишил[3], М.А. Пауков[3,4], Л. Гавела[3], А.В. Андреев[5]

[1] *Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

[2] *Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия*

[3] *Карлов университет, Прага, Чехия*

[4] *Балтийский федеральный университет им. Иммануила Канта, Калининград, Россия*

[5] *Институт физики ЧАН, Прага, Чехия*

Редкоземельные металлы (РЗМ) вызывают значительный интерес исследователей вот уже несколько десятилетий. Изучение свойств этих металлов имеет большое прикладное значение, так как они сами, их сплавы и соединения широко используются во всех областях современной техники. Среди всего ряда РЗМ особое внимание исследователи уделяют гадолинию. Он является функциональным магнитным материалом с температурой Кюри вблизи комнатной (T_C = 293 K). Ниже T_C Gd (единственный среди магнитных РЗМ) имеет ферромагнитное упорядочение, которое сохраняется при охлаждении вплоть до самых низких температур

В данной работе изучены аномалии магнитострикции и магнитокалорический эффект (МКЭ) и вблизи магнитных фазовых переходов «порядок-порядок» и «порядок-беспорядок» в монокристалле Gd до и после гидрирования. Монокристаллы Gd выращивались модифицированным методом Чохральского в трехдуговой печи в медном водоохлаждаемом тигле в атмосфере аргона с вольфрамовым стержнем в виде затравки. Подтверждение монокристаллического состояния слитка, а также ориентации образца для магнитных измерений проводились с помощью метода Лауэ. Гидрирование образца проводилось на установке типа Зиверта в условиях низкого давления (ниже 1 бар), чтобы избежать разрушения монокристалла. Количество абсорбированного водорода определялось путем измерения разницы давления в камере до и после завершения реакции. Точность определения концентрации водорода составляет 0,01 атома водорода на формульную единицу (H / f.u.). Полученный состав $GdH_{0.15}$ соответствует твердому раствору металл-водород (α-фаза).

Магнитострикция изучалась тензометрическим методом в диапазоне температур 80-340 К в магнитных полях до 1,2 Тл. Значение магнитострикции определялось относительно направления магнитного поля и направления деформации. В результате измерений были получены изотермические зависимости магнитострикции (измеряемой вдоль оси c или a кристалла) от внешнего магнитного поля, приложенного вдоль оси c или a. На их основе построены температурные и полевые зависимости объемной и анизотропной магнитострикции, получены температурные зависимости магнитострикционных констант λ_{ij}^{α}. Обнаружено, что гидрирование влияет как на величину, так и на знак констант магнитострикции.

Магнитокалорический эффект (адиабатическое изменение температуры) измерялся прямым методом с использованием установки MagEq MMS 901 (ООО "ПМТиК", г.Троицк) в температурном интервале 80-350 К в магнитных полях до 1,8 Тл. Обнаружено, что для водородосодержащего Gd МКЭ в области магнитного фазового перехода «порядок-беспорядок» становится анизотропным, в то время как исходный Gd демонстрирует практически изотропный характер МКЭ. Вероятно, данный факт связан с появлением локальной анизотропии, возникающей вследствие внедрения водорода. С использованием феноменологической процедуры построены универсальные кривые МКЭ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 16-03-00612.

ДИНАМИЧЕСКАЯ АФ ВСП ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА В ПРОВОДЯЩИХ СЛОЯХ КУПРАТНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

Л.С. Мазов

Институт физики микроструктур РАН, ф-л ФИЦ ИПФ РАН, Нижний Новгород, РФ

Как известно, купратные соединения в исходном, недопированном состоянии являются слоистыми, антиферромагнитными (АФ) диэлектриками. Фазовый переход в CuO_2-слоях происходит при температуре Нееля T_N ~ 300 K и 500 K для лантановых и иттриевых соединений, соответственно [1]. В допированных, сверхпроводящих соединениях, ввиду появления подвижных носителей заряда (ПНЗ) в CuO_2-слоях, магнитное упорядочение становится периодически модулированным, типа АФ волны спиновой плотности (ВСП) (см., напр. [2,3]). Такая структура начинает формироваться в CuO_2-слоях при температурах $T = T_m^{onset}(H) \approx T^*(H) > T_c^{onset}(H)$ (где T^*- температура открытия псевдощели на поверхности Ферми (ПФ), сформированной при допировании, T_c^{onset} - температура открытия сверхпроводящей щели, H - приложенное магнитное поле). Этот магнитный (АФ ВСП) фазовый переход завершается при температуре $T_m^{order}(H) \approx T_c^{onset}(H)$, сопровождаясь сверхпроводящим переходом (см. [4]).

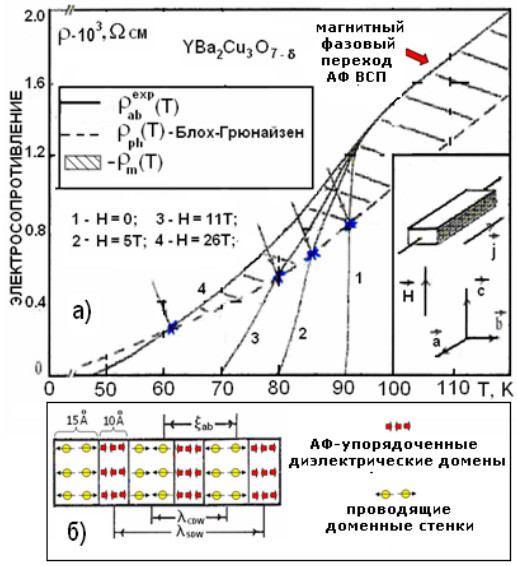


Рис.1. АФ ВСП в купратах. а) резистивный переход в YBCO; б) схема CuO_2-плоскости.

Эта картина хорошо видна на рис.1а. Как характерно для магнитных металлов [5], резистивный переход в купратах разделяется на два основных вклада: магнитный ρ_m, за счет рассеяния ПНЗ на АФ-спиновых флуктуациях (заштриховано) и фононный ρ_{ph}, определяемый зависимостью Блоха-Грюнайзена (БГ) (пунктир), которая хорошо ложится на точки «плечей», появляющихся на уширенной в поперечном магнитном поле $\boldsymbol{H}$ кривой резистивного перехода. Исчезновение ρ_m (звездочки) - фактически, свидетельство магнитного упорядочения типа АФ ВСП.

Возникновение страйп-структуры в CuO_2-плоскости (рис.1б) является следствием несоизмеримости АФ ВСП с периодом решетки, что приводит к появлению волны зарядовой плотности (ВЗП) с половинным периодом: $\lambda_{ВЗП} = \lambda_{ВСП}/2$. Спиновые (S) страйпы в CuO_2-плоскостях легированных купратов, образующиеся при $T < T^*$, можно рассматривать как диэлектрические, AF-упорядоченные домены (рис.1б), преобразованные из

диэлектрических, однородно AF-упорядоченных CuO_2-плоскостей, существующих в недопированных соединениях при $T < T_N$. (см. выше). В свою очередь, зарядовые (С) страйпы являются доменными стенками между антифазными, АФ-упорядоченными доменами (S-страйпами), а их периодичность, в соответствии с принципом минимума энергии, является результатом пространственной группировки ПНЗ, введенных при допировании в однородно АФ-упорядоченные CuO_2-плоскости исходных соединений. Заметим, что ближайшие АФ-упорядоченные, полуизолирующие S-страйпы находятся в противофазе друг к другу (рис. 1b). Их флуктуирующий, в общем случае, характер не является принципиальным для рассеяния ПНЗ, поскольку характерное время флуктуаций страйпов τ_{fl} ~ 1 пс (см., например, [6, 7]) в этих легированных соединениях длиннее по сравнению с характерным электронным временем τ_e = 1 ÷ 10 фс, так что здесь реализуется квазистатический режим.

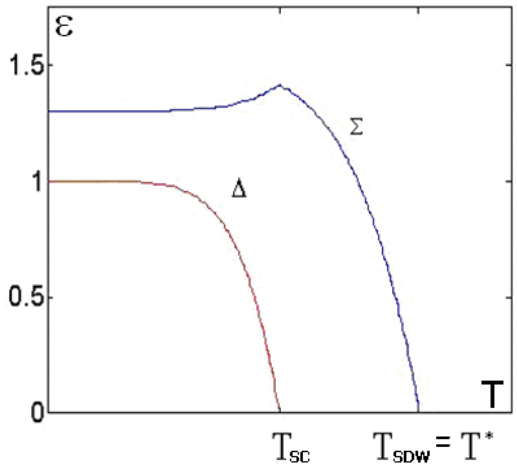


Рис.2. Модель Келдыша-Копаева в купратах [12] (схема). Σ и Δ - ВСП-диэлектрический и СП параметры порядка, соответственно.

Магнитный (АФ ВСП) фазовый переход в нормальном состоянии допированных купратов соответствует модели перехода металл-диэлектрик Келдыша-Копаева [8] при диэлектрическом (Д) спаривании. Его термодинамика аналогична термодинамике СП-перехода. В такой системе с сосуществованием Д и СП спариваний, при понижении T первым происходит Д-переход с открытием щели на симметричных участках ПФ – остальная часть ПФ Ферми остается свободной для СП спаривания, причем T_c выше [9] (рис.2).

Этот вывод о существовании эффектов АФ ВСП в купратах позже был независимо сделан на основе анализа другой группы экспериментов [10], а прямое свидетельство магнитного перехода в нормальном состоянии купратных соединений с помощью рассеяния поляризованных нейтронов было получено только в 2006 г. [11].

Необычная ширина (~ 90 K) магнитного (АФ ВСП) фазового перехода в CuO_2-слоях купратов связана с интенсивностью рассеяния ПНЗ на АФ-спиновых флуктуациях, сохраняющихся в системе при допировании. Практически независящая от температуры при $T > T^*(H)$ интенсивность начинает снижаться при $T \le T^*(H)$, исчезая при $T = T_m^{order}(H)$ (ср. рис.1a). Такое поведение согласуется с теорией магнетизма итинерантных электронов [13], когда независимость магнитного вклада в электросопротивление выше $T^*(H)$ может быть описана в терминах так называемых

температурно-индуцированных локальных магнитных моментов (ЛММ) [2-4,6]. Как показано в [13], такие локальные магнитные моменты, когда и амплитуда и ориентация флуктуируют во времени (динамические домены → динамические ЛММ), возникают в системе итинерантных электронов из-за насыщения амплитуды флуктуаций локальной спиновой плотности (ФЛСП) выше некоторой характерной температуры T^*, когда поперечные компоненты становятся доминирующими в спектрах ФЛСП (процесс самоорганизации). С другой стороны, уменьшение вклада в сопротивление до нуля с уменьшением T рассматривалось в [13] как следствие исчезновения поперечных компонент в спектрах ФЛСП магнитной подсистемы. Таким образом, при $T > T^*(H)$ ($\rho_m(T)$ = const, режим температурно-индуцированных ЛММ) эффект магнитосопротивления в купратах отрицателен по знаку и незначителен по величине (как в парамагнитном состоянии обычных магнетиков), из-за линейности формулы Ланжевена в этой области температур (см. [7]). Напротив, при $T \le T^*(H)$ (режим АФ ВСП), когда амплитуда ФЛСП выходит из насыщения, поперечное магнитное поле $\boldsymbol{H}$ приводит к положительному магниторезистивному эффекту за счет усиления спиновых флуктуаций в магнитном поле, характерного для антиферромагнитных систем (см. [2-4,6]). Это усиление может восстановить режим температурно-индуцированных ЛММ в данной системе. Однако значение H должно быть достаточно высоким для усиления АФ-спиновых флуктуаций до насыщения амплитуды ФЛСП.

Аналогичная картина наблюдается и в проводящих слоях пниктидов и селенидов железа [14], которые в недопированном состоянии являются антиферромагнитными полуметаллами. Причем, ширина как S-страйпов (АФ упорядоченные домены), так и C-страйпов (доменные стенки) примерно в полтора раза больше, чем в купратных соединениях (ср., рис.1б).

1. J.M.Tranquada et al., Phys.Rev.Lett. **60**, 156 (1988).
2. Л.С.Мазов, ФНТ **17**, 1372 (1991).
3. L.S.Mazov, in: Progress in HTSC (Eds. A. G. Aronov, A. I. Larkin, and V.S. Lutovinov, World Scientific, Singapore, 1992), **32**, pp. 605–610.
4. L.S.Mazov, Phys.Met.Metallogr. **93,** S137 (2002).
5. С.И.Вонсовский, Магнетизм. М.: Наука (1971). 1000 с.
6. L.S.Mazov, Phys.Rev. B **70,** 054501 (2004).
7. L.S.Mazov, Phys.Proc. **36,** 735 (2012); arXiv: 0911.4089 (2009).
8. Л.В.Келдыш, Ю.В.Копаев, ФТТ **4**, 657 (1964).
9. Ю.В.Копаев, Труды ФИАН **86**, 3 (1975).
10. R.A.Klemm, Int.J.Mod.Phys. B **12**, 2920 (1998).
11. B.Fauque et al., Phys.Rev.Lett. **96,**197001 (2006).
12. L.S.Mazov, J.Supercond.Nov.Magn. **20**, 579 (2007).
13. Т.Мория, Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами. М.: Мир. (1988). 288 с.
14. Л.С.Мазов, Изв.РАН, сер.физ. **78**, 1636 (2014); arXiv: 0805.4097 (2008).

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА В ПОЛОСКОВОМ ПРОВОДНИКЕ НА ОСНОВЕ ГРАНУЛЯРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

М. В. Белодедов[1], Л. П. Ичкитидзе[2,3]

[1]*Московский государственный технический университет имени Н.Э.Баумана, Москва*
[2]*Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Зеленоград, Москва*
[3]*Первый Московский государственный медицинский университет имени И.М. Сеченова, Москва*

Гранулярные сверхпроводники, к которым относятся высокотемпературные сверхпроводящие керамики, рассматриваются как множественная джозефсоновская среда, в которой отдельные сверхпроводящие гранулы образуют в точках контакта джозефсоновские переходы. Вся среда, таким образом, представляет собой стохастическую трёхмерную сеть джозефсоновских переходов, и электродинамика среды определяется свойствами этих переходов.

На основе усреднения параметров отдельных джозефсоновских переходов (применяя Лондоновскую модель для каждого перехода) было получено материальное уравнение [1], связывающее среднюю плотность тока в среде $\vec{j}$ и векторный потенциал магнитного поля $\vec{A}$:

$$\vec{j} = -\frac{\vec{A}}{A}\frac{\Phi_0}{2\pi}\frac{c}{4\pi a\lambda^2}\left(\frac{2\pi}{\Phi_0}Aa\right)\exp\left[-\frac{\pi}{16}\left(\frac{2\pi}{\Phi_0}Aa\right)^2\right], \qquad (1)$$

где $\Phi_0 = hc/2e = 2{,}07\cdot 10^{-7}\ Гс\cdot см^2$ – квант магнитного потока, a – среднее расстояние между центрами гранул, образующих джозефсоновский переход, λ – глубина проникновения (экспоненциального) слабого магнитного поля в рассматриваемую среду. Величина λ определяется «микроскопическими» параметрами среды – средними значениями расстояния между центрами гранул, плотности джозефсоновских переходов в среде, критического тока переходов.

Материальное уравнение (1) было применено для описания электродинамических процессов в изделиях на основе рассматриваемой среды. Учитывались результаты полученных ранее на основе (1) [1]: в массивном гранулированном сверхпроводнике магнитное поле проникает в виде магнитных вихрей, содержащих одиночные кванты магнитного потока (аналогично абрикосовским вихрям в сверхпроводниках II рода и джозефсоновским вихрям в распределённых джозефсновских переходах [3]); безвихревое проникновение магнитного поля возможно при индукции внешнего магнитного поля, не превосходящей значение $B_{c1} \approx 2{,}257\,\Phi_0/(2\pi a\lambda)$, имеющее смысл первого критического поля среды.

Проведено моделирование протекание постоянного электрического тока через провода из гранулированного сверхпроводника с различной конфигурации. Показано, что как для проводов круглого сечения, так и для полосковых проводов при протекании транспортный ток сосредотачивается в узкой приграничной области толщиной 2–3 λ, а в центральной части провода плотность тока значительно меньше. Сильное неоднородное распределение транспортного тока по сечению проводника реализуется тогда, когда линейные размеры их сечения (диаметр, ширина) много кратно превосходит величину λ. Это приводит к нелинейной зависимости критического тока от геометрических размеров проводника.

На рис. 1 представлена зависимость критического тока $\tilde{I}_{\max} = I_{\max} / \left(I_c \rho D a \lambda \pi / 8 \right)$ от величины внешнего магнитного поля $\tilde{B}_0 = B_0 / \left[\Phi_0 / \left(2\pi a \lambda \right) \right]$ при различных значениях ширин $\tilde{b} = b/\lambda$ и толщин D полосковых проводов. Здесь ρ – объемная плотность длжозефсоновских переходов в проводнике, а b и D – его ширина и толщина, соответственно.

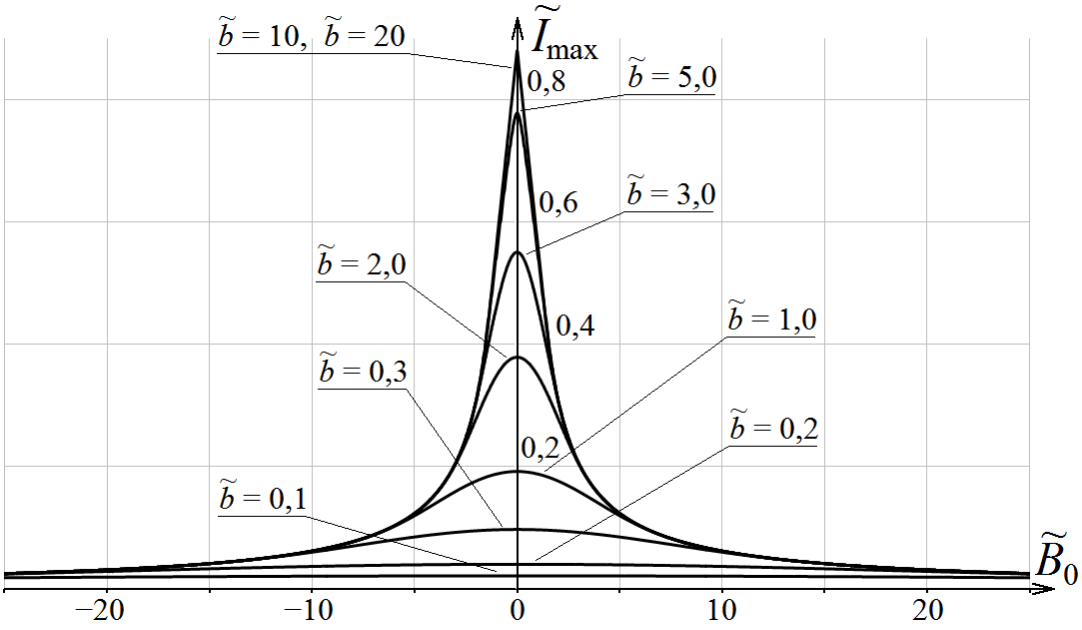


Рис.1. Зависимость максимального сверхпроводящего тока через полосок из джозефсоновской среды от внешнего магнитного поля для полосков различной ширины

Из рис. 1 видно, что нелинейная зависимость критического тока от геометрических размеров проводника усиливается в полях $\tilde{B}_0 \geq 5$, а при $\tilde{B}_0 = 0$ достигается коррелированная линейная зависимость. Действительно, при $\tilde{B}_0 = 0$ и увеличения ширины от 0,2 до 5,0 (в 25 раз) критический ток тоже растет приблизительно 20 раз, а в поле $\tilde{B}_0 = 3$ подобный рост не превосходит 3. Полученный результат качественно подобен описанию критического тока в полосковом проводнике из

традиционного сверхпроводника (отсутствуют джозефсоновские переходы), когда его геометрические размеры (толщина, ширина) гораздо меньше лондоновской глубины проникновения магнитного поля [2].

Действительно, для слоев керамического (джозефсоновская среда) высокотемпературного сверхпроводника системы Bi-2223 наблюдался размерный эффект – зависимость магниторезистивной чувствительности от ширины слоя [3]. При этом получен рост магниточувствительности обратно пропорционально от b в области $b \leq 5$мм. Предполагалась, что такое поведение является следствием приблизительно линейной зависимости критического тока от ширины слоя в области слабых полей $\tilde{B}_0 \approx 0$. В самом деле, представленные результаты расчетов критического тока для джозефсоновской среды (см.рис.1) дает линейную зависимость $\tilde{I}_{\max}$ от $\tilde{b} = b/\lambda$ и, тем самым, подтверждает хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных. Из рис.1 также видна сильная зависимость критического тока от внешнего магнитного поля в области очень слабого магнитного поля $\tilde{B}_0 \approx 0$, что коррелирует с такой же зависимостью в широких пленках традиционного сверхпроводника [4].

Таким образом, при стремлении достичь как можно большего значения транспортного тока через провода из гранулярного сверхпроводника (джозефсоновская среда), целесообразно их изготавливать в виде «литцендрата», то есть, состоящими из большого числа отдельных жил с размерами не более нескольких λ, изолированных между собой. Отметим, что значения λ в джозефсоновской среде могут иметь размеры микронного и субмилиметрового значения, что на несколько порядков выше, чем подобные значения в традиционном сверхпроводнике. Следовательно, гораздо проще удается реализовать «литцендрат» из гранулярного сверхпроводника, нежели из традиционного сверхпроводника. С другой стороны, широкий слой $\left(\tilde{b} \geq 10\right)$ в области $\tilde{B}_0 \approx 0$ может быть использован в биомагнетизме в качестве высокочувствительного датчика магнитного поля с разрешением $\leq 10^{-11}$ Тл.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке проекта Минобрнауки РФ (соглашение №14.578.21.0234, RFMEFI57817X0234).

1. Белодедов М.В., Ичкитидзе Л.П. // Инженерный журнал: наука и инновации, вып. 10. (2013),
URL: http://engjournal.ru/catalog/mathmodel/material/1094.html
2. Шмидт В.В. «Введение в физику сверхпроводников». 2-е издание, испр. и доп. – М.: МЦНМО. 402 с. (2000).
3. Ichkitidze L.P. // Physica C, **435**, 136 (2006).
4. Ичкитидзе Л.П. //«Известия.РАН. Серия Физическая», **71**, 1180 (2007).

НОВЫЙ ТИП ПОЛУМЕТАЛЛА В СИСТЕМАХ С ВОЛНОЙ СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ

К.И. Кугель, А.Л. Рахманов, А.В. Рожков, А.О. Сбойчаков

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия

Полуметаллы (half-metals, не путать с semi-metals) являются перспективными материалами для спинтроники. В отличие от обычных металлов, у которых поверхность Ферми вырождена по отношению к проекции спина, у полуметаллов на Ферми поверхности присутствуют электроны только с одной проекцией спина. Весьма важной особенностью полуметаллов является полная спиновая поляризация электрического тока. Эксперимент показывает, что целый ряд материалов действительно являются полуметаллами (например, NiMnSb, $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$, CrO_2, Co_2MnSi и др.). Обычно возникновение состояния полуметалла связывают с наличием сильных электрон-электронных корреляций. Мы обсуждаем новый механизм возникновения полуметалла. Показано, что допирование диэлектрика с волной спиновой плотности (SDW) может стабилизировать новый тип полуметалла даже в системах со слабым взаимодействием [1].

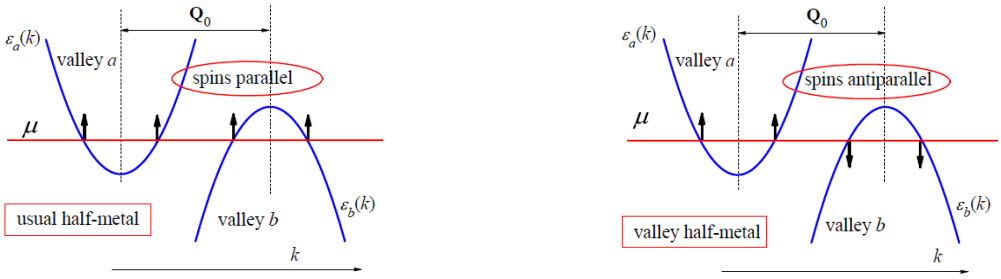


Рис. 1. Схема электронных зон и спиновая поляризация в обычном и "долинном" ("valley") полуметаллах

Пусть в недопированном состоянии имеются два листа Ферми-поверхности, обладающих полным нестингом и вырожденных по спину. Пусть один лист (или долина) электронный, а второй дырочный. SDW неустойчивость открывает щель в спектре электронов, переводя систему в диэлектрическое состояние. Отметим, что подобной электронной структурой обладают многие материалы, включая железосодержащие ВТСП, и другие важные материалы. Мы показали, что допирование такой системы переводит электроны в каждой долине в состояние полуметалла (Рис. 1). Если спиновая поляризация в обеих долинах параллельная, то мы имеем обычный полуметалл. Если же поляризация в долинах антипараллельна, то мы получаем новое состояние, которое мы назвали "долинным полуметаллом". Обсуждаются свойства такого состояния.

1. A.V. Rozhkov, A.L. Rakhmanov, A.O. Sboychakov, K.I. Kugel, F. Nori, Phys. Rev. Lett., **119**, 107601 (2017).

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И АНИЗОТРОПИЯ РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ $Ho_xLu_{1-x}B_{12}$

Н. Случанко[1,2], А. Хорошилов[1,2], В. Краснорусский[1], А. Богач[1], В. Глушков[1,2], С. Демишев[1,2], К. Красиков[2], Н. Шицевалова[3], В. Филиппов[3]

[1]*Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия*
[2]*Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный, Московская область, Россия*
[3]*Институт проблем материаловедения им. И.М. Францевича НАНУ, Киев, Украина*

При низких температурах 2-10К выполнены исследования поперечного магнитосопротивления, теплоемкости и намагниченности додекаборидов $Ho_xLu_{1-x}B_{12}$ со структурой каркасного стекла [1]. Показано, что в парамагнитной (P) фазе в широкой окрестности температуры Нееля T_N≈5.7 K в этих антиферромагнетиках с решеточной/электронной неустойчивостью [2] доминирующим вкладом является изотропное отрицательное магнитосопротивление, связанное с рассеянием носителей на наноразмерных кластерах ионов Ho^{3+}, которое масштабируется в координатах $\rho=f(\mu_{eff}^2H^2/T^2)$ [3]. Обнаружено, что анизотропия магнитосопротивления выше T_N (около 15% в поле 80 кЭ, см. рис. 1a) обусловлена квадратичным положительным вкладом, который достигает максимальных значений в окрестности ***H*** // [001], отвечающих направлению динамических зарядовых страйпов в немагнитном додекабориде LuB_{12} [2].

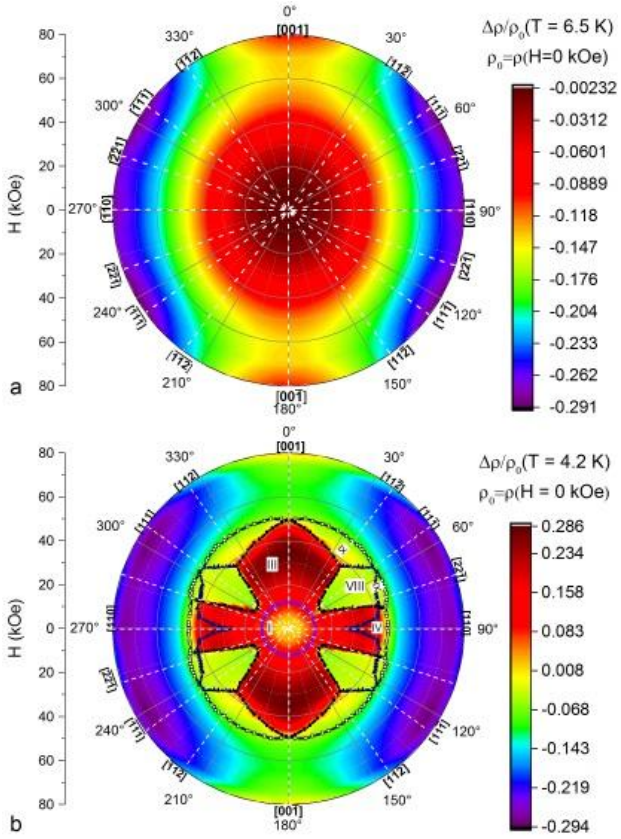


Рис. 1. Анизотропия магнитосопротивления в P и AF- фазах $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$ в полярных координатах $\Delta\rho/\rho(\varphi,H,T_0)$. Символами и римскими цифрами на панели (b) показаны, соответственно, фазовые границы и AF-фазы.

Напротив, в антиферромагнитных (AF) фазах $Ho_xLu_{1-x}B_{12}$ доминирующим становится анизотропное положительное магнитосопротивление (ПМС) с близкой к линейной зависимостью от магнитного поля, причем скейлинг этой ПМС компоненты приобретает вид $\Delta\rho/\rho=f(H/T)$. Вместе с разделением вкладов в магнитосопротивление в работе приводится анализ компонент в намагниченности и теплоемкости, а

также построены магнитные фазовые H-T диаграммы и диаграммы рассеяния носителей заряда в P и AF-фазах (см., например, рис.1 для $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$). Предложена интерпретация анизотропии рассеяния носителей заряда в P-фазе в терминах динамического кооперативного эффекта Яна-Теллера на кластерах B_{12} [3]. Показано, что для объяснения как магнитного рассеяния, так и ориентационных магнитных переходов в AF-фазах $Ho_xLu_{1-x}B_{12}$ необходимо учитывать, кроме *4f*- составляющей от локализованных магнитных моментов, также *5d*-компоненту магнитной структуры, связанную с формированием волны спиновой плотности электронов проводимости.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект №17-12-01426).

1. N. E. Sluchanko, A. N. Azarevich, A. V. Bogach, I. I. Vlasov, V. V. Glushkov, S.V. Demishev, A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov, K. Flachbart, S. Gabani, V. B. Filippov, N. Yu.Shitsevalova, and V. V. Moshchalkov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **140**, 536 (2011).
2. N. Sluchanko, A. Bogach, N. Bolotina, V. Glushkov, S. Demishev, A. Dudka, V. Krasnorussky, O. Khrykina, K. Krasikov, V. Mironov, V. Filipov, N. Shitsevalova, Phys. Rev. B **97**, 035150 (2018).
3. N. E. Sluchanko, A. L. Khoroshilov, A. V. Bogach, V. V. Voronov, V. V. Glushkov, S. V. Demishev, V. N. Krasnorussky, K. M. Krasikov, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, JETP Letters **107**, 30 (2018).

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МОДЕЛИ ИЗИНГА И ГЕЙЗЕНБЕРГА НА ОЦК РЕШЕТКЕ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ СЛЕДУЮЩИХ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ.

Д.Р. Курбанова[1], А.К. Муртазаев[1,2], М.К. Рамазанов[1,3]

[1]Институт физики ДНЦ РАН, Махачкала, Россия
[2]Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия
[3]Отдел математики и информатики ДНЦ РАН, Махачкала, Россия;
sheikh77@mail.ru

Исследование фазовых переходов (ФП) и критических явлений в спиновых системах с конкурирующими обменными взаимодействиями является одной из актуальных задач физики конденсированного состояния [1-4]. Это связано с тем, что в таких системах из-за конкуренции обменного взаимодействия в системе могут возникнуть эффекты фрустрации. Спиновые системы с фрустрациями во многом проявляют свойства, отличные от соответствующих нефрустрированных систем. Это отличие выражается в разнообразии особенностей критического поведения, в богатой картине фаз и ФП, что обусловлено сильным вырождением и высокой чувствительностью фрустрированных систем к различного рода возмущающим взаимодействиям [5].

В настоящее время продолжаются интенсивные исследования природы ФП, тепловых, магнитных и критических свойств фрустрированных спиновых систем [6-9].

Традиционные методы исследования ФП в таких системах сталкиваются с многочисленными и разнообразными проблемами. Поэтому ФП в фрустрированных системах (ФС) интенсивно изучаются методами Монте-Карло [7-9]. При изучении ФС до сих пор основное внимание уделялось системам на треугольной и гексагональной решетке.

Поэтому, в настоящей работе нами предпринята попытка по возможности с максимальной точностью, с соблюдением единой методики, использованием надежной и проверенной схемы, на основе репличного алгоритма метода Монте-Карло определить род ФП антиферромагнитной модели Изинга и Гейзенберга на объемно-центрированной кубической решетке с учетом взаимодействий вторых ближайших соседей.

ФП ФС на ОЦК решетке с учетом взаимодействий вторых ближайших соседей практически не исследованы. Исследование этой модели на основе современных методов и идей позволит получить ответ на ряд вопросов, связанных с характером и природой ФП фрустрированных спиновых систем.

Для анализа характера ФП, особенностей поведения тепловых характеристик вблизи критической точки и определения критической

температуры T_N наиболее эффективным является метод кумулянтов Биндера четвертого порядка. Для более подробного анализа рода ФП нами использовался гистограммный анализ данных метода Монте-Карло.

Построены фазовые диаграммы зависимости критической температуры от величины взаимодействия вторых ближайших соседей для модели Изинга и Гейзенберга. Результаты нашей работы, полученные на основе гистограммного анализа данных, показывают, что в модели Изинга и Гейзенберга переход из антиферромагнитной фазы AF1 в парамагнитную фазу является фазовым переходом второго рода. Для этого интервала, где имеет место ФП второго рода, определены критические индексы.

На рис. 1 приведена фазовая диаграмма зависимости критической температуры от величины взаимодействия следующих ближайших соседей для модели Изинга. Аналогичный вид имеет фазовая диаграмма для модели Гейзенберга. На диаграмме видно, что вблизи точки r=2/3 пересекаются три различные фазы: AF1 - антиферромагнитная, PM - парамагнитная и AF2 - антиферромагнитная 2-го типа.

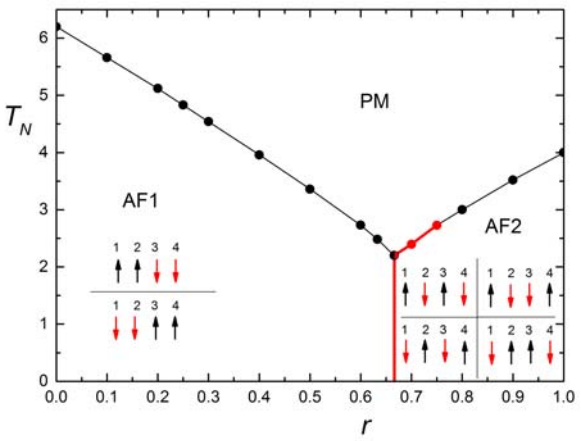


Рис.1. Фазовая диаграмма зависимости критической температуры от величины взаимодействия вторых ближайших соседей.

На фазовой диаграмме черными и красными стрелками изображены направления спинов во всех подрешетках.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-02-00214-а, № 18-32-00391 мол_а.

1. Вик.С. Доценко. УФН, **165**, 481 (1995).
2. С.Е. Коршунов. УФН, **176**, 233 (2006).
3. С.С. Сосин, Л.А. Прозорова, А.И. Смирнов. УФН, **175**, 92 (2005).
4. С.В. Малеев. УФН, **172,** 617 (2002).
5. Р.С. Гехт. ЖЭТФ, **102,** 1968 (1992).
6. Д. Лойсон, А.И. Соколов и др. Письма в ЖЭТФ, **72,** 447 (2000).
7. И.К. Камилов, А.К. Муртазаев, Х.К. Алиев. УФН, **169**, 773 (1999).
8. A.K. Murtazaev and M.K. Ramazanov. Phys. Rev. B, **76**, 174421 (2007).
9. А.К. Муртазаев, М.К. Рамазанов, Ф.А. Касан-Оглы, Д.Р. Курбанова. ЖЭТФ, **147**, 127 (2015).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ ЧЕТЫРЕХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК, ОБРАЗУЮЩИХ КОЛЬЦЕВУЮ ГЕОМЕТРИЮ

Проценко В.С.[1,2], Катанин А.А.[1]

[1]*ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*
[2]*Уральский Федеральный Университет, 620002, Екатеринбург, ул.Мира, 19*

Системы квантовых точек, образующие или включающие замкнутые геометрии, демонстрируют наличие особого состояния – «сингулярной Ферми жидкости», которое характеризуется появлением локального магнитного момента в системе [1, 2]. Ключевую роль в реализации данной магнитной фазы системы играет электрон-электронное взаимодействие, приводя к возможности сильного расщепления энергетических уровней, соответствующих разным проекциям спина в пределе бесконечно малого магнитного поля [2].

Возможность появление локального магнитного момента при равновесном состоянии системы и характер связанных с этим квантовых фазовых переходов исследовался для ряда систем квантовых точек (см., например, [1]). Однако, вопросы, связанные с реализацией локального магнитного момента, его устойчивости и эволюции при неравновесных режимах, когда система заключена между проводящими контактами, к которым приложено конечное напряжение смещения, остаются открытыми.

В настоящей работе исследуется формирование локальных магнитных моментов в системе четырех коррелированных квантовых точек, образующих кольцевую геометрию, связанную с двумя проводящими контактами. Рассматриваются как равновесные, так и неравновесные режимы системы. Для учета электрон-электронного взаимодействия вдали от равновесия применяется метод функциональной ренормализационной группы обобщенный на формализм неравновесных функций Грина [3, 4].

Обнаружено [5], что в зависимости от конфигурации системы может быть реализован как парамагнитный режим, при котором магнитный момент отсутствует, так и магнитные режимы, характеризуемые наличием одного или двух локальных магнитных моментов в системе. Показано, что существующие в равновесном режиме магнитные моменты остаются стабильными при конечном напряжении смещения для широкой окрестности нулевого напряжения. В то же время, дальнейший рост напряжения смещения приводит к разрушению локальных магнитных моментов в системе и происходит в один или два этапа в зависимости от параметров рассматриваемой системы [5].

Обнаруженная возможность изменения магнитных свойств изучаемой системы путем приложения напряжения между контактами может быть использована для проектирования различных устройств наноспинтроники.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 17-02-00942а.

1. R. Zitko and J. Bonca, Phys. Rev. B 73, 035332 (2006).
2. V. S. Protsenko and A. A. Katanin, Phys. Rev. B 95, 245129 (2017).
3. R. Gezzi, Th. Pruschke, and V. Meden, Phys. Rev. B 75, 045324 (2007).
4. S.G. Jakobs, V.Meden, and H.Schoeller, Phys.Rev.Lett. 99, 150603 (2007).
5. V. S. Protsenko and A. A. Katanin, to be published.

МАГНИТНЫЕ И УПРУГИЕ КОЛЕБАНИЯ В ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ В ШИРОКОЙ ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР, ОХВАТЫВАЮЩЕЙ ОБЛАСТЬ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ

Л.Н. Котов[1], П.А. Северин[1], В.С. Власов[1], В.Г. Шавров[2]

[1] *Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина, Сыктывкар, Россия*

[2] *Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия*

Многообразие режимов магнитных колебаний в магнитных пластинах и плёнках в области спин-переориентационных фазовых переходов (СПФП) дает возможность использовать их в нелинейных устройствах преобразования частоты и сверхчувствительных датчиках магнитного поля [1]. Многие из нелинейных эффектов в области СПФП, связанных с особенностью кристаллической структуры твердых тел, являются еще недостаточно изученными [2].

Работа посвящена магнитоупругой динамике ферритовой пластины в широкой области температур, охватывающей область спиновой переориентации. Результаты получены с учетом выводов предыдущих работ [3-4]. Система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих магнитные и упругие колебания в ферритовой пластине, взята из работы [5]. Получены температурные зависимости амплитуд магнитных и упругих колебаний в кристаллической пластине марганец-цинковой шпинели (МЦШ) состава $Mn_{0.61}Zn_{0.35}Fe_{2.04}O_4$, выращенных методом Вернейля (в пламени) [6]. Кристаллы МЦШ выращенные этим методом и приведенного выше состава характеризуются наличием точки инверсии знака первой константы анизотропии K_1 [7]. Кристаллы МЦШ, выращенные методом Бриджмена (в расплаве), не имеют точки инверсии K_1, и не изменяют оси легкого намагничивания (ОЛН). Во всем диапазоне температур для таких кристаллов ОЛН остается ось [111], а значения константы K_1 в широкой области температур малы и сильно не изменяются [4]. За счет метода Вернейля при росте кристалла МЦШ возникает дополнительная наведенная анизотропия вдоль кристаллографических осей типа [100]. Благодаря этому возникает точка инверсии K_1. Кристаллографические оси [100], [010] лежат в плоскости пластины МЦШ, а ось [001] направлена вдоль нормали к пластине и параллельна оси Oz. При нулевом постоянном магнитном поле H_0 наблюдается переориентация вектора намагниченности **M** от оси легкого намагничивания (ОЛН) [100] к оси [111] при уменьшении температуры, при которой $K_1<-K_2/9$, где K_2 – вторая константа анизотропии. В процессе переориентации вектора **M** наблюдается существенное затухание компонент вектора намагниченности и упругих колебаний. Возбужденные

микроволновым переменным магнитным полем в области переориентации компоненты упругого смещения характеризовались малой амплитудой. Вектор намагниченности **M** при $H_0 = 0$ направлен вдоль этих осей (называемых ОЛН) при высоких температурах, вплоть до температуры $T_п$, где наблюдается СПФП – при выполнении условия $K_1 > -(1/9)\,K_2$ [7]. Другая картина возникает, когда магнитное поле $\mathbf{H}_0$ подается вдоль ОЛН. При наложении постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_0$ изменение ОЛН будет происходить при более сильном изменении констант анизотропии K_1 , K_2 , что требует значительного понижения температуры. Вычислены зависимости компонент вектора **M** и прецессионные портреты, а также упругие смещения для нормально и тангенциально намагниченной пластины при различных значениях H_0. Определены амплитуды в широком диапазоне температур, охватывающих спин-ориентационный переход. Также наблюдалась переориентация вектора **M** при больших абсолютных значениях K_1.

Получены зависимости компонент вектора **M**, упругих смещений и прецессионные портреты от K_1 при разных значениях H_0. Особое внимание уделено области температур переориентации вектора **M**. При наличии постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_0$, направленного вдоль ОЛН, решающим фактором переориентации было значение энергии возбуждающих колебаний. Увеличение направленного вдоль ОЛН поля $\mathbf{H}_0$ влечет за собой рост модуля значения K_1 и амплитуды переменного поля, необходимого для переориентации вектора намагниченности переменным магнитным полем. Более того, при переориентации вектор намагниченности может быть остановлен в области, находящейся вблизи новой ОЛН.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 17–02–01138).

1. В.С. Власов, Л.Н. Котов Л.Н., В.Г. Шавров, В.И. Щеглов, РЭ, **56**, 1120 (2011).
2. В.С. Власов, М.С. Кирушев, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов, РЭ, **58**, 857 (2013).
3. Pleshev D.A. et. al., Sol. St. Phenom., **233-234**, 471 (2015).
4. Л.Н. Котов, П.А. Северин, В.С. Власов, Д.С. Безносиков, Вестник ЧелГУ., **22**, 377 (2015).
5. В.С. Власов, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов, РЭ, **54**, 863 (2009).
6. Котов Л.Н., Карпачев С.Н., ПЖТФ, **28**, 49 (2002).
7. Б.А. Голдин, Л.Н. Котов, Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах). Л.: Наука (1991).

ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ МАГНЕТИКА СО СПИНОМ 3/2 НА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ

Клевец Ф.Н., Неклюдов Е.А., Фридман Ю.А.
Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского
пр. Вернадского 4, Симферополь, 295007, Республика Крым, Российская Федерация

В спиновых системах упорядочение, как правило, ассоциируется со стандартным магнитным порядком, для которого среднее значение спина $\langle\vec{S}\rangle$ на узлах отлично от нуля, образуя разнообразные магнитные структуры, характеризуемые векторными параметрами порядка [1-3]. Одним из основных свойств таких магнитоупорядоченных систем является нарушение инвариантности SO(3) симметрии относительно отражения времени, $\langle\vec{S}\rangle \to -\langle\vec{S}\rangle$ при замене $t \to -t$. Это свойство является одним из основных критериев магнитного упорядочения. Однако, существуют спиновые конфигурации, в которых нарушается SO(3) симметрия, но при этом сохраняется инвариантность относительно обращения времени [4].

Так, для спина S = 3/2 на квадратной решетке найдены фазы с $\langle\vec{S}\rangle = 0$, для которых симметрия относительно отражения времени нарушена за счет нетривиальных свойств трехспиновых средних [3,17,18,22-24]. В силу этого для спина S = 3/2 на квадратной решетке возможно существование антинематической фазы, в которой направления вектор-директора в двух подрешетках антипараллельны [5].

На протяжении последних двадцати лет такие состояния активно изучались в кристаллических магнетиках, включая низкоразмерные системы. В настоящее время появился дополнительный интерес к таким состояниям, связанный с изучением свойств ультрахолодных ферми-газов, примером которых являются газы ^{132}Cs, ^{9}Be, ^{135}Ba со спином S = 3/2 в оптических решетках, в которых на одну ячейку приходится один атом. Существенно также, что для таких систем характерно сильное негейзенберговское взаимодействие магнитных ионов, необходимое для существования нематических состояний.

Целью данной работы является исследование практически не изученных спиновых состояний изотропного негейзенберговского магнетика с S = 3/2 на треугольной решетке.

В качестве исследуемой модели рассмотрим изотропный магнетик со спином магнитного иона S = 3/2, имеющий треугольную кристаллическую решетку. В общем случае гамильтониан такой системы, учитывающий все возможные спиновые инварианты, имеет вид:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2}\sum_{n,n'} J(n-n')\left(\vec{S}_n\vec{S}_{n'}\right) - \frac{1}{2}\sum_{n,n'} K(n-n')\left(\vec{S}_n\vec{S}_{n'}\right)^2 - \frac{1}{2}\sum_{n,n'} L(n-n')\left(\vec{S}_n\vec{S}_{n'}\right)^3, \quad (1)$$

где $\vec{S}_n$ – спиновый оператор в n-ом узле, J, K и L – обменные интегралы между ближайшими спинами, суммирование в (1) производится по всем ближайшим соседям треугольной решетки и каждая пара ближайших соседей учитывается один раз. Мы ограничимся рассмотрением модели, допускающей разбиение на три эквивалентные подрешетки, например, пирамидальную (трехмерную) или треугольную (двумерную). Дальнейшие вычисления будем проводить для случая низких температур ($T \to 0$), поскольку именно в этом случае наиболее ярко проявляются квантовые свойства системы.

В работе проведен анализ плотности свободной энергии негейзенберговского изотропного магнетика с S = 3/2 с размерностью $d \geq 2$, что позволяет применять при-

ближение среднего поля, и треугольной решеткой, допускающей разбиение на три эквивалентные подрешетки. В рассматриваемой системе при различных соотношениях материальных параметров возможна реализация четырех фазовых состояний. Кроме состояний с преобладающим гейзенберговским обменом, характеризуемых векторным параметром порядка (ферромагнитной (FM) и антиферромагнитной (AFM) фазы), в магнетике с преобладающими высшими обменными интегралами возможна реализация состояний с тензорными параметрами порядка – нематической (SN) и антинематической (SAN) фазы. Ориентация дипольных и тензорных параметров порядка в указанных фазах показана на рис. 1 (а, б, в, г). Основную роль в свойствах этих фаз играют средние, кубические по компонентам спиновых операторов, прежде всего, октупольный параметр порядка q_3^3, содержащий средние типа $\langle (S_x \pm iS_y)^3 \rangle$. Формирование октупольного порядка связано с учетом бикубического обменного взаимодействия.

Фазовая диаграмма представлена на рис. 2. Фазовые состояния рассматриваемой системы характеризуются ненулевыми квадрупольными и октупольными средними. Квадрупольные средние, в отличие от системы со спином $S=1$, не являются определяющими для описания симметрии фаз, а в векторных фазах основными являются дипольные параметры порядка.

Вопрос о динамических свойствах рассматриваемой системы и типах фазовых переходов остаётся открытым, поскольку выходит за рамки текущего исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ № 16-02-00069а, совместной поддержке РФФИ и Совета Министров Республики Крым в рамках проекта № 17-42- 92007р_а и поддержке федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского».

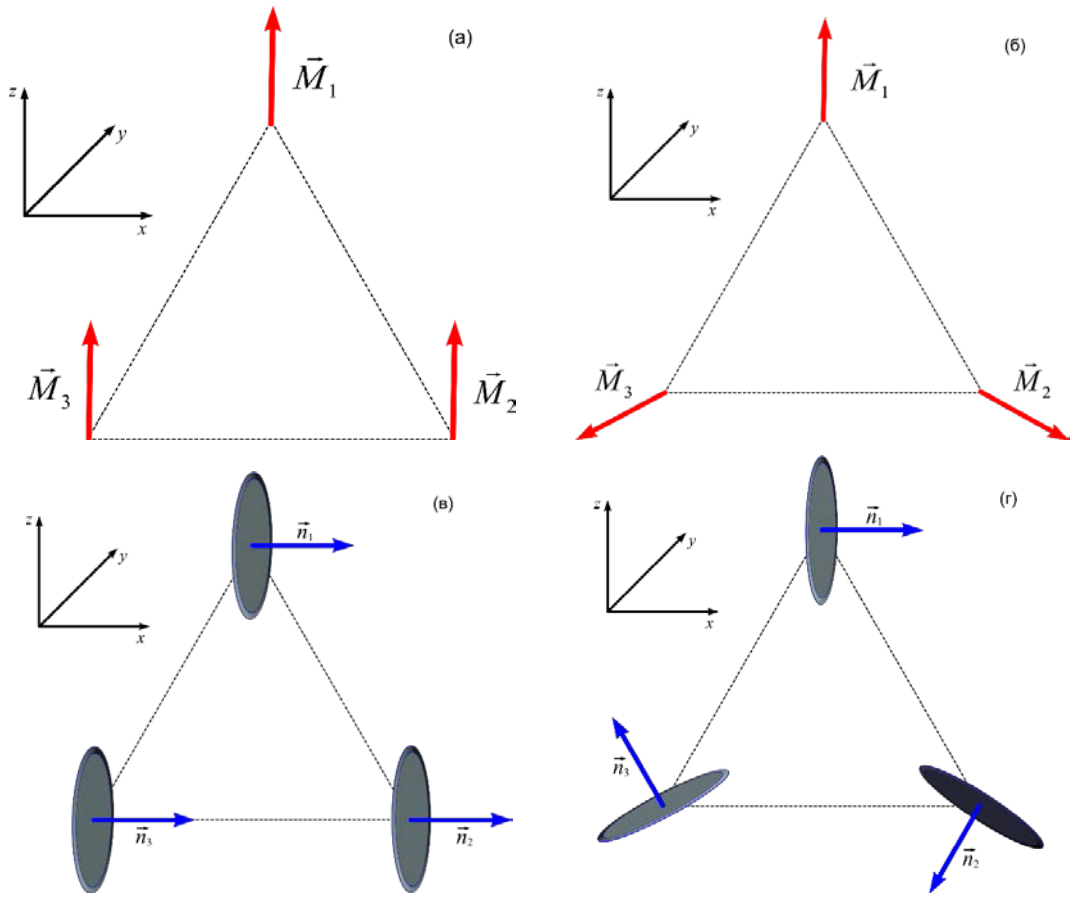


Рис. 1. (а) и (б) – ориентация магнитных моментов в элементарной кристаллической ячейке в FM фазе и AFM фазе, соответственно; (в) и (г) – геометрический образ квадрупольных средних в SN фазе и SAN фазе, соответственно.

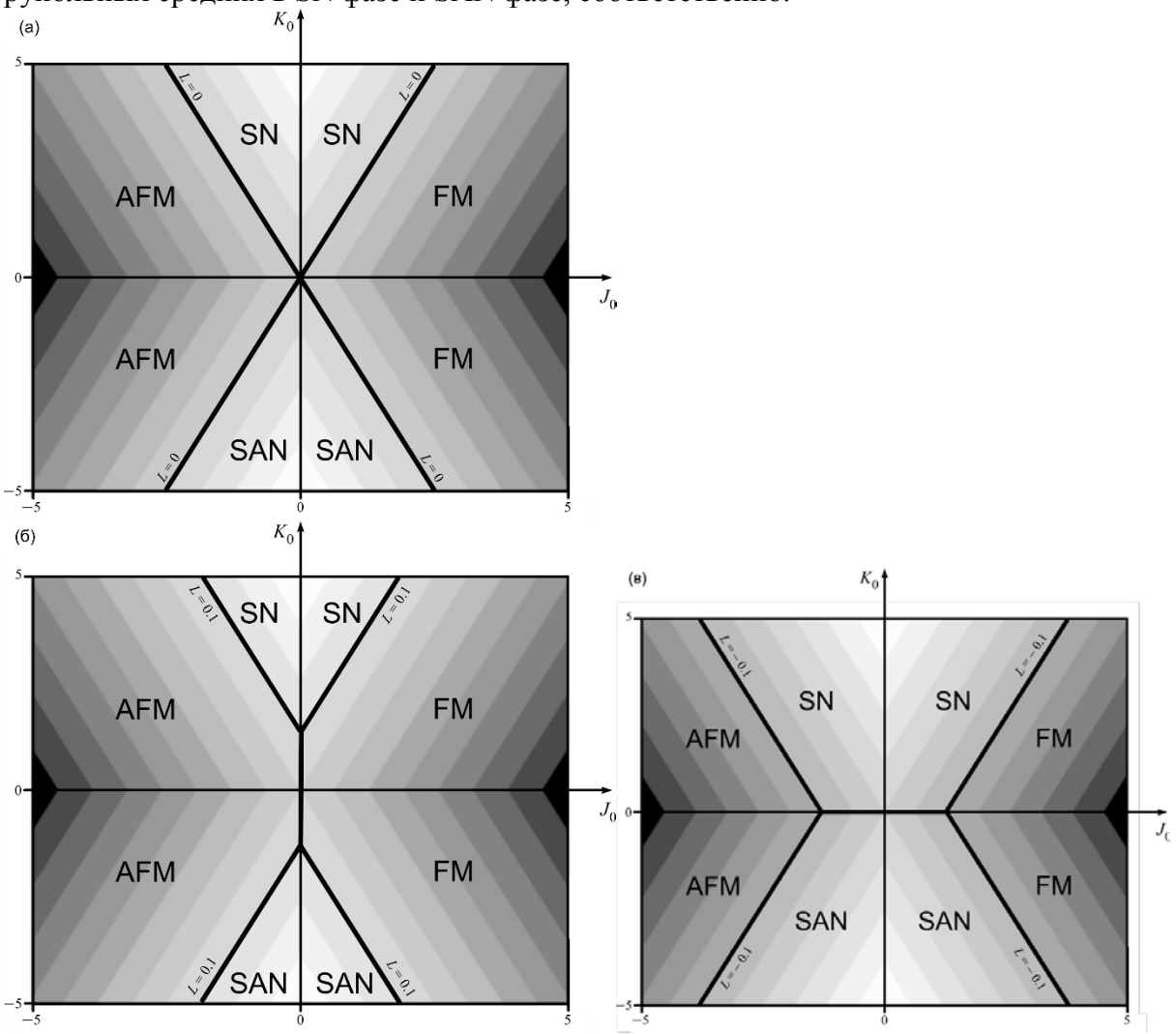


Рис. 2. Фазовая диаграмма негейзенберговского изотропного магнетика с $S = 3/2$ на кристаллической решетке треугольной симметрии при различных значениях константы бикубического взаимодействия: (а) $L = 0$; (б) $L = 0.1$; (в) $L = -0.1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Изд. Наука, М. (1992).
2. А.Ф. Андреев, В.И. Марченко, УФН, **130**, 39 (1980).
3. С.В. Вонсовский. Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро-, антиферро и ферромагнетиков. Изд. Наука, М. (1971).
4. A.F. Andreev and I.A. Grishchuk, Sov. Phys. JETP **60**, 267 (1984).
5. О.А. Космачёв, Ю.А. Фридман, Е.Г. Галкина, Б.А. Иванов, ЖЭТФ **147**, 320 (2015).

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩИХ СЛОИСТЫХ ХАЛЬКОГЕНИДАХ

Н.В. Баранов[1,2], Н.В. Селезнева[2], Е.М. Шерокалова[2], А.С.Волегов[1,2], Д.И. Горбунов[3], В.Г. Плещев[2]

[2]*Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*
[1]*Институт естественных наук и математики Уральского федерального университета им. Б.Н. Ельцина. Екатеринбург, Россия*
[3]*Dresden High Magnetic Field Laboratory, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Dresden, Germany*

В халькогенидах переходных (M) металлов $M_{1-z}X$ (X = S, Se) со слоистой кристаллической структурой типа NiAs слои ионов металла расположены между полностью заполненными слоями халькогена. Из-за дефицита металла катионные слои содержат вакансии. Согласно данным нейтронографии в халькогенидах железа $Fe_{1-z}X$ (z = 0.125–0.25) магнитные моменты Fe в слоях упорядочены ферромагнитно (Ф), а обменная связь между слоями является антиферромагнитной (АФ). Наличие вакансий в каждом втором слое приводит к отсутствию полной компенсации магнитных моментов и к существованию результирующей намагниченности, т. е. к ферримагнетизму (ФИ) [1]. Замещение атомов Fe в соединениях $Fe_{1-z}X$ атомами других 3d-металлов может оказывать сильное влияние на их свойства [2,3].

В настоящей работе представлены результаты исследования кристаллической и магнитной структуры, а также процессов намагничивания и магнитосопротивления в слоистых соединениях типа $(Fe,Ti)_{1-z}X$. Образцы были получены методом твердофазного синтеза в вакуумированных кварцевых ампулах. Аттестация образцов выполнялась с использованием рентгеновского дифрактометра Bruker D8 ADVANCE. Полевые и температурные зависимости намагниченности образцов измерялись на СКВИД-магнитометре MPMS (QuantumDesign) в квазистатических магнитных полях до 7 Тл, а также в импульсных магнитных полях до 60 Тл. Измерения магнитосопротивления проводились с помощью системы DMS-1000 в полях до 12 Тл.

В соединениях $Fe_{0.5}TiX_2$ с моноклинной структурой ($I12/m1$) один катионный слой полностью занят атомами Ti, а второй наполовину заполнен атомами железа. Согласно нейтронографическим данным [4,5] соединение $Fe_{0.5}TiS_2$ на основе дисульфида титана обладает ниже T_N ~ 140 K антиферромагнитной (АФ) структурой с учетверенным по отношению к кристаллической структуре периодом вдоль a и c кристаллографических осей, а замещение серы селеном, имеющим больший ионный радиус, сопровождается перестройкой магнитной структуры. В соединениях $Fe_{0.5}TiS_{2-y}Se_y$ с содержанием селена выше y = 0.5 антиферромагнитная структура имеет в

два раза меньший период [5]. Исследования процессов намагничивания в квазистатических и импульсных магнитных полях показали, что замещение серы селеном оказывает существенное влияние на поведение намагниченности этих соединений. Под действием магнитного поля в них наблюдается метамагнитный переход при достижении критического поля $\mu_0 H_{crit}$. Как следует из рис.1, где в качестве примера представлены полевые зависимости намагниченности для антиферромагнитного соединения $Fe_{0.5}TiS_{1.8}Se_{0.2}$, при низких температурах индуцируемый полем переход сопровождается большим гистерезисом ($\mu_0 H_c$ ~ 5 Тл) и является необратимым. Такое поведение соединений является необычным для антиферромагнетиков и свидетельствует о существовании локального минимума свободной энергии, а также о достаточно малом энергетическом барьере между основным АФ и индуцированным Ф состояниями. Наряду с различием в обменной энергии большую роль в формировании метастабильного состояния, по-видимому, играют магнитоупругие взаимодействия. Образование метастабильного высококоэрцитивного состояния наблюдалось также в незамещенном соединении $Fe_{0.5}TiS_2$, что подтверждено нейтронографическими измерениями [4]. Зависимость коэрцитивной силы от концентрации в системе $Fe_{0.5}TiS_{2-y}Se_y$ имеет немонотонный характер с максимумом $\mu_0 H_c$ = 5.6 Тл при y = 0.3. Такие значения коэрцитивной силы обычно не характерны для материалов, магнетизм которых обусловлен только присутствием атомов железа, поскольку, как правило, материалы на основе Fe проявляют магнитомягкие свойства. Установлено, что перестройка магнитной структуры под действием поля в соединениях $Fe_{0.5}TiS_{2-y}Se_y$ приводит к значительным изменениям электросопротивления ($|\Delta\rho/\rho|$ до 30 %) из-за исчезновения/появления энергетических щелей в электронном спектре на границах суперзон Бриллюэна [4].

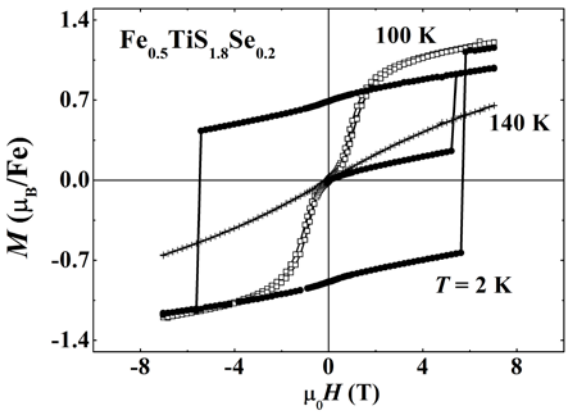


Рис.1. Полевые зависимости магнитного момента в расчете на атом Fe, измеренные при разных температурах на поликристаллическом образце $Fe_{0.5}TiS_{1.8}Se_{0.2}$.

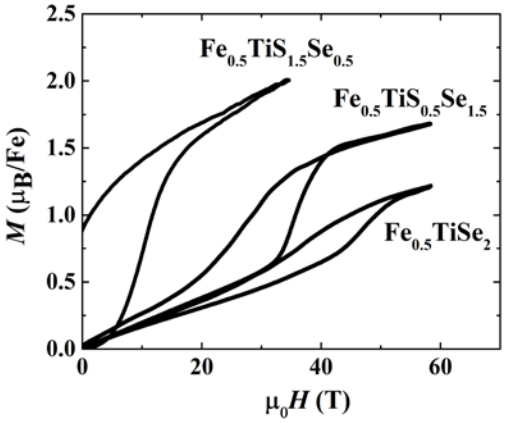


Рис.2. Кривые намагничивания образцов $Fe_{0.5}TiS_{2-y}Se_y$ с разным содержанием селена, измеренные при температуре 2.5 К в импульсных магнитных полях.

При исследовании поведения намагниченности было установлено, что в богатых селеном соединениях $Fe_{0.5}TiS_{2-y}Se_y$ для разрушения АФ упорядочения необходимо приложение сверхсильных магнитных полей. Как следует из данных, представленных на рис. 2, замещение серы селеном приводит к значительному росту критического поля, которое достигает $\mu_0 H_{crit} \sim 45$ Тл в соединении $Fe_{0.5}TiSe_2$ ($y = 2$).

Увеличение содержания железа в соединениях $Fe_xTiS_{2-y}Se_y$ до $x = 0.66$ не приводит к существенному увеличению температуры магнитного упорядочения, однако кардинально изменяет поведение электросопротивления. В отличие от соединений $Fe_{0.5}TiS_{2-y}Se_y$, которые демонстрируют металлический тип поведения электросопротивления, образцы $Fe_{0.66}TiS_{2-y}Se_y$ в магнитоупорядоченной области обладают более высокими значениями сопротивления, чем в парамагнитном состоянии, что может быть связано с существованием дополнительного вклада от рассеяния электронов проводимости на магнитных неоднородностях, обусловленных частичным перемешиванием Ti и Fe в катионных слоях. Замещение серы селеном в соединениях $Fe_{0.66}TiS_{2-y}Se_y$ сопровождается исчезновением спонтанной намагниченности и переходом от ФИ к АФ поведению при $y > 0.5$. При этом наблюдается немонотонное изменение коэрцитивной силы. Значительное влияние на формирование магнитного упорядочения и на поведение гистерезисных свойств соединений типа $Fe_{1-z}X$ оказывает замещение Fe атомами других 3d металлов. Немонотонное изменение результирующей намагниченности и коэрцитивной силы от концентрации титана обнаружено в соединениях $(Fe,Ti)_7X_8$ [2], что является следствием неравновероятного распределения атомов 3d металлов разного сорта между полностью заполненными катионными слоями и слоями, в которых присутствуют вакансии.

Результаты исследования железосодержащих халькогенидных соединений со слоистой структурой типа NiAs показывают, что их магнитные и транспортные свойства проявляют сильную зависимость от замещений как в катионной, так и в анионной подрешетках, а также от характера распределения атомов 3d металлов разного сорта между слоями. Необычно высокие значения коэрцитивной силы в железосодержащих халькогенидных соединениях типа $(Fe,Ti)_{1-z}X$, по-видимому, связаны с наличием незамороженного орбитального момента ионов Fe.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 16-02-00480 и 16-03-00733), по программе УрО РАН (проект № 18-10-2-5) и Министерством образования и науки РФ (проект № 3.2916.2017/4.6).

1. H. Wang, I. Salveson, Phase transition, **78**, 547 (2005).
2. N.V. Baranov et al., J. Physics: Condensed Matter, **27**, 286003 (2015).
3. N.V. Selezneva et al., Materials Research Express, **4**, 106102 (2017).
4. N.V. Baranov et al., J. Physics: Condensed Matter., **25**, 066004 (2013).
5. A.F. Gubkin et al., J. Alloys Compd., **616**, 148 (2014).

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ ТРЕХВЕРШИННОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА

А.Б. Бабаев [1,2], А.К. Муртазаев[1,3], Ф.А. Кассан-Оглы[4]

[1] *Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского Научного Центра Российской Академии Наук, Махачкала, Россия*
[2] *Дагестанский государственный педагогический университет, Махачкала, Россия*
[3] *Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия*
[4] *Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук, Екатеринбург, Россия*

E-mail: b_albert78@mail.ru

В последнее время наблюдается все возрастающий интерес к фазовым переходам (ФП) и критическим явлениям (КЯ) в фрустрированных магнитных структурах, описываемых моделями Изинга и Поттса на различных решетках [1]. Это обусловлено фундаментальными проблемами, возникающими при изучении систем, содержащих наноразмерные слои магнитных материалов, особенно в области низких температур. Спиновые решеточные модели на различных решетках описывают большой класс реальных физических систем: слоистые магнетики, пленки жидкого гелия, сверхпроводящие пленки, адсорбированные пленки и др. [1, 2]. Фрустрации играют важную роль в различных магнитных системах.

В связи с этим в рассматриваемой работе проведен энергетический анализ основного состояния спиновых структур, описываемых антиферромагнитной трехвершинной моделью Поттса на треугольной решетке, в зависимости от знаков обменных интегралов для ближайших и вторых ближайших соседей. В рассматриваемой модели конкуренция обменных интегралов может привести к фрустрации (см. рис.1). На основе численных данных, полученных методом Монте-Карло, выявлены диапазоны существования упорядоченных и неупорядоченных фаз в рассмотренных системах.

Антиферромагнитная трехвершинная (q=3) модель Поттса на треугольной решетке с учетом взаимодействия вторых ближайших соседей описывается следующим гамильтонианом [2]:

$$H = -J_1 \sum_{i,j} \cos\theta_{i,j} - J_2 \sum_{i,k} \cos\theta_{i,k}\,, \qquad (1)$$

где J_1 и J_2 – параметры обменных ферро – или антиферромагнитных (J_1<0, J_2<0), (J_1>0, J_2<0) взаимодействий для ближайших и вторых

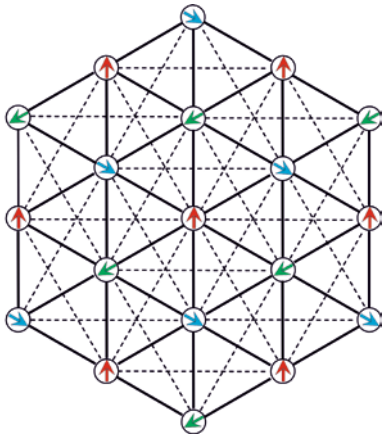


Рис.1. Двумерная трехвершинная АФ модель Поттса с учетом вторых ближайших соседей при J_1<0, J_2<0

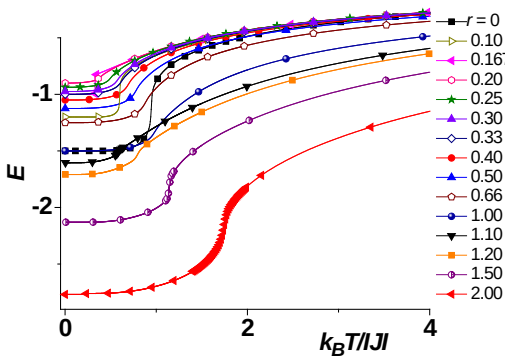


Рис.2. Температурная зависимость энергии двумерной антиферромагнитной модели Поттса в зависимости от параметра r=J_2/ J_1 J_1<0, J_2<0.

ближайших соседей соответственно, $\theta_{i,j}$, $\theta_{i,k}$ – углы между взаимодействующими спинами S_i - S_j и S_i - S_k соответственно, причем $\theta_{i,j}$ принимают три значения 0º, 120º и 240º. Модель Поттса с гамильтонианом вида (1) также хорошо описывает физические свойства многих неупорядоченных структур (см. [3, 4]).

Для рассматриваемой модели проведен энергетический анализ основного состояния спиновых структур, описываемых этой моделью, в зависимости от знаков обменных интегралов для первых и вторых ближайших соседей. В частности, на рис. 2 показаны температурные зависимости энергии рассматриваемой модели для случая J_1<0, J_2<0 при различных соотношениях r, r=J_2/J_1. Как видно из рисунка 2, энергии трех фаз, как функции параметра r: исходной (а) с превалированием ближайшего взаимодействия J_1 $E_а(r)$= $3J_1(0.5-r)$, промежуточной (б) $E_б(r)$= $(1+r)3$ $J_1/4$ и конечной (в) с превалированием второго взаимодействия J_2 $E_в(r)$= $3rJ_1/2$. На основе этих данных выявлены диапазоны существования упорядоченных и неупорядоченных фаз в рассмотренных системах.

Работа поддержана грантом РФФИ №16-02-00214.

Литература

1. H.T. Diep. Frustrated spin systems, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore, (2004).
2. F.Y. Wu. *Exactly solved models: A Journey in statistical mechanics*, World Scientific, New Jersey ,(2008).
3. А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев. Письма в ЖЭТФ **99**, 618 (2014)
4. A.K. Murtazaev, A.B. Babaev, G.Y. Aznaurova. Solid State Phenomena **168–169**, 357 (2011).

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СПЛАВАХ $LaFe_{11.2}Co_{0.7}Si_{1.1}$ ЧАСТИЧНО ЗАМЕЩЕННОГО РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ (Ce, Ho, Pr)

А.М. Алиев[1], Н.З. Абдулкадирова[1], P. Gebara[2]
[1]*Институт физики, Дагестанский научный центр Российской академии наук, улица Ярагского 94, Махачкала, Россия, 367003*
[2]*Институт физики, Технологический университет Ченстохова, Армия Крайове 19, Ченстохова, Польша,42-200*
e-mail: nnurizhat@mail.ru

Поиск и исследование материалов в которых наблюдаются большие значения магнитокалорического эффекта (МКЭ) остается одной из актуальных и перспективных задач физики твердого тела, как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Одними из ярких представителей таких материалов являются сплавы La (Fe, Si)13 с большими значениями МКЭ [1]. В данной работе представлены результаты исследования влияния замещения La другими редкоземельными элементами на магнитокалорические свойства сплава $LaFe_{11.2}Co_{0.7}Si_{1.1}$. 10 % замещение La на атомы Ce, Ho и Pr приводит к существенному изменению адиабатического изменения температуры ΔT и к смещению точки Кюри. В исходном составе $LaFe_{11.2}Co_{0.7}Si_{1.1}$ величина МКЭ равна ΔT_{ad} = 3.8 К, а T_C = 268 К. В образце $La_{0.9}Pr_{0.1}Fe_{11.2}Co_{0.7}Si_{1.1}$ наблюдается максимальная величина магнитокалорического эффекта ΔT_{ad} = 2.8 К. Для образца $La_{0.9}Ho_{0.1}Fe_{11.2}Co_{0.7}Si_{1.1}$ величина МКЭ равна ΔT_{ad} = 2.3 К, а изменение T_C относительно слабое. Более существенные изменения наблюдаются в составе $La_{0.9}Ce_{0.1}Fe_{11.2}Co_{0.7}Si_{1.1}$, в котором величина МКЭ равна ΔT_{ad} =1.3 К, а температура Кюри существенно смещается в сторону низких температур (T_C = 258 К).

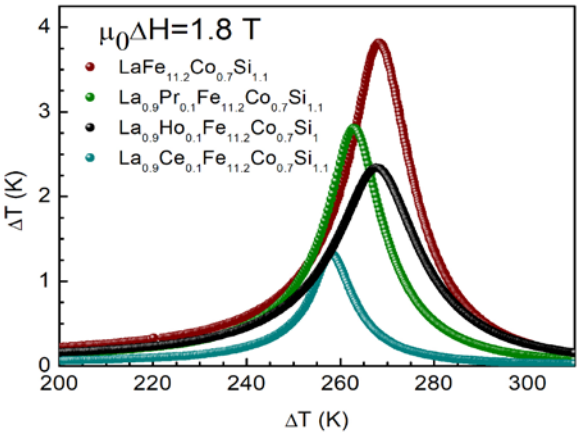


Рис.1 Температурная зависимость МКЭ для $La_{0.9}X_{0.1}Fe_{11.2}Co_{0.7}Si_{1.1}$ (где x = Ce, Ho, Pr) в магнитном поле 1.8 Тл

Исследование частотной зависимости МКЭ в системе $La_{0.9}X_{0.1}Fe_{11.2}Co_{0.7}Si_{1.1}$ (X = Ho, Pr) показывает, что величина МКЭ сильно зависит от частоты магнитного поля и при частотах 20 Гц практически полностью подавляется.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-02-01195.

[1]. P. Gębara, P. Pawlik, B. Michalski, J.J. Wyslocki, K. Kotynia. Alloys, Acta Phys. Pol. A128, 87-90 (2015).

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОГО СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ДИПОЛЬНОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ

Анзулевич С.Н., Анзулевич А.П., Бычков И.В.

Челябинский государственный университет, Россия

В настоящее время большое число ученых занято изучением проблемы термостимулированного собственного отнести генераторы электромагнитных волн на основе твердых тел, парамагнитные усилители с низкими и собственными шумами, лазеры. Впервые эффект сильного надтемпературного излучения наблюдался для слоя вскипающей воды в ближней и инфракрасной (ИК) области спектра [1]. Подобный эффект имеет место и при вскипании металлов [2]. Вспышки излучения регистрируются так же при кристаллизации щелочногалоидных веществ и сапфира [3-4].

Кроме того, собственное излучение в температурном интервале вблизи магнитоструктурных ФП 1-го и 2-го рода наблюдалось для сплавов Ni-Mn-Ga-Fe и Ti-Ni [5].

Независимо развивается физика и технология вакуумных туннельных структур, в которых разность температур в вакуумном промежутке вызывает появление туннельного тока, который, как полагают, в свою очередь, может при сильном градиенте температур обеспечить генерацию высокой удельной мощности электрической энергии и служить источником энергии с высоким параметром эффективности за счет того, что теплопередача в вакууме сильно подавлена [6-7].

Таким образом, имеется экспериментальный материал, подтверждающий факт существования такого излучения. Однако явление фазопереходного излучения не следует из существования концепции ФП и не учитывается при рассмотрении их кинетики.

Подобные эффекты можно рассматривать на модели двухуровневой квантовой среды. Тем более, что взаимодействие излучения с такой моделью объясняет многие явления, связанными со свойствами веществ, таких, как поглощение и дисперсия света, насыщение и просветление переход, генерация электромагнитного излучения в лазерах. Более того данная модель позволяет рассмотреть как электрический, так и магнитный дипольные переходы [8].

Для осуществления излучения ФП необходимо, чтобы время оптического перехода частиц из основного состояния одной фазы в основное состояние другой фазы оказалось меньше или порядка температуры безызлучательной релаксации [9]. Это может быть достигнуто в большом коллективе частиц.

Впервые вопрос о возможности излучательного ФП для коллектива частиц был рассмотрен в рамках квантовой электродинамики еще до экспе-

риментального обнаружения явления коллективного спонтанного излучения или сверхизлучения [10-13].

Для моделирования собственного излучения в ФП рассмотрим двухуровневую модель квантового дипольного перехода. Система уравнений Максвелла-Блоха в этом случае имеет следующий вид [8]:

$$\ddot{\vec{P}} + \frac{2}{T^2}\dot{\vec{P}} + \Omega^2\vec{P} = \frac{2\Omega}{\hbar}\frac{L|\mu_{12}|^2}{3}\Delta N\vec{E}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} + \frac{\Delta N - \Delta N^e}{T_1} = -\frac{2}{\hbar\Omega}\left(\dot{\vec{P}}\cdot\vec{E}\right), \quad (2)$$

$$\nabla\times\left(\nabla\times\vec{E}\right) + \frac{\mathcal{A}\eta}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \frac{\eta^2}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0\frac{\partial^2\vec{P}}{\partial t^2}, \quad (3)$$

Для распределения плоских волн вдоль оси решения этих уравнений для амплитуды самоизлучаемой волны можно найти:

$$E_x = \sqrt{\left[\frac{3i\hbar^2\Omega\left[(\Omega-\omega)-\frac{i}{T_2}\right]}{2\omega L T_1|\mu_{12}|^2} - \frac{2\mu_0\omega\Delta N^e\hbar\Omega\left[k^2+\frac{i\omega\eta\mathcal{A}}{c}-\frac{\eta^2\omega^2}{c^2}\right]}{2T_1}\right]}\, e^{-i(\omega t-kz)}, \quad (4)$$

Полученное уравнение (4) можно использовать для оценки термически стимулированного собственного излучения материала при ФП, который определяется квантовым дипольным переходом на границе разных фаз.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-58-53055, 16-29-14045, 17-02-01382).

[1] Potter W.R., Hoffman J.G. // Infr. Phys. 1968. Vol. 18. N 6. P. 265–269

[2] Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. //Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М.: Энергоатомиздат, 1990. 288 с.

[3] Татарченко В.А. // Кристаллография. 1979. Т. 24. № 2. С. 408–409.

[4] Татарченко В.А., Умаров Л.М. // Кристаллография. 1980. Т. 25. № 6. С. 1311–1313.

[5] I.V.Bychkov, V.A.Golunov, D.S.Kalenov, A.P.Kamantsev, D.S.Kuchin, V.V.Koledov, D.A.Kuzmin, V.V.Meriakri, S.V. von Gratovskii, M.P.Parxomenko, A.V.Mashirov, V.G.Shavrov // The intrinsic radiation and reflection coefficient of the EMW in the range of 8 mm Ni2,14Mn0,81GaFe0,05 and TiNi alloys in the temperature range near the first and second-order phase transitions. // Journal of Radioelectronics, N12, 2014

[6] Belbachir, R.Y., An, Z., Ono, T. Thermal investigation of a micro-gap thermionic power generator // Journal of Micromechanics and Microengineering. 2014. V. 24, 085009.

[7] Giazotto, F., Heikkilä, T.T., Luukanen, et al. Opportunities for mesoscopics in thermometry and refrigeration // Reviews of Modern Physics. 2006. V. 78 (1), P. 217-274.

[8] R.H.Pantell, H.E.Puthoff //Fundamentals of Quantum Electronics}, John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sydney, Toronto (1969).

[9] С.А. Салль, А.П. Смирнов // Фазовопереходное излучение и рост новой фазы // Журнал технической физики, 2000, том 70, вып. 7

[10] Перельман М.Е. // ДАН СССР. 1972. Т. 203. № 5. С. 1030– 1034.

[11] Scribanowitz N., Hermann I.P., MacGillivray I.C., Feld M.S. // Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 30. N 3. P. 309–316

[12] Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. Кооперативные явления в оптике. М.: Наука, 1988. 288 с.

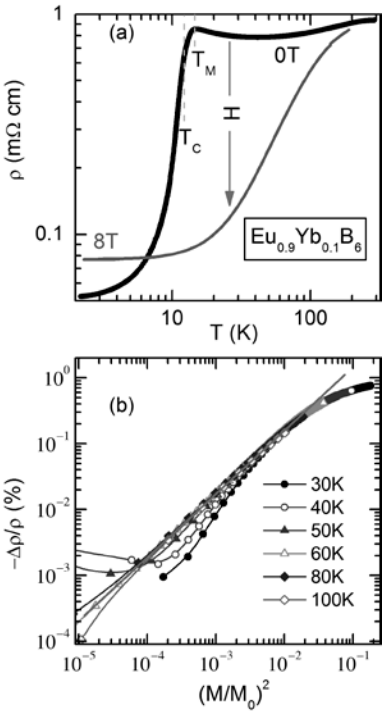
[13] Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. // УФН. 1989. Т. 159. № 2. С. 194–260.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ И МАГНЕТИЗМ В $Eu_{0.9}Yb_{0.1}B_6$

М.А. Анисимов[1], А.Н. Азаревич[1], А.Д. Божко[1], А.В. Богач[1], Н.А. Самарин[1], А.Н. Самарин[1], В.В. Воронов[1], С.В. Демишев[1,2], А.В. Духненко[3], В.Б. Филипов[3], А.В. Левченко[3], Н.Ю. Шицевалова[3], А.В. Кузнецов[4], Н.Е. Случанко[1,2] и В.В. Глушков[1,2]

[1]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*
[2]*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия*
[3]*Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина*
[4]*Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия*

В настоящей работе выполнено комплексное исследование транспортных (магнитосопротивление, эффект Холла), магнитных (намагниченность, магнитная восприимчивость) и тепловых (коэффициент термоэдс) свойств твердых растворов замещения $Eu_{0.9}Yb_{0.1}B_6$ в широком диапазоне температур 2−300K в магнитных полях до 8Тл. Изучаемые поликристаллы $Eu_{0.9}Yb_{0.1}B_6$ высокого качества (RRR=18) были выращены методом вертикального бестигельного индукционного зонного плавления в атмосфере аргона. Выбранный состав $Eu_xYb_{1-x}B_6$ с высоким содержанием магнитной примеси (x=0.9), соответствует области ферромагнитного (ФМ) упорядочения, регистрируемого для полуметалла EuB_6 при T_C≈13.9K (T_M≈15.8K, [1]).



Сравнительный анализ полученных данных (рис.a) позволил подтвердить в $Eu_{0.9}Yb_{0.1}B_6$ реализацию типичного для гексаборида европия состояния с электронным и магнитным фазовым расслоением [1-4], когда “металлизация” системы (T_M≈15K) предшествует ФМ упорядочению (T_C≈11.4K). В интервале температур T_C−T_M обнаружено усиление эффекта колоссального магнитосопротивления (КМС), достигающего максимального значения −Δρ/ρ≈90%. Исследование кривых −Δρ/ρ(H) в парамагнитной (ПМ) фазе $Eu_{0.9}Yb_{0.1}B_6$ выявило универсальный скейлинг амплитуды отрицательного магнитосопротивления [5] с переходом на линейную по M^2 асимптотику $-\Delta\rho/\rho=C(M/M_0)^2$, (где M_0−намагниченность насыщения), рис.b.

Измеренные значения коэффициентов Холла $R_H(T)$ и термоэдс S(T) оказываются схожими с данными для концентрированного EuB_6 [1, 4], оставаясь отрицательными во всем исследуемом диапазоне температур. Кроме того, в системе $Eu_{0.9}Yb_{0.1}B_6$ регистрируется аномальный эффект Холла. Выполненная стандартная процедура по разделению вкладов в хол-

ловское сопротивление [6] позволила получить корректные оценки нормальной и аномальной составляющих в ПМ и ФМ фазах $Eu_{0.9}Yb_{0.1}B_6$. Рассчитаны эффективные параметры зарядового транспорта с концентрацией электронов $n=(eRH)^{-1}\approx 1/290$ эл.яч.$^{-1}$, эффективной массой $m^*\approx 0.5m_0$ и временем релаксации $\tau\approx 5.2\div 12.8$фс.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ 18-02-01152, программы президиума РАН «Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии» и ОФН РАН «Электронные корреляции в системах с сильным взаимодействием».

1. V. Glushkov et al., JETP **105**, 132 (2007).
2. S. Süllow et al., Phys. Rev. B **57**, 5860 (1998).
3. R. Urbano et al., Phys. Rev. B **70**, 140401 (2004).
4. V. Glushkov et al., Phys. Status Solidi B **1**, 3 (2013).
5. S. Demishev et al., Phys. Rev. B **85**, 045131 (2012).
6. V. Glushkov et al., Phys. Rev. Lett. **115**, 256601 (2015).

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА $(Nd,Fe)_2Fe_{14}B$ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ СОСТОЯНИИ

Г.А. Политова[1], И.С. Терешина[2], М.А. Пауков[3,4], Е.А. Терешина-Хитрова[3], А.В. Андреев[5]

[1] *Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия*
[2] *Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*
[3] *Карлов университет, Прага, Чешская Республика*
[4] *Балтийский федеральный университет им. Иммануила Канта, Калининград, Россия*
[5] *Институт физики ЧАН, Прага, Чешская Республика*

В последние годы растет интерес к исследованию специальных материалов, пригодных для использования в качестве постоянных магнитов в низкотемпературной области [1,2]. Основой таких материалов обычно является широко известный сплав $Nd_2Fe_{14}B$, область эффективного применения которого, однако, ограничена температурой 135 К (температура спин-переориентационного перехода (СПП)). Частичное замещение неодима на празеодим (в соединении $Pr_2Fe_{14}B$ спиновая переориентация отсутствует [3]) в сплавах $(Nd_{1-x}Pr_x)_2Fe_{14}B$ позволяет заметно снизить температуру СПП [4].

В данной работе исследованы магнитные и магнитокалорические свойства монокристаллов $(Nd_{1-x}Pr_x)_2Fe_{14}B$ (x = 0; 0.25; 0.5; 0.75; 1) в широком диапазоне температур и магнитных полей. Монокристаллы выращивались модифицированным методом Чохральского в трехдуговой печи в медном водоохлаждаемом тигле в атмосфере аргона с вольфрамовым стержнем в виде затравки. Ориентация кристаллографических осей установлена методом Лауэ. Фазовый состав образцов и параметры решетки определялись методом рентгеноструктурного анализа. Температурные и полевые зависимости намагниченности измерялась с использованием вибрационного магнитометра в температурном интервале 4.2 - 250 К в магнитном поле до 14 Тл. Для высокотемпературных исследований намагниченности использовался магнитометр PPMS-14 (Quantum Design, США).

Проведенный термомагнитный анализ позволил определить температуры магнитного упорядочения исследованных соединений. Для составов $(Nd_1Pr_{1-x})_2Fe_{14}B$ (x = 0, 0.25, 0.5) на температурной зависимости намагниченности при температурах 135 К, 109 К и 73 К выявлены особенности, вызванные спин-переориентационным фазовым переходом. Исследование полевых зависимостей намагниченности монокристаллов позволило определить значения намагниченности насыщения и констант магниткристаллической анизотропии K_1 и K_2. В исследованных составах при СПП происходит изменение типа магнитокристаллической анизотропии «легкая ось» на «легкий конус». В области температуры спиновой переориентации был исследован магнитокалорический эффект (МКЭ) соединений, определяемый как изменение магнитной части энтропии. Показано, что если при замене неодима празеодимом в $Nd_2Fe_{14}B$ на 25 и 50% температура СПП заметно уменьшается, то величина МКЭ при этом остается практически неизменной и составляет ~ 3 Дж/кг К. Была определена хладоемкость, а также, с использованием феноменологической процедуры [5], при различных изменениях магнитного поля построены универсальные кривые изменения энтропии.

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-33-60226 мол-а-дк и выполнялась в рамках государственного задания ФАНО России № 007-00129-18-00.

1. J.-C. Huang, et al. Phys. Rev. ST Accel. Beams **20**, 064801 (2017).
2. C. Benabderrahmane et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A**669**, 1 (2012).
3. J. F. Herbst, Rev. Mod. Phys. **63**, 819-898 (1991).
4. Y.B. Kim et al. J. Magn. Magn. Mater. **191**, 133-136 (1999).
5. V. Franco, et al., EPL, **79**, 47009 (2007)

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ФЕРРИТАХ ПРИ ТЕРМОМАГНИТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ

А.Л. Астафьев, Е.Н. Лысенко, А.П. Суржиков

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Термомагнитометрический контроль (ТМ), основанный на термогравиметрических (ТГ) измерениях в магнитном поле, широко используется для исследования магнитофазовых переходов в области температуры Кюри магнитных материалов, включая ферриты [1]. Возможности ТМ метода показаны в работе [2] для анализа фазового состава ферритов.

Как известно, при нагревании ферритовых материалов в магнитном поле при ТМ измерениях на ТГ кривой наблюдается весовой скачок (Δm) в области магнитофазового перехода, определяющий температуру перехода из магнитного в парамагнитное состояние исследуемого материала. Во-первых, по положению пика деривативной ТГ кривой (ДТГ) можно с достаточно высокой точностью определить температуру Кюри образца. Во-вторых, по величине весового скачка, можно оценить намагниченность исследуемого материала. Однако, в последнем случае необходимо провести серию измерений для снятия калибровочных кривых в определенных условиях эксперимента.

Данная работа направлена на исследование магнитофазовых переходов в литиевых ферритах с различной намагниченностью насыщения (σ_s) с целью построения зависимостей Δm от σ_s, с помощью которых можно дополнительно осуществлять контроль качества ферритов.

В качестве исследуемых материалов были выбраны литиевые ферриты состава $Li_{0.5(1+x)}Fe_{2.5-1.5x}Ti_xO_4$, где x = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6., которые были изготовлены методом высокотемпературного твердофазного синтеза в лабораторной печи. Синтезированные образцы исследовались на дифрактометре ARL X'TRA для уточнения фазового состава. Измерение удельной намагниченности насыщения проводили при комнатной температуре на магнитометре с амплитудой магнитного поля 10 кЭ.

ТМ измерения исследуемых образцов осуществлялись с помощью термического анализатора STA 449C Jupiter фирмы Netzsch с чувствительностью весов 0.1 мкг. Магнитное поле ~5 Э создавалось с помощью двух постоянных магнитов, прикрепленных с внешней стороны измерительной ячейки.

На рис. 1 представлены ТГ/ДТГ зависимости для некоторых исследуемых в работе образцов. Видно, что при нагреве ферритов наблюдаются весовые скачки, обусловленные прекращением взаимодействия ферритов с

внешним магнитным полем. По ДТГ кривой произведена оценка температуры Кюри для ферритов всех исследуемых в работе составов.

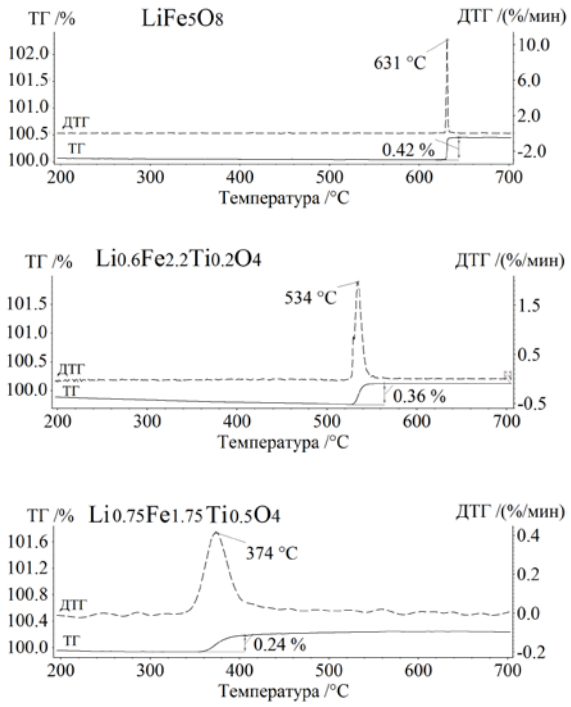


Рис. 1. ТГ/ДТГ кривые при нагреве образцов

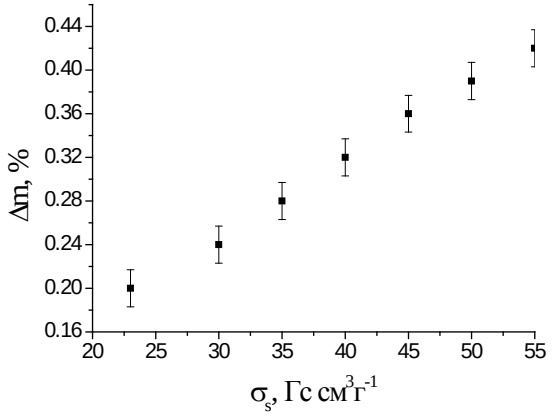


Рис. 2. Зависимость высоты весового скачка при ТМ измерениях от намагниченности ферритов

ТМ анализ показал, что увеличение содержания ионов титана в литиевом феррите приводит к уменьшению температуры Кюри и удельной намагниченности литий-титановых ферритов, что согласуется с литературными данными. При этом происходит увеличением температурного интервала магнитофазового перехода, и как следствие изменяется интенсивность и полуширина ДТГ пика. Высота весового скачка с увеличением титана также уменьшается вследствие уменьшения σ_s. Как показано на рис. 2 зависимость Δm от намагниченности ферритов принимает линейный вид.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках государственного задания «Наука», проект №3.4937.2017/8.9. Экспериментальные исследования по рентгенофазовому анализу проводились из средств программы повышения конкурентоспособности ТПУ среди ведущих мировых исследовательских центров.

1. P.K. Gallagher, Thermomagnetometry, J. Therm. Anal. Calorim. **49** 33 (1997).
2. A.P. Surzhikov, E.N. Lysenko, A.V. Malyshev, V.A. Vlasov, E.A. Vasendina, Analysis of the phase composition and homogeneity of ferrite lithium-substituted powders by the thermomagnetometry method, J. Therm. Anal. Calorim. **112** 739 (2013).

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ СИЛЬНО РАЗБАВЛЕННЫХ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СИСТЕМ НА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ.

Г.Я. Атаева[1,4], А.Б. Бабаев [1,3], А.К. Муртазаев[1,2]

[1] *Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского Научного Центра Российской Академии Наук, Махачкала, Россия*
[2] *Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия*
[3] *Дагестанский научный центр РАН, Махачкала, Россия*
[4] *Дагестанский государственный университет народного хозяйства, Махачкала, Россия*
E-mail: ataeva20102014@mail.ru

Применение методов Монте-Карло для исследования критических свойств магнитных систем, стало отправной точкой позволяющей изучать более реалистичные модели с присущими им примесями и дефектами структур, учитывать усложняющие факторы всегда присутствующие в реальных материалах [1-3]. Это связанно с тем, что существующие теоретические методы перестают работать в сильно разбавленном режиме, а результаты экспериментальных исследований сильно зависят не только от метода и конкретного образца, но и от способа приготовления образца [2].

В связи с этим основной целью данной работы является расчет критических параметров сильно неупорядоченных систем описываемых антиферромагнитной (АФ) моделью Поттса на треугольной решетке при концентрации спинов p=0.65 на основе методов Монте-Карло. Рассматривались системы с периодическими граничными условиями (ПГУ) и линейными размерами $L\times L=N$, L=9-144.

Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид [4].

$$H=-\frac{1}{2}J\sum_{i,j}\rho_i\rho_j\cos\theta_{\mathrm{i,j}},\quad S_i=1,2,3 \qquad (1)$$

где J–параметр обменного АФ взаимодействия ближайших соседей (J<0); ρ_i=1, если узел i занят магнитным атомом, ρ_i =0, если в узле находится немагнитная примесь; $\theta_{i,j}$-угол между взаимодействующими спинами S_i- S_j.

В работе [5] на основе метода кумулянтов Биндера [6,7] было показано, что в сильно разбавленной модели Поттса при p=0.65 и $T=T_c$= 0.35(4) наблюдается фазовый переход (ФП) второго рода. Методика определения рода ФП этим методом подробно описана в работах [8-12].

Для всех рассмотренных систем, в которых наблюдается ФП второго рода, нами на основе теории конечно-размерного скейлинга (КРС) рассчитывались статические критические индексы (КИ):

теплоемкости α, восприимчивости γ и параметра порядка β. Из соотношений этой теории следует, что для достаточно большой системы с ПГУ при температуре $T=T_C$, параметр порядка m_{AF}, восприимчивость χ и параметр V_n для определения критического индекса ν удовлетворяют следующим аналитическим выражениям [13, 14]:

$$m_{AF} \sim L^{-\beta/\nu} \tag{2}$$

$$\chi \sim L^{\gamma/\nu}. \tag{3}$$

$$V_n = L^{1/\nu} g_{V_n} \tag{4}$$

где g_{Vn}-некоторая постоянная, а в качестве V_n могут выступать:

$$V_n = \frac{\langle m_{AF}{}^n E \rangle}{\langle m_{AF}{}^n \rangle} - \langle E \rangle, \ (n=1, 2, 3), \tag{5}$$

$$V_3 = \frac{dU_L}{d\beta} = \frac{1}{3\langle m_{AF}{}^2 \rangle^2}\left[\langle m_{AF}{}^4 \rangle\langle E \rangle - 2\frac{\langle m_{AF}{}^4 \rangle\langle m_{AF}{}^2 E \rangle}{\langle m_{AF}{}^2 \rangle^2} + \langle m_{AF}{}^4 E \rangle\right], \tag{6}$$

где$\beta=1/T$, T-температура.

Для аппроксимации температурной зависимости теплоемкости от L как правило используются другие выражения, например [15]:

$$C_{\max}(L) = C_{\max}(L=\infty) - AL^{\alpha/\nu}, \tag{7}$$

где A - некоторый коэффициент.

Для расчета КИ α, β, γ и ν строились зависимости C, m_{AF}, χ, и V_n от L. На рис. 1. и 2. в двойном логарифмическом масштабе представлены характерные зависимости восприимчивости χ и параметра V_n для определения КИ радиуса корреляции ν, при $T=T_C$ и p=0.65. Анализ данных, выполненный с использованием нелинейного метода наименьших квадратов, позволил определить значения $\frac{\alpha}{\nu} = 0.362(3), \frac{\beta}{\nu} = 0.146(2), \frac{\gamma}{\nu} = 1.647(3)$ и $\frac{1}{\nu} = 0.98(3)$. Затем, с использованием значения ν=1.02(2), полученного в рамках данного исследования были рассчитаны следующие индексы: α=0.369(3), β=0.148(2), γ=1.685(3), ν=1.02(1). Полученные критические индексы в пределах погрешности удовлетворяют соотношению теории КРС $d\nu=\gamma+2\beta$.

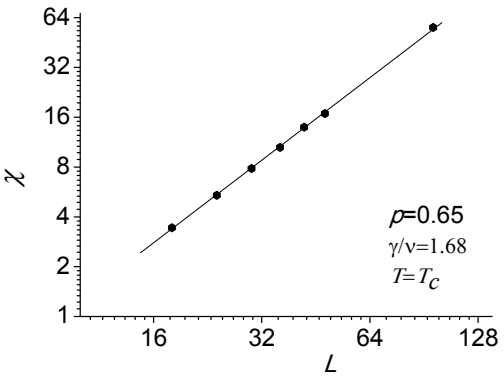


Рис. 1. Зависимость восприимчивости χ от линейных размеров системы L при $T=T_c$.

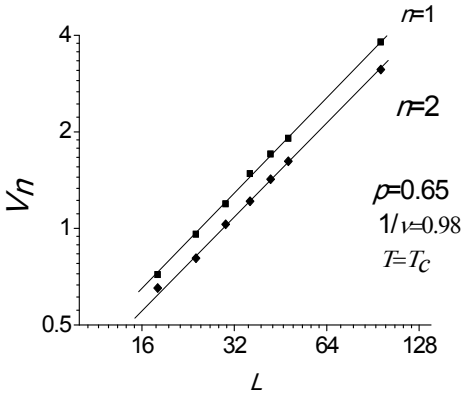


Рис. 2. Зависимость параметра V_n от линейных размеров системы L при $T=T_c$.

Таким образом, в настоящей работе на основе теории КРС рассчитаны статические КИ: теплоемкости α, восприимчивости γ, параметра порядка β, и индекс радиуса корреляции ν, для двумерной сильно разбавленной АФ модели Поттса с q=3 на треугольной решетке при p=0.65. Рассчитанные значения КИ находятся в хорошем согласии с аналогичными значениями, полученными для систем в слабо разбавленном режиме в работе [16].

1. В.С. Доценко, УФН., **165**, 5, 481 (1995).
2. Р. Фольк, Ю. Головач, Т. Яворский, УФН., **173**, 175 (2003).
3. А.К. Муртазаев, И.К. Камилов, А.Б. Бабаев, ЖЭТФ., **126**,1377 (2004).
4. F.Y. Wu, Rev. Mod. Phys.,**54**, 235 (1982).
5. A.K. Murtazaev, A.B. Babaev, G.Y. Ataeva, Physics of Solid State., **59**, 141-144, (2017).
6. K. Eichhorn, K. Binder. J. Phys.: Cond. Matter., **8**, 5209 (1996).
7. D. Loison, K.D. Schotte. Eur. Phys. J., B **5**, 735 (1998).
8. A.K. Murtazaev, A.B. Babaev, G.Y. Aznaurova, Solid State Phenomena., 168−169, 357 (2011).
9. A.K. Murtazaev, A.B. Babaev, J. Magn. Magn. Mater., **324**, 3870 (2012).
10. А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, Г.Я. Азнаурова, ФТТ., **50**, 733, (2008).
11. A.K. Murtazaev, A.B. Babaev, J. Magn. Magn.Mater.. **321**, 2630 (2009).
12. А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, Письма в ЖЭТФ., **99**, 618 (2014)
13. D. Loison,Physics Letters., A**257**, 83 (1999).
14. M.E. Fisher, M.N. Barber, Phys. Rev. Lett., **28**, 1516 (1972).
15. D. Loison, K.D. Schotte, Eur. Phys. J., B **5**, 735 (1998).
16. А.К. Муртазаев, А.Б. Бабаев, Г.Я. Атаева, Т.Р. Ризванова, М.Р. Джамалутдинов, ФТТ., **60**, вып.6, 1169, (2018).

КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ МОДЕЛИ ИЗИНГА НА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ С ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ СЛЕДУЮЩИХ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ

А. К. Муртазаев[1,2], М. К. Рамазанов[1], Я.К. Абуев[1], М.К. Бадиев[1], Д.Р. Курбанова[1], К.Ш. Муртазаев[1]

[1] *Институт физики Дагестанского научного центра РАН, 367003 Махачкала, Россия*
[2] *Дагестанский государственный университет, 367025 Махачкала, Россия*
e-mai: m_zagir@mail.ru

Фазовые переходы (ФП) и критические свойства (КС) в антиферромагнитной модели Изинга на слоистой треугольной решетке с учетом взаимодействий вторых ближайших соседей внутри слоев практически не исследованы.

На сегодняшний день остаются спорными множество вопросов связанные с ФП и КС этой модели. В связи с этим, в данной работе нами предпринята попытка исследовать КС антиферромагнитной модели Изинга на слоистой треугольной решетке с учетом взаимодействий вторых ближайших соседей внутри слоев [1,2].

Многие физические свойства фрустрированных систем сильно зависят от величины взаимодействия вторых ближайших соседей. Поэтому исследование этой модели на основе современных методов и идей позволит получить ответ на ряд вопросов, связанных с критическим поведением, с характером и природой ФП слоистых фрустрированных спиновых систем.

Антиферромагнитная модель Изинга на слоистой треугольной решетке с учетом взаимодействий вторых ближайших соседей описывается гамильтонианом [3]:

$$\mathrm{H} = -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle} (S_i \cdot S_j) - J_2 \sum_{\langle i,l \rangle} (S_i \cdot S_l) \qquad (1)$$

где $S_i = \pm 1$ – изинговский спин, $J_1<0$ и $J_2>0$ – константы обменного взаимодействия. Решетка состоит из двумерных треугольных слоев, сложенных по ортогональной оси. Первый член в формуле (1) характеризует антиферромагнитное взаимодействие всех ближайших соседей, которое берется одинаковой как внутри слоёв, так и между слоями. Второй член характеризует ферромагнитное взаимодействие следующих за ближайшими соседей, находящихся в том же слое. $r=J_2/J_1$ – величина взаимодействия вторых ближайших соседей. В данной работе рассматриваются два случая, когда r=0.0÷1.0.

Исследование критических свойств фрустрированных спиновых систем традиционными теоретическими, экспериментальными и численными методами сталкиваются с рядом труднопреодолимых проблем. Это связано с тем, что для таких систем характерна проблема многочисленных долин локальных минимумов энергии.

Строго и последовательно на основе микроскопических гамильтонианов такие системы могут быть изучены методами Монте-Карло (МК) [4-8]. Методы МК позволяют исследовать термодинамические свойства спиновых систем практически любой сложности. Наиболее мощными и эффективными в исследовании ФП и КС в фрустрированных системах оказались репличные алгоритмы метода МК. Поэтому в данном исследовании был использован высокоэффективный репличный обменный алгоритм метода МК. Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями и с линейными размерами LxLxL=N, L=30÷90. Для вывода системы в состояние термодинамического равновесия отсекался участок длиной τ_0=4x10^5 МКшагов/спин, что в несколько раз больше длины неравновесного участка. Усреднение термодинамических величин проводилось вдоль марковской цепи длиной τ=500τ_0 МКшагов/спин.

Для определения критической температуры T_N, мы использовали метод кумулянтов Биндера U_L четвертого порядка, который имеет вид [9]:

$$U_L = 1 - \frac{\langle m^4 \rangle_L}{3\langle m^2 \rangle_L^{\,2}}, \qquad (2)$$

Согласно теории конечно-размерного скейлинга (КРС) точка пересечения всех кривых $U_L(T)$ является критической точкой. Выражение (2) позволяет определить критическую температуру T_N с большой точностью. Следует отметить, что применение метода кумулянтов Биндера позволяет также хорошо тестировать тип ФП в системе. В случае ФП второго рода кривые температурной зависимости кумулянтов Биндера U_L имеют четко выраженную точку пересечения.

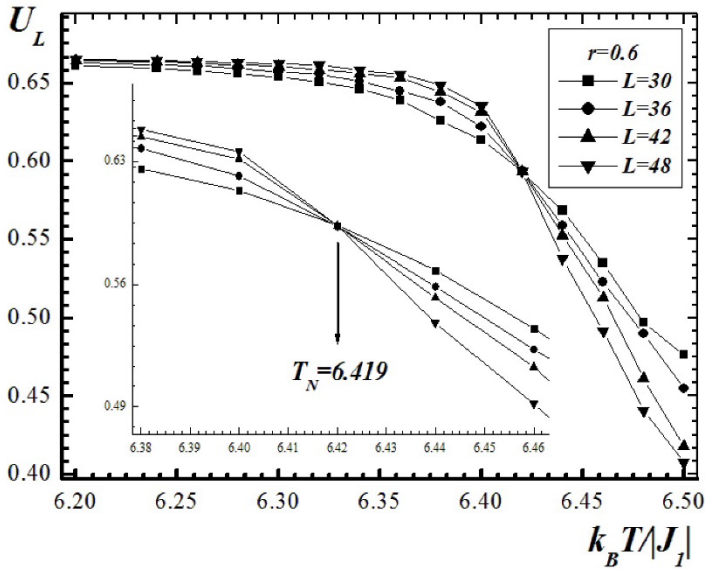


Рис.1. Зависимость кумулянта Биндера U_L от температуры $k_BT/|J_1|$для r=0.6.

На рис.1 представлены характерные зависимости U_L от температуры для разных значений L для r=0.6. Этот рисунок демонстрирует точность определения критической

температуры. Из графика видно, что в критической области наблюдаются четко выраженные точка пересечения T_N=6.419(3) (здесь и далее температура дана в единицах $|J|/k_B$)), что свидетельствует о ФП второго рода.

Для расчета статических критических индексов теплоемкости α, восприимчивости γ, параметра порядка β, радиуса корреляции ν и индекса Фишера η применялись соотношения теории КРС [10].

Рассчитанные нами значения критических индексов, для значения r=0.0, в пределах погрешности совпали со значениями критических индексов трехмерной *XY* модели, что свидетельствует о принадлежности данной модели к *XY* классу универсальности критического поведения. Что касается результатов, полученных нами для r=0.1÷1.0, они сильно отличаются от данных полученных для этой модели при соотношении r=0.0. Можно предположить, что учет взаимодействий вторых ближайших соседей для трехмерной модели Изинга на слоистой треугольной решетке приводит к смене класса универсальности критического поведения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-02-00214-а, № 18-32-00391мол_а и фондом Гаджи Махачева по поддержке науки и образования.

Литературы

1. D. P. Landau and K. Binder, Monte Carlo Simulations in Statistical Physics, Cambridge University Press, Cambridge (2000).
2. H. T. Diep, M.L. Plumer, A. Mailhot, R. Ducharme, and A. Caille, Phys. Rev. B **47**, 14312 (1993).
3. M. Zukovic, L. Mizisin, and A. Bobak, ACTA Phys. Polonica A **126**, 40 (2014).
4. А. К. Муртазаев, М. К. Рамазанов, Ф. А. Кассан-Оглы, Д. Р. Курбанова, ЖЭТФ **147**, 127 (2015).
5. А. К. Муртазаев, М. К. Рамазанов, Письма в ЖЭТФ **101**, 793 (2015).
6. А. К. Муртазаев, М. К. Рамазанов, М. К. Бадиев, ЖЭТФ **142**, 338 (2012).
7. A. K. Murtazaev, M. K. Ramazanov, M. K. Badiev, Physica B: Condensed Matter **476**, 1 (2015).
8. А. К. Муртазаев, М. К. Рамазанов, М.К. Бадиев, ЖЭТФ **144**, 1239 (2013).
9. К. Биндер, Д. В. Хеерман, Моделирование методом Монте-Карло в статистической физике, Наука, Москва (1995).
10. P. Peczak, A. M. Ferrenberg, and D. P. Landau, Phys. Rev. B **43**, 6087 (1991).

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ АМОРФНЫХ СПЛАВОВ Re-Tb

А.В. Бондарев, В.В. Ожерельев, И.М. Пашуева, И.Л. Батаронов

Воронежский государственный технический университет
394026 г. Воронеж, Московский просп. 14
E-mail: bondarev@vmail.ru

Аморфные сплавы (АС) на основе редкоземельных металлов (РЗМ) вызывают значительный научный интерес благодаря своим уникальным магнитным свойствам [1]. В частности, АС системы Re-Tb в широком диапазоне концентраций обладают свойствами спинового стекла [2].

Методом молекулярной динамики построены компьютерные модели атомной структуры АС Re_{100-x}-Tb_x (x = 5, 10, 13, 20, 59, 91 ат. %), а также чистого аморфного тербия [3]. Межатомное взаимодействие описывалось модельным полиномиальным потенциалом [4]. Функции радиального распределения атомов и параметры топологического ближнего порядка, рассчитанные для моделей, находятся в хорошем согласии с результатами рентгенодифракционного эксперимента [5]. Количество атомов в каждой модели составляло 100 000.

Методом Монте-Карло в рамках модели Гейзенберга были исследованы магнитные свойства построенных моделей. В работе использован модельный гамильтониан [6], учитывающий ферромагнитное обменное взаимодействие между соседними атомами Tb и случайную одноосную анизотропию. Значение константы анизотропии D изменялось в широких пределах ($D/J_0 = 0-20$).

Проводилось охлаждение моделей из парамагнитного состояния в интервале температур $T = 100-1$ K с шагами $\Delta T = 5$ и 2 K. В процессе охлаждения осуществлялся контроль потенциальной энергии системы (1), спонтанной намагниченности и магнитной восприимчивости. Переход системы в магнитоупорядоченную фазу регистрировался при наличии пика на температурной зависимости магнитной восприимчивости.

Для моделей чистого аморфного тербия и АС Re-Tb рассчитывались спиновые корреляционные функции, характеризующие степень корреляции спинов, находящихся на расстоянии r друг от друга:

$$G(r) = \left\langle \vec{S}(r) \cdot \vec{S}(0) \right\rangle, \qquad (1)$$

где усреднение проводится как по времени в течение 10^3 МК-шагов/спин, так и по расположению магнитных атомов.

При всех значениях D/J_0 функции $G(r)$ экспоненциально убывают с расстоянием, что характерно для спиновых стекол с большой случайной анизотропией:

$$G(r) = G_0 + Ae^{-\frac{r-r_0}{\xi}}, \qquad (2)$$

где G_0, A, r_0 – константы; ξ – длина корреляции (характерное расстояние, на котором имеет место корреляция направлений спинов).

С увеличением значений D/J_0 увеличивается степень разупорядоченности магнитной структуры, что приводит к понижению значений функции $G(r)$ и уменьшению длины корреляции.

Исследована зависимость длины корреляции ξ, рассчитанной из аппроксимации функции $G(r)$ уравнением (2), от величины D/J_0 для аморфного тербия при T = 1 К. При $D/J_0 > 4$ эта зависимость является экспоненциально убывающей. В состоянии спинового стекла (при $D/J_0 > 8$) корреляции в расположении магнитных моментов атомов Tb распространяются всего на 2–3 межатомных расстояния.

Во всех моделях АС $Re_{100-x}Tb_x$ при $x > 10$ ат. % при понижении температуры наблюдается переход из парамагнитного состояния в состояние спинового стекла. Сплавы с содержанием тербия x = 5 и 10 ат. % при всех температурах вплоть до $T = 1$ К остаются в парамагнитной фазе [8]. Спиновые корреляционные функции для АС $Re_{100-x}Tb_x$ при $x > 10$ ат. % имеют вид, аналогичный функциям $G(r)$ для чистого аморфного Tb, и также экспоненциально убывают с расстоянием. В парамагнитном состоянии (при x = 5 и 10 ат. % Tb) спиновые корреляционные функции осциллируют вокруг нуля при всех значениях r. Длина корреляции ξ линейно возрастает с увеличением концентрации атомов тербия.

1. А.С. Андреенко, С.А. Никитин. УФН, **167**, 605 (1997).
2. Ю.В. Бармин, С.Ю. Балалаев, А.В. Бондарев, И.Л. Батаронов, В.В. Ожерельев. Изв. РАН. Сер. физ., **70**, 1145 (2006).
3. И.Л. Батаронов, А.В. Бондарев, Д.В. Уразов, Ю.В. Бармин. Изв. РАН. Сер. физ., **69**, 1162 (2005).
4. И.Л. Батаронов, А.В. Бондарев, Ю.В Бармин. Изв. РАН. Сер. физ., **64**, 1666 (2000).
5. А.В. Бондарев, И.Л. Батаронов, Ю.В. Бармин. Вестник ВГТУ. Сер. Материаловедение, **1.15**, 39 (2004).
6. R. Harris, M. Plischke, M.J. Zuckermann. Phys. Rev. Lett., **31**, 160 (1973).
7. А.В. Бондарев, В.В. Ожерельев, И.Л. Батаронов, Ю.В. Бармин. Изв. РАН. Сер. физ., **75**, 1436 (2011).
8. A.V. Bondarev, I.L. Bataronov, V.V. Ozherelyev, Yu.V. Barmin. J. Phys.: Conf. Ser.. **98**, 042022 (2008).

ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ МОДЕЛИ ИЗИНГА С ЗАРЯЖЕННЫМИ ПРИМЕСЯМИ В СЛУЧАЕ СЛАБОГО ОБМЕНА

К. С. Будрин, Ю. Д. Панов, В. В. Улитко, А. А. Чиков, А. С. Москвин

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Зарядовое упорядочение, обнаруженное в последние годы в медь-кислородных ВТСП, и его конкуренция с магнитным упорядочением являются актуальными проблемами физики купратов. Ранее [1,2] нами была предложена статическая двумерная спин-псевдоспиновая модель, обобщающая модель Изинга с немагнитными примесями на квадратной решетке. Псевдоспин $S = 1$ описывает три зарядовых состояния узла решетки ($Cu^{1+,2+,3+}$), из которых состояние с $S_z = 0$ (Cu^{2+}) обладает обычным спином $s = 1/2$. Среднее значение оператора S_z на узле фиксировано и равно концентрации допированного заряда n. Гамильтониан модели включает в себя внутриузельные (Δ) и межузельные (V) зарядовые корреляции и спиновое обменное взаимодействие Изинга (J) для состояний с $S_z = 0$:

$$H = \Delta \sum_i S_{iz}^2 + V \sum_{\langle ij \rangle} S_{iz} S_{jz} + J \sum_{\langle ij \rangle} P_{i0} s_{iz} s_{jz} P_{j0}$$

В приближении среднего поля в основном состоянии реализуется 5 различных фаз в зависимости от концентрации заряженных примесей n и соотношения между параметрами гамильтониана. Для рассматриваемого здесь случая слабого обмена, $J < 4V$, диаграмма основного состояния в переменных (Δ, n) приведена на Рис.1. Фазы COI, COII и COIII соответствуют разным типам зарядового упорядочения, а фаза FIM описывается ненулевым антиферромагнитным параметром порядка и различной плотностью допированного заряда на подрешетках в приближении среднего поля.

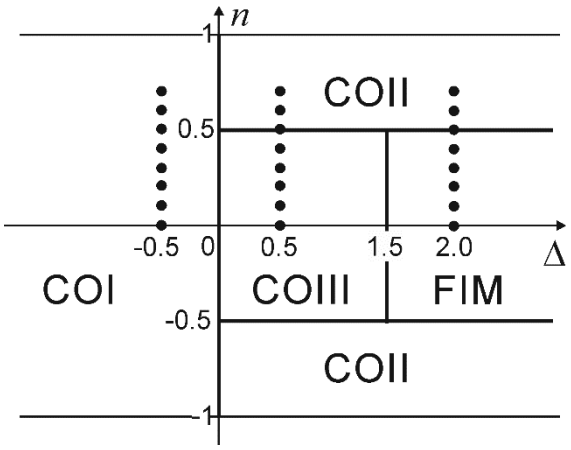


Рис.1. Диаграмма основного состояния в приближении среднего поля при J=1, V=1. Круглые точки соответствуют значениям параметров для зависимостей теплоемкости на Рис.2.

Для численного моделирования была реализована программа высокопроизводительных параллельных вычислений методом классического Монте-Карло (МК) с точным учетом условия постоянства концентрации допированного заряда n. На Рис.2. приведены температурные зависимости теплоемкости для $n = 0.1$, 0.2, … 0.7 при $\Delta = -0.5$, 0.5 и 2, что соответству-

ет разным фазам основного состояния (см. Рис.1). Для фазы COI ($\Delta = -0.5$) изменение с n характера зависимости теплоемкости говорит о размытии фазового перехода в зарядово-упорядоченную фазу допированным зарядом. Эффект становится наиболее заметным начиная с $n = 0.3$, что примерно соответствует порогу перколяции на квадратной решетке. Температура максимума теплоемкости, связанного с зарядовым упорядочением, изменяется слабо. В фазах COII и COIII узлы решетки, занятые состояния с $S_z = 0$ при низких температурах принадлежат одной подрешетке и обеспечивают парамагнитный вклад в восприимчивость при $T \to 0$. Этот вклад максимален при $|n| = 0.5$, когда одна их подрешеток полностью заполнена узлами с $S_z = 0$. Пограничный характер концентрации $n = 0.5$ ясно виден из поведения теплоемкости для $\Delta = 2$, Рис.2в. В этом случае с ростом n изменяется тип упорядочения от разбавленного антиферромагнетика при $n < 0.5$ к парамагнетику с зарядовым порядком при $n > 0.5$. Температура максимума теплоемкости, связанного с антиферромагнитным упорядочением, изменяется немонотонно: уменьшается при $0 < n < 0.3$, возрастает при $0.3 < n < 0.5$. Также отметим, что в отличие от случая сильного обмена, когда в основном состоянии в антиферромагнитной матрице формируются зарядовые капли [3], основное состояние фазы FIM, согласно результатам МК расчетов, остается однородным. В этом случае допированный заряд случайно и равномерно распределен по антиферромагнитной матрице.

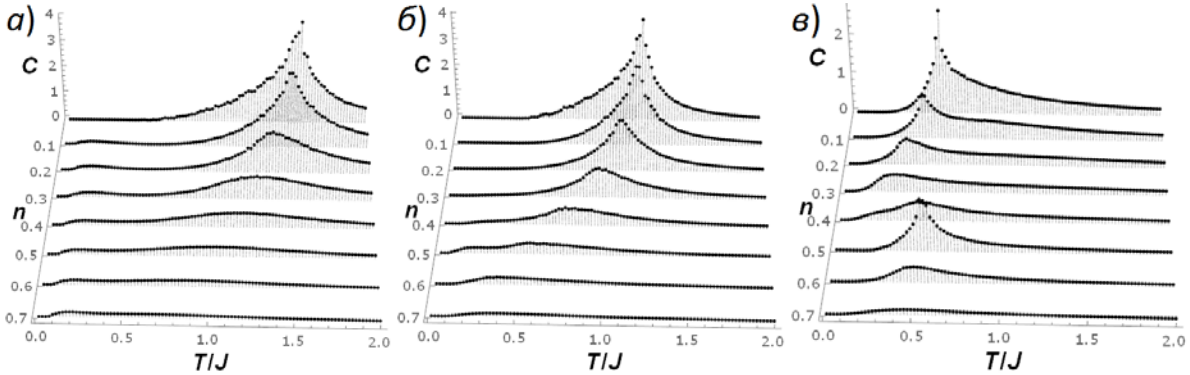


Рис.2. Температурные зависимости теплоемкости для $n = 0.1 \div 0.7$ при а) $\Delta = -0.5$, фаза COI, б) $\Delta = 0.5$, фаза COII, в) $\Delta = 2$, фаза FIM.

1. Yu.D. Panov, A.S. Moskvin, A.A. Chikov, I.L Avvakumov, J. Supercond. Nov. Magn., **29**, 1077 (2016).
2. Yu.D. Panov, A.S. Moskvin, A.A. Chikov, K.S. Budrin, J. Low Temp. Phys., **187**, 646 (2017).
3. Y.D. Panov, K.S. Budrin, A.A. Chikov, A.S. Moskvin, JETP Lett., 106, 440 (2017).

ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ ТРИПЛЕТНОМ СПИНОВОМ КЛАПАНЕ F2NF1S

Р. Г. Деминов[1], Л. Р. Тагиров[1, 2], Р. Р. Гайфуллин[1], А. С. Чулочникова[1], М. Ю. Куприянов[1,3,4], А. А. Голубов[4, 5]

[1]*Институт физики КФУ, Россия*
[2]*Физико-Технический институт РАН им. Е.К. Завойского, Россия*
[3]*НИИ ядерной физики имени Д. В. Скобельцына МГУ, Россия*
[4]*Московский физико-технический институт, Россия*
[5]*Faculty of Science and Technology and MESA+ Institute of Nanotechnology University of Twente, The Netherlands*

Исследована критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c многослойной структуры F2NF1S (S – синглетный сверхпроводник, F1 и F2 – ферромагнитные металлы, N – нормальный металл), в которой дальнодействующая триплетная компонента сверхпроводящего спаривания образуется при неколлинеарной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев [1]. Ранее в работах [2,3] было показано, что T_c трехслойной структуры F2F1S может быть немонотонной функцией угла α между намагниченностями двух ферромагнитных слоев. Для вычисления критической температуры T_c как функции параметров структуры F2NF1S, таких, как взаимная ориентация намагниченностей, энергия обменного расщепления, прозрачность границ и толщина слоев, был применен асимптотически точный численный метод [4]. Недавно в работе [5] было показано существование в структуре F2F1S аномальной зависимости спин-триплетных корреляций от угла α.

Расчеты показывают, что варьируя параметры структуры F2NF1S, можно реализовать различные режимы переключения спинового клапана: стандартный, триплетный и инверсный.

Работа была поддержана проектами РФФИ 16-02-01171-а и 15-32-20362-bel_a_ved.

1. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
2. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, R. G. Deminov, and L. R. Tagirov, JETP Lett. **91**, 308 (2010).
3. R. G. Deminov, L. R. Tagirov, R. R. Gaifullin, M. Yu. Kupriyanov, Ya. V. Fominov, and A. A. Golubov, prepared for submission.
4. Ya. V. Fominov, N. M. Chtchelkatchev, and A. A. Golubov, Phys. Rev. B **66**, 014507 (2002).
5. T. Yu. Karminskaya, A. A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, Phys. Rev. B **84**, 064531 (2011).

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ Ni-Mn-Sn ПРИ РАЗНОМ СООТНОШЕНИИ Ni/Mn

С.М. Емельянова[1], Е.И. Патраков[1], Е.Б. Марченкова[1], В.В. Марченков[1,2]

[1)]*Институт физики металлов им. М.Н. Михеева, 620137 Екатеринбург, Россия*
[2)]*Уральский федеральный университет, 620002 Екатеринбург, Россия*

Структура и магнитные свойства сплавов Гейслера на основе Ni-Mn-X (X = Ga, In, Sb, Sn) в значительной степени зависят от химического состава, который можно изменить либо путем легирования, либо путем изменения относительной концентрации имеющихся в сплаве химических элементов. В ряде исследований был проведен анализ влияния соотношения Ni/Sn на магнитные свойства и МКЭ, однако влияние соотношения Ni/Mn изучено недостаточно полно. Поэтому в данной работе была предпринята попытка проанализировать роль изменения Ni/Mn при неизменном содержании Sn на магнитные свойства и магнитокалорический эффект в сплавах $Ni_{43}Mn_{46}Sn_{11}$ и $Ni_{44}Mn_{45}Sn_{11}$.

Исследованные сплавы были приготовлены в дуговой печи в инертной атмосфере, полученные слитки подвергались отжигу при температуре 1100 K в течение 24 часов с последующим охлаждением в печи. Элементный анализ, который проводился с помощью сканирующего электронного микроскопа (Inspect F, FEI Company), оснащенного EDAX спектрометром, показал, что состав объемных образцов соответствует заданному. Рентгеноструктурные исследования подтвердили присутствие во всех образцах структуры $L2_1$. Температурные и полевые зависимости намагниченности были измерены на СКВИД-магнетометре (MPMS XL7, Quntum Design) при температурах от 4.2 до 330 K в магнитных полях до 7 T.

Оценка величины магнитокалорического эффекта проводилась косвенным методом, который основывается на определении изменения магнитной части энтропии (ΔS_M) при обработке семейства изотермических кривых намагничивания. Знак изменения ΔS_M оказался положительным во всех случаях, что свидетельствует о реализации в данных сплавах обратного магнитокалорического эффекта. В результате данной работы было установлено, что с изменением соотношения относительных концентраций никеля и марганца, при неизменном содержании олова, не удается значительно изменить величину ΔS_M: для сплава $Ni_{43}Mn_{46}Sn_{11}$ значение ΔS_M = 44 J/(kg K), для сплава $Ni_{44}Mn_{45}Sn_{11}$ ΔS_M = 41 J/(kg K) в поле 70 кЭ. При этом максимум эффекта смещается по температуре на 32 K: от 188 до 220 K.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № АААА-А-18-118020290104-2) при частичной поддержке Комплексной программы УрО РАН (проект № 18-10-2-37) и гранта РФФИ (проект № 18-02-00739).

ПЕРВОПРИНЦИПНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА Mn_2NiGa

Ю.А. Соколовская[1], М.А. Загребин[1,2], В.В. Соколовский[1,3], В.Д. Бучельников[1]

[1]*Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия*
[2]*Южно-Уральский государственный университет (НИУ), Челябинск, Россия*
[3]*НИТУ «МИСиС», Москва, Россия*

В последние годы огромное внимание исследователей направлено на поиск и синтез новых ферромагнитных материалов с эффектом памяти формы вследствие их технологического потенциала. К одним из таких материалов можно отнести сплавы семейства Гейслера с общей формулой X_2YZ, где элементы X и Y – переходные $3d$ металлы, тогда как Z – элементы III-V группы [1]. В большинстве композиций в зависимости от химического состава наблюдается бездиффузионное превращение из высокотемпературной кубической фазы (аустенит) в низкотемпературную фазу низшей симметрии (мартенсит). На сегодняшний день одним из хорошо изученных сплавов являются Ni- содержащие сплавы Ni_2MnZ (Z = Ga, In, Sn, Sb) [2, 3]. Данная серия сплавов, а также их нестехиометрические вариации, обладают рядом уникальных эффектов (например магнитный эффект памяти формы, магнитокалорический эффект, сверхупругие обратимые магнитодеформации, магнитосопротивление и др.), вызванных тесной взаимосвязью между магнитной подсистемой и кристаллической структурой вследствие разнообразной последовательности фазовых переходов. Что касается новых Mn содержащих композиций сплавов Гейслера Mn_2NiZ (Z = Ga, In, Sn, Sb), то в настоящее время данные сплавы мало исследованы и изучены как экспериментальной, так и теоретической точки зрения. Недавние экспериментальные исследования композиции Mn_2NiGa показали, что температуры структурного и магнитного перехода (T_m ~ 270 K и T_C ~ 588 K) [4] существенно отличаются от критических температур, наблюдаемых в сплаве Ni_2MnGa (T_m ~ 202 K и T_C ~ 370 K) [5]. Вычисления зонной структуры сплава Mn_2NiGa позволили сделать предположение об антиферромагнитном упорядочении атомов Mn, расположенных в кристаллографических позициях X и Y [6]. Высокие температуры фазовых переходов делают Mn содержащие сплавы более привлекательными в качестве технологического применения. Ожидается, что в данных сплавах возможно реализовать лучшие магнитные, магнитокалорические и магнитотранспортные свойства.

В данной работе представлены теоретические исследования структурных и магнитных свойств сплава Mn_2NiGa с помощью первопринципных методов в рамках теории функционала плотности.

Для исследования основного состояния сплава Mn_2NiGa, был использован метод присоединенных плоских волн, реализованный в вычислительном пакете VASP (Vienna *ab initio* simulation program) [7, 8]. Для учета обменно-корреляционного взаимодействия было использовано приближение обобщенного градиента (General gradient approximation – GGA) в параметризации Пердью-Бурке-Эрнзерхофа (Perdew-Burke-Ernzerhof – PBE) [9]. Геометрическая оптимизация структуры аустенитной фазы была проведена с использованием подхода суперячейки, состоящей из 16 атомов. Для оптимизации были использованы три группы симметрии: $Fm\overline{3}m$ (№ 225, № 225’) и $F\overline{4}3m$ № 216. Позиции атомов в данных кристаллических структурах представлены в таб. 1.

Таблица 1. Позиции атомов Mn, Ni и Ga в сплаве Mn_2NiGa в кристаллических структурах различных групп симметрии, использованные в вычислениях (для группы симметрии № 216 позиция 8*c* расщепляется на две позиции: 4*c* (0,25; 0,25; 0,25) и 4*d* (0,75; 0,75; 0,75))

Позиция Вайкоффа		№ 225	№ 225’	№ 216
4*a*	(0; 0; 0)	Ga	Ga	Mn
4*b*	(0,5; 0,5; 0,5)	Mn	Ni	Ni
8*c*	(0,25; 0,25; 0,25)	Mn	Mn	Mn
	(0,75; 0,75; 0,75)	Ni	Mn	Ga

Для каждой кристаллической структуры с целью определения наиболее выгодной конфигурации магнитного упорядочения были рассмотрены два магнитных состояния: ферромагнитное (ФМ) и антиферромагнитное (АФМ). В первом состоянии магнитные моменты атомов Mn – положительные. Во втором состоянии, магнитные моменты атомов Mn, расположенных на различных подрешетках имеют разные знаки.

На рис. 1(а) представлены зависимости полной энергии сплава Mn_2NiGa от параметра кристаллической решетки для групп симметрии 216, 225 и 225’ с ФМ и АФМ упорядочением, на рис. 1(б) представлены зависимости полной энергии сплава Mn_2NiGa от степени тетрагональности c/a для групп симметрии 216 и 225 с АФМ упорядочением. Вычисления показали, что наиболее выгодным состоянием для сплава Mn_2NiGa является АФМ упорядочение для группы симметрии $Fm\overline{3}m$ № 225. Группа симметрии $F\overline{4}3m$ № 216 с АФМ упорядочением является менее выгодным. Наименее выгодным является ФМ конфигурация для группы симметрии № 216. Кроме того, вычисления показывают, что в мартенситном состоянии также реализуется АФМ упорядочение. Равновесный параметр кристаллической решетки для кристаллической структуры $Fm\overline{3}m$ с АФМ магнитным упорядочением составляет $a_0 \approx 5.80$ Å. Равновесный магнитный момент данного состояния составляет $\mu = 2.12\ \mu_B$. Равновесный параметр кристаллической решетки для АФМ магнитной конфигурации кри-

сталлической структуры $F\bar{4}3m$ $a_0 \approx 5.85$ Å, а равновесный магнитный момент $\mu = 1.09\ \mu_B$.

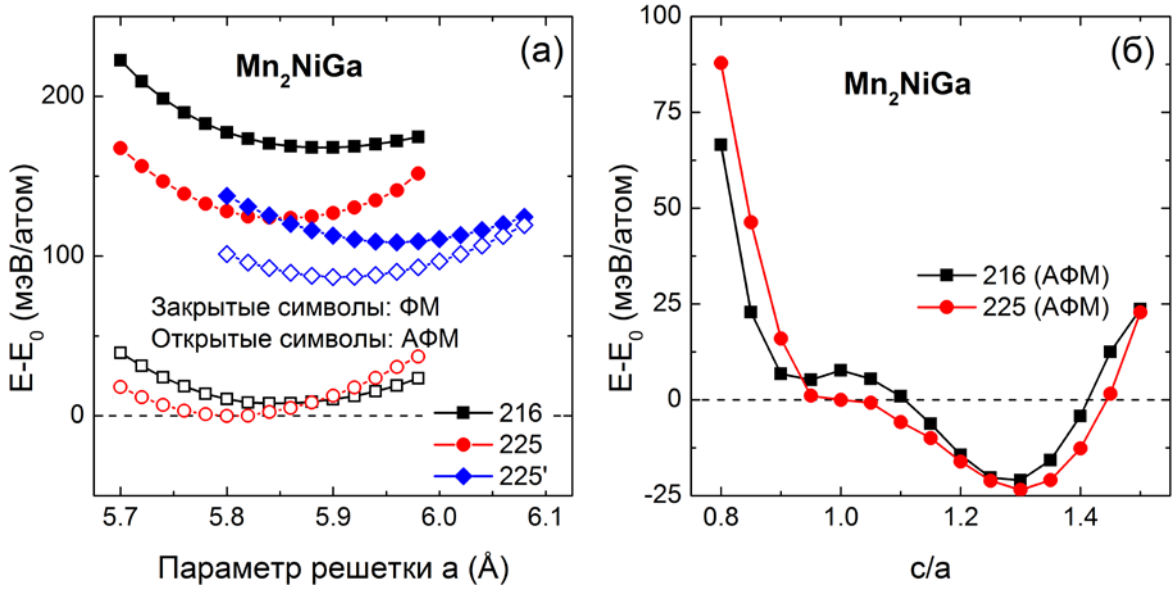


Рис.1. Полная энергия сплава Гейслера Mn_2NiGa как функция (а) параметра кристаллической решетки для групп симметрии 216, 225 и 225’ с ФМ и АФМ упорядочением; (б) степени тетрагональности *c*/*a* для 216 и 225 групп симметрии с АФМ упорядочением

Таким образом, первопринципные исследования сплава Гейслера Mn_2NiGa показали, что в данном сплаве в как в кубической, так и в искаженной фазах реализуется основное состояние с антиферромагнитным упорядочением.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (18-08-01434, 18-32-00507 мол-а).

1. T. Graf, S.S. P. Parkin, and C. Felser, Progress in Solid State Chemistry **39**, 1 (2011).
2. A.N. Vasil’ev, V.D. Buchel’nikov, T. Takagi et al., Phys. Usp. **46**, 559 (2003).
3. A. Planes, L. Manosa and M. Acet J. Phys.: Condens. Matter **21**, 233201 (2009).
4. G.D. Liu, J.L. Chan, Z.H. Liu et al., Appl. Phys. Lett. **87**, 262504 (2005).
5. P.J. Webster. K.R.A. Ziebeck, S.L. Town el al., Philosophical Mag: B. **49**, 295-810 (1984).
6. G.D. Liu, X.F. Dai, S.Y. Yu et al., Phys. Rev. B **74**, 054435 (2006).
7. G. Kresse, J. Furthmuller. Phys. Rev. B. **54**, 11169 (1996).
8. G. Kresse, D. Joubert. Phys. Rev. B. **59**, 1758 (1999).
9. J.P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof, Phys. Rev. Lett., **77**, 18 (1996).

ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФАЗ ЛАВЕСА МЕТОДАМИ АТОМНО-СИЛОВОЙ И МАГНИТНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Т.П. Каминская[1], Г.А. Политова[1,2], И.С. Терешина[1]

[1] *Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

[2] *Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия*

На современном этапе развития материаловедения такой метод исследования морфологии поверхности, как атомно-силовая микроскопия, (АСМ) становится все более востребованным. Повышенная разрешающая способность, достигающая по вертикали 0.01 нм [1], позволяет получить профиль поверхности твердого тела с размерами особенностей рельефа, соизмеримыми с отдельными атомами. Наблюдение объемного рельефа поверхности в микро- и наномасштабах позволяет получить дополнительную информацию о зернистости синтезируемой фазы, степени ее дисперсности, морфологии отдельных зерен, однородности фазового состава, дефектах кристаллической структуры и т. д. Эффективность использования АСМ повышается в сочетании с другими методами исследования, такими как магнитно-силовая микроскопия (МСМ), просвечивающая и сканирующая электронная микроскопия.

В данной работе, с использованием сканирующего зондового микроскопа SMENA-A (платформа Solver, ЗАО НТ-МДТ, Россия), методом АСМ исследовалась морфология поверхности образцов фаз Лавеса $(Tb,Dy,R)(Co,T)_2$ (R – Gd или Ho, T – Fe или Al) как в полуконтактной, так и в контактной модах при комнатной температуре. Методом МСМ исследования проводились с помощью специальных магнитных кантилеверов MFM01c CoCr покрытием с резонансной частотой 70 кГц и силовой константой 1-5 Н/м. Бесконтактная колебательная методика МСМ, реализованная в нашем приборе как «Ac Magnetic Force», позволяет получить большую чувствительность и качественные МСМ-изображения образцов. Для получения МСМ изображений поверхности была применена двухпроходная квазистатическая методика. Максимум чувствительности метода достигается при совпадении частоты возбуждения кантилевера с резонансной частотой системы зонд-образец.

Синтез исследованных в работе соединений проводился в дуговой электропечи прямым сплавлением при избыточном давлении аргона (1.1 атм) с последующим гомогенизирующим отжигом. В качестве исходных редкоземельных компонентов были взяты высокочистые металлы с пониженным содержанием газообразующих примесей.

Исследование образцов в микромасштабе показало, что морфология поверхности всех образцов схожа, наблюдается неоднородная направлен-

ная микроструктура. На поверхности образцов видны столбики шириной от 0.5 мкм до 2 мкм, состоящие из отдельных частиц. Метод фазового контраста косвенно подтвердил наличие только одной фазы. Анализ полученных АСМ изображений в наномасштабе позволил оценить форму и размер зерен синтезированных соединений. Под зернами в работе подразумеваются структурные элементы, выявляемые на поверхности образца методом АСМ. Так, для соединений $(Tb,Dy,R)Co_2$ зерна имеют сплюснутую пластинчатую форму, шириной до 1 мкм и толщиной 200 до 300 нм. При частичном замещении кобальта на алюминий размер зерна уменьшается, при этом аспектное отношение зерна практически не изменяется. Зерна на поверхности образцов с частичной заменой кобальта железом имеют более правильную круглую форму и меньший размер (~ 90 нм).

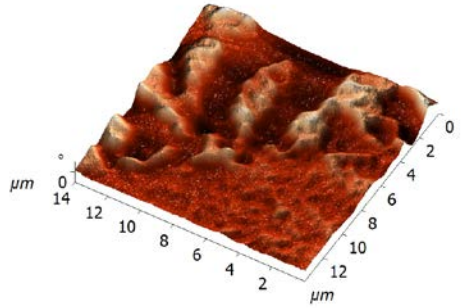


Рис.1. МСМ-изображение поверхности соединения $Tb_{0.2}Dy_{0.3}Gd_{0.5}Co_2$ (в 3D)

Методом МСМ исследована поверхность соединения $Tb_{0.2}Dy_{0.3}Gd_{0.5}Co_2$, находящегося при комнатной температуре в ферромагнитном состоянии. Установлено, что на поверхности образцов наблюдается стандартная лабиринтная доменная структура двух видов: мелкая и более крупная. В 3D –виде (рис. 1) она видна более отчётливо и рельефно. Наблюдается микроструктурированность крупных доменов.

При проведении измерения размеров доменов, для получения большей точности, на МСМ-снимке была проведена операция деконволюции. Измерения показали, что средний размер крупных доменов составляет 1.4 – 2.0 мкм, в то время как средний размер мелких доменов составляет 0.7 – 1.0 мкм.

Полученные данные по морфологии поверхности сплавов $(Tb,Dy,R)(Co,T)_2$ достаточно хорошо согласуются с магнитными исследованиями [2,3], проведенных нами ранее.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 18-03-00798.

1. В.Л. Миронов Основы сканирующей зондовой микроскопии. Н.Новгород: Ин-т физики микроструктур РАН (2004).
2. V. B. Chzhan, et al. J. Magn. Magn. **432**, 461 (2017)
3. Г.А. Политова и др., Журнал технической физики, **87**,4, 557-562 (2017)

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ТЕПЛОЕМКОСТЬ КВАЗИОДНОМЕРНОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА $PBMNBO_4$ В ПРИСУТСТВИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

М.И. Колков[1,2], А.И. Панкрац[1,2], С.Н. Мартынов[1], С.И. Попков[1,2], А.А. Красиков[1], А.Д. Балаев[1].

[1]*Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS Krasnoyarsk, Russia*

[2]*Сибирский Федеральный Университет, Россия, Красноярск.*

Монокристалл $PbMnBO_4$ был впервые выращен методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве, кристаллическая структура и качество монокристаллов были подтверждены рентгеноструктурными исследованиями. Исследования магнитных [1] и тепловых свойств показали, что это соединение является ферромагнетиком с температурой Кюри T_c=30,3 К и осью легкого намагничивания, совпадающей с ромбической осью *a*. Ферромагнитное обменное взаимодействие и сильная магнитная анизотропия в данном монокристалле обусловлены Ян – Теллеровскими искажениями кислородных октаэдров, в которых находится ион Mn^{3+}. Интерес к данному соединению связан с тем, что в сильном магнитном поле остаточ-

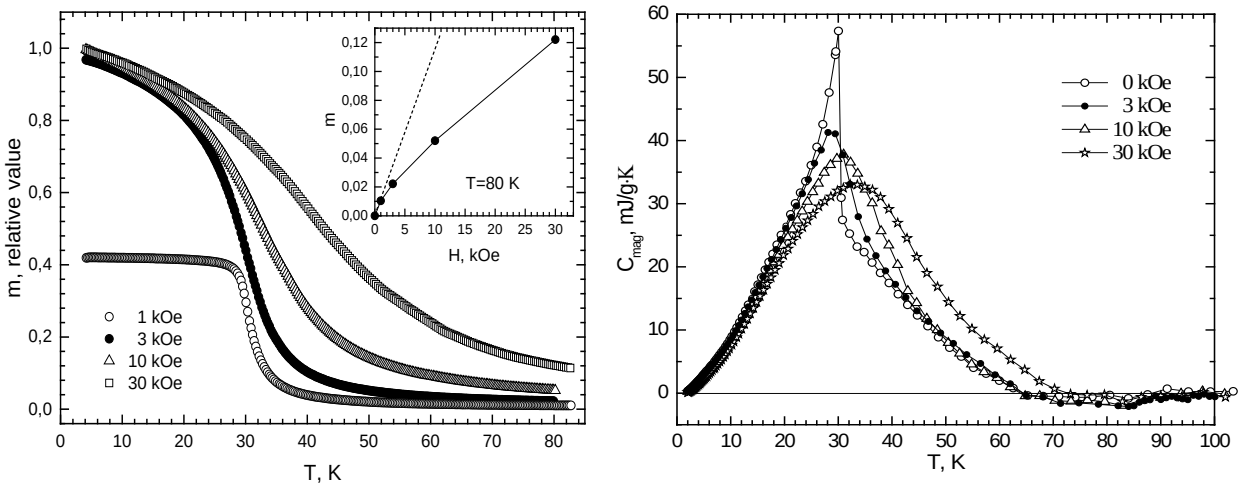


Рис. 1. Температурные зависимости относительной намагниченности (слева) и магнитного вклада в теплоемкость (справа), измеренные в легком направлении в магнитных полях 1, 3, 10 и 30 кЭ. На вставке – полевая зависимость относительной намагниченности при T = 80 К.

ный ферромагнитный порядок сохраняется вплоть до температур, превосходящих T_C более чем вдвое.

В работе измерены температурные зависимости намагниченности и теплоемкости в одинаковых внешних магнитных полях(рис. 1). Видно из рисунка, что при увеличении магнитного поля переход в неупорядоченное состояние становится размытым.

В отсутствии внешнего поля магнитный вклад в теплоемкость имеет λ - образный пик в области T_c, а в магнитном поле пик уширяется и смещается в область высоких температур по мере увеличения поля. Оценка эн-

тропии перехода из магнитной теплоемкости подтверждает чисто магнитный тип перехода. Как и в случае с температурными зависимостями намагниченности, магнитный вклад в теплоемкость сохраняется в нулевом поле до ~65 К, а в случае большого поля 30 кЭ – выше 70 К.

Сделано предположение, что затягивание перехода в сильном магнитном поле, а также значительное различие T_C и парамагнитной температуры Кюри θ = 49 К обусловлены квазиодномерным характером магнитной структуры $PbMnBO_4$. С использованием оценки T_C из полевой теории Гинзбурга-Ландау и парамагнитной температуры Кюри θ определены параметры обменного взаимодействия внутри цепочки $J \approx 20.2$ К и суммарного обменного взаимодействия между цепочками $z'J' \approx 8.8$ К, где z'= 4 – число соседних цепочек. Оценки применимости этой теории показывают, что она хорошо работает интервале температур от T_C до $T = S^2J \approx$ 80 К. Выше этой температуры экспериментальные температурные зависимости намагниченности в сильном магнитном поле хорошо описываются приближением среднего поля с параметром обменного взаимодействия λ_θ, вычисленным из парамагнитной температуры θ.

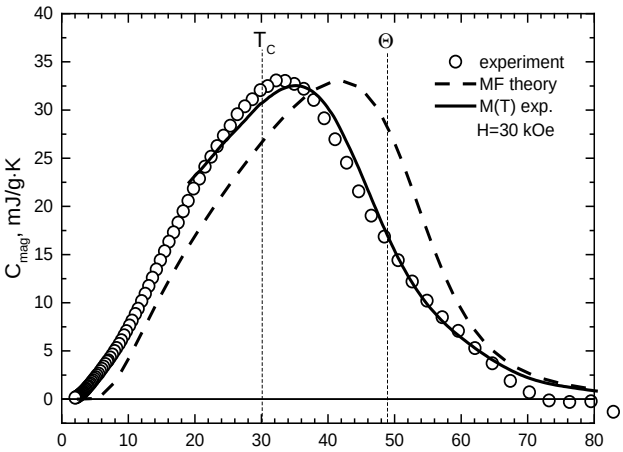


Рис. 2. Экспериментальные и теоретические температурные зависимости магнитного вклада в теплоемкость $PbMnBO_4$ в магнитном поле 30 kOe.

Установленное различие параметров внутри- и межцепочечного обменных взаимодействий значительно меньше, чем в традиционных квазинизкомерных магнетиках. В результате этого в кристалле в парамагнитной области отсутствует выраженный максимум теплоемкости, обусловленный установлением ближних магнитных корреляций, а размытие магнитного фазового перехода существенно больше, чем в трехмерных магнетиках с изотропным обменным взаимодействием.

На рис. 2 представлены результаты сравнения экспериментальной зависимости магнитного вклада в теплоемкость, измеренной в поле 30 kOe, с теоретическими зависимостями, вычисленными в рамках приближения среднего поля (пунктир) и с использованием экспериментальной зависимости $M(T)$ (сплошная). В последнем случае хорошее согласие с экспериментом достигается не только при высоких температурах, но и вблизи T_C.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-02-00563.

1. Pankrats A. et al. Ferromagnetism and strong magnetic anisotropy of the PbMnBO4 orthoborate single crystals //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2016. – Т. 414. – С. 82-89.

ВЛИЯНИЕ СЛОЖНОЙ ОБМЕННОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ДВУХПОДРЕШЕТОЧНОГО НЕГЕЙЗЕНБЕРГОВСКОГО МАГНЕТИКА

О.А. Космачев, А.В. Кривцова, Ю.А. Фридман
Крымский федеральный университет им. В.И.Вернадского,
проспект Вернадского 4, 295007, Симферополь, Республика Крым, Россия

Интерес к изучению новых фазовых состояний магнетиков постоянно растет в связи с технологическим развитием [1-3]. Наряду с исследованием новых состояний изотропных спиновых систем, представляет интерес исследование обменно-анизотропных моделей, которые хорошо изучены для однопорешеточных моделей [4]. Учет возможности разбиения на две эквивалентные подрешетки существенно меняет фазовую картину системы. Гамильтониан такой системы можно представить в виде:

$$H = -\frac{1}{2}\sum_{n\neq n'}\Big\{J_{nn'}\Big(S_n^z S_{n'}^z + \Delta\Big(S_n^x S_{n'}^x + S_n^y S_{n'}^y\Big)\Big) + \\ + K_{nn'}\Big(O_{2n}^0 O_{2n'}^0/3 + \Delta_1\Big(O_{2n}^{zx}O_{2n'}^{zx} + O_{2n}^{yz}O_{2n'}^{yz}\Big) + \Delta_2\Big(O_{2n}^2 O_{2n'}^2 + O_{2n}^{xy}O_{2n'}^{xy}\Big)\Big)\Big\}, \quad (1)$$

где $J_{nn'}, K_{nn'}$ – константы билинейного и биквадратичного обменных взаимодействий, соответственно; $\Delta, \Delta_1, \Delta_2$ – параметры межионной анизотропии; n, n' – номера подрешеток; $O_j^i\ \left(j \le 2S, i \le j\right)$ – операторы Стивенса. Константы J, K <0 поскольку имеет место разбиение на эквивалентные подрешетки. Рассмотрение проводится в области низких температур.

Для получения условий устойчивости фазовых состояний, исследуем плотность свободной энергии для случая преобладающего билинейного обменного взаимодействия ($|J| > |K|$), для которого состояние магнетика будет определяться дипольными параметрами порядка, и в противоположном случае ($|K| > |J|$), когда определяющую роль будут играть тензорные параметры порядка (квадратичные по операторам спина).

ДИПОЛЬНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ. При $|J| > |K|$ плотность свободной энергии имеет вид:

$$F = \frac{1}{2}\Big[-J_0\left(1-\Delta\right)\cos^2 2\alpha + K_0\left(1-\Delta_1 + \left(\Delta_1 - \Delta_2\right)\sin 2\alpha\right)\left(1-\sin 2\alpha\right)\Big]\sin^2\theta + \\ + \frac{K_0}{8}\left(4\Delta_1 - 3 - \Delta_2\right)\left(1-\sin 2\alpha\right)^2\sin^4\theta + \frac{1}{2}\left(J_0 + K_0\Delta_2\right)\cos^2 2\alpha \quad (2)$$

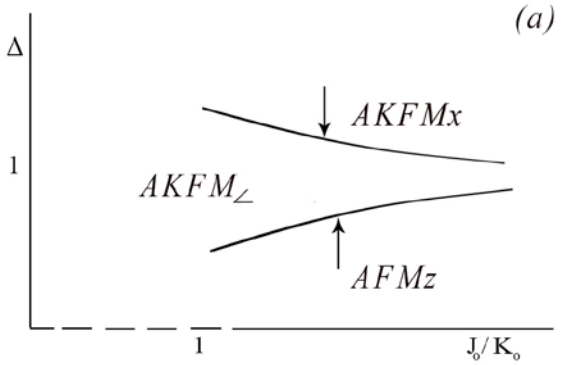
где угол θ – угол между вектором намагниченности и осью OZ первой подрешетки; во второй подрешетке этот угол составляет $\left(\pi - \theta\right)$; α – параметр унитарного преобразования.

В зависимости от значения параметра Δ изменяется направление вектора намагниченности и реализуются следующие фазы: AFM_z с направлением вектора магнитного момента вдоль OZ устойчивая при $\Delta < 1$ и плоскостная фаза $AKFM_x$ с направлением вектора магнитного момента ортогональным OZ при $\Delta > 1$. При $K \neq 0$ в плоскостной фазе модуль магнитного момента $\langle S \rangle$ становится меньше единицы.

При условии $4\Delta_1 - 3 - \Delta_2 < 0$ реализуется промежуточная антиферромагнитая

угловая фаза $AKFM_{\angle}$ с $\langle S \rangle < 1$, в которой векторы магнитных моментов в подрешетках антипараллельны друг другу, и образуют угол θ с осью квантования OZ.

Для исследования типов фазовых переходов были определены спектры элементарных возбуждений, анализ которых показал, что в случае $4\Delta_1 - 3 - \Delta_2 < 0$ фазовые переходы $AFM_z -$ $AKFM_x$ и $AKFM_x - AKFM_{\angle}$ являются чисто ориентационными фазовыми переходами второго рода. (рис.1.а). В случае $4\Delta_1 - 3 - \Delta_2 > 0$ (рис.1.б) угловая фаза становится неустойчивой. Фазовый переход из AFM_z фазы происходит непосредственно в $AKFM_x$ фазу и не является ориентационным. Линии неустойчивости определяют границы области сосуществования фаз. Такое поведение спектров характерно для фазовых переходов первого рода.



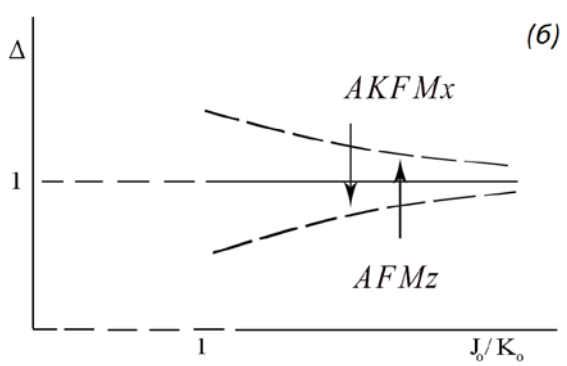


Рис.1 а Фазовая диаграмма *AFM* фаз в случае $4\Delta_1 - 3 - \Delta_2 < 0$. Рис.1 б Фазовая диаграмма *AFM* фаз в случае $4\Delta_1 - 3 - \Delta_2 > 0$.

КВАДРУПОЛЬНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ. При $|K| > |J|$ антиферромагнитное упорядочение становится энергетически не выгодным. Одноподрешеточное квадрупольное (нематическое) состояние неустойчиво, т.к. при $K < 0$ основное состояние вырождено, что позволяет сделать вывод, что система разбита на две подрешетки с взаимно ортогональными осями квантования и $\langle S^z \rangle = 0$ в обеих подрешетках. Анизотропия обменного взаимодействия приводит к появлению выделенных направлений ориентации тензора квадрупольного момента подрешеток. Плотность свободной энергии в этом случае имеет вид:

$$F = \frac{K_0}{3} + \frac{K_0}{8}(4\Delta_1 - 3 - \Delta_2)\sin^2 2\beta \qquad (\alpha = -\pi/4)$$

(3)

$$F = -\frac{K_0}{6}(1 - 3\Delta_2). \quad \alpha = \pi/4, \beta = 0 \qquad (4)$$

Из соотношения (3) следует, что при $4\Delta_1 - 3 - \Delta_2 < 0$ и $\beta = 0$ реализуется фазовое состояние OQU_1, для которого волновые функции основного состояния подрешеток ортогональны, т.е. $\langle \psi_1 | \psi_2 \rangle = 0$, и имеют вид $|\psi_1\rangle = (|1\rangle - |-1\rangle)/\sqrt{2}$ и $|\psi_2\rangle = |0\rangle$. Геометрически эта фаза представляет собой одноосные эллипсоиды, главные оси которых лежат в плоскостях ZOY и XOY

Если $\beta = \pi/4$, а $4\Delta_1 - 3 - \Delta_2 > 0$ получим волновые функции основного состояния подрешеток $OQU_{\angle}$ угловой ортогонально квадрупольной фазы: $|\psi_1\rangle = (|1\rangle - |-1\rangle)/2 + |0\rangle/\sqrt{2}$, $|\psi_2\rangle = -(|1\rangle - |-1\rangle)/2 + |0\rangle/\sqrt{2}$, . Геометрическим образом

данного состояния являются эллипсоиды, главные оси которых лежат в плоскости XOZ, причем в первой подрешетке главная ось эллипсоида образует угол $\pi/4$ с осью OX, а во второй подрешетке главная образует угол $\pi/4$ с осью OZ.

В случае $\alpha = \pi/4, \beta = 0$ реализуется состояние OQU_2 : $|\psi_1\rangle = (|1\rangle + |-1\rangle)/\sqrt{2}$ и $|\psi_2\rangle = (|1\rangle - |-1\rangle)/\sqrt{2}$ $(\langle\psi_1|\psi_2\rangle = 0)$. Геометрическими образами состояний являются эллипсоиды, лежащие в плоскостях ZOX и ZOY для первой и второй подрешеток, соответственно.

Из равенства свободных энергий в рассмотренных состояниях можно определить линии фазового перехода между *OQU* фазами:

$OQU_1 - OQU_2$: $\Delta_2 = 1$;

$OQU_1 - OQU_\angle$: $4\Delta_1 = \Delta_2 + 3$;

$OQU_2 - OQU_\angle$: $\Delta_1 = (5\Delta_2 - 1)/4$,

и построить фазовую диаграмму, которая схематично изображена на рис.2

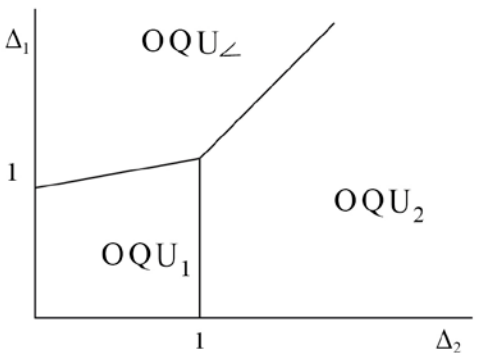


Рис.2. Фазовая диаграмма системы в случае реализации *OQU* фаз при $|K| > |J|$.

Фазовые переходы между *OQU* фазами можно интерпретировать как переориентационные, причем понятие «переориентации» связано с поворотом главных осей квадрупольных эллипсоидов. Фазовый переход $OQU_1 - OQU_\angle$ фазы являются ориентационными фазовыми переходами второго рода. Фазовый переход между OQU_1 и OQU_2 является ориентационным фазовым переходом первого рода, поскольку параметры порядка меняются скачком, а спектры не размягчаются на линии фазового перехода.

Фазовый переход между $OQU_2 - OQU_\angle$ фазами является ориентационным фазовым переходом первого рода.

Таким образом, анализ плотности свободной энергии и спектров элементарных возбуждений в различных фазовых состояниях позволил не только построить фазовую диаграмму системы (вернее ее сечения в различных переменных), но и определить типы фазовых переходов. Учет межионной анизотропии биквадратичного обменного взаимодействия приводит к реализации нескольких ортогонально-квадрупольных фаз, для которых намагниченность в каждой из подрешеток (на один узел) равна нулю, а основные состояния подрешеток ортогональны. Одной из основных особенностей рассматриваемой нами модели является реализация так называемого углового ортогонально-квадрупольного состояния ($OQU_\angle$).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №16-02-00069 и №18-32-00074), а также РФФИ и Совета Министров Республики Крым (проект №17-42-92007).

[1]. N. Papanikolaou, Nucl. Phys. B **305**, 367 (1988).
[2]. A.V. Chubukov, J. Phys. Condens. Matter **2**, 1593 (1990).
[3]. M. Arikawa, H. Tsunetsugu, JMMM. **310**, 1308 (2007)
[4].Г.А.Гореликов, О.А.Космачев, А.В.Кривцова, Ю.А.Фридман ФТТ **59**, 491 (2017).

ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ СИСТЕМЫ $(Tm_xPr_{1-x})_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$

А.Г. Кучин[1], С.П. Платонов[1], А.В. Королёв[1], В.С. Гавико[1], Д.А. Колодкин[1], В.И. Воронин[1], И.А. Бобриков[2], С.В. Сумников[2]

[1] *Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*
[2] *Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия*

Ранее были изучены структурные, магнитные и магнитотепловые свойства интерметаллических соединений $(Tm_xPr_{1-x})_2Fe_{17}$ [1]. Сплавы $(Tm_xPr_{1-x})_2Fe_{17}$ с x = 0-0.4 и x = 0.8-1 кристаллизуются в ромбоэдрическую структуру типа Th_2Zn_{17} и гексагональную структуру типа Th_2Ni_{17}, соответственно. Обе эти структуры сосуществуют в концентрационном интервале x = 0.5-0.75. Сплавы с $0 < x < 0.6$ являются ферримагнетиками, тогда как в сплавах с x = 0.6-1 появляется дополнительное высокотемпературное гелимагнитное состояние. Было обнаружено, что температуры гелимагнитного упорядочения и магнитного фазового перехода ферримагнетик–гелимагнетик убывают немонотонно, по мере увеличения содержания Tm, с минимальными значениями для состава x = 0.8. Предположительно, такой характер изменения этих температур вызван сильными микродеформациями в сплавах, которые максимальны как раз для состава x = 0.8 [1]. Эти микродеформации могут быть обусловлены неоднородным замещением крупными атомами Pr более мелких атомов Tm и пар атомов Fe в так называемой «гантельной» позиции в частично разупорядоченной гексагональной структуре типа $LuFe_{9.5}$, в которую на практике кристаллизуется сплав Tm_2Fe_{17} [1,2]. В такой структуре присутствуют дефектные позиции Tm(2*c*) и «гантель» Fe(4*e*), дополнительные к регулярным позициям Tm(2*b*), Tm(2*d*) и Fe(12*j*), Fe(12*k*), Fe(6*g*) и «гантели» Fe(4*f*) в идеальной структуре типа Th_2Ni_{17}.

В настоящей работе приводятся первые результаты изучения влияния частичного замещения железа хромом на структурные и магнитные свойства сплавов $(Tm_xPr_{1-x})_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$.

Сплавы $(Tm_xPr_{1-x})_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$, x = 0, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 0.8, 0.9, 1 были выплавлены в индукционной печи в алундовых тиглях в атмосфере аргона и затем отожжены при 1293 К в течение двух недель с последующей закалкой в воде. Фазовый состав и параметры решетки сплавов определялись методом рентгеновской (порошковой) дифракции. Съёмка производилась на дифрактометре Empyrean Series 2 производства фирмы PANalytical в медном излучении. Для расчета параметров решетки и определения относительного количества фаз использовался программный комплекс HighScore v.4.x. Распределение атомов хрома по позициям в отдельных составах изучалось с помощью фурье-дифрактометра высокого разрешения ФДВР на быстром импульсном реакторе ИБР-2 в ЛНФ ОИЯИ.

Помимо фаз типа Th_2Zn_{17} и Th_2Ni_{17}, сплавы содержали не более 6% не растворившегося железа. Магнитные измерения проводились на порошковых образцах с помощью СКВИД-магнитометра в полях до 5 Т и при температурах от 4 до 400 К. Температуры магнитных фазовых переходов определялись из температурных зависимостей намагниченности в магнитном поле 0.01 Т и *ac* восприимчивости.

Температуры магнитного упорядочения для крайних сплавов замещения $Pr_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$ и $Tm_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$ больше на 49 К и 86 К, по сравнению с исходными бинарными сплавами, соответственно. При этом сплав $Tm_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$ является ферримагнетиком, в отличие от высокотемпературного гелимагнетика Tm_2Fe_{17}. Поскольку объем элементарной ячейки в обоих сплавах замещения $Pr_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$ и $Tm_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$ уменьшается, по сравнению с исходными сплавами, рост их температур магнитного упорядочения может быть обусловлен преимущественным замещением железа хромом в «гантельной» позиции, как показывает нейтронография. Почти вдвое более сильный рост температуры магнитного упорядочения для $Tm_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$, по сравнению с $Pr_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$, вызван, по-видимому, более значительным расширением решетки вдоль оси *c* в первом случае, увеличивающим расстояние между атомами железа в оставшихся «гантельных» позициях, в которых пара атомов железа ориентирована вдоль оси *c*. Как известно, именно близкое взаимное расположение атомов железа в «гантельной» позиции на расстоянии, меньше критического для смены знака обменного взаимодействия Fe-Fe с положительного на отрицательный, является причиной сравнительно низких температур Кюри T_C для редкоземельных (R) сплавов типа R_2Fe_{17} и для геликоидального высокотемпературного состояния сплава Tm_2Fe_{17} [3].

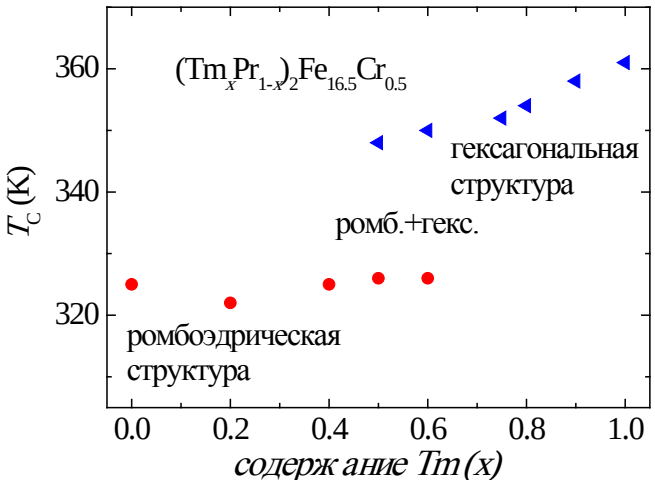


Рис.1. Концентрационные зависимости температуры Кюри T_C в $(Tm_xPr_{1-x})_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$

Температуры Кюри для двухфазных сплавов $(Tm_xPr_{1-x})_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$, $0.4 < x < 0.75$, различаются на 20-25 К, как это видно на рис.1. Это необычно большая величина, по сравнению с бинарными сплавами R_2Fe_{17} с R = Gd, Tb, Dy, Y, также кристаллизующимися как в гексагональную типа Th_2Ni_{17}, так и в ромбоэдрическую типа Th_2Zn_{17} структуры, для которых T_C различается всего на несколько градусов [1].

Области однофазного и двухфазного состояний несколько изменились в $(Tm_xPr_{1-x})_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$, по сравнению с $(Tm_xPr_{1-x})_2Fe_{17}$: теперь сплавы с x = 0-0.3 и x = 0.75-1 кристаллизуются в ромбоэдрическую типа Th_2Zn_{17} и гексагональную типа Th_2Ni_{17} структуры, соответственно. Дополнительный двухмесячный отжиг привел к некоторому увеличению содержания гексагональной фазы в двухфазных сплавах.

Температура Кюри в сплавах $(Tm_xPr_{1-x})_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$ изменяется с составом практически монотонно, но с заметным изломом в районе x = 0.75, как это видно на рис.1. Состав x = 0.75 в системе $(Tm_xPr_{1-x})_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$ является однофазным гексагональным, как и соседний состав x = 0.8 в системе $(Tm_xPr_{1-x})_2Fe_{17}$, для которого температуры гелимагнитного упорядочения и фазового перехода типа «ферримагнетик–гелимагнетик» минимальны из-за максимальных микродеформаций [1]. Поэтому излом для состава x = 0.75 на концентрационной зависимости $T_C(x)$ для $(Tm_xPr_{1-x})_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$ также может быть вызван микродеформациями, по-видимому, более слабыми, судя по отсутствию локального минимума на этой зависимости. Возможно, по этой причине выявить микродеформации в сплавах $(Tm_xPr_{1-x})_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$ методом рентгеноструктурного анализа не удается, и для этого необходимо детальное исследование кристаллической структуры методом дифракции нейтронов.

Нейтронографическое исследование кристаллической структуры сплава $(Tm_{0.5}Pr_{0.5})_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$, в котором наиболее близкое, среди изученных составов, содержание ромбоэдрической (60%) и гексагональной (37%) фаз, показало, что в обеих фазах хром замещает железо предпочтительно в «гантельной» позиции. Т.е. значительное различие температур Кюри для этих фаз вызвано, как и для крайних сплавов, по-видимому, более значительным расширением решетки вдоль оси c в гексагональной фазе, по сравнению с ромбоэдрической.

Авторы благодарят Российский Научный Фонд (Проект № 15-12-10015) за поддержку.

1. A.G. Kuchin, S.P. Platonov, V.I. Voronin, W. Iwasieczko, A.V. Korolev, A.S. Volegov, D.S. Neznakhin, A.V. Protasov, I.F. Berger, D.A. Kolodkin, N.V. Proskurnina, J. Alloys Compd., **726**, 330 (2017).
2. D. Givord, R. Lemaire, J.M. Moreau, E. Roudaut, J. Less-Common Met., **29,** 361 (1972).
3. D. Givord, R. Lemaire, IEEE Trans. Magn., **10,** 109 (1974).

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА И СТРУКТУРЫ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ МОДЕЛИ ПОТТСА НА ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ

М.А. Магомедов[1,2], А.К. Муртазаев[1,3], М.М. Исаева[1]

[1] *Институт физики ДНЦ РАН; Россия*
[2] *Дагестанский научный центр РАН; Россия*
[3] *Дагестанский государственный университет; Россия*

В последние годы исследованию численными методами низкоразмерных (1*d* и 2*d*) спиновых систем уделяется значительное внимание. Интерес к таким системам также стимулируется и большим количеством экспериментальных работ на квазиодномерных и квазидвумерных магнитных материалах [1-2]. В данной работе нами проведены высокоточные исследования двумерной модели Поттса на гексагональной решетке с числом состояний q = 3 с учетом взаимодействия как первых, так и вторых ближайших соседей.

Схематически модель представлена на рисунке 1. Как видно из рисунка, атомы на гексагональной решетке можно разделить на две подрешетки. Атомы, входящие в одну подрешетку **A** обозначены на рисунке одним цветом, а атомы, входящие во вторую подрешетку **B** – другим цветом.

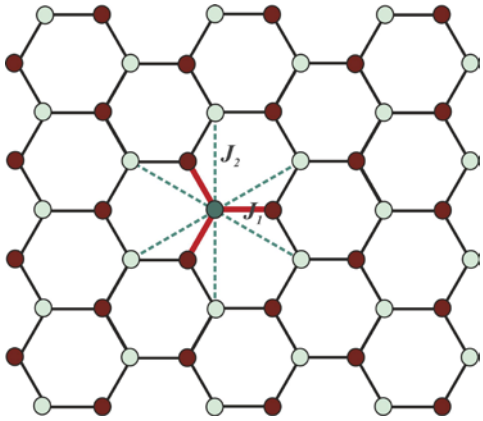


Рис. 1. Модель Поттса на гексагональной решетке с учетом взаимодействия между первыми и вторыми ближайшими соседями.

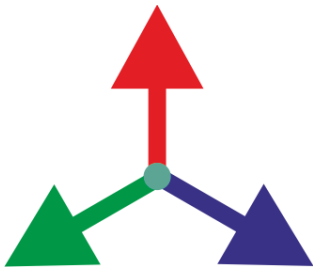


Рис. 2. Схематическое и цветовое изображение трех возможных направлений ориентации спинов в модель Поттса на гексагональной решетке с числом состояний q = 3.

Взаимодействие между ближайшими спинами, располагающимися в разных подрешетках, характеризуется обменным взаимодействием J_1, а между следующими за ближайшими спинами – обменным взаимодействием J_2. Обменные взаимодействия могут принимать различные значения как по величине, так и по знаку. Величина и знак J_1 и J_2 играют основополагающую роль в характере поведения модели. Нами проведены исследования при различных соотношениях J_1 и J_2 для выяснения степени их влияния на термодинамические свойства системы

Гамильтониан модели может быть представлен в следующем виде:

$$H = -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle} Cos\theta_{i,j} - J_2 \sum_{\langle i,k \rangle} Cos\theta_{i,k}\,, \qquad (1)$$

где J_1 и J_2 – параметры обменных взаимодействий для ближайших и вторых ближайших соседей соответственно. $\theta_{i,j}$, $\theta_{i,k}$ – углы между взаимодействующими спинами S_i – S_j и S_i – S_k соответственно. Спины могут принимать одно из трех возможных значений, изображенных на рисунке 2. Значение обменного взаимодействия фиксировалось равным J_1 =1 или J_1 =-1, а значение J_2 менялось в широком диапазоне значений.

Для исследования модели нами использован алгоритм Ванга-Ландау метода Монте-Карло [3]. Данный алгоритм позволяет найти функцию плотности состояний системы, зная которую можно легко рассчитать все остальные характеристики системы.

Алгоритм Ванга-Ландау основан на том, что совершая случайное блуждание в пространстве энергий с вероятностями, обратно пропорциональными плотности состояний $g(E)$, мы получаем равномерное распределение по энергиям. Подобрав вероятности перехода такими, что посещение всех энергетических состояний стало бы равномерным, можно получить изначально неизвестную плотность состояний $g(E)$, зная которую можно вычислить значения необходимых термодинамических параметров при любой температуре. Важным обстоятельством является то, что плотность состояний $g(E)$ не зависит от температуры, следовательно, рассчитав ее однократно, мы можем вычислить значения любых термодинамических параметров системы при любой температуре.

В данной работе Алгоритм Ванга-Ландау был использован нами в следующем виде:

- Задается произвольная начальная конфигурация спинов. Стартовые значения плотности состояний $g(E)=1$, гистограммы распределений по энергиям $H(E)=0$, стартовый модификационный фактор $f = f_0 = e^1 \approx 2.71828$.
- Многократно совершаем шаги в фазовом пространстве, пока не получим относительно плоскую гистограмму $H(E)$ (т.е. пока не будут посещены примерно одинаковое количество раз все возможные энергетические состояния системы). В качестве критерия "плоскости" гистограммы нами принималось условие отклонения числа посещений всех возможных (с ненулевой плотностью $g(E) \neq 1$) энергетических состояний не более чем на 10% от среднего значения по системе.
- При этом вероятность перехода из состояния с энергией E_1 в состояние с энергией E_2 определяется по формуле $p = g(E_1)/g(E_2)$. Если переход в состояние с энергией E_2 состоялся, то для энергии E_2 проводится модификация плотности состояния $g(E_2) \to f \times g(E_2)$, и гистограммы

$H(E_2) \to H(E_2)+1$ иначе меняем параметры для энергии E_1 $g(E_1) \to f \times g(E_1)$, $H(E_1) \to H(E_1)+1$.

- Если гистограмма стала "плоской" то: обнуляем гистограмму $H(E) \to 0$, уменьшаем модификационный фактор $f \to \sqrt{f}$, и продолжаем снова и снова, пока модификационный фактор $f \geq f_{\min}$. В качестве минимального значения нами принималось $f_{\min} = 1.0000000001$.
- Каждый раз при достижении энергетического минимума нами проводился анализ магнитной структуры основного состояния и его запись в графический файл. При этом проводилось сравнение полученной конфигурации с ранее полученными и только при обнаружении новой уникальной конфигурации производится ее сохранение в графический файл. Далее данная структура заносится в специальную базу данных для данной модели для дальнейшего сравнения. Данная процедура позволяет избежать дублирования многократно встречающихся состояний с одинаковой магнитной структурой.
- После расчета плотности состояний системы для любой интересующей нас температуры рассчитываются различные термодинамические параметры, такие как, энтропия, внутренняя энергия, свободная энергия, теплоемкость, намагниченность, восприимчивость и т.д.

Более подробно алгоритм Ванга-Ландау изложен в работе [3].

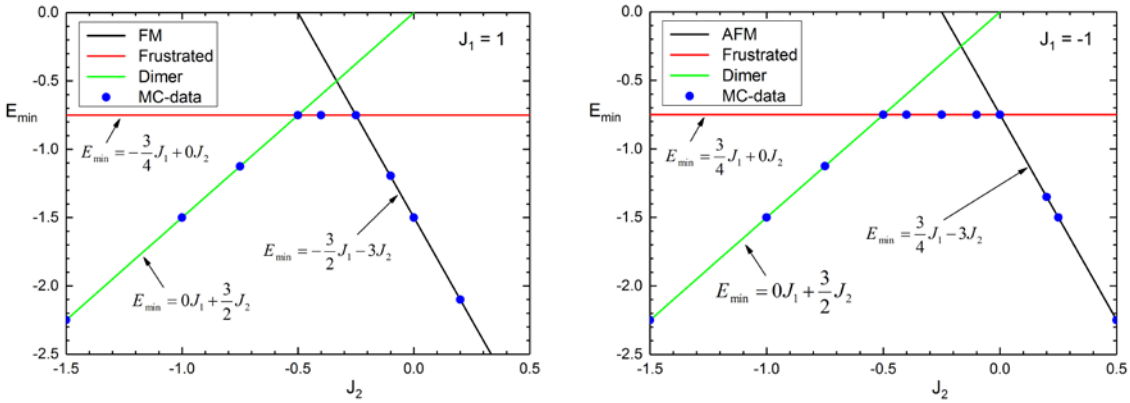


Рис. 3. Зависимости энергии основного состояния от величины обменного взаимодействия J_2

На рисунке 3 представлены зависимости энергии основного состояния (минимально возможной энергии) в зависимости от величины J_2. Как видно из рисунка, в зависимости от значений J_1 и J_2 системе возникают структуры с димерным упорядочением, области фрустраций, а также области с ферромагнитным, или антиферромагнитным упорядочением.

1. L. Zheng, M. N. Obrovac, *J. of The Electrochemical Society*, **163(10)**, A2362 (2016).
2. M.A. McGuire, *Crystals*, ***7***, 121, (2017).
3. D.P. Landau, S.-H. Tsai, M. Exler, Am. J. Phys., **72(10)**, 1294, (2004).

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ СПЛАВОВ $FeRh_{1-x}Pt_x$ (x=0.5-1).

О.О. Павлухина, В.В. Соколовский, В.Д. Бучельников, М.А. Загребин

Челябинский Государственный Университет, Россия

Сплавы на основе Fe-Rh привлекают все большее внимание ученых во всем мире благодаря возможности их практического применения в магнитном охлаждении, магнитной записи и устройствах спинтроники [1-3]. В таких сплавах наблюдается метамагнитный фазовый переход при температурах близких к комнатным. Метамагнитный фазовый переход в Fe-Rh также приводит к большим изменениям намагниченности, что обусловливает гигантский магнитокалорический эффект при изменении магнитного поля. Интерес к исследованиям магнитокалорического эффекта обусловлен потребностью в материалах обладающих высокими значениями магнитокалорического эффекта для создания охлаждающих устройств, в которых такие материалы могут выступать в роли рабочего тела магнитного охлаждающего устройства. Сплавы на основе Fe-Rh являются перспективными для технологии магнитного охлаждения и имеют рекордно большие значения магнитокалорического эффекта на сегодняшний день [4-7]. В работах [4-5] магнитокалорические свойства сплавов $Fe_{51}Rh_{49}$ измерялись прямым методом. Адиабатическое изменение температуры сплава $Fe_{51}Rh_{49}$ составило 13 К в изменяющемся магнитном поле до 2 Т. Фазовый переход наблюдается при температуре близкой к 310 К.

Хорошо известно, что магнитный порядок в соединениях Fe-Rh сильно зависит от концентрации элементов. Поэтому важно изучить влияние добавления третьего элемента на магнитные и структурные свойства материала. A. Jezierski et. и др. [6] изучают влияние легирующих примесей Co, Pd, Ru и Pl на магнитный момент и плотность состояний в сплавах Fe-Rh. Содержание третьего элемента в сплавах $FeRh_{1-x}(Z)_x$ было небольшим и составляло x = 0-0,05. В статье говорится о значительном изменении магнитного момента и плотности состояний на уровне Ферми в процессе замещения металлов. Влияние добавления Pd на структуру и свойства Fe-Rh было исследовано K. Uebayashi и др. [8]. В нашей предыдущей работе [7] с помощью первопринципных методов исследованы структурные и магнитные свойства сплавов Fe-Rh с добавлением Ni и Pd. Показано, что добавление третьего элемента стимулирует мартенситное превращение.

Данная работа посвящена теоретическим исследованиям структуры и магнитных свойств сплавов $FeRh_{1-x}Pt_x$ (x = 0.5, 0.625, 0.75, 0,875, 1) первопринципными методами. Структурные и магнитные свойства сплавов исследованы с использованием пакета Vienna Ab initio Simulation (VASP). Вычисления проводились в рамках приближения обобщенного градиента

(GGA) в формулировке Пердью, Бурка и Эрнзерхофа (Perdew, Burke and Ernzerhof – PBE). Энергия обрезания плоских волн Ecutoff в расчетах была равна 400 эВ. Для всех исследуемых нами структур число k-точек в первой зоне Бриллюэна было выбрано в виде сетки 12 × 12 × 12, полученной с помощью схемы Монхорста–Пака. Расчеты осуществлялись с использованием PAW потенциала. Вычисления выполнены на суперячейке, содержащей 16 атомов с различными начальными конфигурациями спинов. Расчеты были проведены для ферромагнитного (FM), и двух видов антиферромагнитных состояний (AFM-1, AFM-2) (данные конфигурации представлены на рисунке 1).

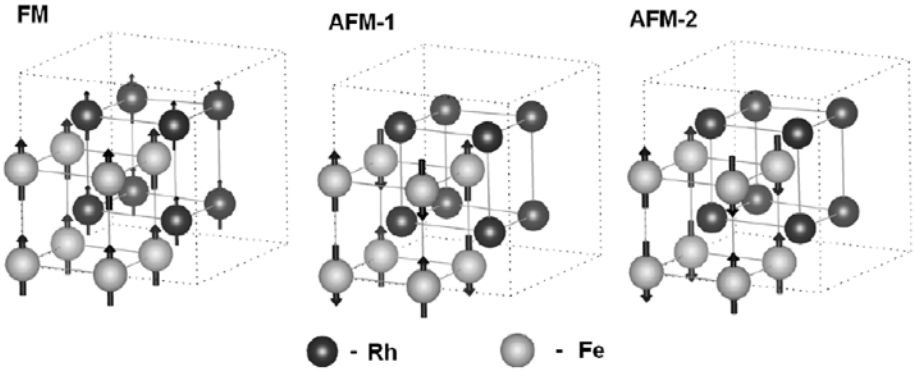


Рис.1. Магнитные спиновые конфигурации.

В настоящей работе были исследованы энергетические зависимости систем $FeRh_{1-x}Pt_x$ (x = 0.5, 0.625, 0.75, 0,875, 1), от параметра решетки. Равновесные параметры решетки увеличивались с увеличением содержания Pt и составили: a = 3,020 для $FeRh_{1-x}Pt_x$ (x = 0,5) и a = 3,059 для $FeRh_{1-x}Pt_x$ (x = 1). Из полученных данных можно сделать вывод о том, что добавление атомов Pt приводит к увеличению параметра решетки, это в свою очередь может быть обусловлено тем, что атомный радиус Pt оказывается большим по сравнению с меньшим значением для родия.

Далее была рассмотрена возможность мартенситного превращения в исследуемых сплавах в зависимости от концентрации третьего элемента. В данной работе выполнен расчет полной энергии для тетрагонального искажения кубической структуры вдоль оси z. Для этого был фиксирован объем ячейки $V_0 = a_0^3 \approx a^2c$. Для примера на рисунке 2 представлены зависимости энергии от тетрагонального искажения c/a для одной из исследуемых в работе систем: системы $FeRh_{0.5}Pt_{0.5}$ с разной конфигурацией спинов.

Из полученных данных можно сделать вывод о том, что добавление третьего элемента стимулирует мартенситное превращение из аустенита (c/a = 1) в мартенсит (c/a > 1) с увеличением концентрации платины.

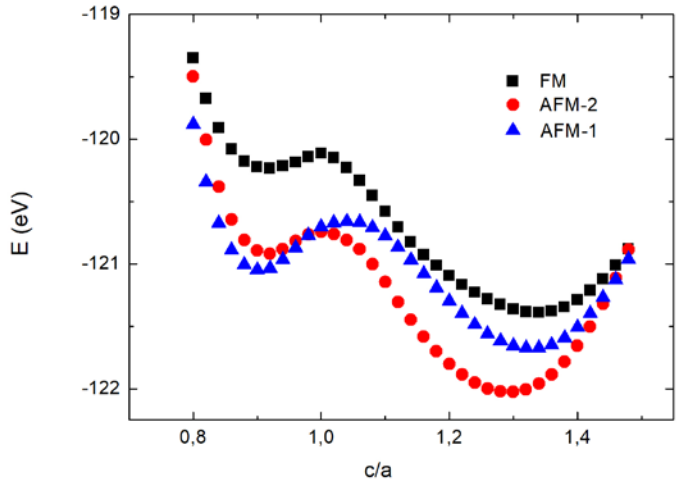


Рис.2. Изменение полной энергии сплавов $FeRh_{0.5}Pt_{0.5}$ в зависимости от степени тетрагонального искажения (c/a).

В случае $FeRh_{1-x}Pt_x$ (x = 0,5, 0,625, 0,75, 0,875) антиферромагнитная фаза в мартенсите является более энергетически выгодной. Для соединения FePt ферромагнитная спиновая конфигурация энергетически выгодна по сравнению с другими конфигурациями. Наши расчеты показали, что замена Pt для Rh приводит к появлению стабильного тетрагонального состояния. В то время как кубическая фаза становится неустойчивой. Важно отметить, что аналогичная тенденция наблюдается экспериментально.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 17-72-20022\17).

1. S. Cumpson, P. Hidding, R. Coehoorn, IEEE Trans. Magn., **36**, 2271 (2000).
2. J.-U. Thiele, S. Maat, and E. E. Fullerton, Appl. Phys. Lett., **82**, 2859 (2003).
3. A. X. Gray, D.W. Cooke, P. Kruger, Phys. Rev. Lett. **108**, 257208 (2012).
4. M.P. Annaorazov, K.A. Asatryan, G. Myalikgulyev S.A. Nikitin, A.M. Tishin, A.L. Tyurin. Cryog. **32**, 868 (1992).
5. A. Chirkova, K.P. Skokov, L. Schultz, N.V. Baranov, O. Gutfleisch, T.G. Woodcock. Acta Mater. **106**, 15 (2016).
6. A. Jezierski, G. Borstel. J. Magnet. Magnetic Mater. **140-144**, 81 (2005).
7. O. Pavlukhina, V. Sokolovskiy, V. Buchelnikov, Materials Today: Proceedings **4**, 4642 (2017).
8. K. Uebayashi, H Shimizu, H Yamada. Materials Transactions **47**, 456 (2006).

ФАЗОВО-НЕОДНОРОДНЫЕ СОСТОЯНИЯ В МОДЕЛИ ИЗИНГА С ЗАРЯЖЕННЫМИ ПРИМЕСЯМИ

Ю. Д. Панов, В. В. Улитко, К. С. Будрин, Д. Н. Ясинская, А. А. Чиков, А. С. Москвин

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

В физике высокотемпературных сверхпроводящих купратов одной из актуальных проблем является конкуренция и сосуществование различных типов упорядочений: антиферромагнитного, сверхпроводящего и недавно обнаруженного зарядового. Для рассмотрения конкуренции магнитного и зарядового упорядочений в купратах в работах [1,2] была предложена упрощенная двумерная спин-псевдоспиновая модель, которая учитывает как обычное спиновое обменное взаимодействие, так и внутриузельные и межузельные зарядовые корреляции. В статическом пределе эта модель эквивалентна двумерной разбавленной антиферромагнитной модели Изинга с заряженными примесями. В этой модели в основном состоянии реализуется 5 различных фаз в зависимости от концентрации заряженных примесей (n) и соотношения между константами обменного (J) и заряд-зарядового (V) взаимодействия и параметра внутриузельных корреляций (Δ).

Для численного моделирования была реализована программа высокопроизводительных параллельных вычислений методом Монте-Карло (МК). Полученные температурные фазовые диаграммы (Рис.3) системы сравниваются с аналитическими результатами метода среднего поля (СП). Возможность фазово-неоднородного состояния аналитически исследовалась в рамках вариационного термодинамического подхода, развитого в [3].

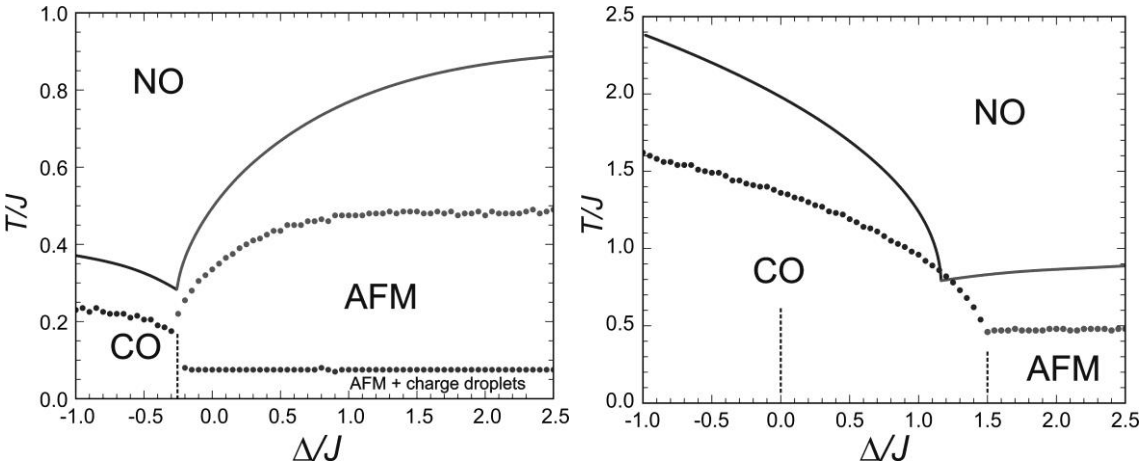


Рис.1. (T, Δ)-диаграммы для n=0.1. Левая панель: V/J=0.1 (сильный обмен); правая панель: V/J=1 (случай сильного заряд-зарядового взаимодействия). Точки (сплошные линии) показывают значение критической температуры, полученной в методе МК (СП). В случае сильного обмена происходит фазовое разделение в AFM фазе при T/J=0.08.

Показано, что качественно различаются случаи сильного обмена и сильного заряд-зарядового взаимодействия. Так, для сильного обмена антиферромагнитная фаза неустойчива по отношению к фазовому разделению на зарядово-упорядоченную (CO) и антиферромагнитную фазу (AFM), которые ведут себя как несмешивающиеся квантовые жидкости. Температурная зависимость теплоемкости обнаруживает два последовательных фазовых перехода: во-первых, антиферромагнитное упорядочение в спиновой подсистеме, разбавленной случайно распределенными зарядами, затем конденсация заряда в зарядовых каплях. В случае сильного заряд-зарядового взаимодействия в основном состоянии системы как в CO, так и в AFM фазе распределение допированных зарядов является однородным.

Процесс термализации в AFM фазе может привести к образованию метастабильной доменной структуры с антифазными 180-градусными доменными стенками. В этом случае наблюдается локализация допированного заряда в доменных границах, показанная на Рис. 2. Формирование протяженных заряженных антифазных доменных границ, можно использовать для иллюстрации структур страйпов в допированных купратах [4].

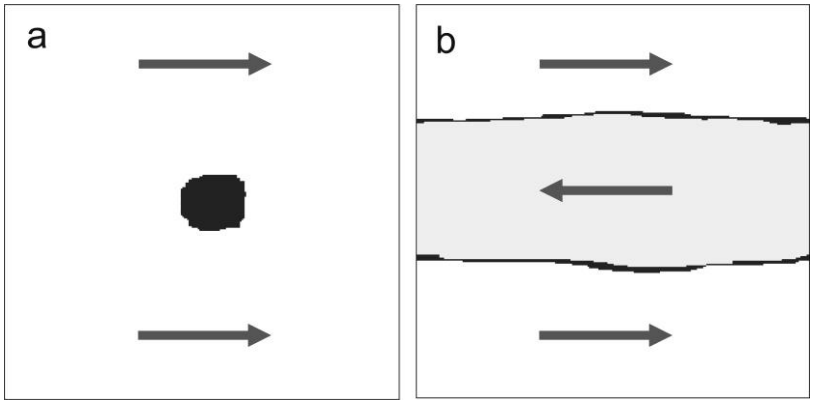


Рис. 2. Примеры фазово-неоднородного состояния в AFM фазе при малом допировании (квадратная решетка 256×256, n=0.02, Δ=0.5, V=0.1, J=1) ниже температуры фазового разделения $T_{PS}\approx 0.06J$: (а) снимок конденсации зарядовой капли в однодоменной AFM -фазе; (б) снимок конденсации заряда в страйп-подобных 180-градусных доменных стенках в AFM фазе со стабильными AFM-доменами. Стрелки указывают направление AFM вектора.

1. Yu.D. Panov, A.S. Moskvin, A.A. Chikov, I.L Avvakumov, J. Supercond. Nov. Magn., **29**, 1077 (2016).
2. Yu.D. Panov, A.S. Moskvin, A.A. Chikov, K.S. Budrin, J. Low Temp. Phys., **187**, 646 (2017).
3. K. Kapcia, S. Robaszkiewicz, R. Micnas, J. Phys.: Condens. Matter, **24**, 2015601 (2012).
4. Y.D. Panov, K.S. Budrin, A.A. Chikov, A.S. Moskvin, JETP Lett., 106, 440 (2017).

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО МАГНИТНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В АМОРФНЫХ СПЛАВАХ СИСТЕМЫ Re-Gd

А.В. Бондарев, И.М. Пашуева, В.В. Ожерельев, И.Л. Батаронов

Воронежский государственный технический университет
394026 г. Воронеж, Московский просп. 14
E-mail: vapushka@yandex.ru

В аморфных сплавах (АС) системы $Re_{100-x}Gd_x$ в широкой области концентраций имеет место переход из парамагнитной фазы в состояние спинового стекла [1]. Однако на микроскопическом уровне полного понимания спин-стекольного состояния не достигнуто [2]. В связи с этим для исследования спиновых стекол широко применяется компьютерное моделирование методом Монте-Карло [3].

Методом молекулярной динамики построены модели атомной структуры аморфного гадолиния и аморфных сплавов $Re_{100-x}Gd_x$ (x = 4, 5, 7, 8, 10, 12, 37, 61 и 93 ат. %) [4], содержащая 100 000 атомов в кубической ячейке с периодическими граничными условиями. Межатомное взаимодействие описывалось полиномиальным потенциалом [5]. Методом Монте-Карло в рамках модели Гейзенберга исследовались магнитные свойства построенной модели.

Гамильтониан, описывающий взаимодействие магнитных моментов атомов гадолиния, был записан в следующем виде [6]:

$$H = -\frac{1}{2}\sum_{i,j} J_1\left(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j\right) - \frac{1}{2}\sum_{i,k} J_2\left(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_k\right) - \mu h \sum_i S_i^z , \qquad (1)$$

где $J_1 = 45,7$ К – интеграл обменного взаимодействия между спинами, расстояние между которыми не превышает $r_1^{\min} = 0,455$ нм – положения первого минимума парной функции распределения $g(r)$; $J_2 < 0$ – интеграл обменного взаимодействия между спинами, расстояние между которыми находится в интервале между $r_1^{\min}$ и $r_2^{\min} = 0,77$ нм – первым и вторым минимумами парной функции распределения g (r); $\mu = 7,98\mu_B$ – эффективный магнитный момент атома Gd; h – напряженность внешнего магнитного поля.

Для модели чистого аморфного Gd рассчитаны температурные зависимости спонтанной намагниченности при различных значениях константы обменного взаимодействия во второй координационной сфере ($J_1/|J_2| = 10$, 11, 12, 13 и 14). При $J_1/|J_2| \le 11$ во всем интервале температур спонтанная намагниченность не превышает величины $0,1M_S$, где M_S –

намагниченность насыщения. При $J_1/|J_2| \geq 13$ намагниченность при T = 1 К достигает единицы. Таким образом, при низких температурах при $J_1/|J_2| \geq 13$ реализуется ферромагнитное состояние, при $11 < J_1/|J_2| < 13$ – асперомагнитное состояние, а при $J_1/|J_2| \leq 11$ система переходит в состояние спинового стекла.

Рассчитаны температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ моделей аморфного Gd при различных значениях отношения $J_1/|J_2|$, равных 8, 10, 12, 14 и 16. На всех кривых $\chi(T)$ наблюдается четко выраженный максимум, положение которого соответствует температуре фазового перехода T_f.

Таким образом, была получена магнитная фазовая диаграмма аморфного гадолиния в координатах $J_1/|J_2|$ – T, позволяющая определить фазовое состояние системы в зависимости от температуры и величины Интеграла обменного взаимодействия во второй координационной сфере J_2.

Во всех моделях АС $Re_{100-x}Gd_x$ при $x > 7$ ат. % наблюдается переход из парамагнитного состояния в состояние спинового стекла. Сплавы с содержанием гадолиния x = 4, 5 и 7 ат. % при всех температурах вплоть до T = 1 К остаются в парамагнитной фазе.

Для моделей АС $Re_{100-x}Gd_x$ также рассчитаны температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$. При $x > 7$ ат. % Gd на всех кривых $\chi(T)$ наблюдаются четко выраженные максимумы, по положению которых определялись температуры фазового перехода в состояние спинового стекла T_f. При $x \leq 7$ ат. % Gd максимум на кривых $\chi(T)$ исчезает, и магнитная восприимчивость монотонно возрастает при понижении температуры, что характерно для парамагнитного состояния. Зависимость температуры перехода в состояние спинового стекла от концентрации атомов Gd хорошо согласуется с экспериментальными данными [1].

1. Ю.В. Бармин, С.Ю. Балалаев, А.В. Бондарев, И.Л. Батаронов, В.В. Ожерельев, Изв. РАН. Сер. физ., **70**, 1145 (2006).
2. В.С. Доценко, УФН, **163**, 1 (1993).
3. К. Биндер, Д.В. Хеерман. Моделирование методом Монте-Карло в статистической физике. М.: Наука (1995).
4. А.В. Бондарев, Ю.В. Бармин, И.Л. Батаронов и др., Вестник ВГТУ. Сер. Физико-математическое моделирование, **2(8)**, 48 (2006).
5. И.Л. Батаронов, А.В. Бондарев, Ю.В. Бармин, Изв. РАН. Сер. физ., 64, 1666 (2000).
6. А.В. Бондарев, В.В. Ожерельев, И.Л. Батаронов, Ю.В. Бармин, Д.А. Четкин, Изв. РАН. Сер. физ., 74, 1535 (2010).

ЗАМЕЩЕНИЕ Fe В СПЛАВАХ $R_2(Fe,M)_{17}$, R = Pr, Tm, M = Ti, V, Cr, Zr, Nb

С.П. Платонов[1], А.Г. Кучин[1], А.В. Королёв[1], В.С. Гавико[1], Д.А. Колодкин[1], В.И. Воронин[1], И.А. Бобриков[2], С.В. Сумников[2]

[1]*Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*
[2]*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия*

Бинарные интерметаллиды R_2Fe_{17} (R – редкоземельный элемент) обладают высокими значениями спонтанной намагниченности. Однако их недостатками для применения в качестве постоянных магнитов являются относительно низкие температуры Кюри T_C и магнитная анизотропия типа «легкая плоскость»: среди всех R_2Fe_{17} только Tm_2Fe_{17} обладает анизотропией типа «легкая ось» при температурах ниже T≈90 К [1]. Замещение атомов Fe атомами некоторых других элементов и внедрение легких атомов H, C, N приводит к увеличению температуры Кюри сплавов и, в ряде случаев, к реализации одноосного типа магнитной анизотропии [1].

В работе было исследовано влияние замещения атомов Fe атомами M = Ti, V, Cr, Zr, Nb на магнитные и структурные свойства сплавов Tm_2Fe_{17} и Pr_2Fe_{17}. Было выявлено, что предел растворимости атомов M тем меньше, чем меньше радиус атома R и больше радиус атома M. Согласно данным рентгенографического анализа, все сплавы $R_2Fe_{16.5}M_{0.5}$ оказались однофазными, в то время как сплавы $R_2Fe_{16}M$ содержали некоторое количество примесных фаз.

Магнитное поведение интерметаллидов R_2Fe_{17} обусловлено конкуренцией положительных и отрицательных обменных взаимодействий между атомами Fe [2]. Обменные взаимодействия Fe-Fe являются положительными или отрицательными, если расстояния между ними больше или меньше 2.45 Å, соответственно [2]. Наиболее сильные отрицательные (антиферромагнитные) взаимодействия достигаются в «гантельных» кристаллографических позициях [2] (позиция 6*c* в ромбоэдрической решетке типа Th_2Zn_{17} сплава Pr_2Fe_{17} и позиция 4*f* в гексагональной решетке типа Th_2Ni_{17} сплава Tm_2Fe_{17}). В этих позициях пара атомов Fe ориентирована вдоль оси *c* кристалла. Сплавы R_2Fe_{17} с R= Tm, Pr обладают, соответственно, наименьшим и наибольшим объемом элементарной ячейки среди R_2Fe_{17} с магнитными лантанидами. В результате Tm_2Fe_{17} является геликоидальным антиферромагнетиком вблизи комнатной температуры [2], в отличие от ферромагнитного во всей области температур магнитного упорядочения сплава Pr_2Fe_{17}. Уже при небольшом замещении x=0.5 атомов Fe на атомы M во всех сплавах $Tm_2Fe_{17-x}M_x$ происходит концентрационный фазовый переход «геликоидальный антиферромагнетик – ферримагнетик», причем температура магнитного упорядочения при легировании элементами M = Ti, Cr, Nb значительно увеличивается – на 74-86 К. Аналогичный прирост

температуры Кюри при легировании сплавов Pr_2Fe_{17} элементами M = Ti, Cr, V имеет почти вдвое меньшее значение: 47-49 К (рис.1). В сплаве Tm_2Fe_{17}, в котором параметры решетки гораздо меньше, чем в сплаве Pr_2Fe_{17}, легирование атомами M приводит к большему приросту параметра *c*. Это обусловливает, в частности, более быстрое увеличение расстояния Fe-Fe в «гантельных» позициях и, соответственно, более сильный рост температуры Кюри при легировании сплава Tm_2Fe_{17}.

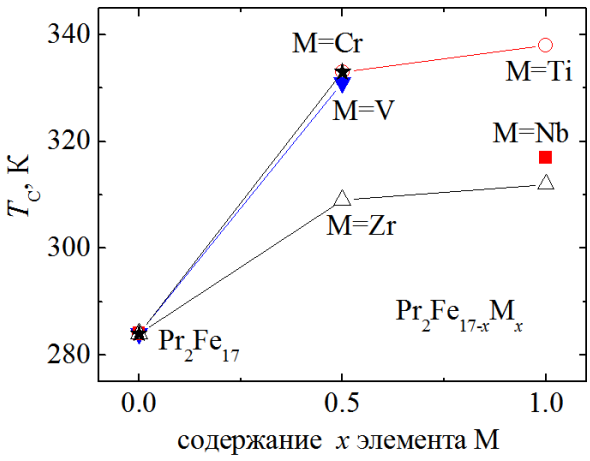


Рис.1. Температура Кюри сплавов $Pr_2Fe_{17-x}M_x$ в зависимости от концентрации элемента M.

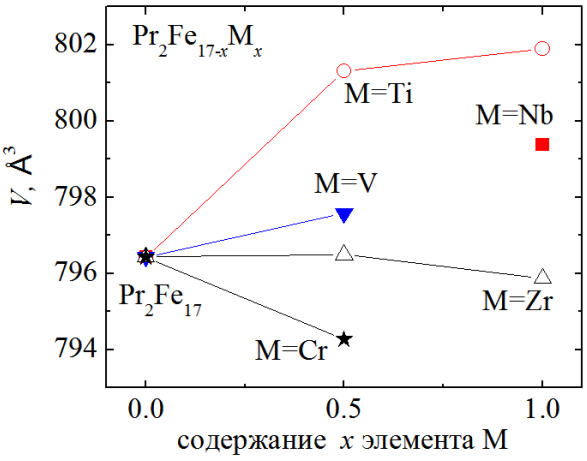


Рис.2. Объем элементарной ячейки сплавов $Pr_2Fe_{17-x}M_x$ в зависимости от концентрации элемента M.

С помощью нейтронографического анализа нами было установлено, что в сплаве $Tm_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$ атомы Cr замещают атомы Fe преимущественно в «гантельных» позициях, обладающих наибольшим объемом ячейки Вигнера-Зейтца, и почти полностью избегают остальные позиции. По-видимому, аналогичным образом происходит замещение в сплавах $Tm_2Fe_{17-x}M_x$ и $Pr_2Fe_{17-x}M_x$ с M = Cr, Ti, V, как и в системе $Nd_2Fe_{17-x}M_x$ [3, 4]. Это приводит к уменьшению энергии отрицательных обменных взаимодействий в сплаве и к максимально быстрому росту T_C. Характер замещения атомов Fe атомами Zr и Nb обусловлен как объемом ячеек Вигнера-Зейтца, так и координационным эффектом [3, 4]. В результате, по-видимому, атомы Nb в системе $Pr_2Fe_{17-x}Nb_x$ занимают не только «гантельные» позиции 6*c*, но и позиции 18*f*, аналогично замещениям в системе $Nd_2Fe_{17-x}Nb_x$ [3 и 4], что приводит к более слабому росту T_C в случае M = Nb, чем в случае с M = Ti, V, Cr (рис.1). Среди M = Ti, V, Cr, Fe, Zr, Nb атом Zr обладает наибольшим радиусом атома, сравнимым с радиусом атома Pr. Нейтронографический анализ структуры сплавов $Pr_2Fe_{16.5}Zr_{0.5}$ позволил нам установить, что атомы Zr замещают не только атомы Fe в позициях 6*c* и 18*f*, но и атомы Pr в позиции 6*c*, что вызывает уменьшение параметров решетки при легировании (см. рис.2). По всей видимости, это приводит к минимальному росту T_C в случае M = Zr (рис.1).

Характер изменения T_C в системах $Tm_2Fe_{17-x}M_x$ и $Pr_2Fe_{17-x}M_x$ (рис.1), качественно одинаковый. Параметры решетки в сплавах Tm_2Fe_{17} и Pr_2Fe_{17} (рис.2) при легировании также изменяются схожим образом. Замещение атомов Fe на наиболее крупные атомы Nb и Ti вызывает наиболее сильное увеличение параметров *a*, *c*, *V*, в то время как замещение на атомы Cr, обладающие наименьшим радиусом, приводит к уменьшению параметров *a* и *V*. При этом T_C сплавов $Pr_2Fe_{16.5}Ti_{0.5}$ и $Pr_2Fe_{16.5}Cr_{0.5}$ принимает одинаковое значение (рис.1), что говорит о том, что решающую роль в повышении T_C играет характер замещения атомов Fe атомами M по кристаллографическим позициям, а не изменение параметров решетки.

Намагниченность насыщения M_s при T=5 K монотонно убывает в системах $Tm_2Fe_{17-x}M_x$ и $Pr_2Fe_{17-x}M_x$ по мере роста *x*, причем величина M_s сплавов при x=0.5 почти не зависит от типа элемента M и принимает примерно одинаковое значение в каждой системе. Намагниченность M_s в сплаве $Pr_2Fe_{16}Nb_1$ несколько ниже, чем в остальных сплавах $Pr_2Fe_{16}M$, что обусловлено содержанием около 10 % примесной фазы Fe_2Nb. Из кривых намагничивания при T=5 K нами был оценен средний магнитный момент M_{Fe} атомов Fe в обеих системах сплавов. M_{Fe} уменьшается по мере роста концентрации легирующего элемента (в $Pr_2Fe_{17-x}Ti_x$ M_{Fe} =2.02 μ_B при x=0 и M_{Fe} =1.69 μ_B при x=1), что обусловлено ослаблением гибридизации электронов Fe при «разбавлении» сплава немагнитными атомами M.

Для сплавов системы $Pr_2Fe_{17-x}M_x$ было определено изотермическое изменение магнитного вклада в энтропию $-\Delta S_M$, характеризующее магнитокалорический эффект (МКЭ). $-\Delta S_M$ было рассчитано из изотерм намагничивания $M(H)$ сплавов с помощью хорошо известного уравнения Максвелла. Величина максимального МКЭ монотонно убывает в системе по мере роста *x*, причем МКЭ принимает одинаковое значение для всех M (в $Pr_2Fe_{17-x}M_x$ в поле $\mu_0 H$ = 1.7 Тл $-\Delta S_M$ =2.9 Дж/кг*К при x=0 и $-\Delta S_M$ = 1.9 Дж/кг*К при x=1). По-видимому, это обусловлено монотонным уменьшением спонтанной намагниченности сплавов при легировании.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда (Проект № 15-12-10015).

1. O. Isnard et al., Phys. Rev. B, **88**, 174406 (2013).
2. D. Givord et al., IEEE Trans. Magn., **10,** 109 (1974).
3. W. B. Yelon et al., J. Appl. Phys., **79**, No. 8, 5939 (1996).
4. Er. Girt et al., J. Appl. Phys., **81**, 5118 (1997).

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФРУСТРИРОВАННОЙ МОДЕЛИ ГЕЙЗЕНБЕРГА НА СЛОИСТОЙ КУБИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ.

А.К. Муртазаев[1,2], М.К. Рамазанов[1,3], К.Ш. Муртазаев[2]

[1]*Институт физики ДНЦ РАН, Махачкала, Россия*
[2]*Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия*
[3]*Отдел математики и информатики ДНЦ РАН, Махачкала, Россия;*
sheikh77@mail.ru

Проблема исследования фазовых переходов (ФП) и критических свойств в спиновых системах с фрустрациями является одной из центральных в современной физике конденсированного состояния [1-3]. Спиновые системы с фрустрациями во многом проявляют свойства, отличные от соответствующих нефрустрированных систем. Это отличие выражается в богатом разнообразии фаз и ФП, что обусловлено сильным вырождением основного состояния [4].

В данной работе, нами предпринята попытка исследовать ФП и критическое поведение антиферромагнитной модели Гейзенберга на слоистой кубической решетке с учетом взаимодействий вторых ближайших соседей внутри слоев. Интерес к этой модели обусловлен тем что, при учете антиферромагнитных взаимодействий вторых ближайших соседей внутри слоев данная модель становится фрустрированной.

Антиферромагнитная модель Гейзенберга на кубической решетке с учетом взаимодействий следующих ближайших соседей описывается следующим гамильтонианом:

$$\mathrm{H} = -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) - J_2 \sum_{\langle i,l \rangle} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_l), \qquad (1)$$

где $\vec{S}_i$ – трехкомпонентный единичный вектор $\vec{S}_i = \left(S_i^x, S_i^y, S_i^z\right)$. Решетка состоит из двумерных квадратных слоев, сложенных по ортогональной оси. Первый член в формуле (1) характеризует антиферромагнитное взаимодействие всех ближайших соседей, которое берется одинаковым как внутри слоев, так и между слоями ($J_1 < 0$). Второй член характеризует антиферромагнитное взаимодействие следующих ближайших соседей, находящихся в том же слое ($J_2 < 0$). $r=J_2/J_1$ – величина взаимодействия вторых ближайших соседей.

В данном исследовании нами использован высокоэффективный репличный обменный алгоритм метода Монте-Карло [5,6].

Для определения критической температуры T_N, мы использовали метод кумулянтов Биндера U_L четвертого порядка, который имеет вид:

$$V_L = 1 - \frac{\langle U^4 \rangle_L}{3\langle U^2 \rangle_L^2}, \tag{2}$$

$$U_L = 1 - \frac{\langle m^4 \rangle_L}{3\langle m^2 \rangle_L^2} \tag{3}$$

где V_L – энергетический кумулянт, U_L – магнитный кумулянт.

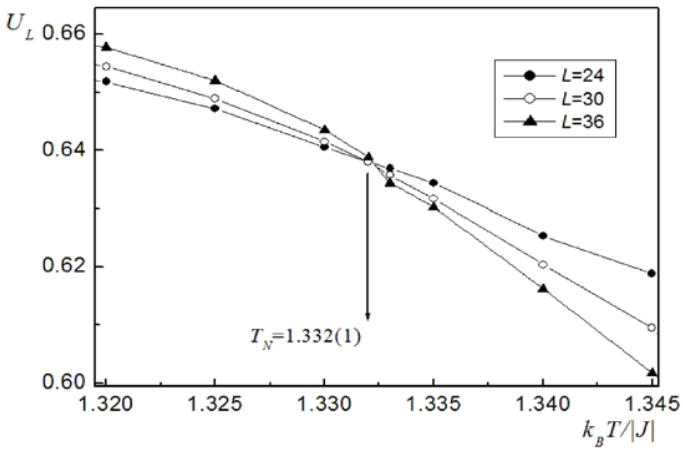


Рис.1. Зависимость магнитного кумулянта U_L от температуры $k_BT/|J|$.

Выражения (2) и (3) позволяют определить критическую температуру T_N с большой точностью для ФП первого и второго рода соответственно. Следует отметить, что применение кумулянтов Биндера позволяет также хорошо тестировать тип ФП в системе. Известно, что в случае ФП второго рода кривые температурной зависимости кумулянтов Биндера U_L имеют четко выраженную точку пересечения.

На рис.1 представлена характерная зависимость U_L от температуры для разных значений L. Этот рисунок демонстрирует и точность определения критической температуры. Из графика видно, что в критической области наблюдается четко выраженная точка пересечения (T_N=1.332(1) (здесь и далее температура дана в единицах $|J|/k_B$)), что свидетельствует о ФП второго рода.

Для расчета статических критических индексов теплоемкости α, восприимчивости γ, параметра порядка β и радиуса корреляции ν использовались соотношения теории конечно-размерного скейлинга [7]. Все значения индексов, полученные в рамках данной работы, представлены в таблице 1. Здесь также приведены результаты других авторов, имеющиеся в литературе.

Таблица 1.
Значения критических индексов α, β, γ, ν и η.

Критический параметр	Данные этой работы	[8]	[9]	[10]	Нефрустрированная модель Гейзенберга [11]
α	0.165(5)	0.18(2)	-	0.11	-0.1336(15)
β	0.295(5)	0.30(2)	-	0.31	0.3689(3)
γ	1.259(5)	1.27(2)	1.20(8)	1.26	1.3960(9)
ν	0.649(5)	0.65(1)	0.63(5)	0.63	0.7112(5)
η	0.06(2)	-0.06(3)	0.08(3)	0.0	0.0375(5)
T_N	1.332(1)	0.957(1)	-	-	1.443(1)

Как видно из таблицы почти все значения критических индексов, рассчитанные нами, в пределах погрешности совпадают, как с численными [8], так и с теоретическими [9,10] данными для трехмерной антиферромагнитной модели Гейзенберга на слоистой треугольной решетке. Тот факт, что индекс Фишера η=0.06 для данной модели имеет положительное значение, также свидетельствует в пользу ФП второго рода.

Отметим, что полученные нами значения критических индексов отличаются от соответствующих значений критических индексов для нефрустрированной трехмерной модели Гейзенберга [11]. Это свидетельствует о принадлежности исследуемой нами модели к тому же классу универсальности критического поведения, что и антиферромагнитная модель Гейзенберга на слоистой треугольной решетке.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-02-00214-а.

1. Вик.С. Доценко. УФН, **165**, 481 (1995).
2. С.Е. Коршунов. УФН **176**, 233 (2006).
3. С.С. Сосин, Л.А. Прозорова, А.И. Смирнов. УФН, **175**, 92 (2005).
4. A. Malakis, P. Kalozoumis, and N. Tyraskis. Eur. Phys. J. B, **50**, 63 (2006).
5. М.К. Рамазанов, А.К. Муртазаев. Письма в ЖЭТФ **101**, 793 (2015).
6. М.К. Рамазанов, А.К. Муртазаев. Письма в ЖЭТФ **103**, 522 (2016).
7. P. Peczak, A.M. Ferrenberg, and D.P. Landau. Phys. Rev. B **43**, 6087 (1991).
8. А.К. Муртазаев, М.К. Рамазанов, М.К. Бадиев. ФТТ **52**, 1157 (2010).
9. P. Calabrese, P. Parruccini, A. Pelissetto et al.. Phys. Rev. B **70**, 174439-1 (2004).
10. G. Zumbac. Nucl. Phys. B **413**, 771 (1994).
11. M. Campostrini, M. Hasenbusch, A. Pelissetto et al.. Phys. Rev. B **65**, 144520 (2002).

СПОНТАННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ $LiMnPO_4$

М.А. Сёмкин[1,2], Н.В. Урусова[1], Д.Г. Келлерман[3], А.Е. Теплых[2], А.С. Волегов[1,2], А.Н. Пирогов[1,2]

[1]*Уральский федеральный университет, Россия*

[2]*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Россия*

[3]*Институт химии твердого тела УрО РАН, Россия*

Соединения Li*M*PO_4, где *M* = Ni, Co, Fe, Mn кристаллизуются в ромбическую структуру, которая описывается пространственной группой *Pnma* [1, 2]. Магнитный порядок в них возникает при температурах ниже 60 K. Например, температура Нееля $LiMnPO_4$ составляет T_N = (34 ± 1) K [3, 4].

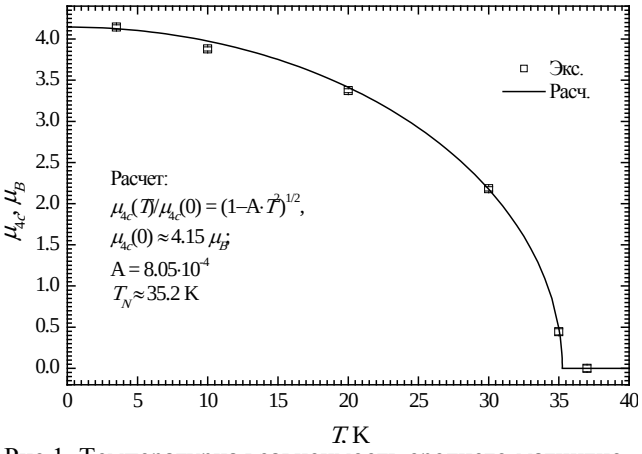


Рис.1. Температурная зависимость среднего магнитного момента ионов 3d-переходного металла в $LiMnPO_4$. Точки – экспериментальные значения, линия – рассчитанная по закону Шлоссера зависимость.

С помощью дифракции нейтронов и магнитометрических измерений нами исследован поликристаллический образец $LiMnPO_4$ [5]. Показано, что магнитные моменты ионов 3d-переходного металла в позиции 4*c* соединения $LiMnPO_4$ ориентированы антиферромагнитно вдоль кристаллографической оси-*a*. С ростом температуры до 37 K, величина момента ионов Mn монотонно уменьшается от 4.15(3) $\mu_Б$ до нуля. На рисунке 1 приведены полученные экспериментальные значения величины среднего момента ионов Mn при температурах 3.5, 10, 20, 30, 35, 37 K (точки) и их рассчитанная зависимость (линия). Расчетная зависимость подчиняется закону Шлоссера $\mu_{4c}(T) / \mu_{4c}(0) = (1 - A\cdot T^2)^{1/2}$, где $A = 8.05\cdot10^{-4}$. При этом верхняя оценка температуры Нееля $LiMnPO_4$ составила $T_N \approx 35.2$ K.

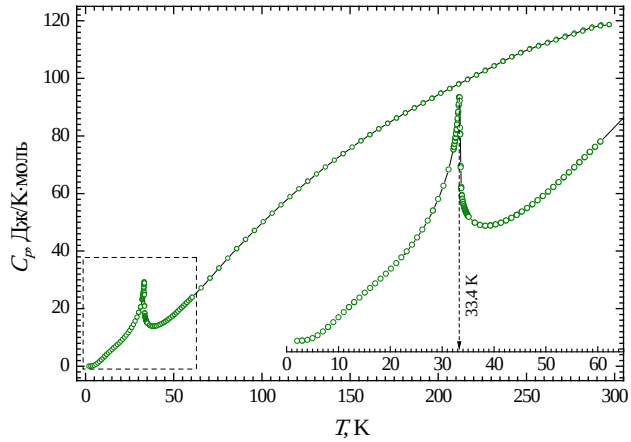


Рис.2. Температурная зависимость теплоемкости монокристалла $LiMnPO_4$, на вставке – участок зависимости в увеличенном масштабе, вблизи МФП.

Изучение тепловых свойств выполнили на образце монокристалла $LiMnPO_4$, полученного флюсовым методом в присутствии хлорида лития. Размер полученного монокристалла составил (3 x 2 x 1) мм^3. На рисунке 2 приведена температурная зависимость

теплоемкости соединения $LiMnPO_4$ в диапазоне (2–300) K. Температура магнитного фазового перехода (МФП) соответствует пику теплоемкости T_N = (33.4±1.0) K и в точности совпадает оценкой полученной из температурных измерений намагниченности, рассчитанной по максимуму первой производной этой зависимости, T_N = (33.4±0.2) K. Установлено, что спонтанный МФП из антиферромагнитной структуры в парамагнитное состояние $LiMnPO_4$ сопровождается резким изменением теплоемкости соединения.

Работа частично поддержана программой «Поток» № АААА-А18-118020190112-8 и Государственным контрактом (№ 3.6121.2017/8.9) между Уральским федеральным университетом и Министерством образования и науки РФ.

1. I. Abrahams, K.S. Easson, Acta Cryst. C. **49**, 925, (1993).
2. S. Geller, J.L. Durand, Acta Cryst. **13**, 325, (1960).
3. R.E. Newnham et al., J. Phys. Chem. Solids. **26**, 445, (1965).
4. R. Toft-Petersen et al., Phys. Rev. B. **85**, 224415, (2012).
5. N.V. Urusova et al., Ferroelec., **509**, 74 (2017).

ОБЪЕМНАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ В СОЕДИНЕНИЯХ $Y_2Fe_{17-x}Mn_x$

А.И. Смаржевская[1], Н.Ю. Панкратов[1], К.П. Скоков[2], Ю.Г. Пастушенков[2], С.А. Никитин[1]

[1] *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва*

[2] *Тверской государственный университет, Тверь*

В работе выполнены исследования магнитострикционных свойств соединений $Y_2(Fe,Mn)_{17}$ с частичным замещением железа на атомы марганца. Замещения Fe на другой 3d-элемент приводит к изменению электронной структуры и модификации магнитострикционных эффектов. Атомы Mn обладают электронной конфигурацией $3d^54s^2$, в отличие от электронной конфигурации Fe $3d^64s^2$, следовательно, частичные замещения атомов Fe на Mn приводят к уменьшению заполнения 3d-зоны в соединениях $Y_2(Fe,Mn)_{17}$.

Было получено два состава с замещением: $Y_2Fe_{16}Mn_1$ и $Y_2Fe_{15}Mn_2$ (с концентрацией марганца 1 и 2 атома Mn на формульную единицу). Аттестация полученных сплавов проводилась методом рентгенофазового анализа. Установлено, что соединения $Y_2Fe_{16}Mn_1$ и $Y_2Fe_{15}Mn_2$, также как и Y_2Fe_{17}, относятся к классу интерметаллических соединений с гексагональной кристаллической решеткой типа Th_2Ni_{17}.

Исходные сплавы получали методом индукционной плавки в атмосфере особо чистого аргона. Измерения магнитострикции производились

на поликристаллических образцах с помощью тензометрического метода в интервале температур 100-350 K, в магнитных полях до 12 кЭ. Были получены температурные и полевые зависимости продольной и поперечной магнитострикции соединений $Y_2Fe_{16}Mn_1$ и $Y_2Fe_{15}Mn_2$.

Объемная магнитострикция ω поликристалла была вычислена на основе экспериментальных результатов для продольной и поперечной магнитострикции по формуле

$$\omega = \lambda_{\parallel} + 2\lambda_{\perp},$$

где $\lambda_{\parallel}$ - продольная магнитострикция, $\lambda_{\perp}$ - поперечная магнитострикция.

На рис. 1 показаны температурные и полевые зависимости объемной магнитострикции $Y_2Fe_{16}Mn_1$. Объемная магнитострикция положительна в магнитном поле $H > 5$ кЭ во всей исследованной области температур. Максимальное значение объемной магнитострикции $Y_2Fe_{16}Mn_1$ $\omega = 240 \cdot 10^{-6}$ в магнитном поле 12 кЭ.

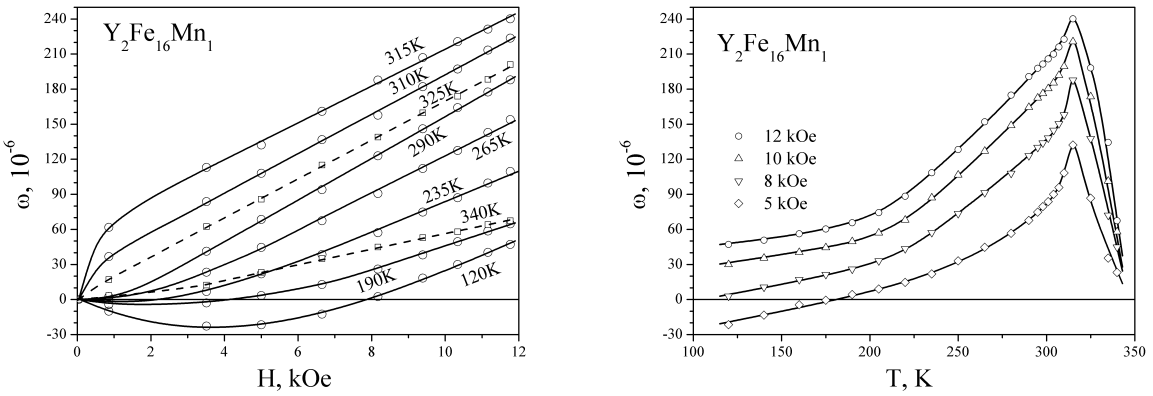


Рис. 1. Полевые и температурные зависимости объемной магнитострикции ω соединения $Y_2Fe_{16}Mn_1$ в магнитном поле до 12 кЭ.

Объемная магнитострикция соединения $Y_2Fe_{15}Mn_2$ представлена на рис. 2. При температурах выше 200 K ω положительна и резко возрастает вблизи температуры фазового перехода, достигая максимального значения $\omega = 215 \cdot 10^{-6}$ в магнитном поле 12 кЭ.

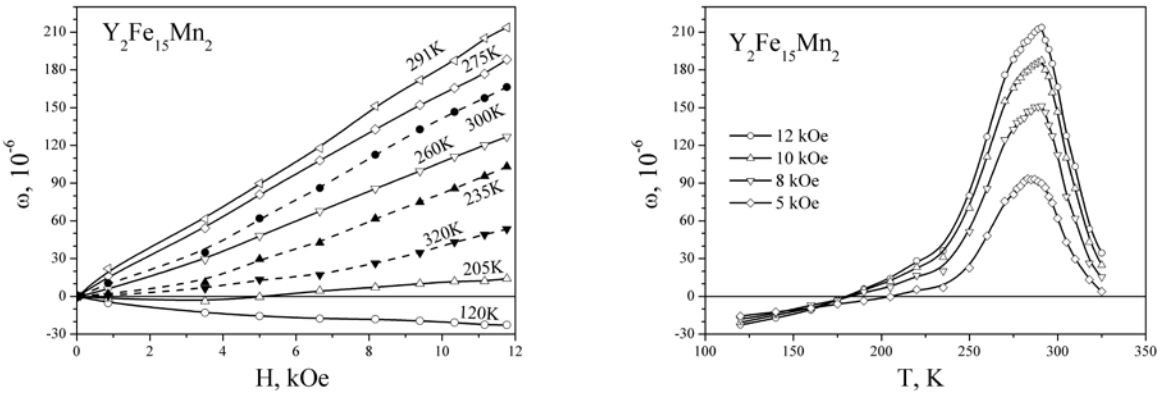


Рис.2. Полевые и температурные зависимости объемной магнитострикции ω соединения $Y_2Fe_{15}Mn_2$ в магнитном поле до 12 кЭ.

Таблица 1. Максимальные значения объемной (ω_{max}) магнитострикции и температура максимума магнитострикции для соединений $Y_2Fe_{17-x}Mn_x$.

Соединение	ω_{max}, 10^{-6}	T_{max}, K
Y_2Fe_{17}	380	300
$Y_2Fe_{16}Mn_1$	240	315
$Y_2Fe_{15}Mn_2$	215	290

В таблице 1 представлены характерные значения объемной магнитострикции ω_{max} соединений $Y_2Fe_{17-x}Mn_x$ (x = 1,2) вблизи температуры Кюри. Для сравнения приведены данные по объемной магнитострикции соединения Y_2Fe_{17}. Видно, что максимальные значения объемной магнитострикции уменьшаются при замещении железа атомами марганца. Однако при этом сохраняются высокие значения ω в интервале температур 215-300K.

Из экспериментальных результатов с использованием термодинамических соотношений было определено относительное изменение интеграла обменного взаимодействия α с атомным объемом для соединений $Y_2Fe_{16}Mn_1$ и $Y_2Fe_{15}Mn_2$. Получены следующие значения: для $Y_2Fe_{15}Mn_1$ $\alpha = 5$ и для $Y_2Fe_{15}Mn_2$ $\alpha = 10$, при этом для соединения Y_2Fe_{17} аналогичное значение $\alpha = 12$. Полученные данные указывают на резкую зависимость обменных интегралов от атомного объема в данных соединениях.

Таким образом, показано, что соединения $Y_2Fe_{17-x}Mn_x$ относятся к числу материалов с высоким значением объемной обменной магнитострикции в широком интервале температур, что представляет интерес для практического применения в магнитострикционных датчиках и гидравлических устройствах [1].

1. S. A. Nikitin, N. Yu. Pankratov, A. I. Smarzhevskaya, G. A. Politova, Yu G. Pastushenkov, K. P. Skokov, del Moral A. *Journal of Applied Physics*, **117(19)**, 193908 (2015).

КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ МОДЕЛИ ИЗИНГА С ЗАРЯЖЕННЫМИ ПРИМЕСЯМИ.

В. В. Улитко, Ю. Д. Панов, А. А. Чиков, К. С. Будрин, Д. Н. Ясинская, А. С. Москвин

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Для описания зарядового упорядочения в медь кислородных ВТСП нами ранее [1,2] была предложена статическая спин-псевдоспиновая модель с заряженными немагнитными примесями, обобщающая модель Изинга на квадратной решетке:

$$H = \Delta \sum_i S_{iz}^2 + V \sum_{\langle ij \rangle} S_{iz} S_{jz} + J \sum_{\langle ij \rangle} P_{i0} s_{iz} s_{jz} P_{j0} .$$

Параметры Δ и V определяют внутриузельные и межузельные зарядовые корреляции, J – спиновое обменное взаимодействие. Псевдоспин $S = 1$ описывает три зарядовых состояния узла решетки: $S_z = 0$ (Cu^{2+}), $S_z = 1$ (Cu^{3+}), $S_z = -1$ (Cu^{1+}). Состояние $S_z = 0$ обладает обычным спином $s = 1/2$. Среднее значение S_z на узле фиксировано: $\langle S_z \rangle = n$, где n – число допированных примесей.

Нами выполнено компьютерное моделирование этой системы методом классического Монте-Карло. В работе [3] были представлены температурные зависимости теплоемкости (C) и антиферромагнитной восприимчивости (χ) для этой модели в случае сильного обмена ($V \ll J$). В частности, для значений параметров $\Delta/J = 0.5, V/J = 0.1, n = 0.1$ наблюдается переход в антиферромагнитную (AFM) фазу. В этой работе мы приводим результаты исследования критического поведения термодинамических функций вблизи температуры перехода в AFM фазу. Результаты сравнивались со случаем $\Delta/J = 100, n = 0$, что соответствует модели Изинга, так как при таких значениях параметров зарядовые состояния становятся невыгодными и исчезают.

Критическая температура определялась с помощью кумулянт Биндера U_L четвертого порядка:

$$U_L(T) = 1 - \frac{\langle m^4 \rangle_L}{3\langle m^2 \rangle_L^2} ,$$

где L – линейный размер решетки. Температурные зависимости $U_L(T)$, полученные для нашей модели, представлены на рис. 1.

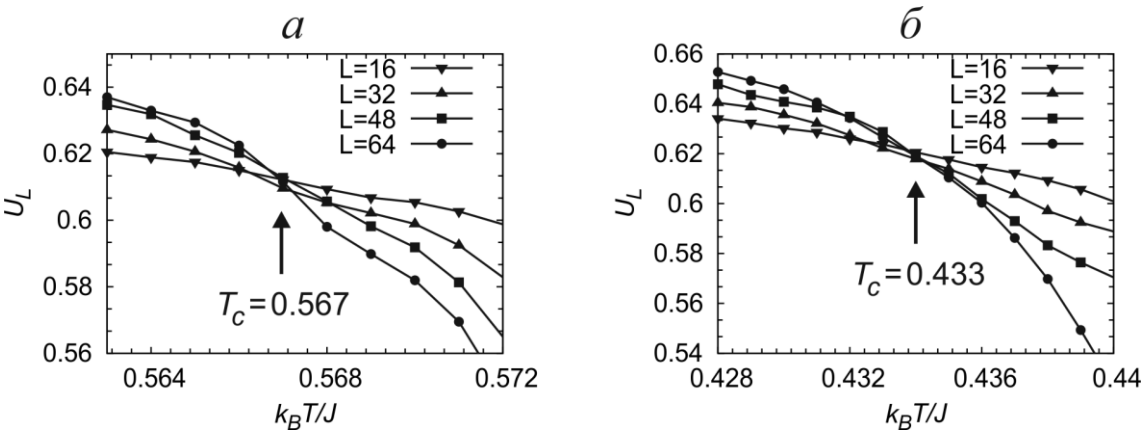


Рис.1. Температурная зависимость U_L для разных размеров решетки. а) $\Delta/J = 100, n = 0$ (модель Изинга), б) $\Delta/J = 0.5, V/J = 0.1, n = 0.1$ (переход в AFM фазу).

Общепринятым методом определения критических индексов является теория конечно-размерного скейлинга. Согласно этой теории при достаточно больших L для основных термодинамических функций справедливы следующие соотношения [4]:

$$\chi \sim L^{\gamma/\nu}\,, \qquad m \sim L^{-\beta/\nu}\,, \qquad C_{max}(L) = A_1 - A_2 L^{\alpha/\nu}\,.$$

Полученные при помощи этих зависимостей отношения статических критических индексов α/ν и γ/ν при $T < T_c$ представлены в таблице 1.

	T_c	α/ν	γ/ν
Чистая модель Изинга	0.567	0	1.75
$\Delta/J = 100, n = 0$	0.567	0.15	1.45
$\Delta/J = 0.5, V/J = 0.1, n = 0.1$	0.433	0.18	1.64

Таблица.1. Статические критические индексы для модели Изинга и для спин-спевдоспиновой модели.

1. Yu.D. Panov, A.S. Moskvin, A.A. Chikov, I.L Avvakumov, J. Supercond. Nov.Magn., **29**, 1077 (2016).
2. Yu.D. Panov, A.S. Moskvin, A.A. Chikov, K.S. Budrin, J. Low Temp. Phys., **187**, 646 (2017).
3. Y.D. Panov, K.S. Budrin, A.A. Chikov, A.S. Moskvin, JETP Lett., **106**, 440 (2017).
4. A.K. Murtazaev, M.K. Ramazanov, M.K. Badiev, Physica B: Condensed Matter, **476**, 1 (2015)

СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ СОЕДИНЕНИЙ A_2MMoO$_6$ (A = Sr, Ba; M = Ni, Mg)

Н.В. Урусова[1], М.А. Сёмкин[1,2], М. Краточвилова[3,4,5], Е.А. Филонова[1], Л.С. Скутина[1,6], А.Н. Пирогов[1,2]

[1]*Институт естественных наук и математики УрФУ, Россия*
[2]*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Россия*
[3]*Сеульский национальный университет, Корея*
[4]*Центр функционального взаимодействия коррелированных электронных систем Института фундаментальных наук, Корея*
[5]*Факультет математики и физики Карлова университета, Чешская Республика*
[6]*Институт высокотемпературной электрохимии УрО РАН, Россия*

Сложные оксиды со структурой двойного перовскита на основе A_2MMoO$_6$, где A – ионы щёлочноземельного металла и M – ионы 3d-переходного металла, обладают рядом структурных, сегнетоэлектрических и магнитных фазовых переходов в широком интервале температур [1, 2]. Большинство из этих соединений переходят в магнитоупорядоченное состояние при температурах ниже 300 K, например температура Нееля Sr_2NiMoO_6 составляет T_N = 81.2 K [3]. В тоже время, в антиферромагнитной фазе Sr_2NiMoO_6 наблюдается и спонтанная поляризация обусловленная смещением ионов стронция в кристаллической решётке [4]. Особенности этих материалов при одной температуре обладать комплексом свойств востребованы при создании устройств спинтроники.

В основном состоянии соединения на основе A_2MMoO$_6$ кристаллизуются в тетрагональную структуру (пространственная группа $I4/m$), а выше комнатной температуры происходит фазовый переход в кубическую структуру (пространственная группа Fm-$3m$). Например, в соединении Sr_2CoMoO_6 структурный фазовый переход происходит при температуре T_s = 560 K [2]. Частичное или полное замещение ионов щёлочноземельного (A = Sr, Ba) и 3d-переходного (M = Ni, Co, Fe, Mn) металлов позволяет целенаправленно изменять температуры, как структурных, так и магнитных фазовых переходов.

Соединения на основе A_2MMoO$_6$ в последние годы начинают активно использоваться при изготовлении анодов твёрдооксидных топливных элементов (ТОТЭ) [5, 6]. ТОТЭ являются перспективными электрохимическими устройствами, преобразующими химическую энергию топлива в электрическую, с высокой степенью преобразования энергии, отсутствием шума и низким уровнем загрязнения окружающей среды [7].

Наша работа направлена на изучение кристаллической структуры и магнитных свойств образцов Sr_2NiMoO_6, $SrBaNiMoO_6$, Ba_2NiMoO_6 и $Ba_2Ni_{0.75}Mg_{0.25}MoO_6$. Синтез сложных оксидов A_2MMoO$_6$ (A = Sr, Ba; M = Ni, Mg) проводили через жидкие прекурсоры методом пиролиза орга-

нически-солевых композиций (УрФУ, Россия). Рентгенографические измерения проводились на дифрактометрах высокого разрешения BRUKER, Advance D8 (Сеульский национальный университет, Корея) и Inel Equinox 3000 (УрФУ, Россия). Температурные зависимости намагниченности соединений были получены с помощью установки для измерения магнитных свойств MPMS-XL-7 EverCool II (УрФУ, Россия).

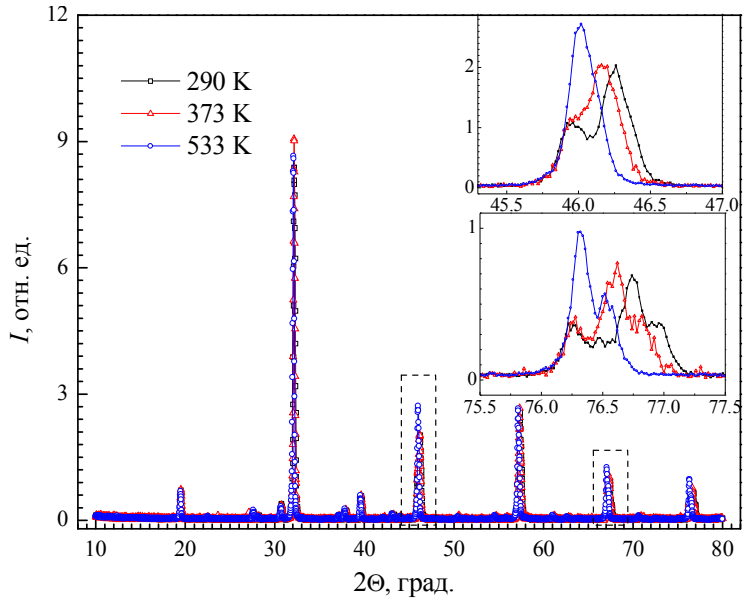


Рис.1. Эволюция рентгенограмм Sr_2NiMoO_6 с температурой. На вставках – участок рентгенограмм в увеличенном масштабе

Для изучения влияния температуры на кристаллическую структуру и границу структурного фазового перехода были проведены высокотемпературные рентгенографические измерения поликристаллических соединений Sr_2NiMoO_6, $SrBaNiMoO_6$, Ba_2NiMoO_6, $Ba_2Ni_{0.75}Mg_{0.25}MoO_6$ в интервале температур $298 \leq T \leq 1023$ K с шагом 50 K. В качестве примера, на рисунке 1 показаны экспериментальные рентгенограммы Sr_2NiMoO_6 при температурах 290, 373 и 533 K. Обнаружено, что Sr_2NiMoO_6 испытывает переход от тетрагональной ($I4/m$) к кубической (Fm-$3m$) структуре при $T_s \sim 500$ K. Установлено что частичное замещение стронция на барий подавляет структурный переход в образце $SrBaNiMoO_6$.

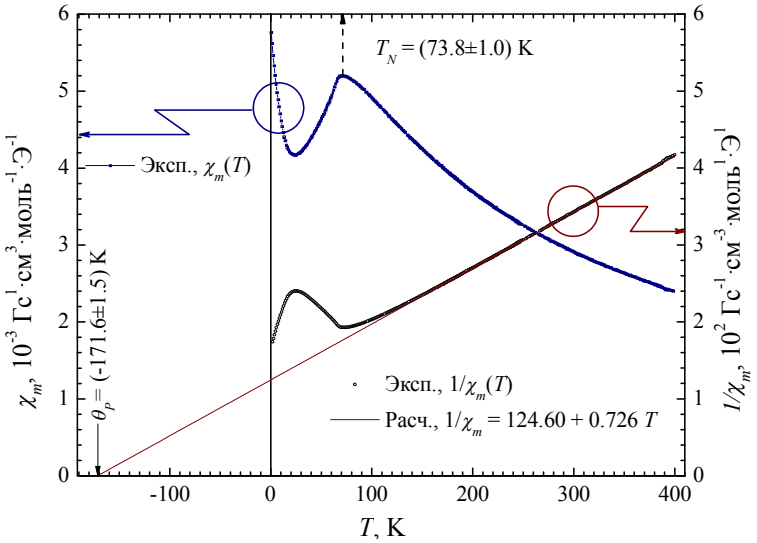


Рис.2. Температурная зависимость молярной магнитной восприимчивости $SrBaNiMoO_6$, полученная на охлаждение во внешнем магнитном поле $H = 1$ кЭ (FC-режим), обратная ей зависимость и её линейная аппроксимация по Кюри-Вейссу

Для изучения магнитных свойств наших образцов A_2MMoO_6 были получены низкотемпературные зависимости магнитной восприимчивости при охлаждении в постоянном магнитном поле ($H = 1$ кЭ) в диапазоне температур (2–300) K и шагом 2 K. На рисунке 2 приведена температурная зависимости молярной магнитной восприимчивости для $SrBaNiMoO_6$ полу-

ченная на охлаждение во внешнем магнитном поле $H = 1$ кЭ (FC-режим), обратная ей зависимость и её линейная аппроксимация по Кюри-Вейссу. Анализ зависимости показал, что образец $SrBaNiMoO_6$ испытывает антиферромагнитный переход при $T_N = 73.8$ K, что примерно на 10 градусов ниже, чем наблюдается у Sr_2NiMoO_6 ($T_N = 82.2$ K).

Работа частично поддержана программой «Поток» № АААА-А18-118020190112-8 и Государственным контрактом (№ 3.6121.2017/8.9) между Уральским федеральным университетом и Министерством образования и науки РФ.

1. S. Vasala et al., J. Solid State Chem., **183**, 1007 (2010).
2. S.A. Ivanov et al., Mat. Res. Bull., **40**, 840 (2005).
3. M.J. Martínez-Lope et al., Eur. J. Inorg. Chem., **15**, 2839 (2003).
4. A.K. Eriksson et al., Mater. Res. Bull., **41**, 144 (2006).
5. Y.-H. Huang et al., Electrochem. Comm., **9**, 1881 (2007).
6. T. Wei et al., Electrochem. Comm., **10**, 1369 (2008).
7. J.B. Goodenough, Y.-H. Huang, J. Power Sources, **173**, 1 (2007).

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЕ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА Ni-Mn-In

Л.Н. Ханов, А.Б. Батдалов, А.А. Мухучев, А.М. Алиев
Институт физики им. Х.И. Амирханова ДагНЦ РАН, Махачкала

Для создания твердотельных холодильников необходимы материалы с гигантской величиной магнитокалорического эффекта (МКЭ). Поэтому в последнее время интенсивно ведется поиск материалов с большой величиной МКЭ в области комнатных температур. Одной из важнейших проблем является оценка вкладов различных подсистем в общий МКЭ. Решение данной задачи позволяет вести целенаправленный поиск материалов с гигантским величинами МКЭ. Синтез новых материалов на основе уже существующих необходимо вести таким образом, чтобы усилить один из вкладов, при этом стараясь как минимум не уменьшать другой вклад.

Существует множество перспективных материалов для использования в качестве рабочего тела в технологии магнитного охлаждения, например сплавы Гейслера, где значения МКЭ велики и наблюдаются вблизи комнатных температур [1]. Сплавы Гейслера семейства Ni-Mn-In привлекают внимание также тем, что в них наблюдается интересное сочетание магнитных и структурных фазовых переходов [2, 3]. Отличительной особенностью МКЭ в материалах с магнитоструктурными фазовыми переходами является то, что в таких материалах под влиянием магнитного поля наряду с изменением магнитной энтропии происходит изменение энтропии решетки, что при совпадении знаков вкладов в некоторых материалах приводит к «гигантским» адиабатическим изменениям температуры.

В данном сообщении приведены результаты исследования магнитокалорических свойств, теплового расширения и магнитострикции сплавов Гейслера $Ni_{49.3}Mn_{40.4}In_{10.3}$и $Ni_{46}Mn_{41}In_{13}$ в области магнитоструктурного фазового перехода в циклических магнитных полях до 8 Тл. Измерение магнитокалорических свойств проводились модуляционным методом [4, 5], а магнитострикция – тензометрическим методом. Исследование МКЭ и магнитострикции были проведены при одинаковых условиях. Если МКЭ и магнитострикция будут измерены в разных условиях, то это может сказаться на точности оценки вкладов. На основе полученных результатов температурных и полевых зависимостей МКЭ и магнитострикции исследуемого материала была проведена оценка вкладов магнитной и решеточной подсистем в общий МКЭ. Оценка вкладов была проведена двумя методами.

1. На основе магнитополевых данных магнитокалорического эффекта и магнитострикции, полученных при одинаковых условиях, проведена оценка вкладов решеточной и магнитной подсистем в общий магнитокалорический эффект. Для оценки вкладов используются два предположения: реше-

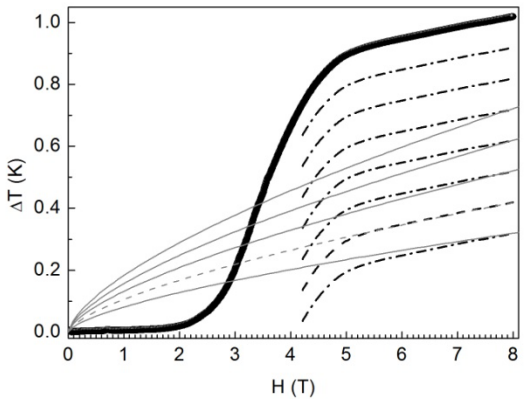


Рис.1. Точки – приведенные экспериментальные данные по МКЭ сплава Гейслера $Ni_{49.3}Mn_{40.4}In_{10.3}$ при температуре 219 К. Точка-тире линии – разность общего МКЭ и магнистрикционного вклада. Серые сплошные линии – зависимости МКЭ от магнитного поля $\Delta T_m = aH^{2/3}$.

точный вклад пропорционален магнитострикции, а магнитный вклад в области сильных полей меняется по закону $\Delta T_m \sim H^n$. Оценка вкладов магнитной и решеточной подсистем в общий МКЭ показывает, что в сплаве Гейслера $Ni_{49.3}Mn_{40.4}In_{10.3}$ в магнитном поле 8 Тл при T=219 К 60 % наблюдаемого магнитокалорического эффекта обусловлен изменением энтропии решетки, а 40 % - изменением энтропии магнитной подсистемы.

2. Другой подход основан на исследованиях температурных зависимостей МКЭ и теплового расширения в полях, и эмпирической зависимости $\Delta V = f(\Delta S)$ и дает существенно отличные результаты. Оценка показывает, что вклад структурной подсистемы в экспериментально наблюдаемый МКЭ незначителен. Показано, что вклады в МКЭ от магнитной и структурной подсистем имеют противоположные знаки, при этом вклад магнитной подсистемы является доминирующим. Аномальная температурная зависимость магнитострикции при магнитоструктурном фазовом переходе объясняется конкуренцией процессов разрастания зародышей аустенитной фазы и стрикционных процессов в них.

Полученные оценки двумя методами носят противоречивый характер, т.е. оценка вкладов магнитной и решеточной подсистем в общий МКЭ, полученная первым методом показывает, что доминирующим является вклад решеточной подсистемы, а по второму методу - наоборот. Мы полагаем, что полученные противоречия обусловлены тем, что во втором случае используются большое количество параметров и эмпирическая зависимость, которая может быть применима не ко всем материалам. Предложенный нами метод может быть приложен ко всем материалам без исключения. Для окончательного решения данного вопроса необходимы дальнейшие исследования различных материалов, с разными типами магнитоструктурных переходов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-12-00415).

1. J. Liu, et al. Nature Materials **11**, 620 (2012).
2. W. Ito, et al. Metallurgical and Materials Transactions A **38**, 759 (2007).
3. Р.Р. Файзуллин, и др.. Радиотехника и электроника **61**, 994 (2016).
4. А.М. Алиев, А.Б. Батдалов, В.С. Калитка. Письма в ЖЭТФ**90**, 736 (2009).
5. A.M.Aliev. Direct magnetocaloric effect measurement technique in alternating magnetic fields. arXiv:1409.6898 (2014).

Многослойные нанотрубки типа «русской матрешки» представляют собой совокупность коаксиально вложенных друг в друга однослойных нанотрубок.

С.В. Матренин, Б.Б. Овечкин
«Наноструктурные материалы в машиностроении»

МАГНИТНЫЕ ПЛЕНКИ И МНОГОСЛОЙНЫЕ СТРУКТУРЫ

ПОВЕРХНОСТНЫЕ И РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СИСТЕМАХ НАНОЧАСТИЦ ε-Fe_2O_3.

Д.А. Балаев[1], А.А. Дубровский[1], О.А. Баюков[1], Ю.В. Князев[1], А.А. Красиков[1], С.В. Семенов[1], С.С. Якушкин[2], Г.М. Бухтиярова[2], О.Н. Мартьянов[2]

[1] *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия.*
[2] *Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН 630090, Новосибирск, Россия.*

Оксид трёхвалентного железа ε-Fe_2O_3 является уникальным по своим свойствам материалом. Он существует в виде наночастиц размерами до ~ 25÷50 nm, которые демонстрируют значительную коэрцитивную силу ~ 20 kOe при комнатной температуре, что открывает перспективы для практического использования [1-4]. Согласно работам [1-4], в диапазоне температур от ~ 150 K до ~ 500 K магнитную структуру ε-Fe_2O_3 можно считать коллинеарной ферримагнитной (атомы железа находятся в четырёх неэквивалентных позициях, связь между подрешётками антиферромагнитная, направлена вдоль оси *c* [4]). В диапазоне температур 80-150 K в ε-Fe_2O_3 происходит магнитный переход, сопровождающийся значительным уменьшением коэрцитивной силы. В области низких (ниже 80 K) температур магнитную структуру ε-Fe_2O_3 характеризуют как несоразмерную [3,5]. Кроме того, магнитный порядок в ε-Fe_2O_3 сохраняется и в области высоких температур [5], – в диапазоне 500-850 K, магнитную структуру можно считать ферримагнитной, однако для этой магнитной фазы коэрцитивная сила значительно меньше (выше 850 K ε-Fe_2O_3 является парамагнетиком). Орторомбическая нецентросимметричная структура ε-Fe_2O_3 с пространственной группой $Pna2_1$ допускает сегнетоэлектричество, и, ввиду магнитного упорядочения ε-Fe_2O_3 является мультиферроиком [5]. Взаимосвязь магнитных и диэлектрических свойств ε-Fe_2O_3, а также магнитодиэлектрический эффект, т.е., зависимость диэлектрической проницаемости от приложенного магнитного поля были обнаружены для этого оксида железа [6].

В докладе будет проведён обзор результатов, полученных нашей группой в цикле работ, посвящённых сравнительному исследованию систем на основе наночастиц ε-Fe_2O_3 ультрамалых размеров – от ~ 3 nm до 9 nm (что значительно меньше размеров частиц ε-Fe_2O_3, изученных в цитированных выше работах). Образцы систем наночастиц ε-Fe_2O_3 со средними размерами от 3 nm до 9 nm были получены из двухвалентного сульфата железа в виде нанесённых частиц в порах силикагеля [7,8], а также наночастиц в матрице ксерогеля [9].

Приведём вкратце основные результаты, полученные в ходе проведённых исследований. Для частиц, размерами более ~ 6÷8 nm,

наблюдается согласие с известными данными [1-4]: коэрцитивная сила ведёт себя немонотонно от температуры, она минимальна в окрестности T = 80 K, что связано с магнитным переходом в интервале 80÷150 K (наибольшие значения коэрцитивной силы наблюдаются в области температур выше ~ 150 K). В этом интервале проявляются аномалии магнитных свойств, соответствующие магнитному переходу.

Обнаружено существенное изменение магнитных свойств наночастиц при уменьшении их размеров до ~ 6 nm. Несмотря на то, что структуру таких частиц по данным электронной микроскопии высокого разрешения и анализу мёссбауэровских спектров, можно однозначно отнести к ε–модификации трёхвалентного оксида железа, в них отсутствует известный магнитный переход в интервале 80÷150 K [10], значительно уменьшается константа объёмной магнитной анизотропии, и доминирующую роль играет поверхностная магнитная анизотропия [11,12]. Это, видимо, связано с обнаруженным из анализа мёссбауэровских спектров перераспределением катионов по кристаллографическим позициям при уменьшении размеров частиц [12]. В результате, частицы размерами менее 6 nm проявляют суперпарамагнитное поведение [10]; характерные критические температуры и соответствующие критические размеры частиц для заблокированного состояния были определены с помощью различных методик (ферромагнитный резонанс, мёссбауэровская спектроскопия, статическая магнитометрия) [12]. Магнитные моменты поверхностных атомов малых частиц для образцов ε-Fe_2O_3 в матрице силикагеля ведут себя как парамагнитная подсистема (или проявляют поведение, подобное спин-стекольному состоянию, в зависимости от характерного времени измерения, определяемого экспериментальной методикой) [10,12].

Исследован магнитодиэлектрический эффект в образцах, содержащих 5 wt.% и 20 wt.% оксида железа (в наночастицах ε-Fe_2O_3), находящихся в матрице ксерогеля. Эти два образца могут служить «реперами»: в образце, содержащем 5 wt.% оксида железа, подавляющее большинство частиц имеет размеры менее 6 nm, и для них не наблюдается магнитный переход в интервале 80÷150 K; для образца, содержащего 20 wt.% оксида железа (более 6 nm) большинство частиц проявляют свойства, характерные для «крупных» частиц. Исследованные образцы демонстрируют положительный магнитодиэлектрический эффект, достигающий 0.3% в поле 70 kOe при температурах 80 K и 160 K (заведомо ниже и выше температурного интервала, в котором происходит магнитный переход), в согласии с данными работы [6]. Обнаружено, что магнитодиэлектрический эффект больше по величине для образца, содержащего 5 wt.% ε-Fe_2O_3. Это свидетельствует о взаимосвязи магнитной и зарядовой подсистем в ε-Fe_2O_3, которая проявляется как в «крупных», так и в «малых» (менее 6 nm) частицах.

Хотя при комнатной температуре магнитное состояние для «крупных» (более 6 nm) и «малых» (менее 6 nm) частиц ε-Fe_2O_3 различно, методами магнитометрии и ферромагнитного резонанса для всех исследованных образцов обнаружено, что магнитный порядок сохраняется до высоких температур – 850 K. Аномалии, соответствующие переходу в «высокотемпературную» магнитную фазу наблюдаются на зависимостях намагниченности от температуры в окрестности ~ 500 K [10,12,13]. Иными словами, высокотемпературная магнитная фаза [5] характерна и для малых частиц ε-Fe_2O_3.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 17-12-01111).

1. E. Tronc, C. Chaneac, J. P. Jolivet, and J. M. Greneche, J. Appl. Phys. **98**, 053901 (2005).
2. S. Ohkoshi, S. Sakurai, J. Jin, K. Hashimoto, J. Appl. Phys. **97**, 10K312 (2005).
3. M. Gich, A. Roig, C. Frontera, E. Molins, J. Sort, M. Popovici, G. Chouteau, D. Martın y Marero, J. Nogues, J. Appl. Phys. **98** (4), 044307 (2005).
4. M. Kurmoo, J.-L. Rehspringer, A. Hutlova, C. D'Orlans, S. Vilminot, C. Estournes, D. Niznansky, Chem. Mater. **17**, 1106 (2005).
5. J.L. García-Muñoz, A. Romaguera, F. Fauth, J. Nogués, M. Gich, Chem. Mater. **29**, 9705 (2017).
6. M. Gich, C. Frontera, A. Roig, J. Fontcuberta, E. Molins, N. Bellido, Ch. Simon, and C. Fleta, Nanotechnology **17**, 687 (2006).
7. G.A. Bukhtiyarova, M.A. Shuvaeva, O.A. Bayukov, S.S. Yakushkin, O.N. Martyanov, J. Nanopart. Res. **13** (10), 5527–5534 (2011).
8. D.A. Balaev, S.S. Yakushkin, A.A. Dubrovskii, G.A. Bukhtiyarova, K.A. Shaikhutdinov, O.N. Martyanov, Tech. Phys. Lett. **42**, 347 (2016).
9. Ю.В. Князев, С. С. Якушкин, Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, С.В. Семенов, О.А. Баюков, В.Л. Кириллов, Р.Д. Иванцов, И.С. Эдельман, О.Н. Мартьянов, Магнитный ксерогель на основе SiO_2 с внедрёнными наночастицами ε-Fe_2O_3, Материалы данной конференции (HMMM-XXIII), 2018.
10. D.A. Balaev, A.A. Dubrovskiy, K.A. Shaykhutdinov, O.A. Bayukov, S.S. Yakushkin, G.A. Bukhtiyarova, and O.N. Martyanov, J. Appl. Phys. **114**, 163911 (2013).
11. D.A. Balaev, I.S. Poperechny, A.A. Krasikov, K.A. Shaikhutdinov, A.A. Dubrovskiy, S.I. Popkov, A.D. Balaev, S.S. Yakushkin, G.A. Bukhtiyarova, O.N. Martyanov, andYu.L. Raikher, J. Appl. Phys. **117**, 063908 (2015).
12. A.A. Dubrovskiy, D.A. Balaev, K.A. Shaykhutdinov, O.A. Bayukov, O.N. Pletnev, S.S. Yakushkin, G.A. Bukhtiyarova, O.N. Martyanov, J. Appl. Phys. **118** (2015)
13. S.S. Yakushkin, A.A. Dubrovskiy, D.A. Balaev, K.A. Shaykhutdinov, G.A. Bukhtiyarova, O.N. Martyanov, Magnetic properties of few nanometers ε-Fe2O3 nanoparticles supported on the silica, J. Appl. Phys. **111**, 44312 (2012).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТРЕХСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК CoNi/Si/FeNi

Г.С. Патрин[1,2*], И.А. Турпанов[2], В.И. Юшков[1,2], А.В. Кобяков[1,2], Г.Ю. Юркин[2], Н.Н. Косырев[2], В.А. Комаров[1]

[1] *Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия*
[2] *Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия*

Наномагнитные материалы [1] в силу специфики своего строения обладают набором необычных свойств, что вызывает к ним интерес, как в плане фундаментальных исследований, так и в плане возможных практических применений. Слоистые структуры с разными магнитными слоями наноразмерного масштаба в различных сочетаниях являются наиболее удобными объектами для устройств спинтроники, в частности, это пленочные системы, состоящие из чередующихся слоев магнитомягкого и магнитожесткого материалов. Межслоевое взаимодействие в таких системах является ответственным за формирование магнитного состояния. В случае, когда имеет место сопряжение ферромагнитного и антиферромагнитного слоев, как правило реализуется эффект обменного смещения [2] и весь наблюдаемый процесс намагничивания связан с поведением ферромагнитного слоя. Когда сопрягаются ферромагнитные магнитомягкий и магнитожесткий слои может возникать новое состояние, типа «магнитной пружины». В этом случае процесс намагничивания проходит через определенные стадии, и петля гистерезиса имеет характерную ступенчатую форму [3].

Методом ионно-плазменного распыления впервые синтезированы пленки композиции CoNi/Si/FeNi (базовый вакуум составлял 10^{-7} – 10^{-8} Tor.). Содержания никеля в слое CoNi составляло 19.5 ат. %, а в слое FeNi было 83 ат. %. Толщина магнитожесткого слоя (CoNi) оставляет t_h= 53 nm, а толщина магнитомягкого слоя (FeNi) была t_s = 72 nm для всех пленок. Толщина немагнитного полупроводникового слоя была переменной и менялась в диапазоне t_{Si} = 0 – 15 nm. Измерения намагниченности проводились на установке MPMS-XL и на магнитооптической установке NanoMOKE-2 в диапазоне температур от гелиевых до комнатной. Электронно-микроскопические исследования (режим cross-section) показали наличие резкой границы раздела между слоем кремния и обоими магнитными слоями. Также было получено, что пленка CoNi была поликристаллической и находилась в гексагональной фазе. Для наведения оси магнитной анизотропии напыление и последующее охлаждение слоя CoNi происходило в магнитном поле.

Магнитные измерения показали, что в данной системе отношение коэрцитивных сил отдельных магнитожесткого (CoNi) и магнитомягкого (FeNi) слоев составляет более 2^{x} порядков. Ситуация заметно меняется,

когда из этих слоев складывается сэндвич (Рис.1). В этом случае имеем, что

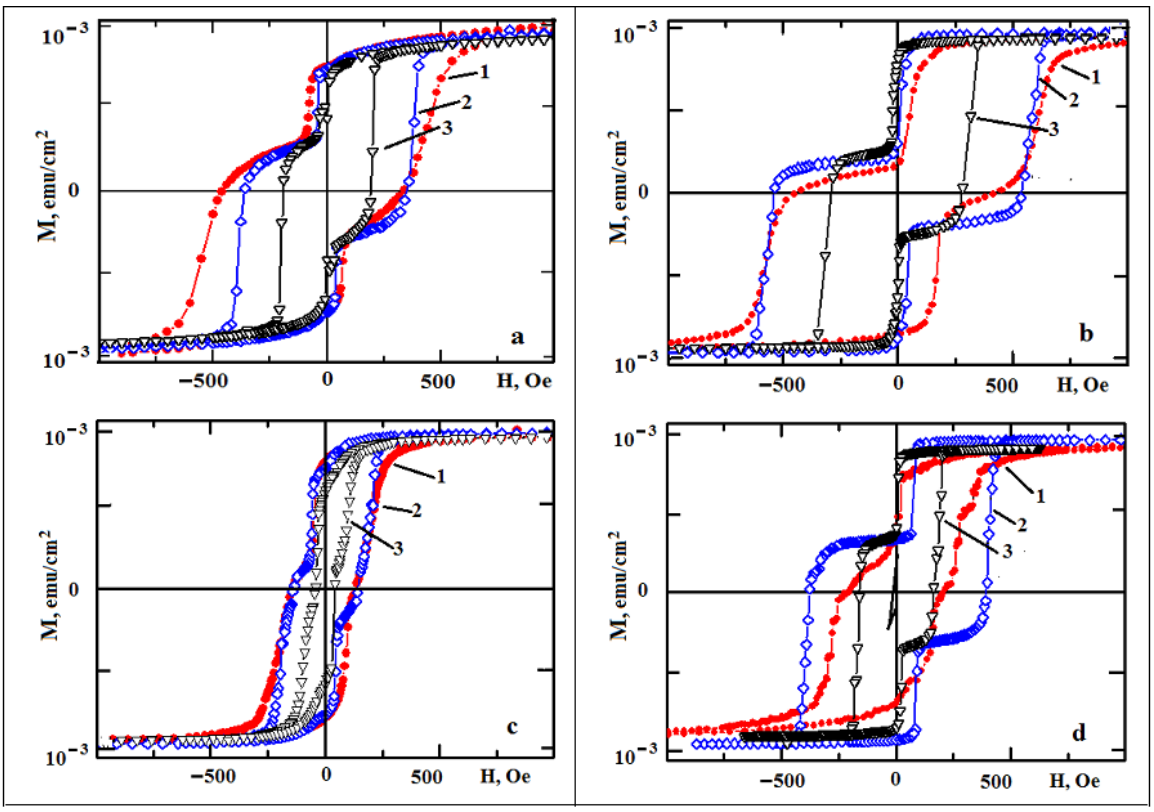


Рис.1. Петли намагничивания трехслойных пленок CoNi/Si/FeNi. **a**, **b**, **c**, **d** – t_{si} = 1.2, 3.5, 5.0, 3.75 nm, соответственно. 1, 2, 3 – T = 4.2, 80, 300 K.

кривая намагничивания имеет вид наложения двух петель. Однако, это не алгебраическая сумма исходных кривых. Внутренняя петля уширена по сравнению с исходной магнитомягкой кривой, а внешняя кривая заметно сужена. Петля кривой намагничивания при развертке магнитного поля имеет вид, типичный для магнитных пружин. Однако температурная зависимость коэрцитивной силы имеет максимум в районе 20 – 50 К, температура которого смещается в сторону высоких температур при увеличении толщины немагнитной прослойки. Измерения петель намагниченности методом магнитооптического эффекта Керра с противоположных сторон слоистой структуры и последующим их сложением не совпадают с петлями, полученными на СКВИДе. Эти данные позволяют судить о межслоевом взаимодействии в трехслойной структуре и, изменяя толщину кремния, регулировать поведение магнитной пружины.

Работа выполняется при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-02-00161-а).

1. S.D. Bader. Rev. Mod. Phys. **78**, 1 (2006).
2. J. Nogues, J. Sort, V. Langlais, *et al*, Phys. Rep. **422**, 65 (2005).
3. J.P. Liu. Exchange-Coupled Nanocomposite Magnets In book: Nanoscale Magnetic Materials and Applications. Ed. by: J.P. Liu, et al., (Springer, New York, 2009), P.309.

CRYSTAL STRUCTURE AND MAGNETIC PROPERTIES OF THE UO_2/Fe_3O_4 THIN FILMS

E. A. Tereshina-Chitrova[1], Z. Bao[2], L. Havela[3], L. Horák[3], A. Macková[4], T. Gouder[2], R. Caciuffo[2]

[1]*Institute of Physics ASCR, Na Slovance 2, 18221 Prague, Czech Republic*
[2]*European Commission, Joint Research Centre (JRC), Institute for Transuranium Elements (ITU), Postfach 2340, DE-76125 Karlsruhe, Germany*
[3]*Faculty of Mathematics and Physics, Charles University, Ke Karlovu 5, 12116 Prague, Czech Republic*
[4]*Nuclear Physics Institute of Academy of Sciences of the Czech Republic, 250 68 Rež near Prague, Czech Republic*

Exchange interaction occurring through interface in the magnetic bilayers composed of a ferromagnet (F) and an antiferromagnet (AF) may result in the magnetic exchange bias (EB) effect, which manifests itself in the shift of the magnetic hysteresis loop along the field axis [1]. This property has become of a great technological value for applications in magnetic sensors based on spin-valves or tunnel junctions [2]. The fundamental characteristics of the practical AF substrate layers such as spin structures and magnetocrystalline anisotropy (MA) play a major role in the exchange bias properties as shown both experimentally and theoretically. In search of the antiferromagnets with large MA, uranium-based compounds were tested. Although uranium itself is non-magnetic, U-based compounds display a rich variety of magnetic phenomena intimately related to the character of the 5*f* electron states. Large orbital moments of the 5*f* electrons formed even in the case of band-like states and a strong spin-orbit coupling provide in some cases enormously strong magnetic anisotropy (for overview see Ref. 3). In this work, we studied the crystal structure and magnetic exchange bias effect in bilayers of antiferromagnetic UO_2 (bulk Néel temperature 30.8 K) combined with ferrimagnetic Fe_3O_4, deposited on various substrates.

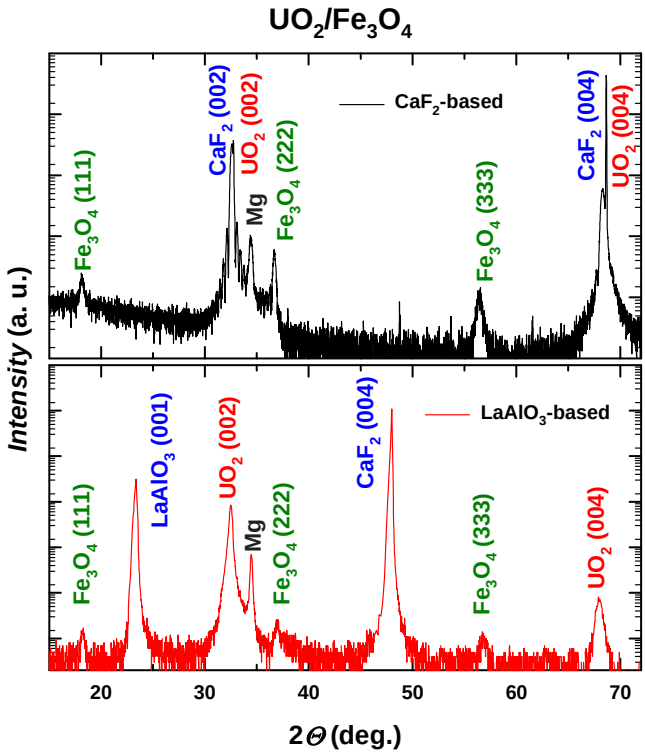


Fig. 1. Typical high angle specular XRD pattern of the Mg-capped UO_2/Fe_3O_4 sample deposited on a (001) CaF_2 substrate (top). The same for the $LaAlO_3$-based sample (bottom).

The samples were prepared by reactive sputter deposition from metallic targets on CaF_2 (001) and $LaAlO_3$ (001) substrates. A set of the samples with a fixed thickness of the Fe_3O_4 layer (~250-270 Å) and with a varied thickness of the UO_2 layer (80-300 Å) were produced. UO_2 was deposited at 850 K, using a partial oxygen pressure of 1.2×10^{-6} mbar (Ar pressure of 6×10^{-3} mbar). Fe_3O_4 was deposited on the top of UO_2 at the same partial oxygen pressure but at room temperature, in order to avoid interdiffusion. In-situ control of stoichiometry of each deposited layer was carried out using X-ray photoelectron spectroscopy (XPS). A Mg cap was deposited for protection on top of each sample.

The samples have been characterized using X-ray diffraction (XRD) obtained on a PHILIPS X'Pert PRO MRD and Rigaku SmartLab diffractometers with a Cu-K_α radiation. Due to the matching lattice parameters of UO_2 and the substrates used, the films grew epitaxially in the [001] direction (see Fig. 1 and Ref. 3). The structures were further characterized by means of the Rutherford Backscattering Spectroscopy (RBS) and RBS channeling. The analysis was performed at a Tandetron 4130 MC accelerator using a 2.0 MeV He^+ ion beam. No intermixing at the interface (within the depth resolution of 1 nm) was detected. The magnetic properties of the UO_2/Fe_3O_4 bilayers were examined using a SQUID magnetometer with the Reciprocating Sample Option installed to improve sensitivity and PPMS installation equipped with a Vibrating Sample Magnetometer (both by Quantum Design, USA).

The combination of UO_2 with magnetite was shown to produce a large exchange bias of the order of several kOe (Fig 2). The exchange bias field is defined by the quantity $H_{EB} = |(|H_{C-}| - H_{C+})|/2$, where H_{C-} (H_{C+}) is the coercive field on the descending (ascending) branch of the hysteresis loop. The EB in the CaF_2-based sample amounts to 2.30 ± 0.05 kOe at 5 K while the bilayer deposited on a $LaAlO_3$ substrate shows a considerably smaller effect of 0.94 ± 0.05 kOe. Despite a slightly thicker Fe_3O_4 layer in the case of the $LaAlO_3$-based sample (it is well known that EB is inversely proportional to the thickness of the ferromagnetic layer [1]), the drastic difference in the exchange bias values for the two samples in Fig. 2 cannot be explained solely on the basis of the different F thicknesses and is probably attributed to the differences

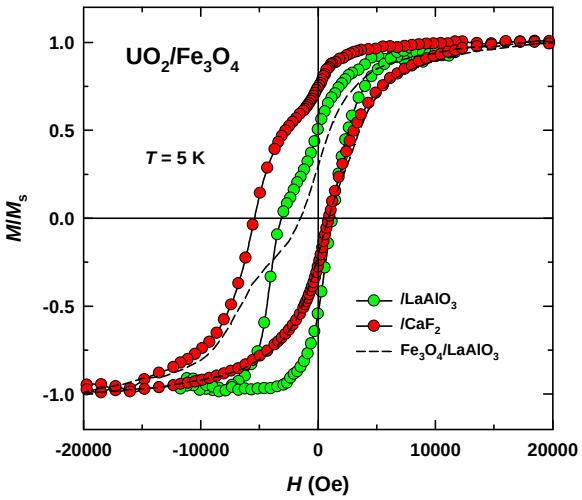


Fig 2. Comparison of the normalized *H-M* magnetization loops at 5 K for the UO_2/Fe_3O_4 bilayers on different substrates after field cooling in the 10 kOe field. For UO_2 and Fe_3O_4 the thicknesses are 280 and 250 Å (CaF_2 substrate) and 281 and 276 Å ($LaAlO_3$ substrate), respectively. Single layer of Fe_3O_4 (270 Å) measured under the same conditions is shown for comparison.

in the morphology of deposited magnetic layers. Indeed, this effect may stem from the results of the work by Bao et al. [5] who showed that CaF_2 and $LaAlO_3$ substrates provide different properties of the deposited UO_2 thin films, namely, the $LaAlO_3$-based films do not order magnetically for over more than ~600 Å, whereas the CaF_2-based films order throughout the film thickness.

The comparative study of the single Fe_3O_4 layer of similar thickness as in the bilayers under the same measurement conditions shows that at least part of the total effect in UO_2/Fe_3O_4 is provided by magnetite. H_{EB} in Fe_3O_4 amounts to 0.30 ± 0.05 kOe at 5 K. These findings suggest that exchange bias in UO_2/Fe_3O_4 has a complex nature and originates both from exchange interaction between UO_2 and Fe_3O_4 and exchange bias within magnetite.

The samples were prepared in the framework of the EARL project of the European Commission Joint Research Centre, ITU Karlsruhe. RBS measurements were carried out at the CANAM infrastructure of the NPI ASCR Rez supported through MŠMT project No. LM2011019. XRD study was carried out within the project "Nanomaterials Centre for Advanced Applications," Project No. CZ.02.1.01/0.0/0.0/15_003/0000485 financed by ERDF.

1. W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, “New magnetic anisotropy”, Phys. Rev. B, 102 1413, (1956).

2. B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, and D. Mauri, Phys. Rev. B, 43 1297 (1991).

3. V. Sechovsky, L. Havela, in: *Magnetic Materials*, K.H.J. Buschow (Ed.), Elsevier, Amsterdam, 1998, Vol. 11, p. 1.

4. E. A. Tereshina, Z. Bao, L. Havela, S. Daniš, C. Kuebel, T. Gouder, R. Caciuffo, Appl. Phys. Lett., 105 122405 (2014).

5. Z. Bao, R. Springell, H. C. Walker, H. Leiste, K. Kuebel, R. Prang, G. Nisbet, S. Langridge, R. C. C. Ward, T. Gouder, R. Caciuffo, and G. H. Lander, Phys. Rev. B 88 (2013) 134426.

ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ СЛОЕВ ГАДОЛИНИЯ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ПРОЦЕССЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ Co/Gd/Co СИСТЕМ

А. Харламова, А. Свалов, Е. Шалыгина, В. Лепаловский

Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия
Уральский Федеральный Университет им. Б.Н. Ельцина, Россия

Многослойные магнитные структуры, содержащие редкоземельные металлы (РЗМ) и их сплавы привлекают внимание исследователей в течение многих лет. Высокие значения магнитных моментов РЗМ атомов в сочетании с перспективой их широкого практического применения предопределили активное исследование их свойств. Интерес к этим системам усилился в середине 80-х годов [1–3]. Этому способствовало существенное улучшение способов получения и методов изучения тонкопленочных систем с хорошо контролируемыми толщинами слоев нанометрового диапазона [4, 5].

Целью данной работы является исследование влияния толщины слоев гадолиния на магнитные свойства и процессы перемагничивания трехслойных тонкопленочных систем, состоящих из двух одинаковых по толщине кобальтовых слоев с редкоземельной гадолиниевой прослойкой: Co/Gd/Co.

Тонкопленочные системы Ta/Co/Gd/Co/Ta были получены методом ионно-плазменного распыления в присутствии постоянного магнитного поля на неохлаждаемые стеклянные подложки Corning 2845 с использованием Ta, Co и Gd мишеней. Перед процедурой напыления все подложки очищались последовательно в ультразвуковой ванне с ацетоном, этанолом и деионизированной водой и затем сушились при температуре 100 °C. В качестве буферного подслоя и верхнего слоя, защищающего тонкопленочные системы от окисления, наносился слой Ta толщиной 5 нм каждый. Напыление Co и Gd слоев проводилось при комнатной температуре. Базовое давление в вакуумной камере было $4x10^{-7}$ мбар, давление аргона в процессе напыления пленки достигало $3.8x10^{-3}$ мбар. В процессе напыления пленок, параллельно плоскости подложки было приложено постоянное магнитное поле, H_{SUB} = 250 Э, что способствовало формированию одноосной магнитной анизотропии. Толщина Co слоев, t_{Co}, во всех образцах была равна 5 нм. Толщина слоев Gd изменялась от 0.1 нм до 10 нм с шагом 0.1 нм при увеличении толщины гадолиния до 0.5 нм и с шагом 1 нм при увеличении толщины Gd от 1 до 10 нм.

Измерения петель гистерезиса и наблюдение доменной структуры (ДС) для изучаемых образцов было выполнено на магнитооптическом микромагнетометре (Производитель: Evico magnetics GmbH, Германия) с

помощью экваториального и меридионального эффектов Керра. Установка позволяет проводить следующие измерения. В случае низкого разрешения (обзорный режим) возможно наблюдение доменной структуры и процессов перемагничивания участков поверхности размером от 30 х 30 до 8 х 8 мм^2. В случае высокого разрешения возможно наблюдение доменной структуры с 20 –, 50 – и 100 –кратным увеличением. При этом диаметр светового пятна на изучаемой поверхности может варьироваться от нескольких миллиметров до 100 мкм и далее вплоть до предела оптического разрешения микроскопа (0.3 мкм при использовании иммерсионного объектива).

На рисунках 1 и 2 приведены типичные петли гистерезиса, наблюдаемые для изучаемых образцов. Петли гистерезиса были измерены при двух различных направлениях внешнего магнитного поля. В одном случае, ориентация *H* была параллельна направлению оси легкого намагничивания (направление D1), а в другом случае - перпендикулярно D1 (направлении D2). Все измерения проводились при комнатной температуре. В целом полученные данные позволили получить зависимость поля насыщения H_S от толщины гадолиниевого слоя, t_{Gd}. (Рис. 3).

Анализ полученных данных показал следующее. Из рисунков 1 и 2 видно, что петли гистерезиса, измеренные вдоль D1 и D2 направлений, различаются. Этот факт свидетельствует о наличии наведенной магнитной анизотропии с осью легкого намагничивания, параллельной направлению магнитного поля, приложенного в процессе изготовления образцов. Согласно существующим представлениям [6], основным механизмом, обусловливающим наведенную магнитную анизотропию, является парное упорядочение атомов.

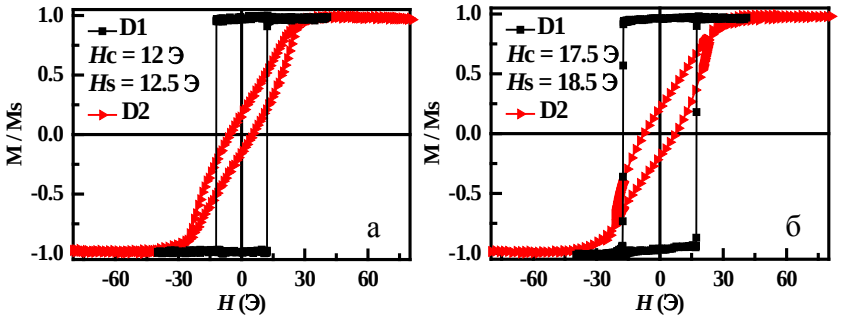


Рис.1. Петли гистерезиса, наблюдаемые для Co/Gd/Co тонкопленочных образцов с толщиной Gd слоя, равной 0.5 нм (а) и 2.0 нм (б).

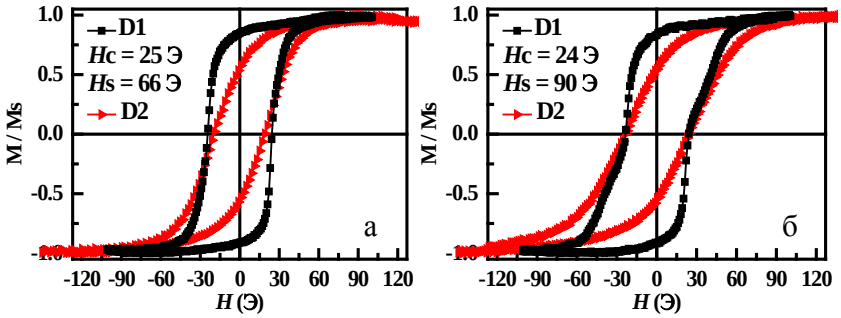


Рис.2. Петли гистерезиса, наблюдаемые для Co/Gd/Co тонкопленочных образцов с толщиной Gd слоя, равной 3.0 нм (а) и 6.0 нм (б).

Петли гистерезиса, измеренные в магнитном поле, приложенном параллельно D2 направлению, для всех исследуемых образцов имеют наклонную форму. Форма петель гистерезиса, наблюдаемых в магнитном поле, приложенном параллельно D1 направлению, зависит от t_{Gd}. В частности, образцы с $t_{Gd} < 2.0$ нм характеризуются практически прямоуголь-

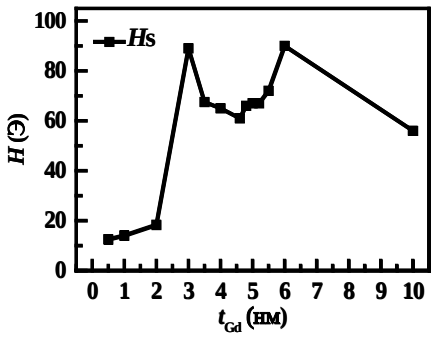


Рис.3. Зависимость поля насыщения H_S от толщины Gd слоя, наблюдаемая для тонкопленочных Co/Gd/Co систем.

ной петлей гистерезиса (Рис. 1). В этом случае процессы перемагничивания трехслойных тонкопленочных структур аналогичны процессам перемагничивания тонкой однодоменной пленки в поле, параллельном оси легкого намагничивания, то есть осуществляются за счет необратимого роста зародыша перемагничивания и движения доменной границы.

При $t_{Gd} > 2.0$ нм форма петель гистерезиса, измеренных в магнитном поле параллельном D1 направлению, отличается от прямоугольной. При этом наблюдается резкое увеличение значений H_S (Рис. 2). В частности, H_S образца с $t_{Gd} = 3$ нм практически в 4 раза больше H_S образца с $t_{Gd} = 2$ нм. Можно предположить, что именно при этой толщине формируется сплошной слой гадолиния, который оказывает влияние на магнитополевое поведение Co/Gd/Co тонкопленочных образцов. Подтверждением этого факта является также полученная зависимость поля насыщения H_S от толщины Gd слоя (Рис. 3).

На основе полученных экспериментальных данных в работе обсуждается сценарий смены типа межслойного взаимодействия слоёв Co при переходе прослойки Gd из парамагнитного в ферромагнитное состояние в трехслойных тонкопленочных системах Co/Gd/Co.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-32-50020 «мол_нр».

1. T. Morishita, Y. Togami, K. Tsushima, J. Phys. Soc. Jpn., **54,** 37 (1985).
2. H. Okuno, Y. Sakaki, Y. Sakurai, J. Phys. D: Appl. Phys., **19,** 873 (1986).
3. N. Sato, K. Habu, J. Appl. Phys., **61**, 4287 (1987).
4. R.F.C. Farrow, C.H. Lee, S.S.P Parkin, IBM J. Res. Develop., **34**, 903 (1990).
5. С.Г. Овчинников, УФН, **169**, №8, 869 (1999).
6. S. Chikazumi, Physics of Ferromagnetism, Clarendon Press Oxford, (1997), 655 pages.

INTERFACIAL DZYALOSHINSKII-MORIYA INTERACTION AND ITS APPLICATIONS IN SPINTRONICS

A. A. Stashkevich

LSPM, CNRS UPR 3407, Universitè Paris 13, Sorbonne Paris Citè, 93430, Villetaneuse, France.

For several decades it was universally accepted that the conventional isotropic exchange interaction directly linking adjacent magnetic atoms and described by the Heisenberg's model proposed in the late 1920ies is only responsible for the ferromagnetic ordering including such spectacular manifestations as the domain structure. However, in the late fifties this fundamental item had to be reconsidered and it was shown that in low-symmetry systems lacking the inversion symmetry this description is incomplete and an anti-symmetric term has to be added, as predicted by I. Dzyaloshinskii from purely symmetry grounds[1]. Contrary to the Heisenberg term imposing parallel spin arrangement, this additional contribution accounts for the antisymmetric exchange interaction that favours non-collinear alignment of neighbouring spins.

Theory has so far proposed several mechanisms of the anisotropic exchange generally referred to as the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) all of them relying on the Spin-Orbit Interaction (SOI) in combination either with conventional exchange in dielectrics [2] or the Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) interaction in metals [3].

In this respect, a bilayer composed of a heavy metal (HM) and ferromagnetic metal (FM) seems to be exceptionally promising; in this structure the high SOI efficiency is ensured by the presence of a heavy metal while an interface provides the required symmetry reduction, as first suggested by A.Fert [4]. As a result, the DMI is localized in the close vicinity of the HM/FM interface and thus is referred to as interface DMI (iDMI).

Manipulating magnetisation in ultra-thin ferromagnetic structures with current is an extremely appealing prospect for magnetic memory and logic. Recently it has been shown that the experimentally observed extremely high domain wall velocities necessary for high-performance devices can only be obtained in the presence of an iDMI that stabilises the Néel-type domain walls (DW) [5]. Moreover, it can induce chiral configurations such as spin spirals and skyrmions in ultrathin multilayer structures. In other words, DMI can be regarded as an additional degree of freedom in ferromagnetic behaviour, allowing for creating tailor-made chiral magnetic nanostructures otherwise unobtainable.

Not surprisingly, iDMI is widely studied nowadays and special attention is attached to the methods of reliable characterisation of the iDMI generating interfaces, especially experimental techniques allowing for accurate measurements of its strength and polarity. As it turns out, the presence of iDMI manifests itself also in a characteristic non-reciprocity in propagation of spin waves (SW), such

that SWs with the same wave-number, but traveling in opposite directions in the so-called Damon-Eshbach geometry have different frequencies. Importantly, this frequency asymmetry scales with the iDMI constant *D* and the SW wave-number k_{sw} which makes Brillouin Light Scattering (BLS) especially effective for its quantification, in which case it is the frequency difference between the down-shifted Stokes spectral line and the up-shifted anti-Stokes line $\Delta F = F_S - F_{AS}$ that is to be directly measured.

In Fig.1 are given typical asymmetric BLS spectra taken, correspondingly, on a Permalloy (4nm)/Pt (6nm)[6] and Pt (3nm)/Co(1.2 nm) bi-layers[7], illustrating major properties of the investigated effects. These include the following features:

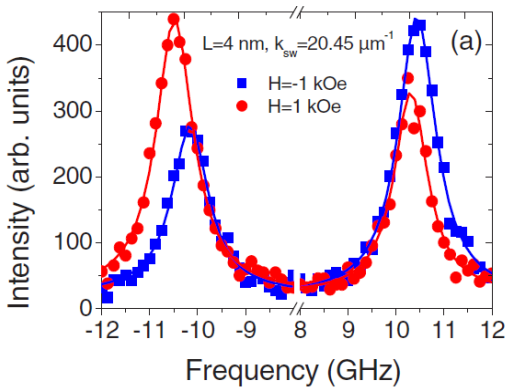


Fig.1a. BLS spectra for a positive (blue) and negative (red) fields taken on a Py(4nm)/Pt (6nm).

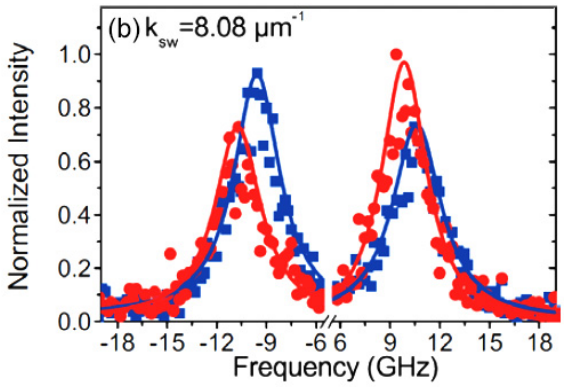


Fig.1b. BLS spectra for a positive (blue) and negative (red) fields taken on a Pt(3nm)/Co(1.2nm).

a) Change of the external magnetic field polarity leads to an inversion of the Stokes/anti-Stokes spectral pattern b) the sign of the *D* is opposite in a FM/HM and HM/FM configurations c) iDMI is far more pronounced in a Pt/Co bi-layer. So far, the Pt/Co combination remains the most efficient in what concerns maximal attainable values of iDMI coefficients, which, by convention, is supposed to be negative.

Further iDMI related improvement of performance of spintronic devices can be achieved in $HM_1/FM/HM_2$ trilayers taking advantage of potential addition of contributions from two interfaces [8]. However, the iDMI symmetry is such, that this is only possible if intrinsic iDMIs at these interfaces have opposite signs. At the same time, despite a considerable number of studies, the relationship between iDMI (strength and sign) and the interfaces structure remains not yet fully understood to the point that theoretical predictions are sometimes in contradiction with experimental results both in sign and intensity of iDMI coupling.

So far, the principal HM candidate for this role, having a positive value of D is tungsten, which was confirmed in W/Co BLS experiments. Moreover, it has been predicted theoretically [9] and recently confirmed experimentally that the sign and magnitude of the DMI are directly correlated to the degree of 3d-5d orbital hybridization around the Fermi energy at a given FM/HM interface.

Another fundamental aspect of iDMI applications in spintronics was raised in Ref.10 and it boils down to the following. While iDMI is instrumental in imposing the “right” chiral Néel type configuration, the chiral spin torque actually pushing these highly mobile DWs is supposed to arise from proximity-induced magnetization (PIM). To gain further physical insights into any possible relationship between iDMI and PIM, and to address the conflict between previous experiments and theory, a special investigation has been undertaken based on direct measurements of both the iDMI (Brillouin spectroscopy) and PIM (x-ray resonant magnetic reflectivity (XRMR)) in the same samples [11].

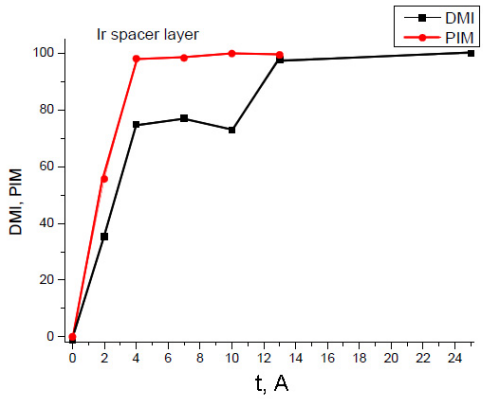


Fig.2.Dependence of iDMI strength and PIM drop in percent as a function of the Ir spacer.

The characteristic features can be summed up briefly as follows: both IDMI and PIM demonstrate a rapid approach to saturation as a function of spacer layer (SL) thickness over a lengthscale that is consistent with the interface width, which is approximately 5 Å (see Fig.2). However, they do not follow the same pattern. The iDMI thickness dependence shows an initial rapid rise with SL thickness followed by an apparent two-step approach to saturation for both Au and Ir spacer layers which is not reflected in the trend of the PIM.

It should be mentioned that iDMI parameters can be independently estimated by alternative methods, typically via the iDMI induced anisotropy in field-driven DW motion. However, such methods are far more complicated and iDMI numerical estimations are not straightforward, which leads to only qualitative agreement with the results of explicit and direct BLS characterisation [12].

1. I. Dzyaloshinskii, Sov. Phys. JETP 5, 1259 (1957).
2. T. Moriya, Phys. Rev. 120, 91 (1960).
3. A. Fert and P. Levy, P.-M. Phys. Rev. Lett. 44, 1538 (1980).
4. A. Fert, Sci. Forum 439, 59 (1990).
5. K.-S. Ryu et al., Nat. Nanotechnol. 8, 527 (2013).
6. A. Stashkevich et al. Phys. Rev. B 91, 214409 (2015).
7. M. Belmeguenai et al. Phys. Rev. B. 91, 180405(R) (2015).
8. C. Moreau-Luchaire et al., Nat. Nanotechnol. 11, 444 (2016).
9. A. Belabbes et al., Phys. Rev. Lett. 117, 247202 (2016).
10. K.-S. Ryu et al., Nat. Commun. 5, 3910 (2014).
11. R. Rowan-Robinson et al. Sci. Reports 7, 16835 (2017).
12. R. Soucaille et al., Phys. Rev. B, B 94, 104431 (2016).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЗЯЛОШИНСКОГО-МОРИЯ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СУПЕРРЕШЕТКАХ $[Pd/Co(111)]_n$, ВЫРАЩЕННЫХ НА Si(111)

А.В. Давыденко[1], А.Г. Козлов[1], В.П. Бердников[1], Г.С. Суслин[1], А.В. Огнев[1], А.В. Садовников[2,3], С.А. Никитов[2,3], Л.А. Чеботкевич[1]

1. *Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия*
2. *Лаборатория «Метаматериалы», Саратовский государственный университет, Саратов, Россия*
3. *Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия*

При создании асимметричных суперрешеток [тяжелый металл 1 / ферромагнитный слой / тяжелый металл 2]$_n$ энергии перпендикулярной анизотропии и взаимодействия Дзялошинского-Мория (ВДМ), как правило, слабо зависят от числа повторений n и остаются примерно равными энергиям, наблюдаемым в структурах, состоящих из одного периода [1]. Было показано, что и перпендикулярная анизотропия, и ВДМ в таких структурах имеют поверхностную природу [2]. Увеличение количества интерфейсов в суперрешетках компенсируется увеличением объема ферромагнитных слоев. Однако, совсем недавно в симметричных поликристаллических суперрешетках $[Co/Pd]_n$ было обнаружено увеличение эффективного ВДМ с увеличением числа повторений бислоев n [3]. Аналогичные результаты, но в монокристаллической системе $[Co/Pd(111)]_n$ с более высокими значениями перпендикулярной магнитной анизотропии и ВДМ были получены нашей группой.

Кристаллические суперрешетки [Co(0,8 нм)/Pd(2 нм)]$_n$ были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Si(111) с буферным слоем Cu(2 нм). Период суперрешеток n варьировался от 1 до 20. Структурные свойства суперрешеток были проанализированы с помощью дифракции быстрых электронов. Металлические слои были монокристаллическими и ориентировались плоскостью (111). Структура всех слоев осталась такой же, как и в нижних слоях. С помощью методов сканирующей туннельной микроскопии были исследованы процессы роста и рельеф пленок. С увеличением общей толщины структур амплитуда и период шероховатости возрастали. Магнитные свойства суперрешеток были исследованы с помощью вибрационного магнитометра. Значение эффективного поля перпендикулярной магнитной анизотропии в пределах ошибки измерений не зависело от периода суперрешеток и было равно $8{,}1 \times 10^5$ А/м.

Измерения ВДМ проводились с помощью спектроскопии Бриллюэновского рассеяния света. Было обнаружено увеличение эффективной константы ВДМ D_{eff} от 2 до 4,5 мДж/м^2 с увеличением периода суперреше-

ток от 1 до 20. На рис. 1 показан Бриллюэновский спектр рассеяния света от суперрешетки [Co(0,8 нм)/Pd(2 нм)]$_{15}$.

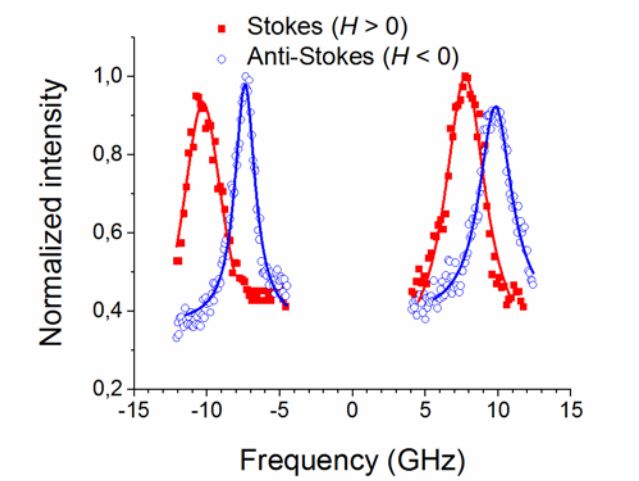


Рис. 1. Спектры Бриллюэновского рассеяния света для суперрешетки [Co(0,8 нм)/Pd(2 нм)]$_{15}$, полученные в полях 5,6 × 10^5 А/м (красные квадраты) и -5,6 × 10^5 А/м (синие квадраты). Волновой вектор k = 7 мкм$^{-1}$. Сплошные линии представляют аппроксимации лоренцевыми функциями.

Увеличение константы ВДМ более чем в два раза привело к значительным изменениям магнитной структуры образцов во время перемагничивания. В суперрешетках [Co(0,8 нм)/Pd(2 нм)]$_n$ с n = 1 ВДМ было относительно слабым, чтобы влиять на общий вид доменной структуры, но достаточным для стабилизации киральных Неелевских доменных границ. В этих образцах с помощью Керр-микроскопии мы наблюдали асимметричный рост доменов в комбинации продольных и перпендикулярных магнитных полей.

Перемагничивание образцов в магнитном поле, перпендикулярном плоскости, происходило за счет зарождения доменов с отрицательным направлением вектора намагниченности и смещения доменных границ. Петли магнитного гистерезиса были прямоугольными.

Увеличение периода суперрешеток n до значений 3-5 привело к увеличению энергии ВДМ. В магнитной структуре это отразилось на увеличении плотности зарождающихся доменов при перемагничивании. В достаточно больших магнитных полях киральные доменные стенки Нееля отталкиваются друг от друга, образуя сетку 360° доменных границ [4]. В магнитных полях, немного меньших полей насыщения, 360° доменные стенки трансформировались в изолированные скирмионы. Мы стабилизировали скирмионы в таких образцах в нулевом магнитном поле и обнаружили их с помощью магнитно-силовой микроскопии. Микромагнитные расчеты показывают, что при таких высоких значениях энергии ВДМ в суперрешетках [Co/Pd]$_{3\text{-}5}$ могут образовываться только киральные доменные стенки Нееля и скирмионы. На перпендикулярных петлях гистерезиса ВДМ проявляется в виде плавного изменения намагниченности образцов до насыщения.

Дальнейшее увеличение периода суперрешеток n до 10-20 привело к чрезвычайно сильному ВДМ. Сильное ВДМ превосходит перпендикулярную магнитную анизотропию и размагничивает суперрешетки в нулевых магнитных полях. В остаточном состоянии магнитная структура суперрешеток соответствовала размагниченной полосовой доменной структуре с

киральными доменными стенками Нееля и стабильными изолированными скирмионами (Рис. 2). Период полосовой доменной структуры уменьшался с увеличением константы ВДМ в $[Co/Pd]_{10\text{-}20}$ суперрешетках. Петли гистерезиса данных образцов в перпендикулярном направлении были подобны вихревым петлям гистерезиса в наноточках с характерными полями зарождения и аннигиляции полосовых доменов.

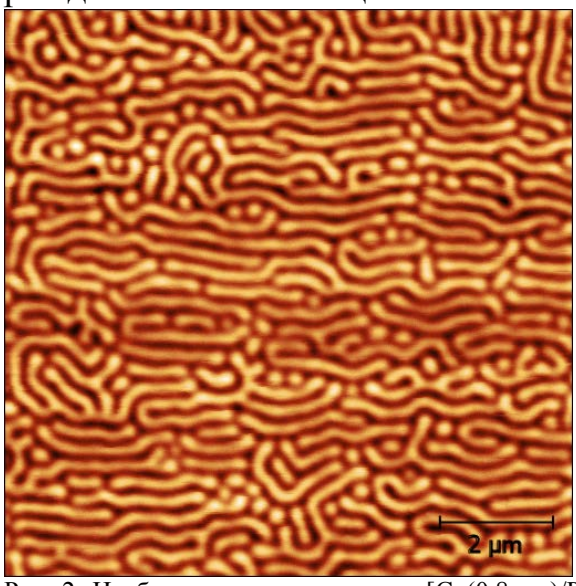


Рис. 2. Изображение суперрешетки [Co(0,8 нм)/Pd (2 нм)]$_{20}$ в остаточном состоянии намагниченности, полученное с помощью магнитно-силовой микроскопии.

Сильная зависимость константы ВДМ от периода $[Co/Pd(111)]_n$ суперрешеток указывает на то, что ВДМ в этой системе не просто аддитивное. Несмотря на поверхностную природу, ВДМ от интерфейсных атомов Co выбранного магнитного слоя простирается не только на объем данного слоя, но и на другие соседние слои. Вероятно, такое поведение ВДМ является общим для магнитных суперрешеток, но в других системах оно может не проявляться по ряду причин, например, в связи с увеличением количества дефектов структуры при росте толстых суперрешеток.

Таким образом, мы продемонстрировали симметричную по составу кристаллическую систему $[Co/Pd(111)]_n$, в которой энергия ВДМ может изменяться в широком диапазоне при выборе определенного значения периода суперрешетки. В данной системе возможно образование стабильных скирмионов и киральных полосовых доменов в отсутствие магнитных полей.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых - кандидатов наук № МК-5021.2018.2 и РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-00205».

1. C. Moreau-Luchaire et al. Nat. Nanotech., **11**, (2016) 444.
2. M. Belmeguenai et al., Phys. Rev. B., **91**, 180405(R) (2015).
3. 2. S.D. Pollard et al. Nat. Comm., **8**, 14761 (2017).
4. 3. M.J. Benitez et al. Nat. Comm., **6**, 8957 (2015).

ЭВОЛЮЦИЯ ПЕТЕЛЬ ГИСТЕРЕЗИСА ПЛЁНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ ПРИ ГЛУБОКОМ ПОСЛОЙНОМ ТРАВЛЕНИИ

М. В. Логунов[1], С. А. Никитов[1,2], А. И. Стогний[3], С. С. Сафонов[1], А. Г. Темирязев[1]

[1]ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия
[2]Московский физико-технический институт (ГУ), Долгопрудный, Россия
[3]ГНПО «НПЦ НАНБ по материаловедению», Минск, Белоруссия

При разработке устройств спинтроники необходимо использовать различные приёмы для обработки и модификации поверхности плёнок, входящих в гибридные гетероструктуры. Особый интерес представляет получение 3D структур с разнообразными свойствами [1]. В этом случае возникает необходимость формирования плёнок с заданным профилем толщины и, как правило, ряд параметров плёнок при этом зависят от толщины плёнки [2-4].

В данной работе представлены результаты изучения зависимостей параметров петель гистерезиса монокристаллических плёнок ферритов-гранатов от толщины пленок при послойном травлении. Использовали два метода травления плёнок – в растворе кислот (варьировали состав и температуру раствора) и ионно-лучевое распыление поверхности плёнок ионами кислорода [2] (варьировали энергию ионов кислорода и плотность тока пучка). Толщина плёнок изменялась послойно, с шагом в несколько процентов от первоначальной толщины плёнки. При использовании метода ионно-лучевого распыления структура поверхности пленок практически не изменяется при послойном травлении в результате нескольких операций и стравливании 90% толщины плёнок. Для каждой толщины пленки регистрировали семейство частных и предельных петель гистерезиса. Показано, в частности, что коэрцитивная сила пленок в области магнитных полей, соответствующих движению доменных границ, в результате послойного травления не превышает 1 Э, что важно при использовании пленок в устройствах на базе доменных границ [1].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (15-07-08152А) и РНФ (14-19-00760).

1. A. Fernandez-Pacheco, R. Streubel, O. Fruchart et al., Nature Comm., **8**, 15756 (2017).
2. А. И. Стогний, О. Очилов, К. М. Мукимов, ЖТФ **66**(10), 192 (1996).
3. E. C. Corredor, D. Coffey, J. I. Arnaudas et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **47**, 415001 (2014).
4. M. Haidar, M. Ranjbar, M. Balinsky et al., J.Appl. Phys. **117**, 17D119 (2015).

ЭЛЕКТРОСТРИКЦИЯ И МАГНИТОСТРИКЦИЯ ПЛЕНОК ВИСМУТ ФЕРРИТОВОГО ГРАНАТА

А. Н. Масюгин[1], С. С. Аплеснин[1,2,3], М. Н. Ситников[1], У. И. Рыбина[1], Т. Ишибаши[4]

[1]*Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева, Красноярск, 662850, Россия*
[2]*Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, 660036, Россия*
[3]*Филиал СибГУ им. М.Ф. Решетнева, Лесосибирск, 662543, Россия*
[4]*Department of Materials Science and Technology, Nagaoka University of Technology, Nagaoka, Niigata 940-2188, Japan*

При температурах 80-360 К исследована магнитострикция в магнитных полях до 13 кЭ и электрострикция, в электрических полях до 400 В/см пленок. Обнаружена смена знака магнитострикции по температуре и от магнитного поля. Наблюдается корреляция максимальных значений магнитострикции и электрострикции от температуры. Экспериментальные данные объясняются в рамках одноионной модели с учетом магнитоэлектрического взаимодействия.

Висмут замещенные железо-итривые гранаты используются в качестве пространственных модуляторов света, индикаторов и других магнитооптических устройств (МО) в области видимого света [1]. Поэтому гранаты, замещенные большим количеством висмута, привлекают внимание в качестве материалов для приложений МО. Магнитная анизотропия пленок зависит от подложки, и постоянная решетки пленки меняется на 0.2% при нанесении пленки на подложку из $Gd_3Ga_5O_{12}$ в направлении (111) и (100) [2]. В $Bi_3Fe_5O_{12}$ найден линейный магнитоэлектрический эффект с максимумом при 450 К [3].

Исследовалась пленка $Nd_1Bi_2Fe_5O_{12}$(450нм)/$Nd_2Bi_1Fe_4Ga_1O_{12}$(90нм) на подложке из стекла. Измерение относительного изменения линейных размеров пленки производилось использованием датчиков напряжения ZFLA-3-11 с сопротивлением 140 Ом. Электрострикция измерялась по изменению сопротивления тензодатчика dL/L(E)=(R(E)-R(0))/R(0)=(L(E)–L(0))/L(0) при линейном увеличении напряженности электрического поля, которое прикладывалось посредством двух электродов на поверхности пленки. Константа магнитострикции определялась по изменению сопротивления тензодатчика в магнитном поле λ=(R(H)-R(0))/R(0)=(L(H) – L(0))/L(0).

На Рис. 1 представлено относительное изменение длины пленки на стекле в зависимости от напряженности электрического поля при различных температурах. Электрострикция возрастает при повышении температуры от 80 К, достигая максимального сжатия пленки в электрическом по

ле 400 В/см при температуре 200 К, и уменьшается при дальнейшем увеличении температуры вплоть до 360 К. Асимптотическое продолжение изменения длины пленки от поля приводит к изменению знака электрострикции выше 320 К. При низких и высоких температурах пленка расширяется в электрических полях меньших 1 kV/cm. Наблюдаются экстремумы в полевых зависимостях dL/L(E), причем температура минимума зависит от температуры.

Константы магнитострикции λ_{ac} пленки на стекле в зависимости от внешнего магнитного поля представлены на рис. 2. В области комнатных температур наблюдается нелинейная зависимость λ_{ac} (H). Константа магнитострикции в магнитном поле H=12 кЭ меняет знак ниже 310 К. Наибольшее сжатие пленки найдено при температуре 200 К и при 120 К константа магнитострикции уменьшается на порядок. Константа магнитострикции анизотропна и при вращении пленки относительно магнитного поля величина удлинения пленки достигает максимума при угле 24°. Ниже 280 К минимум и максимум магнитострикции достигается соответственно при 30° и перпендикулярно пленке. Наблюдается небольшая анизотропия магнитострикции, так удлинение пленки в магнитном поле, приложенном перпендикулярно пленке, превышает удлинение пленки по направлению поля.

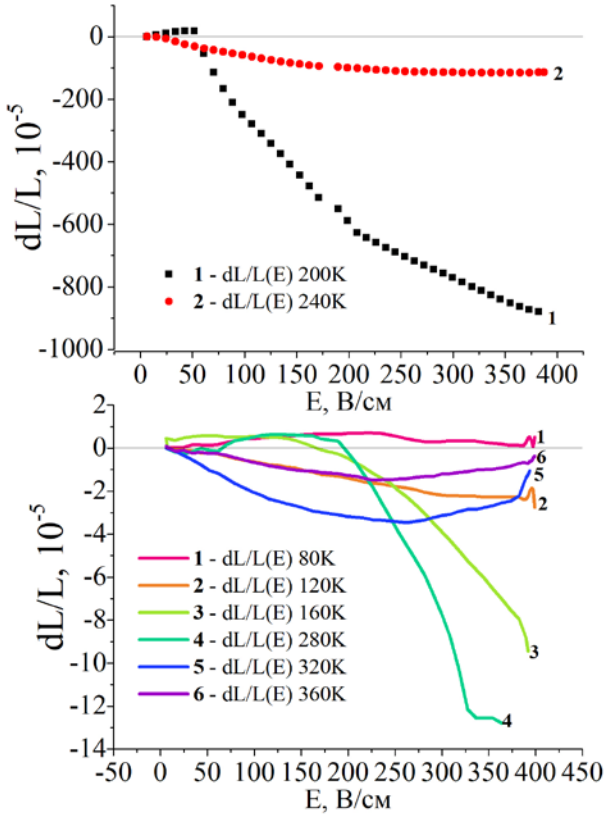


Рис. 1. Относительное изменение длины пленки на стекле от электрического поля, направленного вдоль плоскости поля

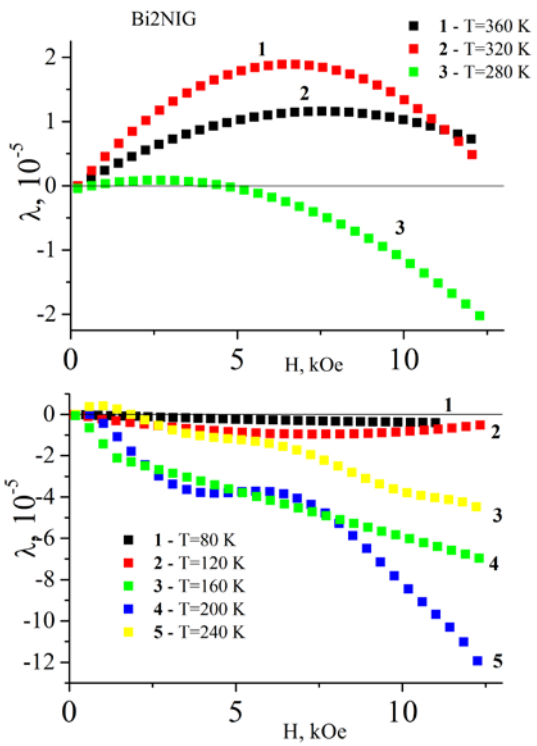


Рис. 2. Относительное изменение длины пленки на стекле от магнитного поля, направленного перпендикулярно пленке.

Температурное поведение магнитострикции отличается от иттрий-неодимового граната $Y_{3-x}Nd_xFe_5O_{12}$ [4], в котором магнитострикция плавно уменьшается с понижением температуры и хорошо объясняется одноионным механизмом редкоземельной подрешетки. В висмут ферритовом гранате аномалии магнитострикции и электрострикции связаны с ионами висмута, которые индуцируют магнитоэлектрическое взаимодействие возможно за счет сильной спин-орбитальной связи или пары электронов на $6s^2$ оболочке. Упругие напряжения, создаваемые интерфейсом, также дают вклад в магнитоэлектрическое взаимодействие.

Обнаружена анизотропия магнитострикции и смена знака магнитострикции с ростом магнитного поля в пленках на стекле. Установлен максимум магнитострикции и электрострикции при температуре 200 K. При понижении температуры расширение пленки в магнитном поле сменяется на сжатие пленки. Экспериментальные данные объясняются в модели ферроэлектрических доменов (областей) и магнитоэлектрическим взаимодействием. Максимум магнитострикции связан с пиннингованием доменов, а смена знака магнитострикции с исчезновением доменной структуры и с подавлением спиновых флуктуаций ионов железа в магнитном поле, приводящих к усилению магнитоупругого и магнитоэлектрического взаимодействия между ионами железа.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований №18-52-00009 Бел_а, № 18-32-00079 и государственного задания № 3.5743.2017/6.7

1. H. Ishikawa, K. Nakajima, K. Machida, and A. Tanii, Opt. QuantumElectron. 22, 517 (1990).
2. Michimasa Sasaki, Gengjian Lou, Qi Liu, Japanese Journal of Applied Physics 55, 055501 (2016)
3. Elena Popova, Alexander Shengelaya, Dimitri Daraselia, et al., Appl. Phys. Lett. 110, 142404 (2017).
4. Р.Ф. Альмухаметов, К.И. Белов, Н.В. Волкова, ФТТ, 25, 1499 (1983).

НАНОКОМПОЗИТНЫЕ ПЛЕНКИ Co-In_2O_3: СИНТЕЗ, СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Л. Е. Быкова, В. С. Жигалов, В. Г. Мягков, М. Н. Волочаев, А. А. Мацынин

Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

Важное место в исследованиях наноразмерных материалов занимает поиск новых недорогих способов создания гибридных пленочных нанокомпозитов, которые содержат ферромагнетик и широкозонный полупроводник или диэлектрик (In_2O_3, ZnO, SnO_2, CdO, TiO_2, ZrO_2, Al_2O_3) [1]. Для получения гибридных наноматериалов широко используются методы мокрой химии, такие как золь-гель метод, спрей-пиролиз, микроэмульсионный метод и т. д., а также физические методы, такие как совместное осаждение, радиометрическое магнетронное распыление, импульсное лазерное осаждение, ионно-лучевое распыление, ионная имплантация. Однако присущие этим методам недостатки (загрязнения, спекание, агломерация и большой разброс распределения зерен) затрудняют использование полученных материалов в устройствах радиоэлектроники, спинтронники, фотоники, газовой сенсорики. В работах авторов рассматривается новый подход к синтезу ферромагнитных нанокомпозитных пленочных материалов основанный на инициировании термитных реакций между пленками окислов 3d металлов и металлами In, Zn, Sn, Al, Ti, окислы которых являются широкозонными полупроводникоми или диэлектриками [2-6].

Синтез гранулированных пленочных нанокомпозитов Co-In_2O_3 в слоистой системе In/Co_3O_4 с использованием термитной реакции (1) в бислоях In/Co_3O_4:

$$3Co_3O_4 + 8In \rightarrow 4In_2O_3 + 9Co \qquad (1)$$

состоял из двух этапов:

1. Получение In/Co_3O_4 двухслойных пленок, которое включало:

а) термическое осаждение пленок Co толщиной ~ 50 nm в вакууме 10^{-6} Torr на стеклянные подложки толщиной 0.18 mm;

б) образование Co_3O_4 плёнок, окислением на воздухе слоёв Co при температуре 450 °C в течение 30 минут;

с) термическое осаждение слоя In толщиной ~ 100 nm в вакууме 10^{-6} Torr на поверхность Co_3O_4 пленки. Для предотвращения неконтролируемой реакции между слоями In и Co_3O_4 осаждение In производилось при комнатной температуре.

2. Отжиг полученных образцов In/Co_3O_4 в вакууме 10^{-6} Torr в температурном интервале от 50 °C до 550 °C с шагом 50 °C и выдержкой при каждой температуре в течение 30 минут.

На рисунке 1 представлена принципиальная схема термитного синтеза нанокомпозитных пленок Co-In_2O_3.

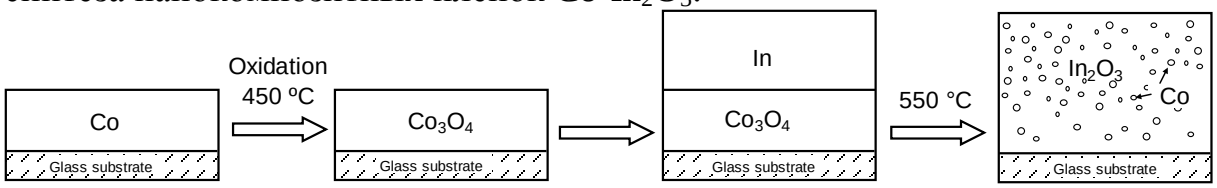
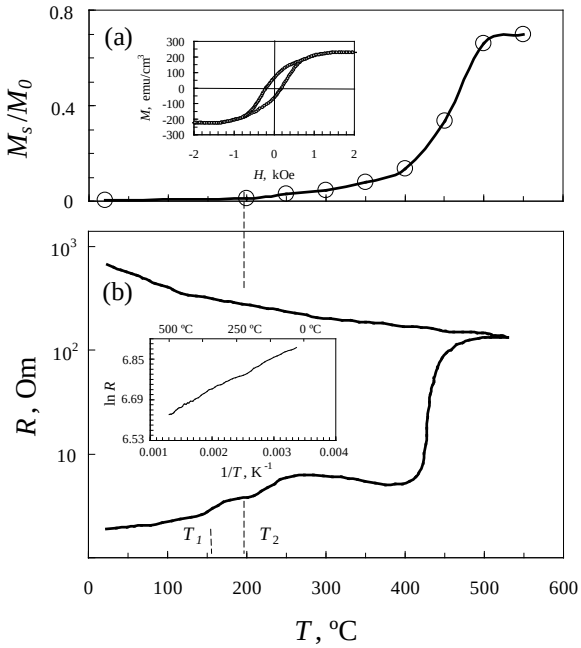


Рис.1 Принципиальная схема термитного синтеза нанокомпозитных пленок Co-In_2O_3

На рисунке 2a показано изменение намагниченности пленки в зависимости от температуры отжига *T* для бислоев In/Co_3O_4, что соответствует степени восстановления Co. На вставке приведена петля гистерезиса при комнатной температуре, синтезированного нанокомпозита Co-In_2O_3 после отжига при 550°C.

На рисунке 2b показано электрическое сопротивление бислоев In/Co_3O_4, которые нагревались со скоростью 5°C/мин до 550°C в вакууме 10^{-6} Tor и затем охлаждались до комнатной температуры. Небольшой подъем сопротивления происходит в районе температуры плавления индия T_1 = 156 °C.



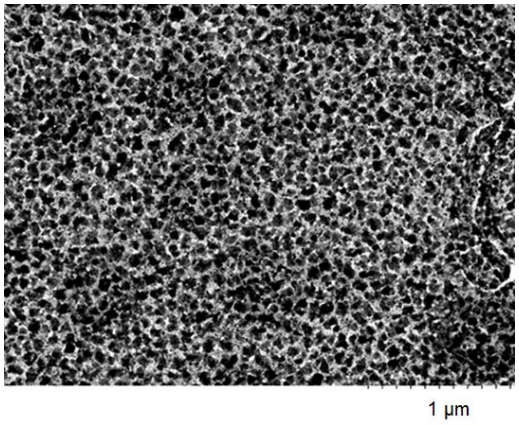


Рис.2. a- Намагниченность пленки в зависимости от температуры отжига *T* для бислоев In/Co_3O_4. На вставке приведена петля гистерезиса синтезированного нанокомпозита Co-In_2O_3.
b - Электрическое сопротивление бислоев In/Co_3O_4 в зависимости от температуры отжига *T*. На вставке показан график ln$R(T^{-1})$ для синтезированного нанокомпозита Co-In_2O_3.

Рис.3. Электрономикроскопическое изображение нанокомпозитной пленки Co-In_2O_3. Средний размер наночастиц Co 60 nm.

После температуры T_2 = 190°C происходит незначительное уменьшение сопротивления, что связано с началом реакции (1) и

образованием нано зерен кобальта в слое индия. Увеличение температуры выше 400°C приводит к резкому увеличению сопротивления, которое связано с образованием кластеров Co в изолирующей матрице In_2O_3. Реакция полностью заканчивается при температуре 550°C, что подтверждается рентгеновскими и электрономикроскопическими измерениями. Охлаждение образцов до комнатной температуры привело к увеличению сопротивления, что является типичным для сопротивления полупроводников.

На вставке приведен график $\ln R(T^{-1})$ для синтезированного нанокомпозита Co-In_2O_3 в процессе охлаждения до 25°C. Найдено, что логарифм *R*-графика ниже 500°C линейно пропорционален обратной температуре T^{-1} (T_0 =130 K, E_a = 0.02 eV). Этот результат показывает, что полученный нанокомпозит Co-In_2O_3 имеет термически активированный механизм проводимости, который характерен для большинства металлических гранулированных пленок при этих температурах [7].

Из зависимости электрического сопротивления *R* (*T*) от температуры отжига *T* для бислоев In/Co_3O_4 (рис.2b) и зависимости изменения намагниченности пленки (рис.2a) следует, что температура инициирования реакции (1) $T_{in} = T_2 \sim 190$°C.

На рисунке 3 представлено электрономикроскопическое изображение наночастиц Co, встроенных в матрицу In_2O_3. Средний размер наночастиц Co 60 nm.

Из вышеизложенного следует, что конечный продукт термитной реакции (1) в пленках In/Co_3O_4 содержит наночастицы Co разделенные оксидными In_2O_3 прослойками.

Таким образом, термитный метод является перспективным способом синтеза ферромагнитных нанокомпозитных тонких пленок, содержащих ферромагнитные кластеры, вложенные в оксидные матрицы и имеющих высокую намагниченность и хорошую химическую стабильность [2-6].

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-03-00069.

1. K. C.-F. Leung, S. Xuan, X. Zhu, et.al., Chem. Soc. Rev., **41,**1911 (2012).
2. Быкова Л.Е., Мягков В.Г., Тамбасов И.А., и др., ФТТ, **57**, 366 (2015).
3. Myagkov V.G., Bykova L.E., Zhigalov V.S., et.al., J. Alloys Compd.,**724**, 820 (2017).
4. Myagkov V.G., ZhigalovV.S., Bykova L.E., et.al., J. Alloys Compd. **665**. 197 (2016).
5. Жигалов В.С., Мягков В.Г., Быкова Л.Е., и др., ФТТ, **59**, 379 (2017).
6. Myagkov V.G., Bykova L.E., Bayukov O.A., et.al. // J. Alloys Compd., **636**, 223 (2015).
7. C.A. Neugebauer, M.B. Webb, J. Appl. Phys., **33**, 74e82 (1962).

ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ ТОНКИХ ПЛЕНОК ДЛЯ СВЕРХВЫСОКОПЛОТНОЙ ЗАПИСИ ИНФОРМАЦИИ

Валиуллин А.А.[1], Камзин А.С.[2], Тагиров. Л.Р.[1], Зарипова Л.Д.[1]

[1]*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань (Россия)*
[2]*Физико-техничский институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург (Россия)*

Многие исследования магнитных материалов, связанные с созданием тонких пленок, направлены на повышение плотности магнитной записи информации. Повышение плотности записи достигается за счет минимизации размеров зерен. Однако, уменьшение размеров гранул ограничено возникновением суперпарамагнитного эффекта. Другим ограничением для повышения плотности записи является обменное взаимодействие между гранулами. Для преодоления этих ограничений изучены различные способы создания специальных структур и получены следующие результаты:

1. Ориентацией легкой оси намагничивания наночастиц в тонкой пленке фазы $L1_0$ можно манипулировать при осаждении с помощью внешнего магнитного поля. Методика конденсации плазмы в газовой фазе с использованием внешних магнитных полей, позволяет легко получить тонкие пленки на основе FePt состояния $L1_0$ с необходимой магнитной структурой, требуемой для высокоплотной магнитной записи информации.

2. Одним из наиболее перспективных методов увеличения плотности магнитной записи является использование структурированного носителя информации. В этом случае в пленке создаются ферромагнитные гранулы (наноточки) одинаковых размеров. Добавление родия (Rh) в сплав FePt позволяет оптимизировать магнитные свойства тонких пленок без существенного уменьшения энергии магнитокристаллической анизотропии, что позволяет использовать данный состав в качестве структурированного носителя информации.

3. В результате исследований синтезированных тонких пленок FeCoAlON установлено, что пленки толщиной 320 nm обладают одноосной перпендикулярной анизотропией, что делает их пригодными для использования в качестве магнитных головок записи/чтения информации со сверхвысокой плотностью на магнитных носителях.

4. В магнитной многослойной структуре FePt(10 nm)/Fe(*t*, nm)/Ta(2 nm), когда толщина слоя Fe меньше 3 nm, система FePt/Fe ведет себя как однофазный магнитный материал и коэрцитивность близка к значениям, определяемым энергией Зеемана. Мессбауэровские исследования показали, что минимальное отклонение магнитных моментов от нормали к поверхности многослойной структуры наблюдается, когда толщина слоя Fe составляет 1 nm.

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ БИСТРУКТУРИРОВАННОГО «ЗАКРЕПЛЁННОГО» СЛОЯ В ПЛЁНКАХ ТИПА FeMn/FeNi

В.О. Васьковский[1,2], А.Н. Горьковенко[1], Н.А. Кулеш[1], П.А. Панченко[1]

[1]*Уральский Федеральный университет, Екатеринбург, Россия*
[2]*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*

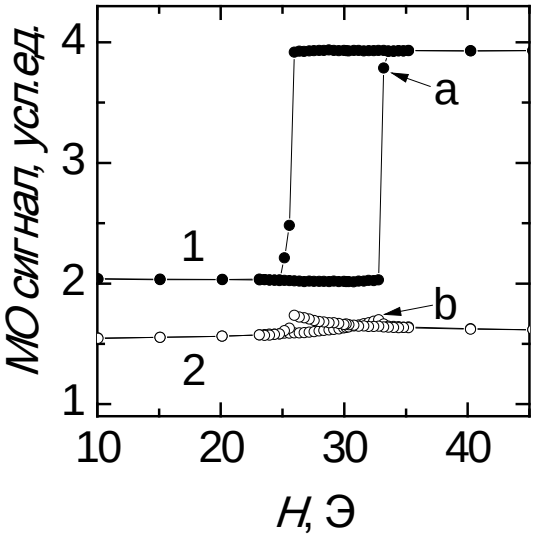
Обменное смещение относится к числу важных функциональных свойств современных материалов для магнитомикроэлектроники и спинтроники [1]. Для слоистых плёночных структур оно формально состоит в сдвиге петли гистерезиса ферромагнитного («закреплённого») слоя по оси магнитного поля. Как правило, его причиной является обменная связь ферромагнитного слоя с антиферромагнитным («закрепляющим») слоем, а количественной характеристикой – поле сдвига центра петли гистерезиса (поле обменного смещения H_e). К числу основных факторов, влияющих на H_e относятся эффективность обменной связи и величина магнитного момента «закреплённого» слоя. Однако использование их для целенаправленного регулирования H_e далеко не всегда технологично из-за недостаточной изученности механизмов межслойного обменного взаимодействия и ограничений на свойства и толщину «закреплённого» слоя. В данной работе изучается возможность регулирования гистерезисных свойств «закреплённого» слоя путём введения в него композиционной прослойки типа Co-Al_2O_3.

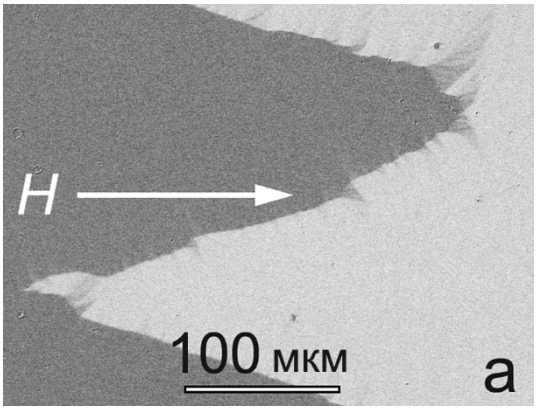
Объектами исследования являлись многослойные плёнки SiO_2/Ta(5)/FeNi(5)/FeMn(20)/FeNi(40/Ta(5), полученные магнетронным распылением в присутствии технологического магнитного поля (250 Э). В структурной формуле в скобках указаны толщины слоёв в нанометрах, а обозначение FeNi используется для слоёв пермаллоя $Fe_{20}Ni_{80}$. Отметим, что слой Ta, прилегающий к подложке (SiO_2), и следующий за ним тонкий слой пермаллоя присутствуют в плёночной структуре как вспомогательные элементы. С их помощью в слое FeMn формировалась г.ц.к. кристаллическая структура с текстурой типа (111). Тем самым обеспечивалось устойчиво воспроизводимое обменное смещение («закрепление») во внешнем слое пермаллоя толщиной 40 нм. В ходе эксперимента в середину данного слоя вводились композитные прослойки $Co_x(Al_2O_3)_{100-x}$ с варьируемыми составом (x=0; 11; 40 %) и толщиной (0÷8 нм), то есть осуществлялось его структурирование. Гистерезисные свойства и доменная структура «закреплённого» ферромагнитного слоя изучались с помощью керровского магнитометра Evicomagnetics.

На рис. 1 представлены магнитооптические петли гистерезиса слоя пермаллоя в отсутствии прослойки. Обе они измерены в магнитном поле

параллельном оси анизотропии, выделенной технологическим магнитным полем при получении образцов, но при различной ориентации светового потока (продольная и поперечная магнитооптические моды). Это даёт возможность анализировать изменение как продольной (петля 1), так и поперечной (петля 2) компонент намагниченности по отношению к магнитному полю. Сравнение петель позволяет заключить, что, исследуемый слой FeNi имеет достаточно сильное обменное смещение (H_e=30 Э) и перемагничивается в две стадии. Одна из них состоит в слабом изменении намагниченности и распространяется на значительный интервал полей, другая даёт большое и резкое изменение намагниченности. Анализ доменной структуры (рис.1,a и 1,b) показывает, что указанные стадии можно соотнести с плавным и небольшим поворотом намагниченности или быстропротекающим смещением зигзагообразных доменных границ соответственно. При этом состояние, формирующееся на стадии поворота намагниченности, характеризуется мелкомасштабной дисперсией намагниченности. В силу малых отклонений намагниченности от оси анизотропии она выявляется только в поперечной магнитооптической моде, подобно тому, как это наблюдалось ранее в [2].

Биструктурирование слоя FeNi композитной прослойкой приводит к значительным изменениям его гистерезисных свойств, которые в количественном отношении зависят как от толщины L, так и от состава прослойки. Но при этом выделяются два





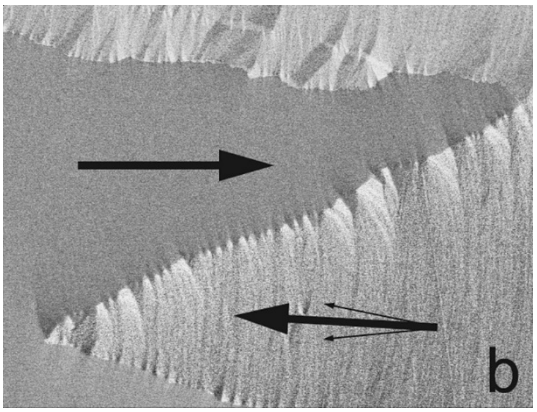


Рис.1. Петли гистерезиса и доменная структура слоя FeNi в продольной (1; a) и поперечной (2; b) магнитооптических модах. Фотографии a и b отражают доменную структуру в соответствующих точках петель гистерезиса. Стрелками показаны ориентации векторов: магнитного поля (светлая стрелка); средней намагниченности в доменах (толстые тёмные стрелки); локальной намагниченности в магнитогетерогенной фазе (тонкие стрелки).

качественно различных варианта перемагничивания. Для относительно малых L целостность в перемагничивании слоя FeNi не нарушается, но имеет место снижение величины H_e и возрастание H_c. При достижении некоторого критического значения толщины прослойки $L_{кр}$ структурированный слой разбивается на два субслоя, перемагничивающихся по индивидуальным петлям гистерезиса. С ростом L наблюдается постепенное увеличение H_e и H_c внутреннего субслоя, непосредственно прилегающего к слою FeNi и монотонное уменьшение H_e внешнего субслоя при резком снижении его H_c. Величина $L_{кр}$ в зависимости от состава прослойки варьируется в пределах 0,5÷1,5 нм. Все эти данные получены в рамках магнитооптической методики, которая позволяла уверенно регистрировать свойства как внешнего, так и внутреннего субслоёв.

Для сравнения эффективности действия прослоек различного состава на рис. 2 показаны зависимости константы обменной связи K_e слоя пермаллоя как целого ($L \leq L_{кр}$), то есть на интерфейсе FeMn/FeNi, или его внешней части ($L > L_{кр}$), взаимодействующей с нижележащим субслоем пермаллоя. Значения этой константы определялись по формуле:

$$K_e = M_s L_{FeNi} H_e$$

где M_s – намагниченность насыщения пермаллоя (800 Гс); H_e и L_{FeNi} – поле обменной связи и толщина основного слоя FeNi при его перемагничивании как целого или соответствующие характеристики внешнего субслоя при раздельном перемагничивании субслоёв. Различия в зависимостях $K_e(L)$ связываются с гранулированным характером микроструктуры композитов типа Co-Al_2O_3 [3] и зависимостью концентрации гранул Co от состава прослоек. В работе также проанализированы особенности доменной структуры, реализующейся в обоих субслоях FeNi при их последовательном перемагничивании.

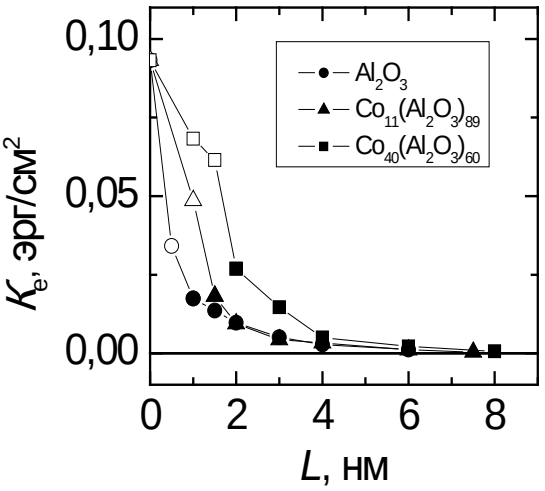


Рис.2. Зависимости константы обменной связи от толщины прослоек различного состава: светлые точки – на интерфейсе FeNi/FeMn; тёмные точки – между субслоями FeNi

1. А.Ферт, УФН, **178**, 1336 (2008).
2. J. McCord et al. J. of Appl. Phys., **93**, 5491 (2003).
3. A.N.Gorkovenko et al. Solid State Phenomena, **190,** 474 (2012).

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПУЧКА МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ В ФЕРРИТОВОЙ ПЛЁНКЕ

С.А. Вяткина, Р.К. Бабичев

Южный федеральный университет

В работах [1,2] было проведено теоретическое исследование возбуждения обратных объемных магнитостатических волн (ООМСВ) бесконечно тонким линейным преобразователем (излучателем) конечной длины в касательно намагниченной ферритовой плёнке (ФП). Было установлено, что луч ООМСВ, возбуждаемый таким преобразователем, расширяется по мере удаления от излучателя ООМСВ. В статьях [3,4] по дифракции магнитостатических волн в плёнах феррита исследуется возможное распространение нерасширяющихся пучков магнитостатических волн (МСВ). Так, в работе [4] показано, что при некоторых условиях в намагниченной ферритовой плёнке может распространяться луч с угловой шириной, меньшей значения, рассчитываемого в соответствии с критерием разрешимости Релея, или вовсе с угловой шириной, равной 0, т.е. расплывание пучка волн может отсутствовать. Такой эффект довольно интересен с практической точки зрения, поскольку использование подобных пучков уменьшит потери, связанные с расплыванием, возникающим при распространении волн от излучателя к приёмному преобразователю.

Для экспериментальной проверки полученных в работах [1-4] результатов необходима модель структуры, которую можно реализовать на практике и которая бы наиболее соответствовала теоретической модели.

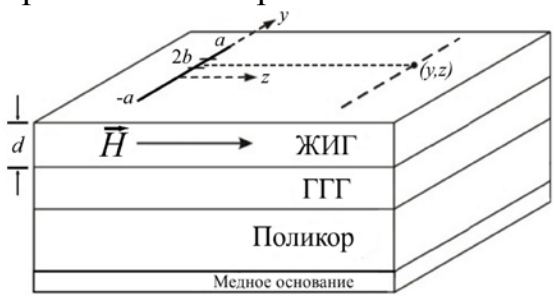


Рис.1. Идеальная теоретическая структура, исследованная в [2].

В теоретических расчетах в [1,2] используются идеальные модели, такие как, например, на рис.1. Трудность практической реализации такой структуры состоит в использовании в качестве преобразователя разомкнутого на концах линейного бесконечно тонкого проводника (на рис.1 показан отрезком длиной $2a$), а в качестве среды распространения МСВ – бесконечной в плоскости (y,z) ферритовой плёнки.

В настоящей работе предложены модели, спроектированные в нескольких специализированных пакетах электромагнитного моделирования (CST Studio, Ansys HFSS, Comsol Multiphysics), максимально близкие к теоретической модели, при этом реализуемые на практике и позволяющие проверить полученные в [1,2] результаты экспериментально.

Одна из моделей представляет собой планарную слоистую структуру, содержащую касательно намагниченную ФП железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной d = 6 мкм (рис.2), размеры в плоскости 20 мм x 20 мм.

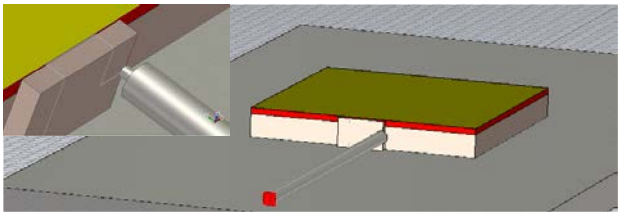


Рис.2. Модель структуры с излучателем в виде цилиндрического проводника в торце ФП.

Под плёнкой располагается слой ГГГ толщиной 0.5 мм и затем слой поликора толщиной 0.5 мм. В качестве преобразователя электромагнитных волн в МСВ использован цилиндрический проводник, который помещен в торец ФП. Длина преобразователя составляет $2a$ = 2 мм, радиус 75 мкм, он сориентирован перпендикулярно внешнему магнитному полю напряженности H = 1000 Э. Ферритовая плёнка намагничена до насыщения, намагниченность составила $4\pi M_0$=1750 Гс, величина потерь составляет ΔH = 1 Э. Полоса частот возбуждения ООМСВ – от 2.8 ГГц до 4.643 ГГц [5].

Из-за конечности размеров ФП появляются отражения ООМСВ от торцов плёнки, что дает существенный вклад в наблюдаемую дифракционную картину: при этом результаты моделирования отличаются от теоретических, и предсказываемых теорией эффектов не наблюдается. Для уменьшения влияния отражения в реальных устройствах на торцах плёнки ЖИГ можно установить поглотитель; при моделировании в программных пакетах можно использовать специальные граничные условия на краях структуры, когда вместо реальных граничных стенок вводятся т.н. открытые границы (open boundaries).

В результате моделирования с использованием открытых границ были получены составляющие магнитного поля, его абсолютная величина, а также абсолютное значение потока энергии пучка ООМСВ (рис.3, 4).

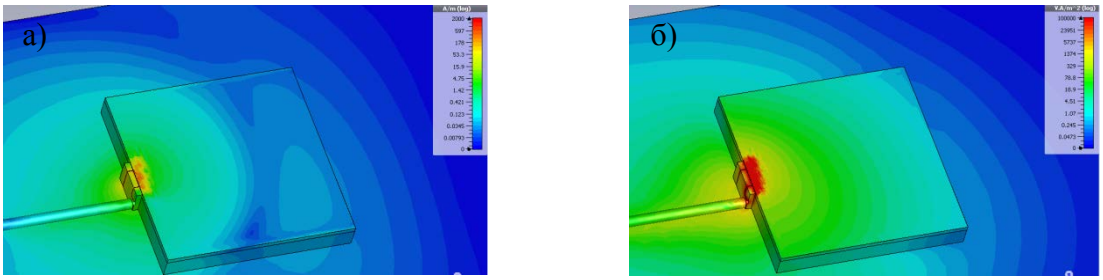


Рис.3. Абсолютная величина напряженности магнитного поля (а) и модуль потока энергии (б) пучка ООМСВ в структуре с открытыми границами при частоте f = 4.6 ГГц на поверхности ФП.

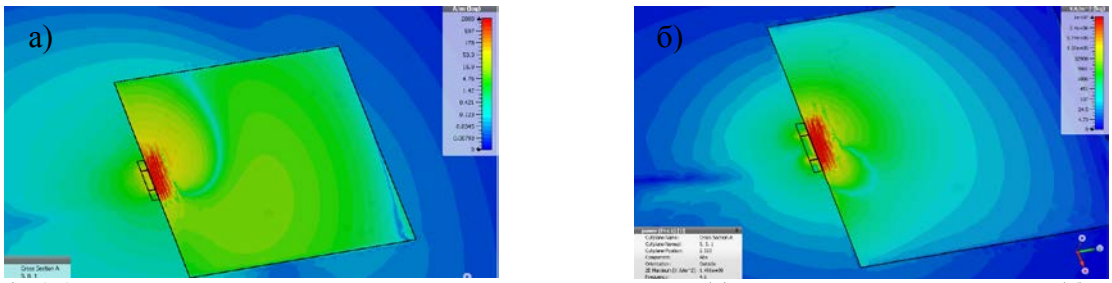


Рис.4. Абсолютная величина напряженности магнитного поля (а) и модуль потока энергии (б) пучка ООМСВ в структуре с открытыми границами при частоте f = 4.6 ГГц внутри ФП (на глубине 3 мкм).

Значение частоты электромагнитной волны f = 4.6 ГГц, возбуждающей ООМСВ, для которой приведены графики на рис.3 и 4 выбрано руководствуясь следующими рассуждениями. Были рассчитаны S-параметры структуры и найдены минимумы на частотной зависимости вносимых потерь, которые свидетельствует о преобразовании бегущей от входа к выходу волны тока в энергию ООМСВ. Один из минимумов соответствует частоте, близкой к f = 4.6 ГГц, т.е. на этой частоте преобразование ЭМВ в ООМСВ будет одним из наиболее эффективных. Также в дальнейшем при моделировании необходимо использовать короткозамкнутый излучатель для получения лучшего возбуждения.

Из графиков видно, что пучок ООМСВ формируется и распространяется перпендикулярно преобразователю, по мере удаления от излучателя происходит расширение пучка с одновременным довольно резким падением амплитуды. Так, на расстояние нескольких длин волн ООМСВ от излучателя амплитуда потока энергии падает более чем на 15 дБ. Т.о., качественное сравнение теоретических расчетов, полученных в [1,2], с результатами моделирования показывает их хорошее согласие. Это означает, что дальнейшее изучения эффектов, возникающих при распространении пучка ООМСВ, можно проводить, используя электродинамическое моделирование в специальных программных пакетах.

1. С.А. Вяткина, Н.П. Нистратов, Р.К. Бабичев, В.Н. Иванов, Известия вузов. ПНД, **20**, 84 (2012).
2. С.А. Вяткина, Н.П. Нистратов, Р.К. Бабичев, Известия РАН. Серия физическая, **81**, 978 (2017).
3. Э.Г. Локк, УФН, **12**, 1327 (2012).
4. Э.Г. Локк, РЭ, **1**, 102 (2015).
5. А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский. Магнитостатические волны в электроникесверхвысоких частот. Саратов: СГУ (1993).

ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР ТИПА $Fe_{50}Mn_{50}$/FM

А.Н. Горьковенко[1], Н.А. Кулеш[1], В.Н. Лепаловский[1], О.А. Аданакова[1], М.Е. Москалёв[1], П.А. Панченко[1], В.О. Васьковский[1,2]

[1]*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*
[2]*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург. Россия*

На протяжении последних десятилетий в физике магнитных явлений сохраняется устойчивый интерес к исследованию тонкопленочных структур, содержащих антиферромагнитный и ферромагнитный обменно-связанные слои и, как следствие, обладающих однонаправленной анизотропией [1]. Типичным представителем таких сред являются двухслойные пленки $Fe_{50}Mn_{50}/Fe_{20}Ni_{80}$ или более сложные пленочные структуры на их основе. Специфика межслойного магнитного интерфейса и присутствия в плёнках одновременно наведенной одноосной анизотропии и однонаправленной анизотропии, порождают некоторые особенности в процессах перемагничивания ферромагнитных слоёв, например, асимметрию петель гистерезиса, которые в наибольшей степени проявляются при несовпадении осей анизотропии [2]. Причины и закономерности возникновения подобного рода явлений изучены недостаточно, хотя их влияние на функциональные свойства среды может быть очень существенно. В настоящей работе выполнено детальное исследование процессов перемагничивания и магнитной анизотропии в пленочных обменносвязанных структурах типа $Fe_{50}Mn_{50}$/FM (где FM = Co, Fe, Ni, $Fe_{20}Ni_{80}$, $Fe_{11}Ni_{89}$, $Co_{30}Ni_{70}$) в исходном состоянии и после термомагнитной обработки в интервале температур 100÷400 ^{o}C. Выбор композиционного состава плёнок обусловлен стремлением сравнить процессы перемагничивания слоев с различающейся кристаллической структурой и широко варьируемыми магнитными свойствами.

Исследуемые в работе многослойные пленки были получены методом магнетронного распыления на установке Orion-8. Подложками служили покровные стекла Corning. Пленки формировались путем последовательного распыления однородных мишеней в присутствии внешнего магнитного поля, ориентированного вдоль поверхности подложек. Образцы для исследования имели общую структурную формулу SiO_2/Ta(5)/$Fe_{20}Ni_{80}$(5)/$Fe_{50}Mn_{50}$(20)/FM(40)/Ta(5), в которой в скобках указаны толщины слоёв в нанометрах. Буферный слой Ta и слой пермаллоя толщиной 5 нм играли вспомогательную роль и были ответственны за инициацию ГЦК структуры и кристаллической текстуры (111) в слое $Fe_{50}Mn_{50}$(20). Это обеспечивало воспроизводимую однонаправленную анизотропию в исследуемых ферромагнитных слоях, осаждённых поверх антиферромагнитного слоя. Термомагнитная обработка образцов проводи-

лась в вакууме и носила накапливающийся характер. Продолжительность отжига при каждой температуре составляла один час. Для аттестации структурного состояния пленок применялся рентгеноструктурный анализ. Исследование процессов перемагничивания и наблюдение доменной структуры проводились с помощью Керровского микроскопа высокого разрешения Evico Magnetics.

На рис. 1 показаны типичные угловые зависимости поля обменного смещения H_{ex} (рис. 1, *а*) и коэрцитивной силы H_c (рис. 1, *б*), измеренные на ферромагнитных слоях $Fe_{20}Ni_{80}$ (кривые 1) и $Co_{30}Ni_{70}$ (кривые 2) в исходном состоянии. Представленные данные были получены путем анализа магнитооптических петель гистерезиса, измеренных под разными углами α к оси анизотропии, сформированной при получении плёнок.

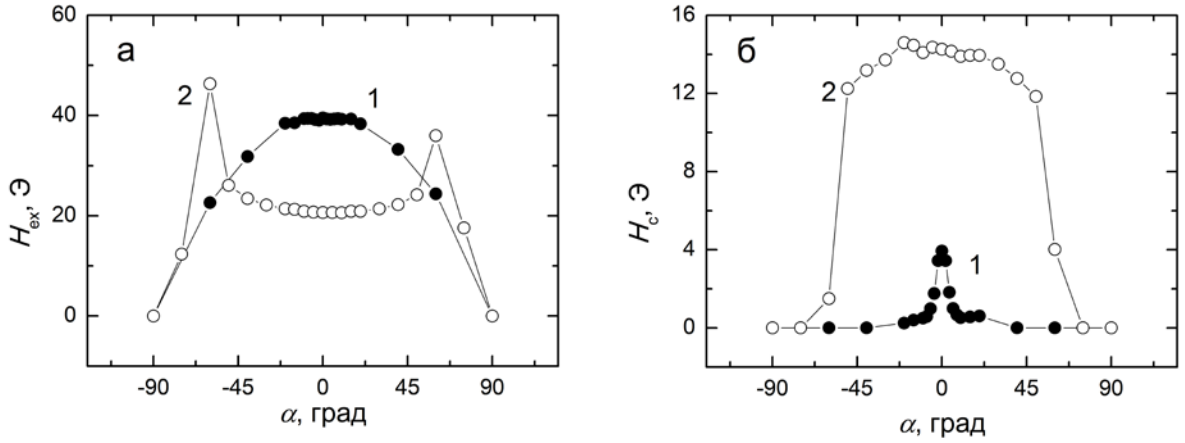


Рис.1. Угловые зависимости поля смещения H_{ex} (*а*) и коэрцитивной силы H_c (*б*) многослойных пленок в исходном состоянии Кривые 1 получены для ферромагнитного слоя $Fe_{20}Ni_{80}$, кривые 2 – $Co_{30}Ni_{70}$.

Как можно видеть, угловые зависимости обеих характеристик для двух материалов имеют кардинальные различия. В случае $Fe_{20}Ni_{80}$, наблюдается плавное снижение H_{ex} в диапазоне от 0 до ±90° и резкое падение H_c уже при 20°, что указывает на слабую наведенную анизотропию, доминирующую однонаправленную анизотропию и является типичным для магнитомягких пленок. Для образца, содержащего ферромагнитный слой $Co_{30}Ni_{70}$, в относительно широком диапазоне углов вблизи α=0 не происходит существенного изменения величин H_{ex} и H_c. Затем при $|\alpha|>30°$ величина поля смещения растет, обнаруживая ярко выраженный максимум при $\alpha=\pm60°$ и резкое падение до нуля при $\alpha=\pm90°$. В то же время коэрцитивная сила плавно снижается в некотором диапазоне углов $|\alpha|>20°$ и резко спадает в районе $\alpha=\pm50°$. Такое поведение $H_{ex}(\alpha)$ и $H_c(\alpha)$ типично для слоев с относительно высоким соотношением констант наведённой и однонаправленной анизотропии, к которым, в частности, относится $Co_{30}Ni_{70}$.

Таким образом, различия в гистерезисных свойствах пленок со слоями $Fe_{20}Ni_{80}$ и $Co_{30}Ni_{70}$ можно, в первую очередь, связать с существенной разницей в характеристиках их магнитной анизотропии. Кроме того, по

характеру угловых зависимостей, представленных на рис.1, можно заключить, что оси наведённой магнитной анизотропии ферромагнитных слоев сонаправлены с осями однонаправленной анизотропии [3]. Интересно отметить, что для пленок с FM = Fe угловые зависимости H_{ex} и H_c показали отличный от нуля угол между указанными осями.

С использованием аналогичной методики исследованы закономерности перемагничивания различных ферромагнитных слоёв в образцах, прошедших термомагнитную обработку при температурах выше и ниже температуры Нееля слоя $Fe_{50}Mn_{50}$. Для интерпретации полученных результатов использована модифицированная модель Стонера-Вольфарта, которая позволила достаточно хорошо описать петли гистерезиса и угловые зависимости H_{ex} и H_c, особенно в области преобладания процессов вращения намагниченности. Описание процессов перемагничивания и, в частности, их асимметрии в условиях преобладания движения доменных границ выполнено на основе детального изучения магнитной доменной структуры в различных магнитооптических модах.

1. F. Hellman, I.K. Schuller et al, Reviews of Modern Physics, **89**, 025006 (2017).
2. В.О. Васьковский, В.Н. Лепаловский, А.Н. Горьковенко, Н.А. Кулеш, П.А. Савин, А.В. Свалов, Е.А. Степанова, Н.Н. Щёголева, А.А. Ювченко. ЖТФ, **85**, 118 (2015).
3. E. Jimenez, J Camarero et al, Appl. Phys. Lett., **95**, 122508 (2009).

ВЛИЯНИЕ НАНОРАЗМЕРНОЙ ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЁНОК Tb-Co С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

З.В. Гринина, Н.А. Кулеш, А.С. Болячкин, В.Н. Лепаловский, В.О. Васьковский

Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург, Россия

Магнитные наноструктуры, в особенности имеющие размер структурных элементов сопоставимый с характерными масштабами дипольного или обменного взаимодействий, в последние годы являются объектом повышенного интереса. Искусственное изменение геометрии объекта на таком масштабе в частности позволяет существенно изменять или комбинировать свойства различных магнитных материалов. Одним из способов такого структурирования является внесение наноразмерных дефектов в виде включений немагнитного материала или отверстий различной формы и размера. В данной работе нами использовалась методика создания гексагональной решетки наноразмерных отверстий в тонкой пленке путем осаждения магнитного материала на поверхность пористой подложки анодированного алюминия. Основной целью проведенного исследования было выявление роли поверхностных дефектов разного типа в модификации процессов перемагничивания слоев с перпендикулярной магнитной анизотропией. Для этого нами были рассмотрены образцы с несколькими типами наноструктурирования: (1) плоская пленка с гексагональной решеткой наноразмерных отверстий, (2) идентичная пленка, имеющая неровности в виде шести симметричных пиков, окружающих каждое отверстие, (3) пленка без отверстий, имеющая неровности в виде гексагональной решетки выпуклостей, референтный образец в виде пленки на ровной стеклянной поверхности (см. изображения поверхностей с соответствующими номерами на рис. 1).

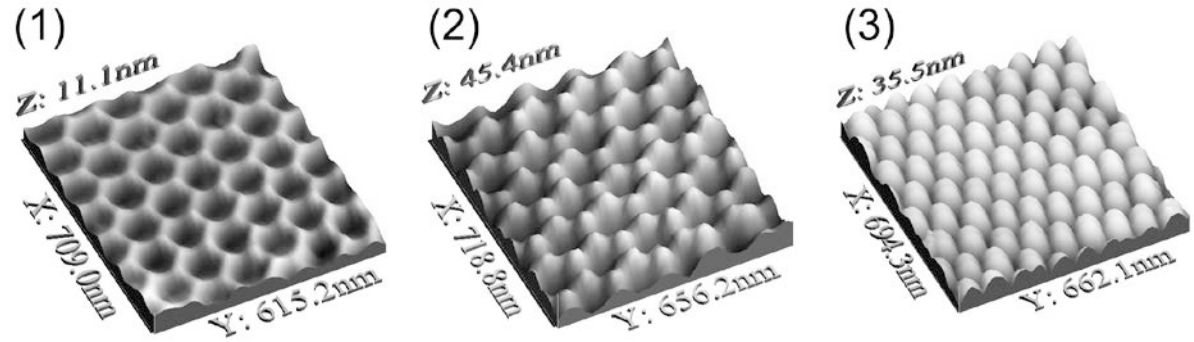


Рисунок 1 Изображения различных типов рельефа поверхности наноструктурированных пленок TbCo (см. описание в тексте), полученные методом атомно-силовой микроскопии.

Выбор ферримагнитной системы Tb-Co обусловлен несколькими причинами. Во-первых, это удобная модельная система для подобного рода исследований благодаря аморфному состоянию материала и возможности тонкой настройки параметров материала путем контроля состава (намагниченность, коэрцитивная сила, магнитная анизотропия) [1]. Во-вторых, слои TbCo представляют интерес с практической точки зрения, поскольку позволяют создавать обменное смещение в прилегающих ферромагнитных слоях с ориентацией намагниченности как в плоскости [2], так и в направлении перпендикулярном плоскости пленки [3] и могут быть использованы в системах записи информации или в устройствах спинтроники.

Структурирующие пористые подложки были подготовлены путем двойного анодирования фольги высокочистого (99,995 %) алюминия [1]. Для этого была использована электрохимическая ячейка с 0,3 М раствором щавелевой кислоты и платиновым катодом. Для дальнейшего сравнительного анализа одна из подложек подвергалась механической полировке. Изначальный диаметр полученных пор составлял 35 нм и был увеличен до 75 нм путем травления в фосфорной кислоте. Расстояние между порами составляло 105 нм. Гексагональное упорядочение пор и указанные размеры были подтверждены данными сканирующей электронной и атомно-силовой микроскопии. Осаждение магнитного материала производилось на пористую поверхность (см. изображения (1) и (2) на рис. 1) или на барьерный оксидный слой (см. изображение (3) на рис. 1).

Аморфные пленки Ta(5нм)/$Tb_{29}Co_{71}$(30нм)/Ta(5нм) были получены методом магнетронного распыления на установке ATC Orion 8 UHV. Напыление сплошных (стеклянная подложка) и наноперфорированных (пористые подложки: неполированная, полированная, обратная сторона) пленок производилось в едином цикле. Технологическое магнитное поле 25 мТл было направлено вдоль плоскости подложек. Для аттестации магнитных свойств главным образом использовались магнитооптическая и магнитно-силовая (МСМ) микроскопии.

В результате был выполнен анализ процессов перемагничивания и характера магнитной доменной структуры для образцов с разным типом структурирования. Пленки, осажденные на полированную пористую подложку, имели повышенную коэрцитивную силу H_c (0.5 Тл против 0.2 Тл у референтного образца) и фактор качества Q [5] по сравнению со сплошной пленкой. Для пленок, осажденных на неполированную пористую подложку, наблюдался аналогичный рост H_c, однако при этом произошло снижение остаточной намагниченности и фактора качества. Пленки, осажденные на барьерный оксидный слой, имели H_c практически идентичную референтному образцу и пониженный фактор качества. Интересно отметить тот факт, что для пленок TbCo эффект присутствия наноразмерных отверстий и выпуклостей оказался аддитивным. Влияние структурирующих подло-

жек является следствием специфической микромагнитной структуры и возникающих локальных полей рассеяния, а также наличия наноразмерных центров пиннинга доменных границ в случае перфорированных структур. С целью получения дополнительной количественной информации, а также описания процессов локального перемагничивания и наблюдаемой доменной структуры, нами было использовано микромагнитное моделирование. Для этого была задана реалистичная геометрия с периодическими граничными условиями (учитывалось обменное и магнитостатическое взаимодействие) в плоскости пленки.

В результате проведенного исследования на примере аморфного ферримагнетика TbCo была продемонстрирована возможность модификации параметров перемагничивания магнитотвердой пленки с перпендикулярной магнитной анизотропии путем создания наноразмерной дефектной решетки. Для методики с применением структурирующих подложек анодированного алюминия разделены и проанализированы вклады дефектов различного типа (решетки отверстий и выпуклостей). Выполнена оценка некоторых параметров наноструктурированных образцов (коэрцитивная сила, характерные размеры и тип доменной структуры, фактор качества Q) и выполнено микромагнитное моделирование, результаты которого позволили качественно описать локальные процессы перемагничивания.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для молодых ученых № МК-1891.2018.2.

1. W. Lee, S.-J. Park. Porous Anodic Aluminum Oxide: Anodization and Templated Synthesis of Functional Nanostructures // Chem. Rev. 2014

2. M.H. Tang, Z. Zhang etc. Interfacial exchange coupling and magnetization reversal in perpendicular [Co/Ni]N/TbCo composite structures// Scient.Rep 2015

3. N. Kulesh, K. Balymov etc. Magnetic and magnetoresistive properties of Fe10Ni90/Tb-Co films with modified interlayer interface// JMMM 2016

4. H. Masuda, K. Fukuda. Ordered metal nanohole arrays made by a two-step replication of honeycomb structures of anodic alumina// Science 1995

5. A. Hubert, R. Schafer. Magnetic Domains // Springer-Verlag 1998

ПОЛУЧЕНИЕ, СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ Al_2O_3/Ge-p/Al_2O_3/Co

А.В. Кобяков[1,2], И.А. Турпанов[2], Г.С. Патрин[1,2], Р.Ю. Руденко[1,2], В.И. Юшков[1,2], Н.Н. Косырев [2]

[1] *Сибирский федеральный университет, проспект Свободный, 79, Красноярск, Российская Федерация, 660041.*
[2] *Институт физики им.Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, Академгородок, Красноярск, Российская Федерация, 660036.*

В последнее время актуальной проблемой остается исследование механизмов, ответственных за формирование физических свойств тонкопленочных структур в системах ферромагнитный металл/диэлектрик /полупроводник (ФММ/Д/ПП). Так, для получения таких структур с требуемыми свойствами, довольно сложной задачей является получение качественных границ раздела (интерфейсов) между слоями. Поэтому изучение влияния границ раздела слоев на формирование структуры, ее физические свойства, в частности, магнитные свойства, и, как в следствии, на спинзависимый транспорт является довольно актуальной задачей [1-3]. Для исследования выбраны образцы Al_2O_3/Ge-p/Al_2O_3/Co.

Структуры Al_2O_3/Ge-p/Al_2O_3/Co были получены методом ионно-плазменного напыления при базовом давлении $P = 10^{-6}$ Tor в атмосфере аргона. В качестве материала подложки использовался кремний (001), предварительно очищенный методом ионно-плазменного травления в рабочей камере, непосредственно перед процессом напылением. Было получено 2 типа образцов: 1 тип образцов с более низкими скоростями напыления, 2 тип с более высокими. Отличие скоростей осаждения для Al_2O_3 в 10 раз, а для Ge-p и Co в 5 раз. Толщина кобальта 1000 А. Также получены пленки чистого кобальта на аналогичную подложку предварительно очищенную методом ионно-плазменного травления с теми же скоростями напыления.

Нами были получены ТЕМ изображение поперечного сечения структуры на просвечивающем электронном микроскопе Hitachi HT7700. Исследована структура поверхности пленок на атомном силовом микроскопе Veeco Multi Mode. Проведены магнитные измерения методом магнитооптического эффекта Керра (NanoMOKE–2) и на СКВИД-магнетометре (MPMS_XL фирмы “Quantum Design”).

Обнаружено, что для 1 типа образцов шероховатость кобальта R_a для системы Al_2O_3/Ge-p/Al_2O_3/Co уменьшается до 3-4 А, Для 1 типа образцов шероховатость на границах между последующими слоями изменяется слабо, а для пленок 2 типа увеличивается очень резко.

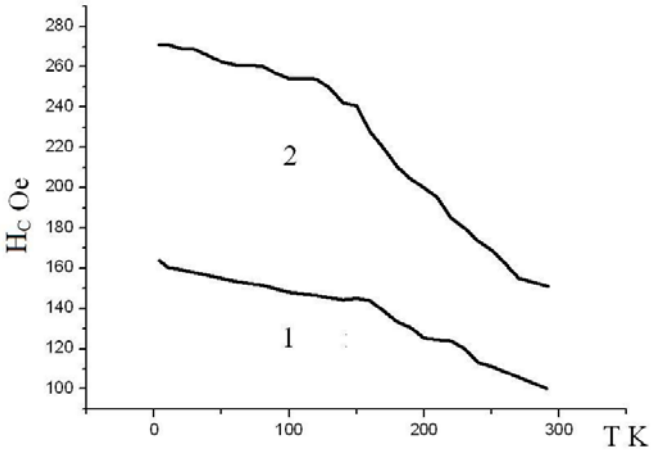


Рис.1. Зависимость коэрцитивной силы от температуры, образцы 1 и 2 типа: Al_2O_3/Ge-p/ Al_2O_3/Co.

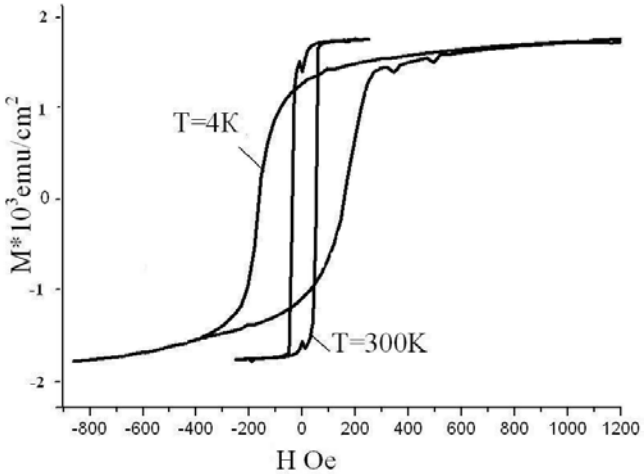


Рис.2. Петли гистерезиса для чистого слоя кобальта при T=300K и T=4K 1 тип образцов (медленные);

Из магнитных измерений, выяснено, что при одной и той же скорости напыления кобальта чистого и в системе Al_2O_3/Ge-p/Al_2O_3/Co (рис 1 – кривая 1, рис 2) его коэрцитивная сила отличается в два и более раз в зависимости от температуры. Как известно [4], при уменьшении скорости осаждения кобальта доля гексагональной фазы уменьшается, и появляются дополнительные фазы. Таким образом, изменение коэрцитивной силы в системах Al_2O_3/Ge-p/Al_2O_3/Co связано с анизотропией на интерфейсе.

Настоящие исследования ведутся при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-02-00161-а).

1 Y. Xuan, Y.Q. Wu, H.C. Lin, T. Shen, Peide D. Ye. IEEE Electron. Dev. Lett., 28, 935 (2007).
2 П.В. Середин, Д.Л. Голощапов, А.Н. Лукин, А.С. Леньшин, А.Д. Бондарев, И.Н. Арсентьев, Л.С. Вавилова, И.С. Тарасов Физика и техника полупроводников, (2014), том 48, вып. 11
3 Л.А. Крушинская, Я.А. Стельмах. Вопр. атомной науки и техники. Сер.: Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники, № 19, 92 (2011).
4 G.S. Patrin, I.A. Turpanov, A.V. Kobyakov, D. A. Velikanov, K.G. Patrin, L.A. Li,V. K. Mal'cev, S. M. Zharkov, V.I. Physics of the Solid State V.56.-N.2.-P.301-307, (2014).

НЕКОЛЛИНЕАРНЫЕ МАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ И НЕОДНОРОДНЫЕ МОДЫ ФМР В СВЕРХРЕШЕТКЕ Fe/Gd

Ю.В. Красникова,[1*] А.О. Савицкий,[1] А.Б. Дровосеков,[1] Д.И. Холин,[1] Н.М. Крейнес,[1] Е.А. Мануйлович,[1] В.В. Проглядо,[2] М.В. Рябухина,[2] Е.А. Кравцов[2]

[1]*Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, РАН, Москва, Россия*
[2]*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*
[*]*krasnikova.mipt@gmail.com*

Изучение магнитной динамики в слоистых структурах на основе переходных и редкоземельных металлов в последнее время вызывает повышенный интерес в связи с возможностью применения подобных систем для реализации сверхбыстрого перемагничивания с помощью фемтосекундных лазерных импульсов [1]. Слоистые структуры Fe/Gd являются искусственными ферримагнетиками, демонстрирующими богатую фазовую диаграмму [2]. Из-за сильного антиферромагнитного взаимодействия на границе Fe-Gd и относительно малой величины магнитной жесткости в слоях Gd, достаточно сильное магнитное поле может инициировать неоднородное распределение намагниченности в слоях Gd («скошенное состояние»).

В данной работе, мы изучали свойства сверхрешетки $[Fe(35\ Å)/Gd(50\ Å)]_{12}$, выращенной методом магнетронного напыления на стеклянной подложке. Наличие слоистой структуры исследуемого образца и высокое качество межслойных границ (среднеквадратичная шероховатость ~ 4 Å) было подтверждено с помощью методов рентгеновской дифракции и рефлектометрии. Измерения статической намагниченности, магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) и ферромагнитного резонанса (ФМР) были выполнены в широком температурном диапазоне 4–300 К.

Изучение кривых намагничивания и МОЭК сверхрешетки Fe/Gd показало наличие точки компенсации при температуре $T_{comp} \approx 90$ K. В слабом поле, приложенном в плоскости пленки, в исследуемой структуре реализуется коллинеарная фаза с намагниченностью слоев Fe, ориентированной либо вдоль магнитного поля (при $T > T_{comp}$), либо против поля (при $T < T_{comp}$). Увеличение магнитного поля сначала приводит к разрушению коллинеарной магнитной фазы у поверхности сверхрешетки («поверхностная скошенная фаза»). В более высоких полях происходит переход к «объемной» скошенной фазе. Измерения МОЭК, выполненные со стороны пленки и со стороны подложки, позволили идентифицировать объемные и поверхностные скошенные состояния и выяснить условия их реализации в зависимости от температуры и магнитного поля.

Исследование ФМР в частотном диапазоне 7–37 ГГц показало наличие в рассматриваемой системе двух ветвей резонансного поглощения

(Рис. 1). Низкочастотная (высокополевая) ветвь соответствует однородной моде магнитных колебаний сверхрешетки. Высокочастотная (низкополевая) ветвь демонстрирует наличие щели в спектре при H=0 и соответствует существенно неоднородной «обменной» моде магнитных колебаний.

Экспериментальные данные, полученные различными методами, были проанализированы в рамках модели среднего поля [2,3] и показали хорошее согласие с результатами расчета. Результирующая H–T магнитная фазовая диаграмма исследуемой сверхрешетки Fe/Gd представлена на Рис. 2.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №18-37-00182-«мол_а»).

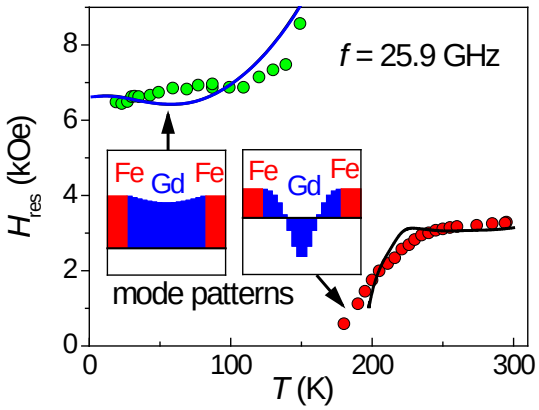


Рис.1. Поле резонанса как функция температуры. Точки – эксперимент, линии – расчет в модели среднего поля.

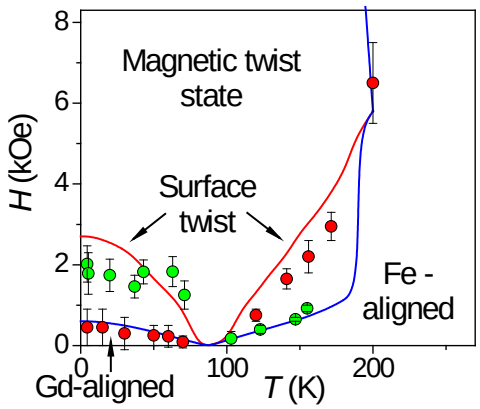


Рис.2. Магнитная H–T фазовая диаграмма. Точки – эксперимент, линии – расчет в модели среднего поля.

1. S. Mangin, et al., Nat. Mater. 13, 286 (2014).
2. R.E. Camley, Handbook of Surface Science 5, 243–295 (2015).
3. A.B. Drovosekov, et al., J. Phys.: Condens. Matter 29, 115802 (2017).

ОДНОНАПРАВЛЕНАЯ АНИЗОТРОПИЯ В ПЛЁНОЧНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ С МОДИФИЦИРОВАННЫМ МЕЖСЛОЙНЫМ ИНТЕРФЕЙСОМ

Е.В. Кудюков[1], К.Г. Балымов[1], О.А. Аданакова[1], Н.А. Кулеш[1], В.О. Васьковский[1,2]

[1]*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*
[,2]*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*

Многослойные пленочные структуры являются объектом исследовательского интереса на протяжении нескольких десятков лет. Большую популярность они приобрели благодаря специфике физических свойств, реализующихся в наноструктурированных средах с управляемой магнитной структурой. Ярким примером такого рода свойств, причём нашедшим важное практическое применение, служит однонаправленная анизотропия [1]. Это явление состоит в закреплении магнитных моментов магнитомягких слоёв многослойной структуры вдоль определённого направления. Такое закрепление возникает в результате обменной связи этих слоёв с антиферромагнитными или ферримагнитными слоями, магнитное состояние которых обладает повышенной устойчивостью по отношению к внешнему магнитному полю.

Эффективность межслойной обменной связи в большой мере зависит от структурно-химического состояния переходной области между слоями – межслойного интерфейса. Это обстоятельство можно использовать для целенаправленного регулирования функциональных свойств сред с однонаправленной анизотропией и, прежде всего, поля обменного смещения H_{ex}, которое характеризует сдвиг петли гистерезиса магнитомягкого слоя по оси магнитного поля. К числу сред с однонаправленной анизотропией, в частности, относятся пленки $Fe_{10}Ni_{90}$/TbCo, в которых ферромагнитный слой $Fe_{10}Ni_{90}$ является закреплённым, а ферримагнитный магнитотвёрдый слой TbCo – источником закрепления. [2]. Данная работа посвящена исследованию гистерезисных свойств плёнок $Fe_{10}Ni_{90}$/TbCo с модифицированным межслойным интерфейсом. Такая модификация производилась путём селективного отжига $Fe_{10}Ni_{90,}$ или за счёт введения ультратонких прослоек Ti, Tb, Ni, Fe.

Пленочные структуры типа $Fe_{10}Ni_{90}$/TbCo/Ti получены методом высокочастотного ионно-плазменного распыления. Толщины слоев $Fe_{10}Ni_{90}$ и TbCo составляли 50 и 110 нм соответственно. Толщина прослоек Ti, Tb, Ni, Fe варьировалась в пределах 0.3 – 3 нм. Слой Ti имел толщину 5 нм и выполнял защитную функцию. Измерение состава слоев осуществлялось на спектрометре Nanohunter методом рентгентофлуоресцентного анализа. Содержание Tb в слое Tb-Co несколько колебалось от образца к образцу, но лежало в пределах 27÷30 ат.%. Это обеспечивало реализацию аморфного

состояния и ферримагнитной структуры в системе Tb-Co с доминирующей ролью магнитной подрешётки Tb и достаточно высокой коэрцитивной силой слоя. Процедура селективного отжига состояла в термомагнитной обработке слоя $Fe_{10}Ni_{90}$, которая проводилась перед осаждением на него слоя Tb-Co в вакууме при температурах до 500 °С. Магнитные измерения выполнены на вибромагнитометре LakeShore 7407 VSM. Шероховатость отожжённых однослойных плёнок $Fe_{10}Ni_{90}$, использовавшаяся при оценке модификации интерфейсов в слоистых структурах, определялась из сканов поверхности на атомно-силовом микроскопе Probe Nanolaboratory NTEGRA Therma.

На рис.1,а показаны зависимости поля обменного смещения плёнок $Fe_{10}Ni_{90}$/X/TbCo/Ti от толщины прослоек X= Ti, Tb, Ni, Fe при комнатной температуре. Видно, что прослойки различных металлов оказывают разное и в целом качественно прогнозируемое влияние на величину H_{ex}. Немагнитный Ti вызывает монотонное и относительно резкое уменьшение обменной связи с увеличение толщины прослойки L_{spacer}. Тербий, являющийся при комнатной температуре также немагнитным металлом, тем не менее приводит к более плавному снижению H_{ex}. Вероятно, при толщинах менее 1 нм он испытывает упорядочивающее влияние со стороны прилегающих слоёв. Введение ферромагнитных прослоек в значительном интервале толщин вообще не сказывается на H_{ex}.

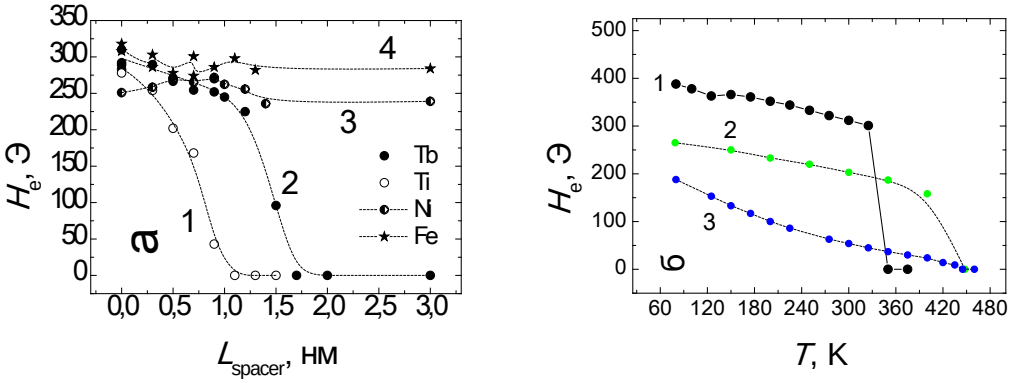


Рис.1. Зависимости поля смещения от толщины различных прослоек (а) и температуры (б) для образцов без прослойки (кривая 1), с прослойкой Ti толщиной 0,7 нм (кривая 2) и прослойкой Tb толщиной 1,5 нм (кривая 3)

Интересно, что наличие прослоек Ti и Tb значительно расширяет температурный диапазон существования обменного смещения. Это видно из сравнения зависимостей $H_{ex}(T)$, показанных на рис.1,б. Такой эффект обусловлено тем, что отсутствие обменного смещения в образце без прослойки при T>330 К связано не с разрывом межслойной связи, а с уменьшением коэрцитивной силы слоя TbCo. В результате реализуется не раздельное, а совместное перемагничивание ферромагнитного и ферримагнитного слоёв. Введение прослоек ослабляет обменную связь и тем самым расширяет температурный диапазон послойного перемагничивания.

Другим способом влияния на однонаправленную анизотропию может быть варьирование шероховатости межслойного интерфейса, которая коррелирует с эффективной площадью контакта слоёв. В данной работе для этого использовался селективный отжиг слоя $Fe_{10}Ni_{90}$. Как показал предварительный эксперимент, шероховатость поверхности однослойных плёнок R_q значительно возрастает в результате термообработки при температурах T_{SA}>300°C (рис.2, кривая 2). Причиной этого, по-видимому, является резкое увеличение среднего размера зёрен в результате активной рекристаллизации, наблюдающейся в плёнках 3d-металлов при соответствующем отжиге [3]. В противоположность этому низкотемпературный отжиг приводит к некоторому снижению R_q, которое может отражать повышенную подвижность поверхностных атомов при температурах, предваряющих начало масштабной рекристаллизации.

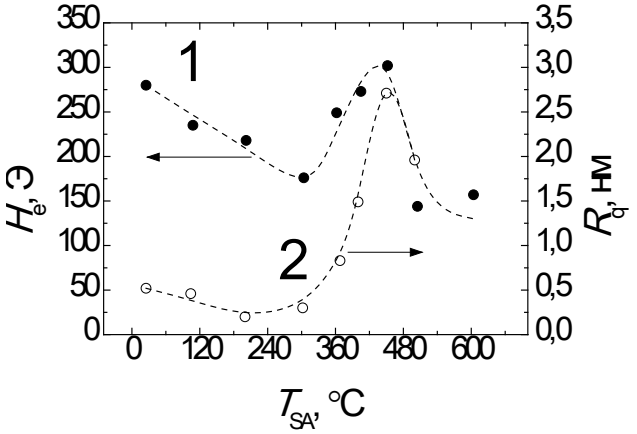


Рис.2. Зависимости поля смещения (кривая 1) плёнки $Fe_{10}Ni_{90}$/TbCo/Ti и шероховатости поверхности плёнки$Fe_{10}Ni_{90}$ (кривая 2) от температуры селективного отжига

Зависимость поля обменного смещения в плёнке $Fe_{10}Ni_{90}$/TbCo/Ti от температуры селективного отжига показана на рис.2 (кривая 1). Нужно констатировать, что между кривыми $H_{ex}(T_{AS})$ и R_q (T_{AS}) имеет место весьма хорошее качественное согласие. Причём оно наблюдается как в области больших T_{SA}, которой соответствует повышенная шероховатость интерфейса, так и при низких T_{SA}, когда отжиг, по-видимому, сглаживает интерфейс.

В целом представленные результаты показывают тесную связь однонаправленной анизотропии с состоянием межслойных поверхностей в плёночных наноструктурах и дают основу для целенаправленного регулирования обменного смещения в функциональных средах на основе редкоземельносодержащих закрепляющих слоёв.

1. J. Nogues, I. Shuller. JMMM, **192**, 203 (1999).
2. A. Svalov, K. Balymov, A. Fernandez et. al. Journal of nanoscience and nanotechnology, **12**, 7566 (2012).
3. В.О. Васьковский и др. Металлофизика. **13** (1991) 107.

ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИЦИОННО МОДУЛИРОВАННЫХ ПЛЕНОК $FeMn/Fe_{20}Ni_{80}$

В.Н. Лепаловский[1], О.А. Аданакова[1], А.Н. Горьковенко[1], А.В. Свалов[1], В.О. Васьковский[1,2]

[1)] *Уральский Федеральный университет, Екатеринбург, Россия*
[2)] *Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*

Пленки на основе бислоев $FeMn/Fe_{20}Ni_{80}$ относятся к числу распространенных функциональных сред [1]. Их определяющими свойствами являются обменное смещение и магнитный гистерезис ферромагнитного слоя $Fe_{20}Ni_{80}$, которые формируются при его взаимодействии с антиферромагнитным слоем FeMn и характеризуются полем обменной связи H_{ex} и коэрцитивной силой H_c. Данная работа посвящена исследованию возможности тонкого регулирования указанных параметров за счет введения между основными слоями тонких прослоек различных материалов.

Эксперимент выполнен на многослойных пленочных структурах $Ta(5)/Fe_{20}Ni_{80}(5)/Fe_{50}Mn_{50}(20)/\mathbf{X}/Fe_{20}Ni_{80}(40)/Ta(5)$, полученных методом магнетронного распыления в присутствии однородного технологического магнитного поля, параллельного поверхности стеклянных подложек Corning. При исследовании акцент делался на свойствах внешнего слоя пермаллоя толщиной 40 нм, который отделялся от закрепляющего слоя FeMn прослойками различных материалов (**X** = Ta, Gd, Cu, Si, Al_2O_3). Остальные элементы слоистой структуры выполняли вспомогательную роль.

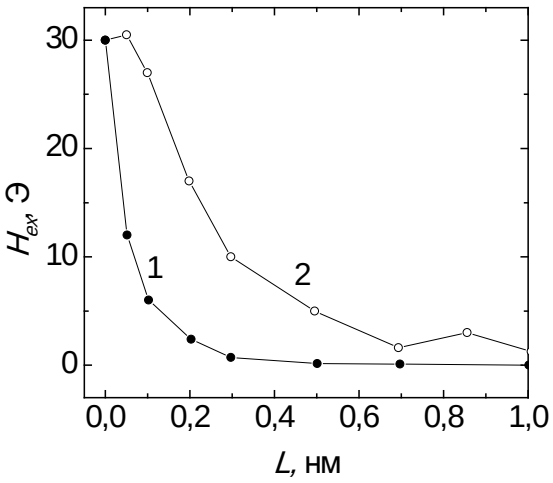


Рис.1. Зависимости поля обменного смещения от толщины прослоек Ta (кривая 1) и Gd (кривая 2)

По магнитооптическим петлям гистерезиса, которые измерялись вдоль оси анизотропии, заданной технологическим полем при получении пленок, определены зависимости величин H_{ex} и H_c от толщины прослоек L. Установлено, что введение прослоек, как и следовало ожидать, ведет к монотонному уменьшению H_{ex} с увеличением L. Однако скорость этого изменения, как видно из примера, приведенного на рис. 1, зависит от материала прослойки. Кроме того, пленки с разным **X** отличаются по уровню коэрцитивной силы. В работе выполнен анализ выявленных различий.

1. А. Ферт, УФН, **178**, 1336 (2008).

НАВЕДЕННАЯ МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК Fe-M-Cu-Si-B (M: Nb, W, NbMo)

Е.А. Михалицына, В.А. Катаев, В.Н. Лепаловский, А.Д. Путинцев

Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург, Российская Федерация

Магнитными свойствами сплавов типа Finemet ($Fe_{73,5}Nb_3Cu_1Si_{13,5}B_9$) эффективно управляют с помощью термомагнитной обработки, при которой охлаждение материала происходит в присутствии насыщающего магнитного поля. Термомагнитная обработка приводит к тому, что в материале возникает наведенная одноосная анизотропия с осью легкого намагничивания вдоль направления приложенного в процессе отжига внешнего магнитного поля. В тонких пленках магнитную анизотропию можно создать путем их конденсации в магнитом поле.

В быстрозакаленных лентах сплавов типа Fe-M-Cu-Si-B к наиболее вероятной причине формирования наведенной анизотропии относят направленное упорядочение пар атомов [1]. Однако, в тонких пленках пониженная размерность объектов исследования, влияние подложки и поверхности, могут оказывать влияние на формирование наведенной анизотропии [2–4]. В частности, подложка может фиксировать возникающие в процессе напыления пленки напряжения, частично или полностью определяющие направление осей анизотропии.

В данной работе магнитная анизотропия тонких пленок была исследована на образцах сплавов $Fe_{73,5}Nb_3Cu_1Si_{13,5}B_9$, $Fe_{73,5}W_3Cu_1Si_{13,5}B_9$ и $Fe_{72,5}Nb_{1,5}Mo_2Cu_{1,1}Si_{14,2}B_{8,7}$ толщиной от 10 до 200 нм. Рентгеноаморфные пленки исследуемых сплавов были получены методом высокочастотного ионно-плазменного напыления в присутствии магнитного поля напряженностью 100 Э, ориентированного в плоскости образцов.

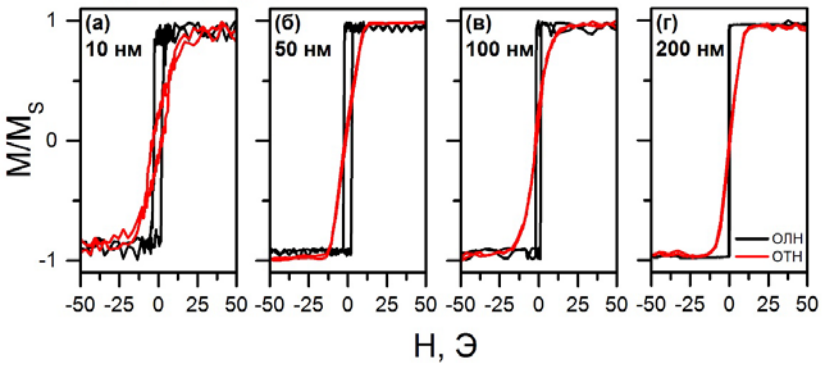


Рис.1. Магнитооптические петли гистерезиса пленок сплава $Fe_{73,5}Nb_3Cu_1Si_{13,5}B_9$ толщиной а) 10, б) 50, в) 100 и г) 200 нм в состоянии после получения, измеренные вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН) и перпендикулярно к ней (ОТН) в плоскости пленок

На рис. 1 представлены магнитооптические петли гистерезиса пленок толщиной 10, 50, 100 и 200 нм, измеренные вдоль направления, совпадающего с направлением приложенного во время напыления поля, и пер-

пендикулярно данному направлению. Видно, что для всех пленок в двух взаимно перпендикулярных направлениях формы петель отличаются. Вид петель гистерезиса и имеющиеся изображения доменной структуры явно указывают на присутствие наведенной одноосной анизотропии во всех образцах тонких пленок в исходном состоянии, количественно характеризуемую полем анизотропии H_A. Толщина пленок не оказывает заметного влияния на H_A.

С целью исследования влияния условий термообработки на магнитную анизотропию пленки отжигались при температурах 350, 400 и 450 °С в течение 30 минут в присутствии технологического магнитного поля, приложенного вдоль оси легкого намагничивания, наведенной в процессе получения пленок.

Для всех толщин пленок после отжига при 350 °С, когда образцы по-прежнему находятся в рентгеноаморфном состоянии, наблюдается уменьшение величины коэрцитивной силы H_c (см. рис. 2, на котором представлены петли пленок двух характерных толщин). Вероятно, это происходит в результате релаксации неоднородных внутренних напряжений, имеющихся в пленках в состоянии после получения. Наряду с уменьшением H_c, также уменьшается различие вида петель гистерезиса, измеренных вдоль и поперек ОЛН, свидетельствуя о снижении поля H_A. Несмотря на то, что при отжиге, включая этап охлаждения, присутствовало магнитное поле, одноосная анизотропия пленок только уменьшается и вновь не наводится.

После отжига при температуре 400 °С форма петель гистерезиса, полученных при перемагничивании вдоль и поперек приложенного в процессе отжига поля, становится одинаковой, указывая на то, что одноосная анизотропия при отжиге снимается и, по-прежнему, вновь не наводится. При этом H_c увеличивается для «тонкой» пленки, свидетельствуя о начале структурных изменений в ней, и достигает наименьших значений для «толстой». В результате термообработки при 450 °С продолжает наблюдаться отсутствие наведенной анизотропии (см. рис. 2), а коэрцитивная сила пленок резко возрастает.

На основании приведенных результатов можно сделать вывод, что в процессе получения пленок формируется наведенная одноосная анизотропия, которая в процессе последующего отжига, несмотря на присутствие магнитного поля, снимается и вновь не наводится. При этом изменение структурного состояния вследствие релаксации внутренних напряжений и начало кристаллизации не оказывают влияния на наведение анизотропии.

Пленки после осаждения и после отжига при температурах 350-400°С находятся в одинаковом структурном состоянии – рентгеноаморфном. То, что в результате данного отжига в поле анизотропия не наводится, указывает на то, что наведение анизотропии при получении пленок происходит не за счет механизма направленного парного упорядочения, как это имеет место в лентах сплавов системы FeMCuSiB, но за счет иного меха-

низма. Возможной причиной формирования анизотропии может являться магнитострикционная деформация, возникающая в пленке в процессе ее осаждения в поле и закрепленная подложкой. При этом нагрев до 350-400°С, выше температуры Кюри аморфной пленки, в условиях отсутствия спонтанной намагниченности и активизации релаксационных процессов приводит к одновременному снятию магнитострикционной деформации и снижению внутренних напряжений, что и ведет к частичному или полному исчезновению одноосной анизотропии с одновременным уменьшением H_c.

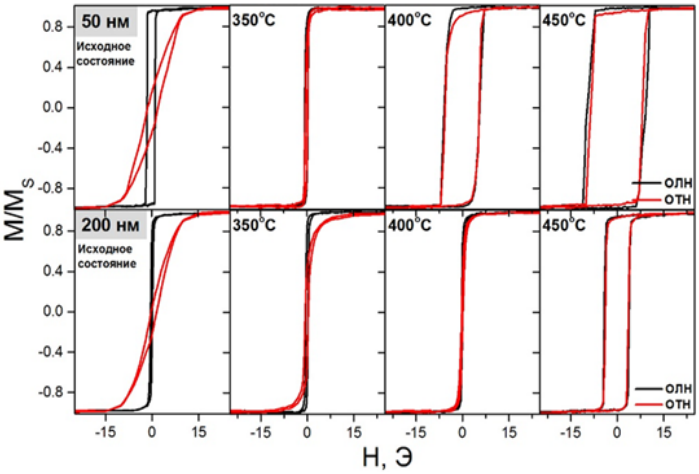


Рис.2. Магнитооптические петли гистерезиса отожженных пленок $Fe_{73,5}Nb_3Cu_1Si_{13,5}B_9$ толщиной 50 и 200 нм, измеренные вдоль и поперек ОЛН

Отжиг пленок при 400-450 °С (в зависимости от толщины) вызывает начальный этап кристаллизации. В образовавшихся зернах αFe-Si после отжига в присутствии магнитного поля, следовало бы ожидать, как и в лентах, наведение анизотропии посредством механизма направленного упорядочения атомов. Однако, этого не происходит, наблюдается лишь увеличение H_c пленок. Увеличение H_c, по-видимому, связано с усилением пиннинга доменных границ на мелких зернах новой фазы, а отсутствие анизотропии можно было бы связать с малой долей кристаллической фазы. Однако проведение дополнительного отжига пленок толщиной 20 и 200 нм при 500 °С, 30 минут с последующим медленным охлаждением в течение 2 часов также не привело к формированию наведенной анизотропии. Это указывает на то, что кристаллизация пленок сопровождается быстрым насыщением возникающих зерен кремнием с приближением их к состоянию изотропного атомного упорядочения. В этом случае диффузия Si не позволяет сформировать выделенное направление внутри зерен, что на макроскопическом уровне выражается в отсутствии анизотропии пленок.

1. Ч. Грэхэм. Магнитные свойства металлов и сплавов. Москва: Издательство иностранной литературы (1961).
2. S. Thomas, J. Phys. D: Appl. Phys., 41 (2008).
3. F. Zighem, J. Appl. Phys., 116 (2014).
4. T. M. L. Alves, J. Appl. Phys., 117 (2015).

ВЛИЯНИЕ БУФЕРНОГО СЛОЯ ПЕРМАЛЛОЯ НА СТРУКТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ И ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЁНОК FeNi/NiMn/FeNi

М.Е. Москалев[1], В.Н. Лепаловский[1], Л.И. Наумова[1,2], В.О. Васьковский[1,2]

1) Уральский федеральный университет, Екатеринбург,
2) Институт физики металлов, УрО РАН, Екатеринбург

Многослойные плёнки на основе антиферромагнитных слоёв NiMn имеют высокий потенциал практического применения в сфере спинтроники [1,2]. Это обусловлено эффектом обменного смещения, наблюдаемым в системах с обменно-связанными антиферромагнитным и ферромагнитным слоями [3]. Эффект заключается в сдвиге петли гистерезиса ферромагнетика по оси полей и сопровождается повышенным магнитным гистерезисом. Наличие обменного смещения в плёнках напрямую связано со структурным состоянием слоя NiMn, которое, в свою очередь, зависит от состава и условий его осаждения. Активную роль в формировании структуры NiMn и, в частности, в образовании антиферромагнитных фаз играет кристаллохимическое состояние буферных слоёв, предшествующих слою NiMn. В данной работе исследуется роль буферного слоя FeNi как фактора, влияющего на структуру и гистерезисные свойства плёнок FeNi/NiMn/FeNi.

В работе исследовались многослойные плёнки, полученные методом магнетронного распыления на установке Orion-8, со следующей структурной формулой: стекло/Ta(5)/$Fe_{20}Ni_{80}$(L)/Ni_xMn_{100-x}(20)/$Fe_{20}Ni_{80}$(40)/Ta(5). В этой структуре слой пермаллоя варьируемой толщины L рассматривался как буферный. Остальные слои имели фиксированные значения толщины, которые приведены в скобках в нанометрах. Величина L изменялась в пределах 5÷40 нм в каждой из трёх серий образцов с разным составом слоёв Ni-Mn (x = 9; 27; 49ат.%). Он задавался путём подбора соответствующих скоростей осаждения Ni и Mn в режиме сораспыления однокомпонентных мишеней. Контроль химического состава плёнок осуществлен с помощью рентгеновского флуоресцентного спектрометра Rigaku NanoHunter. Для аттестации структурного состояния образцов применялась рентгеновская дифрактометрия, проводившаяся на Дрон-3М. Гистерезисные свойства, к которым помимо коэрцитивной силы H_c отнесено поле обменного смещения H_{ex}, определялись по магнитооптическим петлям гистерезиса. Они измерялись на Керр-микроскопе Evico Magnetics вдоль оси анизотропии, сформированной технологическим магнитным полем при получении плёнок.

Эксперимент показал, что обменное смещение, причём в обоих слоях пермаллоя, имеет место только в одной из трёх серий плёнок при

x=27ат.%. Зависимости величин H_{ex} и H_c от толщины нижнего (буферного) слоя FeNi показаны на рис.1. Видно, что в области L<20нм характеристики верхнего слоя пермаллоя претерпевают значительные изменения, но затем стабилизируются. Данные рентгеноструктурного анализа позволят связать наличие обменного смещения с антиферромагнитной фазой Ni-Mn, обладающей г.ц.к. структурой (γ-Mn) и кристаллической текстурой (111). С учётом этого наблюдающиеся изменения H_{ex} и H_c при варьировании L можно рассматривать как следствие структурных преобразований, инициированных буферным слоем. То, что в противоположность верхнему слою FeNi поле обменного смещения в самом буферном слое с ростом L снижается, отражает не ослабление межслойной обменной связи, а рост магнитного момента этого слоя.

Отсутствие обменного смещения в плёнках других серий, вероятно, связано с особенностями фазовой диаграммы системы Ni-Mn, определяющей относительно узкий концентрационный диапазон существования антиферромагнитной фазы γ-Mn. Однако и в этих образцах буферный слой проявляет своё структурообразующее действие, которое, в частности, отражается на коэрцитивной силе верхнего слоя. С использованием совокупности рентгеновских и магнитометрических данных в работе выполнен анализ корреляции между структурными состояниями различных слоёв многослойных плёнок.

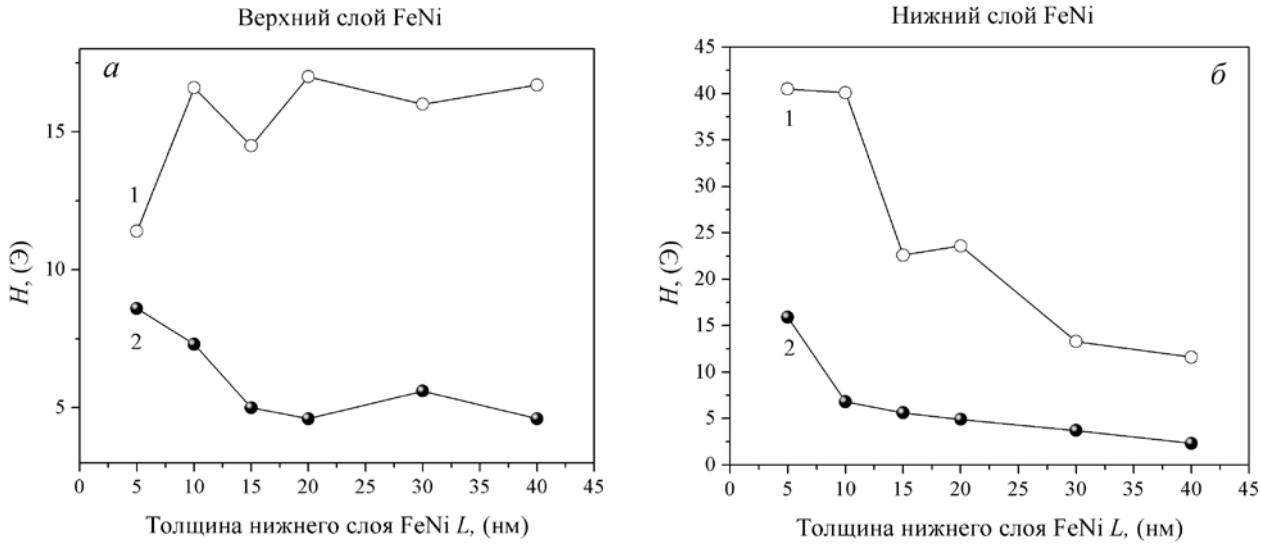


Рис. 1. Зависимости поля обменного смещения (кривые 1) и коэрцитивной силы (кривые 2) для различных слоёв FeNi от толщины нижнего (буферного) слоя FeNi в пленках с x = 27 ат.%.

1. Y.Y. Wang, et. al., Prog. Nat. Sci. Mater. Int., **27** n.**2**, 208 (2017).
2. L. Jogschies, et. al. Sensors, **15** n.**11**, 28665 (2015).
3. F. Radu, H. Zabel. "Exchange bias effect of ferro-/antiferromagnetic heterostructures." Magnetic heterostructures. Springer, Berlin, Heidelberg, 97-184 (2008).

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК ИЗ ИЗМЕРЕНИЙ ВРАЩАЮЩЕГО МОМЕНТА

Х.О. Уринов, А.Н. Салахитдинов, Х.Б. Мирзокулов
Самаркандский филиал Ташкентского университета информационных технологий имени Мухаммада ал-Хоразми

В работах $[1-3]$ показана возможность определения намагниченности магнитного поля, когда угол между направлением магнитного поля и плоскостью пленки составляет 45^0, однако в линеаризации конечных выражений не учтен вклад во вращающий момент констант магнитной кристаллографической анизотропии. Предлагаемая методика определения намагниченности пленок из измерений вращающих моментов устраняет указанные выше недостатки.

В настоящее время для определения намагниченности пленок чаще всего используют методику, основанную на измерении зависимости вращающего момента пленки от напряженности магнитного поля, когда управление магнитного поля составляет с плоскостью пленки малый угол $[2]$. Конечное выражение для определения намагниченности и константы перпендикулярной анизотропии $K_{\perp}^{'}$ имеет вид:

$$\Psi H/L = 1/MV + H/2\ K_{\perp}^{'}V \qquad (1)$$

где $K_{\perp}^{'} = 2\pi M^2 + K_u$ (K_u – константа наведенной магнитной анизотропии); $\bar{L} = V[M \times H]$ - есть врашающий механически момент действующий на нить со стороны образца подвешенной на нити в магнитном поле H ; V- магнитный объем образца. На рис 1 показано положение пленочного образца во внешнем магнитном поле.

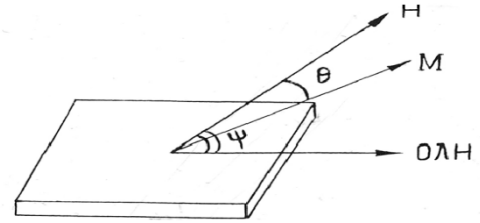


Рис. 1 Положение пленочного образца во внешнем магнитном поле.

Выражение (1) представляет собой линейную зависимость экспериментально измеренной кривой $\psi\frac{H}{L}$ от велечины магнитного поля. Строя график этой зависимости и экстраполируя к H=0, получим по оси ординат

$$\left(\frac{\psi H}{L}\right)_{H=0} = \frac{1}{MV} \qquad (2)$$

и по тангенсу угла наклона экстраполированной прямой $\frac{\psi H}{L}$.H – определям $2K_{\perp}V$. Эта методика хорошо зарекомендовала себя для исследования свойств монокристаллических пленок ферромагнитных металлов и сплавов, однако она не пригодна для изучения свойств

пленок слабомагнитных веществ – слабых ферромагнетиков, кристаллов с треугольной или геликоидальной магнитными структурами и др.

Рассмотрим магнитную часть плотности свободной энергии пленки кубического кристалла во внешнем магнитном поле напряженностью H:

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + E_4 \quad (2)$$

где $E_1 = 2\pi M^2 L_3^2$ – плотность энергии анизотропии формы пленки;
$E_2 = K_u L_3^2$ – плотность энергии наведенной магнитной анизотропии;
$E_3 = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2)$ – плотностъ энергии магнитной кристаллографической анизотропии;
$E_4 = -(MH)$ – плотность энергии взаимодействия намагниченности с внешним магнитным полем;
α_i – направляющие косинусы вектора намагниченности относителъно главных осей кристалла; K_u – константа наведенной магнитной анизотропии; K_1 – первая константа магнитной кристаллографической анизотропии; M – намагниченность пленки.

Если одна из главных осей кристалла (001) совпадает с нормалью к плоскости пленки, то выражение (2) может быть приведено к виду

$$E = K_\perp \sin^2(\psi - \theta) + K_1 \sin^2(\psi - \theta)\cos^2(\psi - \theta) - MHV\cos\theta \quad (3)$$

где $K_1 = 2\pi M^2 - K_u$
ψ – угол между направлением магнитного поля и плоскостью пленки ;
θ – угол отставания вектора намагниченности от направления магнитного поля.

$$K_\perp \sin 2(\psi - \theta) + \frac{1}{2}K_\perp \sin 4(\psi - \theta) - MHV\sin\theta = 0 \quad (4)$$

Поскольку, по определению,

$$L = MHV\sin\theta \quad (5)$$

то, можно показать,

$$L = K_\perp \sin 2(\psi - \theta) + \frac{1}{2}K_\perp \sin 4(\psi - \theta) \quad (6)$$

Рассмотрим случай, когда направление магнитного поля образует угол с плоскостью пленки 45^0 :

$$\cos 2\theta = \frac{K_\perp}{L} + \frac{K_1}{L\sin 2\theta} \quad (7)$$

или

$$L = K_\perp \cos 2\theta + \frac{1}{2}K_1 \sin 4\theta \quad (8)$$

Величины $\cos^{-1} 2\theta$ и $\sin 2\theta$ при фиксированном L, $K_\perp$ и K_1 связаны линейной зависимостъю. Пересечение этой прямой с кривой $\cos^{-1} 2\theta = \frac{I}{\sqrt{1-\sin^2 2\theta}}$ однозначно определяет угол отставания вектора намагниченности от направления поля, а следователъно, и M согласно (5). Реализация изложенной методики иллюстрируется номограммой на рис.2.

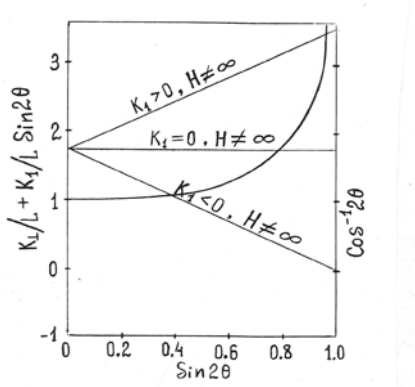


Рис. 2. Номограмма.

Эксперимент проводится следующим образом. Традиционным способом с помощью разложения вращающего момента в ряд Фурье находятся константы магнитной анизотропии K_1 и $K_\perp$. Далее при фиксированном угле ψ=45^0 измеряется вращающий момент и по номограмме строится зависимость (8) , по пересечению которой с кривой $\cos^{-1} 2\theta\,(\sin 2\,\theta)$ определяется угол θ. Намагниченность пленки находятся из выражения (5) по известным и измеренным значениям H и L.

В рис. 3 представлены результаты измерений намагниченности (M) для монокристаллических пленок никеля и кобальта, нанесенные методом химических транспортных реакций на подложку фтористого лития

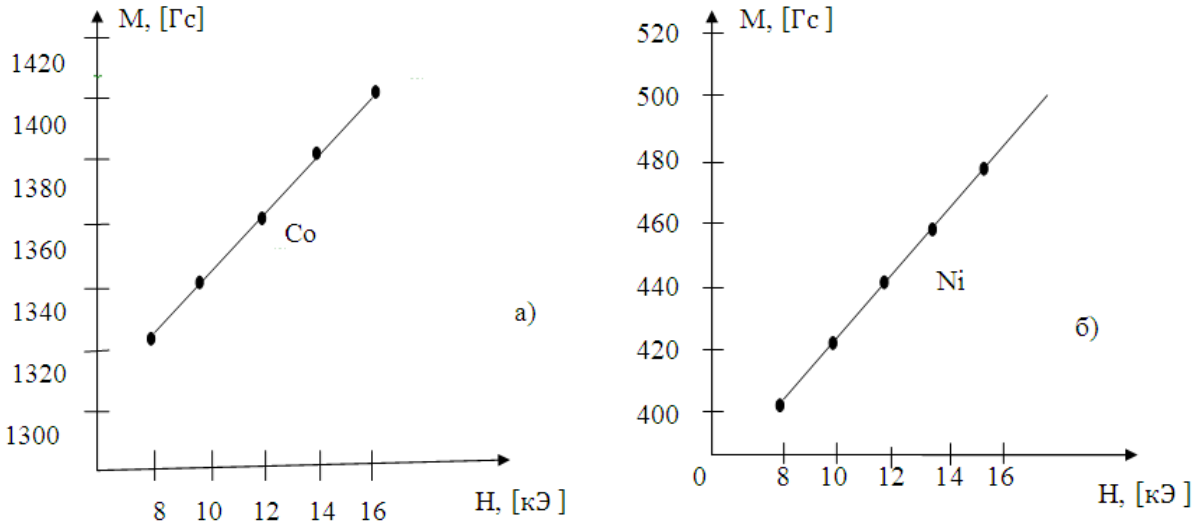


Рис. 3. Измерения намагниченности насыщения монокристаллических пленок а) Co и б) Ni

Как видно из рис. 2, в больших полях намагниченность, измеренная данной методикой, хорошо согласуется с соответствующими данными для этих материалов. Это свидетельствует о выполнение условий однородного вращения. Измерение вращающего момента пленок проводили на анизометре в интервале магнитных полей 4 - 16 кЭ при комнатной температуре.

1. Бабкин Е.В., Уринов Х.О. Анизотропия магнитокалорического эффекта в ферромагнитных кристаллах. // ФТТ, 1990.- Т .32, вып .4.- С. 689-694.
2. Бабкин Е.В., Баранов Г. И. , Уринов Х.О. Магнитное охлаждение композиционного ферромагнетика . //- Письма в ЖТФ , 1991.- Т. 17, вып.5. – С.10-12.
3. Бабкин Е.В., Уринов Х.О. Рабочее тело магнитной холодильной машины. Авт. Свид. № 1746161 8.03.1992.

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЁНОК НА ИЗМЕРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ PPMS DynaCool

Е.А. Степанова[1], Е.В. Смирнова[1], В.О. Васьковский[1,2]

[1]*Уральский Федеральный университет, Екатеринбург, Россия*
[2]*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия*

В ряду современных магнитных материалов прочно закрепились многослойные магнитные плёнки с обменным смещением, нашедшие техническое применение в сферах магнитной сенсорики и спинтроники [1]. Тем не менее, исследовательский интерес к ним остаётся достаточно высоким и, в частности, ориентированным на адекватную аттестацию температурной чувствительности специфических функциональных свойств. К числу таких свойств, в первую очередь, относится однонаправленная анизотропия, величина которой характеризуется полем обменного смещения H_e. Обычно H_e определяют как поле сдвига центра петли магнитного гистерезиса $M(H)$ по оси полей. Однако аналогичную информацию можно получить и из магниторезистивных петель гистерезиса $R(H)$, которые отражают изменение электросопротивления проводника в зависимости от взаимной ориентации в нём намагниченности и оси протекания тока [2]. Более того, анализ магниторезистивных петель позволяет получить определённые сведения о пространственном перераспределении намагниченности в ходе процесса перемагничивания плёнок с однонаправленной анизотропией. Для традиционных магнитометрических методик это значительно более сложная измерительная задача, особенно при широком варьировании температуры.

В данной работе исследовались свойства слоёв пермаллоя ($Fe_{20}Ni_{80}$) в составе многослойных плёночных структур, полученных методом магнетронного распыления в присутствии однородного магнитного поля. Толщина этих слоёв составляла 40 нм. Подложками служили стёкла Corning. Исследуемые образцы имели форму полосок (2x20 мм), длинная сторона которых была параллельна оси магнитной анизотропии, формировавшейся при получении плёнок. Электросопротивление измерялось четырёхзондовым методом. Электрические контакты с металлической поверхностью образцов обеспечивались с помощью токопроводящего клея. Измерение магниторезистивных петель гистерезиса проводилось в диапазоне температур 5÷350 К. на измерительном комплексе Physical Property Measurement System (PPMS), реализующем технологию охлаждения DynaCool и оснащённым сверхпроводящим соленоидом с индукцией магнитного поля до 9 Тл.

На рис.1 показана типичная зависимость $R(H)$ для плёнки $Ta/Fe_{20}Ni_{80}/Ta$, измеренная вдоль оси анизотропии при температуре T=5 К. Два выраженных минимума на ней в силу чётности эффекта анизотропии магнитосопротивления показывают, что процесс перемагничивания происходит с образованием магнитных фаз, в которых намагниченность неколлинеарна оси анизотропии. Положение минимумов на оси магнитного поля можно соотнести с коэрцитивной силой H_c (см. схему на рис.1), а асимметрию их формы связать с наличием вкладов в изменение намагниченности как от вращения намагниченности, так и от смещения доменных границ. На рис.2 (кривая 1) в качестве иллюстрации показана зависимость $H_c(T)$ для плёнки, содержащей один магнитный слой ($Fe_{20}Ni_{80}$).

Магниторезистивная петля, приведённая на рис.1, имеет ещё одну особенность – она смещена по оси полей на величину $H_{см}$ относительно точки H=0 (см. схему на рис.1). Это смещение обусловлено не свойствами образца, а наличием в сверхпроводящем соленоиде так называемого «вмороженного магнитного поля», которое присутствует даже при отключённом питании. Эту особенность можно игнорировать, если исследуемый образец не имеет внутреннего магнитного смещения. Но она сильно затрудняет эксперимент на образцах с однонаправленной анизотропией. На рис.2 (кривая 1) показана зависимость $H_{см}(T)$, полученная в условиях воспроизведения магнитной предыстории соленоида при каждом измерением магниторезистивной петле. Как видно в области T>50 К величина $H_{см}$ стабилизируется и составляет ~19,5 Э.

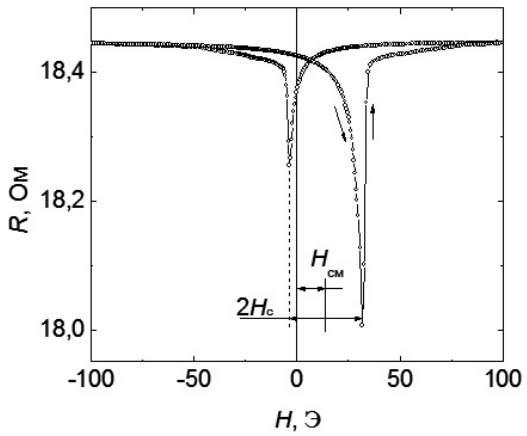


Рис. 1. Магниторезистивная петля гистерезиса плёнки $Fe_{20}Ni_{80}$ при температуре 5 К

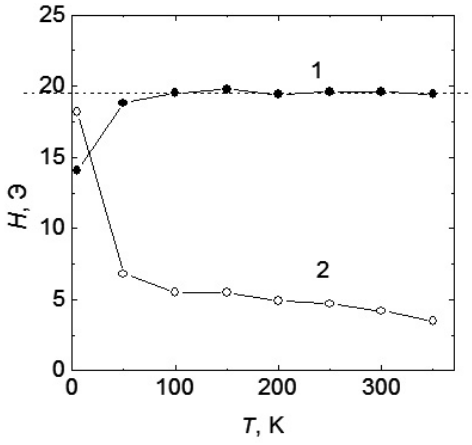


Рис. 2. Зависимости эффективного поля смещения петли гистерезиса и коэрцитивной силы плёнки $Fe_{20}Ni_{80}$ от температуры. Штриховой линией обозначен уровень остаточного поля сверхпроводящего соленоида.

Изложенные особенности методики были учтены при анализе результатов температурного исследования свойств плёнок, включающих обменносвязанные слои типа FeMn/T/$Fe_{20}Ni_{80}$, где T= Ta, Gd. В таком сочетании антиферромагнитный слой FeMn оказывает «закрепляющее» действие на намагниченность ферромагнитного («закреплённого) слоя $Fe_{20}Ni_{80}$, а прослойки (T) призваны модифицировать это взаимодействие. На рис.3 показаны температурные зависимости поля обменного смещения H_e в плёнках с разными прослойками. Как видно, они имеют качественно различный ход. Это, по-видимому, отражает тот факт, что прослойка Ta является парамагнитной во всём диапазоне температур, а прослойка Gd при понижении температуры может переходить из парамагнитного в ферромагнитное состояние. В работе выполнен анализ причин, обуславливающих тот или иной ход зависимостей $H_e(T)$.

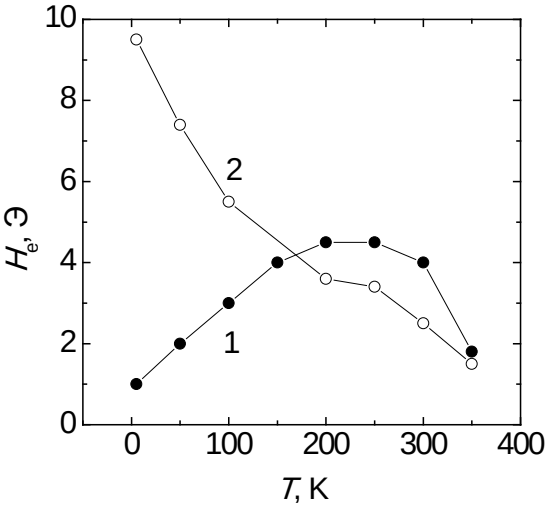


Рис.3. Зависимости поля обменной связи от температуры в плёнках с прослойками Ta (кривая 1) и Gd (кривая 2)

1. F. Hellman, I.K. Schuller et al. Rev. Mod. Phys. **89**, (2017). 025006.
2. Himanshu Fulara et al. Appl.Phys.Lett. **101** (2012) 142408.

МАГНИТНЫЕ КРИСТАЛЛЫ В ВИДЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ С ДИФРАКЦИОННЫМИ РЕШЕТКАМИ

А.И. Стогний[1], Н.Н. Новицкий[1], Т.О. Будько[1], А.В. Беспалов[2], О.Л. Голикова[2]

[1]ГО НПЦ НАН Беларуси по материаловедению
[2]Московский технологический университет (МИРЭА)

Магнонные кристаллы (рис. 1) так названы из-за принудительно созданной периодической решетки в пленке феррит-граната, приводящей к дифракционному характеру распространения в них собственных магнонных колебаний (спиновых волн) с характерным для них, по аналогии с дифракцией рентгеновских волн на кристаллической решетке, законом Брэгга. Его отличительная особенность – наличие запрещенных зон в спектре спин-волновых возбуждений. Их передача в полупроводниковых структурах – основная проблема спинтроники, не решенная в настоящее время в достаточном для практических применений виде.

Для взаимодействия с СВЧ-волнами диапазона частот 2–18 ГГц были предложены мета-материалы в виде 1D (рис. 1а) и 2D (рис. 1б) магнонных кристаллов размером до 10×10 мм. Здесь дифракционная решетка изготавливается непосредственно в пленке $Y_3Fe_5O_{12}$**,** период бездефектного травления профилей относится к фундаментальным задачам.

Предложено использовать для травления анизотропных профилей в пленках феррит-гранатов многослойные маскирующие слои на основе А1/АЮ$_X$ и метод травления низкоэнергетическими ионными пучками кислорода. Были получены анизотропные профили глубиной до 3,5 мкм, чего оказалось достаточно для формирования сквозных анизотропных профилей травления в совершенных эпитаксиальных пленках феррит-гранатов толщиной свыше 2 мкм. В результате стал доступным для экспериментальной реализации ряд фундаментальных проблем, связанных с распространением спиновых волн в структурах с неоднородным профилем [1–2]. В частности, оказались возможными реализация безинерционного переключения направления движения спиновых волн (спиновых ключей), развитие подходов к их возбуждению при отсутствии внешнего магнитного поля. Эти результаты важны для создания элементной базы информатики нового поколения, базирующейся на спиновых волнах.

Актуальна проблема получения пленок $Y_3Fe_5O_{12}$ на подложках коммерчески востребованных полупроводников на площади поверхности более 10 см$_2$ при неравномерности менее 10% по толщине в диапазоне толщин от 10 до 100 нм. Анализ литературных данных показывает, что наиболее известный метод получения качественных пленок $Y_3Fe_5O_{12}$– лазерная абляция, или PLD [3]. Его принципиальная особенность состоит в том, что

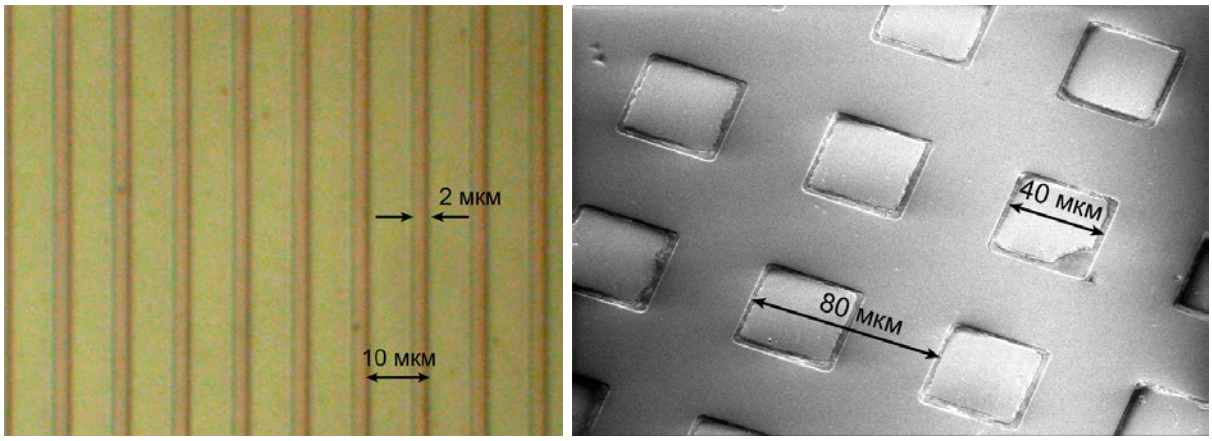


Рис.1. а – 1D-магнонный кристалл с периодом структуры 10 мкм, шириной канавки 2 мкм и глубиной 1,4 мкм; б – 2D-магнонный кристалл 40×40 мкм с периодом 80 мкм.

он не позволяет создавать пленки площадью более 1–2 см^2. Ранее также сообщалось об использовании ионного распыления больших по площади мишеней для получения качественных пленок $Y_3Fe_5O_{12}$. Тем не менее указанная задача остается актуальной до сих пор. Общепринято мнение, что пленки $Y_3Fe_5O_{12}$ толщиной 10–100 нм на подложках кремния и AIIIBV материалов с исходной шириной линии ферромагнитного резонанса ~10 Э на частоте 9,4 ГГц имеют широкие перспективы для применения в спин-волновой микроэлектронике. Нами разработан многостадийный метод ионно-лучевого распыления для получения больших по площади пленок $Y_3Fe_5O_{12}$ с востребованными характеристиками. Под многостадийностью здесь понимается разделение процессов осаждения и кристаллизации, формирования зародышевого слоя $Y_3Fe_5O_{12}$ с последующей его кристаллизацией и повторное осаждение-кристаллизация псевдоэпитаксиального слоя $Y_3Fe_5O_{12}$ с требуемыми свойствами.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ, проекты Ф16Р–085 и Ф16Р–086.

1. V.D. Bessonov, M. Mruczkiewicz, R. Gieniusz, U. Guzowska, A. Maziewski, A.I. Stognij, and M. Krawczyk, Physical Review B, **91**, 104421 (2015).

2. R. Gieniusz, P. Gruszecki, M. Krawczyk, U. Guzowska, A. Stognij & A. Maziewski, Scientific Reports | 7: 8771 | DOI:10.1038/s41598-017-06531-2.

3. Г.Д. Нипан, А.И. Стогний, В.А. Кецко, Успехи химии, **81**, 458 (2012).

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ МАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА КОЭРЦИТИВНУЮ СИЛУ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЁНОК НА ОСНОВЕ Fe

Е.В. Харин, Е.Н. Шефтель, В.А. Теджетов

Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Россия

Магнитно-мягкие металлические плёнки – важнейший функциональный материал, используемый при производстве устройств современной и перспективной микроэлектроники. Это – системы записи и хранения информации, телекоммуникационные системы, системы ориентации и перемещения объектов, датчики и преобразователи магнитных полей и др. Основными тенденциями развития микроэлектроники являются миниатюризация, быстродействие устройств, высокая чувствительность к слабым магнитным полям. В связи с этим магнитно-мягкие металлические плёнки должны обеспечивать определённый комплекс физических свойств, среди которых: низкая коэрцитивная сила H_c и максимально возможная индукция насыщения B_s. Низкая коэрцитивная сила H_c достигается в плёнках магнитно-мягких сплавов на основе Fe, в которых при получении методом магнетронного осаждения или при последующем отжиге формируется нанокристаллическая структура с размером ферромагнитного зерна меньше длины обменного взаимодействия. Такая структура обеспечивает, как описано в модели случайной магнитной анизотропии (MCMA), снижение эффективной магнитной анизотропии, что в рамках моделей магнитного гистерезиса приводит к уменьшению коэрцитивной силы. В соответствии с MCMA, величина коэрцитивной силы H_c описывается зависимостью

$$H_c \sim K_{eff}^4 (D_{grain})^6 / (M_s A^3), \qquad (1)$$

где D_{grain} – размер зерна, $K_{eff} = H_a M_s / 2$ – локальная (на масштабе зерна) магнитная анизотропия, H_a – поле локальной магнитной анизотропии, M_s – намагниченность насыщения, A – обменная энергия. Значения этих параметров определяют экспериментальными методами. Зависимость величины H_c от четырёх параметров означает, что её величину можно уменьшить не только за счёт уменьшения размера зерна, но и за счёт изменения значений других параметров, входящих в зависимость (1). При этом полезно иметь наглядное представление вкладов каждого параметра в величину H_c.

Целью данной работы было, используя один из статистических методов анализа эксперимента, применяемый для оптимизации и моделирования различных процессов, response surface methodology (RSM), и построение диаграммы Парето, позволяющей отразить процентное соотношение набора различных величин, наглядно представить влияние размера зерна D_{grain}, поля локальной магнитной анизотропии H_a и намагниченности насыщения M_s на величину коэрцитивной силы H_c.

В работе исследованы пленки химических составов Fe, $Fe_{90}N_{10}$, $Fe_{95}Zr_5$, $Fe_{85}Zr_5N_{10}$, $Fe_{77}Zr_7N_{16}$, полученные из мишеней Fe и $Fe_{95}Zr_5$ методом высокочастотного реактивного магнетронного распыления [1].

Для определения намагниченности насыщения M_s экспериментально полученная для каждой плёнки в полях больше 2 kOe кривая намагничивания $M(H)$ была построена в координатах $M - H^{-2}$ (рис. 1). Согласно теории корреляционной магнитометрии, в условиях, когда автокорреляции намагниченностей соседних зёрен (МСМА) подавлены внешним магнитным полем, зависимость $M(H^{-2})$, рис. 1, описывается уравнением, вытекающим из закона Акулова,

$$M = M_s\,[1 - (1/2)(a^{1/2}H_a / H)^2], \qquad (2)$$

где a – дисперсия локальных осей анизотропии, которая в данном исследовании неизвестна, поэтому поле локальной магнитной анизотропии определяем как $a^{1/2}H_a$ – среднеквадратичная флуктуация эффективного поля локальной магнитной анизотропии, коэффициент 1/2 (поправка Хольштейна-Примакова) в формуле (2) используется при измерениях в полях $H << 4\pi M_s$ (~20 kOe для Fe). Экстраполяция линейной в координатах $M - H^{-2}$ зависимости $M(H^{-2})$ к $H^{-2} = 0$, т.е. к полю $H = \infty$, даёт величину намагниченности насыщения M_s, а тангенс наклона асимптоты – величину $a^{1/2}H_a$.

Применив метод RSM, основанный на аппроксимации произвольной зависимости эмпирическим полиномом второй степени, зависимость $H_c = f(D_{grain}, a^{1/2}H_a, M_s)$ может быть представлена функцией с тремя независимыми переменными x_i и слагаемыми, описывающими их пары:

$$y = b_0 + b_1x_1 + b_2x_2 + b_3x_3 + b_{12}x_1x_2 + b_{13}x_1x_3 + b_{23}x_2x_3 + b_{11}x_1^2 + b_{22}x_2^2 + b_{33}x_3^2. \qquad (3)$$

Для сравнения влияния переменных D_{grain}, $a^{1/2}H_a$ и M_s, их значения, полученные для всех исследованных плёнок, были нормированы делением на максимальные значения соответствующих переменных. В результате регрессионного анализа данных был получен полином

$$H_c^m = 68 + 215D_{grain} - 291a^{1/2}H_a - 154M_s - 63D_{grain}a^{1/2}H_a + 264D_{grain}M_s + 277a^{1/2}H_a M_s - 443D_{grain}^2 + 93(a^{1/2}H_a)^2 + 76M_s^2. \qquad (4)$$

Чтобы проверить адекватность моделирования коэрцитивной силы с помощью уравнения (4), в него были подставлены нормированные данные и рассчитаны величины H_c^m (рис. 2), которые сравнили с измеренными величинами H_c. Из рис. 2 видно, что упрощение степенной зависимости (1) до квадратичной (4) даёт удовлетворительный результат в диапазоне величин $H_c \approx$ 1-100 Oe.

Для построения диаграммы Парето (рис. 3) были рассчитаны вклады P_n в коэрцитивную силу каждого слагаемого полинома (4):

$$P_n = 100(b_n^2/\Sigma b_n^2),\ n \neq 0, \qquad (5)$$

где b_n – коэффициенты полинома (4). При построении диаграммы Парето величины P_n отсортировывали по убыванию.

Как видно из рис. 3, величина P для D_{grain}^2 более чем в два раза превышает вклад любого другого слагаемого. Это означает, что степенная за-

висимость от размера зерна даёт наибольшее влияние на величину коэрцитивной силы H_c, и далее в порядке убывания: локальная магнитная анизотропия $a^{1/2}H_a$, а затем – их произведения на намагниченность насыщения $a^{1/2}H_aM_s$ и $D_{grain}M_s$. Эти четыре слагаемых (первые четыре столбца на рис. 3) дают накопленную долю $\Sigma P_n > 80\%$ в коэрцитивной силе (горизонтальная линия на рис. 3).

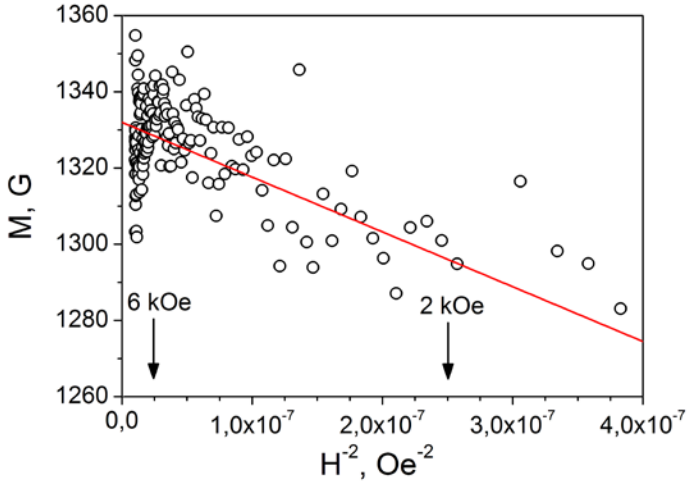


Рис. 1. Экспериментально полученная для плёнки $Fe_{90}N_{10}$ зависимость $M(H)$, представленная в координатах $M - H^{-2}$. Сплошная линия – уравнение (2).

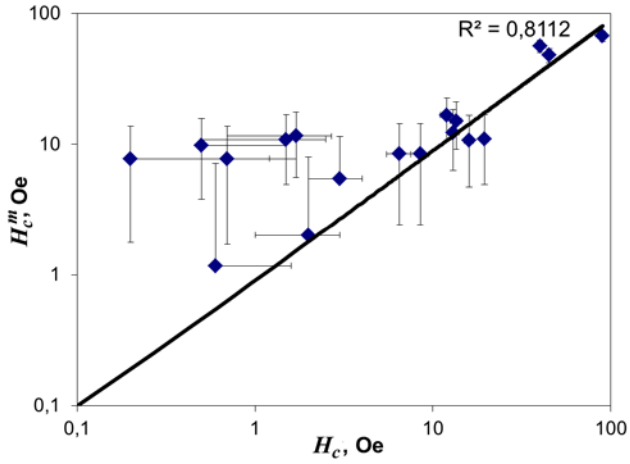


Рис. 2. Сравнение измеренной коэрцитивности H_c (ось абсцисс) и предсказанной H_c^m (ось ординат). Сплошная линия – их равенство.

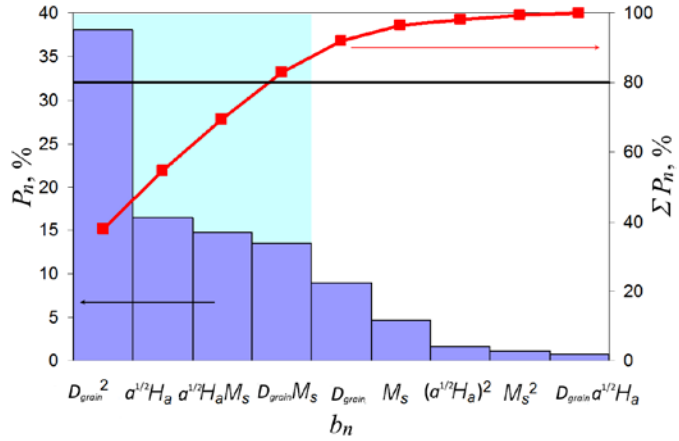


Рис. 3. Диаграмма Парето для слагаемых уравнения (4).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (18-03-00502а).

1. Е.В. Харин, Е.Н. Шефтель, В.А. Теджетов, ПЖТФ, **44**, №10, 29 (2018).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ МОДЕЛИ МАГНИТНОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

К.Ш. Хизриев [1,2], А.К. Муртазаев [1,2]

[1] *Институт физики им. Х.И.Амирханова ДНЦ РАН, Махачкала, Россия*
[2] *Дагестанский Государственный Университет, Махачкала, Россия*

Магнитные сверхрешетки Fe/V с тонкими чередующимися слоями магнитного и немагнитного вещества являются удобными объектами для изучения эффектов, связанных с размерностью системы в многослойных структурах. Минимальная толщина слоев Fe, при которой она остается магнитной, составляет два атомных монослоя, причем температура Кюри зависит не только от количества магнитных монослоев, но и от толщины слоев немагнитного ванадия.

Особый интерес представляют сверхрешетки, в которых направление намагниченности соседних магнитных слоев антипараллельно, т.е. системы с отрицательным обменным взаимодействием. Именно в таких системах наблюдается эффект гигантского магнетосопротивления. Антиферромагнитное межслойное взаимодействие в сверхрешетках Fe/V имеет место при толщинах прослойки ванадия 13-14 монослоев и железа 2-3 монослоя. Для таких сверхрешеток удается подобрать диапазон давлений водорода, при котором межслойное обменное взаимодействие меняется от антиферромагнитного к ферромагнитному, проходя через ноль. Имеется целый ряд экспериментальных исследований магнитных сверхрешеток Fe/V и других, в которых реализовано такое непрерывное обратимое изменение межслойного взаимодействия и исследовано его влияние на магнитный фазовый переход.

Имеется целый ряд экспериментальных исследований магнитных сверхрешеток Fe/V и других, в которых реализовано такое непрерывное обратимое изменение межслойного взаимодействия и исследовано его влияние на магнитный фазовый переход [1,2].

Таким образом, магнитные сверхрешетки, в частности сверхрешетки Fe/V, представляют собой уникальные системы, удобные для исследования динамики фазовых переходов при изменении размерности системы. Однако шероховатость интерфейсов, перемешивание атомов в процессе эпитаксиального роста и другие структурные дефекты могут качественно изменить магнитное поведение и должны быть адекватно учтены при интерпретации экспериментальных данных.

Все эти проблемы можно преодолеть, если проводить численный эксперимент.

Нами для исследования магнитных свойств наноразмерных систем предложена модель магнитной сверхрешетки $Fe_2/V_{13}/Fe_3$ с чередующими

магнитными (два и три монослоя Fe) и не магнитными (тринадцать монослоев V) слоями. Обменные взаимодействия между ближайшими соседями в магнитных слоях и Fe_2, и Fe_3 носят ферромагнитный характер, и определяется параметром $J_{\parallel}$ (внутрислойное обменное взаимодействие). Имеется также взаимодействие $J_{\perp}$ между атомами из слоев Fe_2 и Fe_3 через слои ванадия (межслойное взаимодействие). Его величина и знак может изменяться в зависимости от толщины немагнитной прослойки. Межслойное взаимодействие для нашей модели имеет отрицательный знак. Ранее нами [3] исследованы различные модели Fe/V с положительным межслойным обменным взаимодействием.

Гамильтониан нашей модели был представлен в виде

$$H = -\frac{1}{2}\sum_{i,j} J_{\parallel}(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) - \frac{1}{2}\sum_{i,k} J_{\perp}(S_i^x S_k^x + S_i^y S_k^y) - m_0 H_0 \sum_i S_i^x$$

где первая сумма учитывает обменное взаимодействие каждого магнитного атома с ближайшими соседями внутри слоя, вторая – с атомами соседних слоев через немагнитную прослойку, а третья сумма – взаимодействие с внешним магнитным полем H_0, направление которого бралось вдоль оси Ox; $S_j^{x,y}$ – проекции спина локализованного на узле j. В модели сверхрешетки предполагается планарная ориентация спинов. Предложенная модель учитывает все магнитные и кристаллографические особенности реальных магнитных сверхрешеток Fe/V [10-12].

Для этих моделей рассчитаны температурные и полевые зависимости намагниченности, теплоемкости и восприимчивости. Эти же термодинамические величины исследованы в зависимости от величины соотношения межслойного и внутрислойного обменов. Построены фазовые диаграммы. Обнаружено несколько основных типов температурной зависимости самопроизвольной (результирующей) намагниченности в модели магнитной сверхрешетки $Fe_2/V_n/Fe_3$ при различных значениях межслойного обменного взаимодействия.

Хотя в теории Нееля различные типы температурных зависимостей намагниченности можно наблюдать только при условии если концентрации магнитных атомов в подрешетках и значения внутри- и межподрешеточных взаимодействий различаются, в нашей модели изменение одного параметра (межслойного обмена) приводит к появлению нескольких типов зависимости намагниченности от температуры. По-видимому, это связано с наличием в тройных слоях магнитных атомов, у которых имеется полный набор соседей. А это приводит к тому, что двойные и тройные слои испытывают фазовый переход при разных температурах.

1. V.Leiner, K.Westerholt, B.Hjorvarsson, et.al., J. Phys. D: Appl. Phys. **35**, 2377 (2002).
2. T.Burkert, P.Svedlindh, G.Andersson, et.al., Phys. Rev. B **66**, 220402 (2002).
3. K.Sh.Khizriev, A.K.Murtazaev, V.M.Uzdin, JMMM **300**, e546 (2006).

ИЗМЕНЕНИЯ РЕЗИСТИВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТОНКИХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК МАНГАНИТА, ВЫЗВАННЫЕ ВЛИЯНИЕМ ПОДЛОЖКИ

Т.А. Шайхулов[1], Г.А. Овсянников[1], В.А. Шахунов[1],
В.Л. Преображенский[2,3], N. Tiercelin[3], P.Pernod[3]

[1] *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва,Россия*
[2]*Волновой центр, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*
[3] *Univ. Lille, CNRS, Centrale Lille, ISEN, Univ. Valenciennes, UMR 8520 - IEMN, F-59000 Lille, France*

Редкоземельные манганитные перовскиты структурой $Re_{1-x}A_xMnO_3$ (Re – редкоземельные элементы типа La или Nd), а A- щелочноземельные металлы типа Sr, Ca, Ba) демонстрируют широкий набор необычных электрических и магнитных свойств (см., обзор [1]). Параметры эпитаксиальных пленок этих материалов очень часто существенно отличаются от свойств монокристаллов. Как было показано в ряде работ [1,2], причиной изменения электрических и магнитных параметров является напряжение в пленках, вызванное рассогласованием параметров решетки с подложкой, на которую нанесена пленка. Было показано, что трехмерное сжатие кристаллической решетки увеличивает амплитуду вероятности перескока в модели двойного обмена, что ведет к увеличению температуры Кюри (Tc), в то же время двухосные искажения ян-телеровского типа вызывают усиление локализации электронов и уменьшают температуру Кюри T_c [3,4].

Манганитные пленки, для которых Tc близка к комнатной, особенно привлекательны для практически применений. Ферромагнитный фазовый переход для однофазного кристалла $La_{0.7}Ba_{0.3}MnO_3$ (LBMO) происходит при T_c=345K [5]. В монокристалле LBMO наблюдалась гиганская магнитострикция (до 4 10^{-4}) при температуре, равной температуре Кюри [6]. В пленках LBMO при изменении напряженности пленки возникают множественные резистивные состояния, которые модулируются магнитным полем в широком температурном диапазоне [7]. В настоящей работе исследуется влияние деформирования на резистивные свойства пленки LBMO.

Эпитаксиальные LBMO-пленки толщиной 40−150 nm напылялись на подложки (001) $LaAlO_3$ (LAO), (001) $SrTiO_3$ (STO), (110) $NdGaO_3$ (NGO), (001) ($(LaAlO_3)_{0.3}$ +$(Sr_2AlTaO_6)_{0.7}$) (LSAT), а также $0.79Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3$-$0.21PbTiO_3$ (PMN-PT) толщиной 0.3 mm и ориентацией (011) с помощью лазерной абляции во внеосевой (off axis) геометрии при температуре 600−800◦C и давлении кислорода 0.2−0.5 mBar. Использовался стехиометрический состав смеси для проведения роста эпитаксиальных пленок.

На температурных зависимостях сопротивления всех исследованных пленок с уменьшением температуры ниже комнатной наблюдался пик сопротивления при $T=T_M$, типичный для манганитов (см. рис.1). При низких

температурах (T<100K) удельное сопротивление всех образцов выходило температурах сопротивление выходит на асимптотическое значение, которое определяется процессами рассеяния на примесях, дефектах, границах зерен, спиновых волнах и доменных стенках [8,9]. Наибольшее значение T_M =283 K наблюдалось для LBMO, выращенных на подложках STO, которые имеют наименьшее рассогласование подложки и пленки (-0,13%).

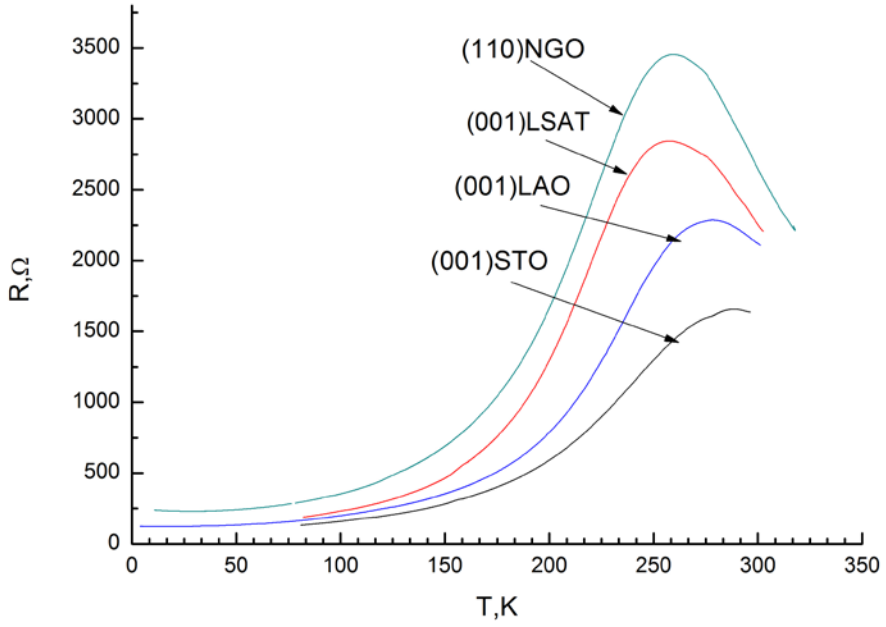
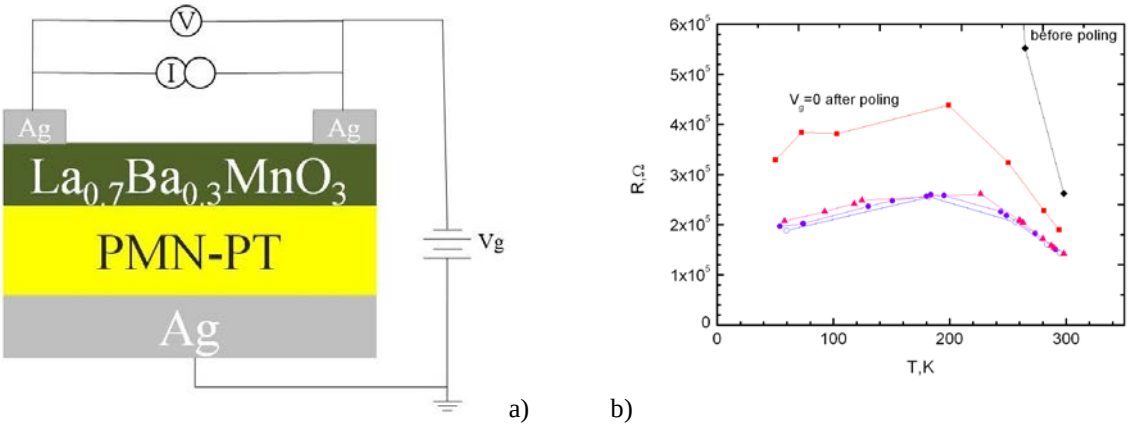


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления эпитаксиальных пленок LBMO толщиной 150 nm, напыленных на подложки из (001)STO, (110)NGO, (001)LSAT, (001)LAO.

Сегнетоэлектрические кристаллы $PbMg_{1/3}Nb_{2/3}O_3$-$PbTiO_3$ (PMN-PT) имеют поляризацию насыщения *Pr*=30-35_C/cm^2, низкое коэрцитивное поле и высокое пьезоэлектрическую постоянную d_{33} =1500 pC/N. PMN-PT обладает структурой типа перовскит с постоянными решетки близкой к кубу со стороной *a≈0.*4 nm [10,11]. В данной работе использовались подложки с ориентацией (011)PMN-PT. Подавая напряжение на стороны подложки PMN-PT мы изучали влияние сегнетоэлектрической поляризации и обратного пьезоэлектрического эффекта на температурную зависимость сопротивления и температуру перехода металл- изолятор тонких пленок LBMO (см. вставку к рис.2). После того, как подложка PMN-PT была поляризована мы изучали влияние обратного пьезоэлектрического эффекта на T_C и транспортные свойства пленок. На рис. 2 показана температурная зависимость сопротивления пленки LBMO при различных значениях постоянного напряжения, приложенного к структуре LBMO/PMN-PT до и после поляризации заданием напряжения (200 В) на подложку при комнатной температуре. Обращает на себя внимание резкое уменьшение сопротивления пленки после поляризации подложки. После поляризации форма за-

висимости R(T) становится немонотонной с типичным максимумом перехода металл-изолятор. После поляризации сопротивление образца уменьшалось во всем температурном диапазоне измерений.



a) b)

Рис.2a) Схематическое изображение подключения образца к измерительной системе. b) Температурные зависимости сопротивления пленки LBMO при электрическом напряжении V_g приложенном к плоскостям подложки PMN-PT: закрашенные треугольники V_g=+10 V, закрашенные круги- V_g =20 V открытые круги- V_g=-20 V Показаны температурные зависимости сопротивления пленки до поляризации подложки при V_g=200 V и сразу после.

Работа частично поддержана РФФИ проектом 16-29-14022.

1. A.-M. Haghiri-Cosnet, J.P. Renard, J. Phys D, **36**, R127 (2003).
2. Г.А. Овсянников, А.М. Петржик, И.В. Борисенко, и др., ЖЭТФ, **135**, 56 (2009).
3. Y. Lu, J. Klein, C. Hofener, B. Wiedenhorst, et al , Phys. Rev., B **62**, 15806 (2000).
4. A.J. Millis, T. Darling, A. Migliori, J. Appl. Phys., **83**, 1588 (1998).
5. H.L. Ju, J. Gopalakrishnan, J.L. Peng, Qi Li, G.C. Xiong, T. Venkatesan, R.L. Greene, Phys. Rev., B 51, 6143 (1995).
6. Р.В. Демин, Л.И. Королева, А.З. Муминов, Я.М. Муковский, ФТТ, **48**, 305 (2006).
7. W. Zhou, Y. Xiong, Z. Zhang, et al. ACS Appl. Mater. Interface, **8**, 5424 (2016).
8. P. Orgiani, C. Adamo, C. Barone, et al, J. Appl. Phys., **103**, 093902 (2008).
9. Ю.А. Бойков, Т. Клаесон, ЖТФ, 84, 82 (2014).
10. R. K. Zheng, Y. Jiang, Y. Wang, et al Phys. Rev., B **79**, 174420 (2009)
11. H. Cao, F. M. Bai, J. F. Li, D. Viehland, G. Y. Xu, H. Hiraka, and G. Shirane, J. Appl. Phys., **97**, 094101 (2005).

МАГНИТОСТРИКЦИЯ ПЛЕНОК МЕТОДОМ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ

В. А. Шаповалов[1], В. Г. Шавров[2], В. В. Кононенко[1]

[1]*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, г. Донецк, ДНР*
[2]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва, Россия*

Аттестация новых магнитных материалов нуждается в высокоточных неразрушающих методах. Предложен метод измерения константы магнитострикции пленок на основе измерения низкочастотной магнитной восприимчивости при упругой деформации пленок. Метод позволяет увеличить на порядок точность измерения константы магнитострикции по сравнению с ранее применяемыми методами.

Известно несколько методов измерения констант магнитострикции, обеспечивающих невысокую точность измерения [1]. Предлагаемый метод измерения констант магнитострикции основан на измерении полевой зависимости низкочастотной магнитной восприимчивости при перемагничивании ЭФГП. Он заключается в одновременном воздействии на магнитную пленку радиочастотного магнитного поля, механических напряжений и поля перемагничивания. При определенных значениях напряженности подмагничивающего поля наблюдаются особенности на кривой полевой зависимости дифференциальной низкочастотной магнитной восприимчивости c(H). Величина $H_{//}$ изменяется в результате механического воздействия на пленку. По величине этих изменений можно судить о константе l. Типичные значения ширины таких особенностей c(H) составляют величину в 100 Э, что на порядок меньше ширины линии ФМР [2].

Измерения были проведены на индуктивно-частотной установке с модернизированным измерительным датчиком. Он предусматривал возможность равномерного механического нагружения исследуемой пленки, которое достигалось закреплением подложки в качестве мембраны и откачиванием или накачиванием воздуха с одной стороны от нее. В этом случае для системы пленка-подложка, выполненной в виде диска с радиусом R, много большим толщины h, однородное механическое нагружение реализуется при прогибе центра диска до величины, не превышающей половины его толщины (см. рис. 1). Прогиб контролировался измерением разности давлений p по обе стороны диска. При этом напряжение σ в пленке выражается через p согласно формуле [3]:

$$\sigma = \frac{3}{8}(3+\nu)\,p\left(\frac{R}{h}\right)^2, \qquad (1)$$

где ν–коэффициент Пуассона.

Приложенное к пленке механическое напряжение σ в результате эффекта магнитострикции приводит к смещению поля эффективной магнитной анизотропии $H_{//}$ на величину:

$$\delta H_{//} = \frac{3}{2}\frac{\lambda_{111}}{M_s}\sigma, \qquad (2)$$

где M_s–намагниченность насыщения, σ принимается положительным в случае растяжения пленки.

Расчетная формула для определения константы магнитострикции λ с учетом соотношений (1) и (2) приобретает вид

$$\lambda_{111} = \frac{\delta H_{//} M_s}{p}\left(\frac{h}{R}\right)^2 \frac{16}{9(3+\nu)}. \qquad (3)$$

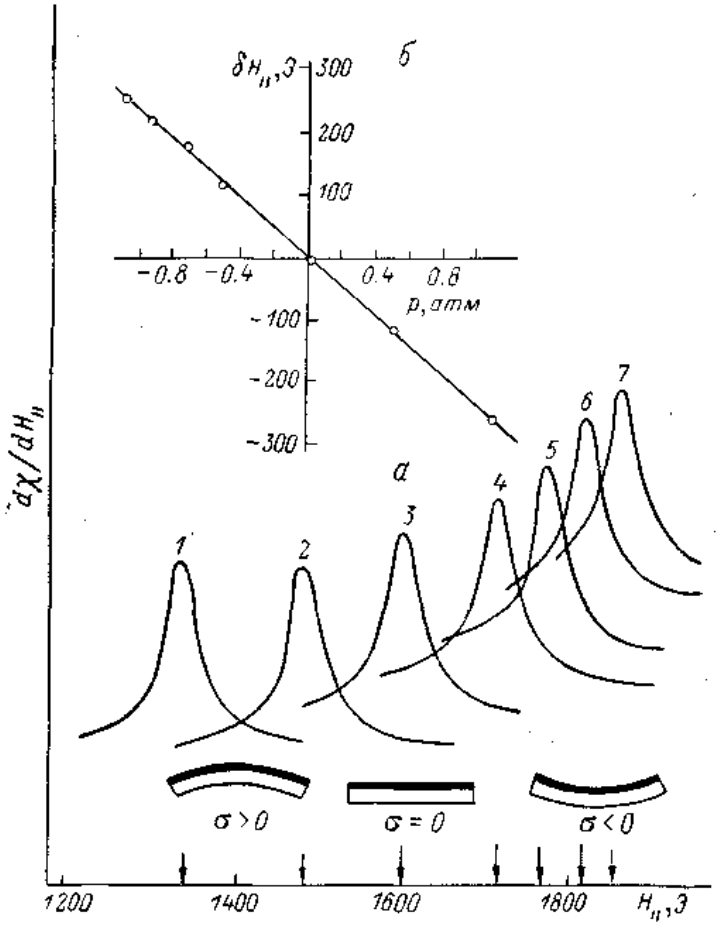


Рис. 1. Восприимчивость $d\chi/dH_{//}$ в функции планарного магнитного поля $H_{//}$ для различных давлений p (а) и зависимость величины смещения поля эффективной магнитной анизотропии $\delta H_{//}$ от давления p (б): 1, 2 — растяжение пленки (σ > 0); 4—7 — сжатие (σ < 0).

Для измерения λ использовалась стандартная пленка граната $(YSmLuCa)_3(FeGa)_5O_{12}$ с осью легкого намагничивания <111>, перпендикулярной плоскости пленки. Намагниченность насыщения пленки $4\pi M_s$=190 Э. Пленка была нанесена на галлий-гадолиниевую подложку (коэффициент Пуассона v=0,29) толщиной h=0,527 мм, которая свободно опиралась на кольцо радиуса R=14 мм. К системе пленка-подложка прикреплялась многослойная катушка индуктивности

диаметром 5 мм. По разные стороны системы пленка-подложка создавалась разность давлений p до 1 атм. Измерения дифференциальной магнитной восприимчивости велись на частоте 1 МГц в планарном магнитном поле до 2 кЭ.

По смещению поля магнитной анизотропии (см. рис. 1) по формуле (3) определена константа магнитострикции $\lambda=-2.55\cdot10^{-6}$ с точностью ±1,5 %.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 14-22-00279 «Фундаментальные поисковые исследования в области магнетизма, фазовых превращений, магнитоэлектроники и микросистемной техники».

1. Е. В. Харин. Влияние структуры и фазового состава на статические магнитные свойства нанокристаллических пленок системы Fe-Zr-N [Текст]: дис…..канд. тех. наук. Москва (2016).
2. Г. П. Вела–Колейро, ПНИ, № 9, 97 (1979).
3. С. П. Тимошенко. Курс теории упругости. Киев: Наукова думка (1972).

МЕЖСЛОЙНЫЙ ОБМЕН И МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА СЛОИСТЫХ СТРУКТУР Fe/Cr/Gd

И.А. Ясюлевич,[1*] А.О. Савицкий,[2] А.Б. Дровосеков,[2] Д.И. Холин,[2] Н.М. Крейнес,[2] В.В. Проглядо,[1] М.В. Рябухина,[1] Е.А. Кравцов[1]

[1]*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия*
[2]*Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, РАН, Москва, Россия*
[*]*yasyulevich@imp.uran.ru*

Неослабевающий интерес к изучению многослойных магнитных структур в последнее время обусловлен развитием нескольких прикладных направлений, связанных с созданием современных устройств памяти и элементов логики. Магнитные сверхрешетки на основе переходных и редкоземельных металлов рассматриваются как перспективные материалы для создания наноструктур с большим магнитным моментом [1], реализации сверхбыстрого перемагничивания с помощью лазерных импульсов [2], стабилизации магнитных скирмионов при комнатной температуре [3]. Одним из таких материалов являются сверхрешетки Fe/Cr/Gd с антиферромагнитным взаимодействием между слоями Fe и Gd при отсутствии прослойки Cr [1]. Тем не менее, в отличие от классической системы Fe/Cr/Fe, магнитотранспортные свойства структур Fe/Cr/Gd и их

связь с межслойным обменом через прослойку Cr до сих пор остаются малоизученными.

В настоящей работе исследовалась серия многослойных структур [Fe(35Å)/Cr(t_{Cr})/Gd(50Å)/Cr(t_{Cr})]$_{12}$ с различной толщиной прослойки хрома t_{Cr} = 0–30 Å, выращенных методом магнетронного напыления на стеклянной подложке. Высокое качество межслойных границ в сверхрешетках подтверждалось данными рентгеновской рефлектометрии. Статическая намагниченность, магнетосопротивление и ферромагнитный резонанс (ФМР) полученных образцов изучался в широком температурном диапазоне 4–300 К.

Анализ данных статической намагниченности и ФМР полученных структур (см. [4]) позволил определить зависимость обменного взаимодействия J слоев Fe и Gd от толщины прослойки Cr (Рис. 1). Антиферромагнитный обмен на границе раздела слоев Fe и Gd быстро падает с введением прослойки Cr. При толщине $t_{Cr} \approx 10$ Å происходит смена знака взаимодействия на ферромагнитное. При дальнейшем увеличении толщины прослойки наблюдаются слабые осцилляции межслойного обмена. Полученная зависимость $J(t_{Cr})$ подобна поведению межслойного взаимодействия в хорошо изученной системе Fe/Cr/Fe (Рис. 1). Обе структуры демонстрируют близкие периоды осцилляций $J(t_{Cr})$, что позволяет связать их происхождение с механизмом РККИ через электроны проводимости в прослойке Cr. Однако в случае структуры Fe/Cr/Gd амплитуда осцилляций обмена на порядок меньше, чем в структуре Fe/Cr/Fe. Данное отличие может быть связано с незначительным различием коэффициентов рассеяния для электронов с разными проекциями спинов на границе Cr-Gd [4,5].

Исследование транспортных свойств образцов в диапазоне полей до 10 кЭ показывает наличие слабого анизотропного магнетосопротивления, не превышающего величину ~ 0.1%. На рис. 2 представлены результаты измерений магнетосопротивления для образца с t_{Cr} =7.2 Å в продольной ориентации магнитного поля при нескольких температурах. Отметим качественное различие гистерезисного поведения кривой $R(H)$ с изменением температуры. В области низких температур минимум на кривой $R(H)$ при проходе из больших полей наблюдается при положительных H. При увеличении температуры выше T ~ 40 К этот минимум смещается из положительных полей в отрицательные. Мы предполагаем, что такое поведение связано с ферримагнитными свойствами рассмотренного образца и наличием в нем точки компенсации при T ~ 40 К.

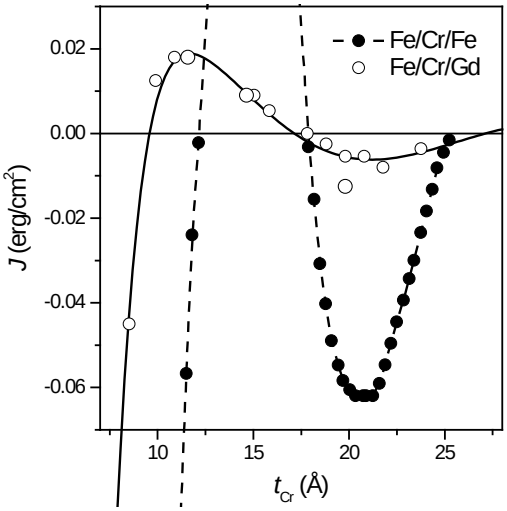


Рис.1. Зависимость межслойного взаимодействия от толщины прослойки Cr в системе Fe/Cr/Fe (по данным работы [6]) и для исследуемых образцов Fe/Cr/Gd

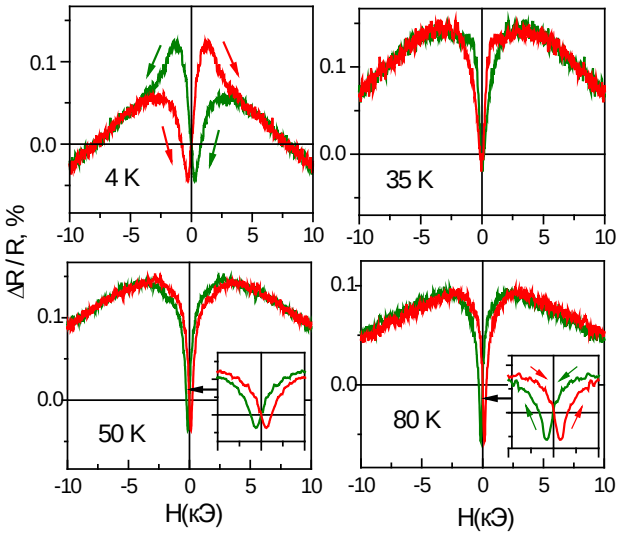


Рис. 2. Зависимости сопротивления образца с t_{Cr} =7.2 Å от продольного магнитного поля, R(H), при температурах: 4, 35, 50, 80 К. На вставках представлены R(H) в области малых полей.

Как известно для структур Fe/Cr/Fe характерно наличие эффекта гигантского магнетосопротивления (ГМС), который может достигать величин ~ 10% [7]. Явление ГМС связано с существенным различием коэффициентов рассеяния электронов с разными проекциями спинов на границе раздела магнитных и немагнитных слоев. В отличие от системы Fe/Cr/Fe в исследуемых структурах Fe/Cr/Gd мы не наблюдали эффект ГМС, что возможно свидетельствует о незначительной разнице коэффициентов рассеяния для электронов с разными проекциями спинов на границе Cr-Gd. Данное обстоятельство согласуется с результатами анализа величины межслойного взаимодействия в системе Fe/Cr/Gd по сравнению со структурой Fe/Cr/Fe.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №18-37-00182-«мол_а»).

1. B. Sanyal, et.al., Phys. Rev. Lett. 104, 156402 (2010).

2. S. Mangin, et. al., Nat. Mater. 13, 286 (2014).

3. J. C. T Lee, et.al., Appl. Phys. Lett. 109, 022402 (2016).

4. A.B. Drovosekov, et al., JETP, 147, 1204 (2015).

5. P. Bruno, J. Phys.: Condens. Matter 11, 9403 (1999).

6. C. M. Schmidt, et.al., Phys. Rev. B 60, 4158 (1999).

7. G. Binasch, et.al., Phys. Rev. B 39, 4828 (1989).

Не желаете ли поменять 3 килограмма стирального порошка на 30 грамм магнитного? Использование цветоконтрастных магнитных порошков позволяет получить хорошо различимые яркие индикации на различных поверхностях.

Реклама

МАЛЫЕ МАГНИТНЫЕ ЧАСТИЦЫ

КВАЗИСТАТИЧЕСКИЕ ПЕТЛИ ГИСТЕРЕЗИСА ОДНОДОМЕННЫХ НАНОЧАСТИЦ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Е. М. Губанова[1], Н. А. Усов[1,2]

[1]*Национальный Исследовательский Ядерный Университет "МИФИ" Обнинский Институт Атомной Энергетики, ИАТЭ, 249040, Обнинск, Россия*
[2]*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова, Российская академия наук, ИЗМИРАН, 108480, Троицк, Москва, Россия*

Поведение однодоменной магнитной наночастицы во вращающемся внешнем магнитном поле интересно для ряда исследований в биомедицине [1]. В данной работе с помощью численного решения динамического уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) с эффективным магнитным затуханием изучены квазистатические петли гистерезиса однодоменной магнитной наночастицы с одноосной магнитной анизотропией во вращающемся магнитном поле. Пусть легкая ось магнитной анизотропии частицы параллельна оси Z исходной декартовой системы координат XYZ, а магнитное поле $\boldsymbol{H}(\varphi)$ постоянной амплитуды H_0 вращается в плоскости YZ_1, составляющей угол ω_0 с плоскостью YZ (см. вставку на Рис. 1а). Тогда приведенная полная энергия наночастицы есть

$$w = \alpha_x^2 + \alpha_y^2 - 2h_0\left(-\sin\omega_0\cos\varphi\alpha_x + \sin\varphi\alpha_y + \cos\omega_0\cos\varphi\alpha_z\right), \quad (1)$$

где $\boldsymbol{\alpha} = (\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z)$ есть единичный вектор намагниченности, $h_0 = H_0/H_a$ есть приведенная амплитуда внешнего магнитного поля, нормированная на поле анизотропии частицы, $H_a = 2K/M_s$ (K есть константа анизотропии частицы, M_s – намагниченность насыщения).

Для приложений интерес представляют зависимости $m_x = \alpha_x(h_x)$ и $m_z = \alpha_z(h_z)$, где $h_x = h_0\sin\varphi$, $h_z = h_0\cos\varphi$. В простейшем случае, $\omega_0 = 0$, когда магнитное поле вращается в плоскости, содержащей направление легкой оси анизотропии, возникает задача Стонера – Вольфарта, с той разницей, что в рассматриваемом случае приведенная амплитуда поля h_0 постоянна, а переменным является угол вращения поля φ. Анализ показывает, что основной магнитный гистерезис наблюдается для компоненты α_z в интервале приведенных полей $0.5 \le h_0 \le 1$. Для критического угла φ_c, определяющего значение коэрцитивной силы частицы h_{zc} в зависимости от амплитуды h_0, получаем соотношение

$$\varphi_c = \frac{1}{2}\arcsin\left(\frac{2}{3\sqrt{3}}\frac{\left(1-h_0^2\right)^{3/2}}{h_0^2}\right); \qquad h_{zc}(0) = h_0\cos\varphi_c. \quad (2)$$

При конечном угле наклона, $\omega_0 > 0$, коэрцитивная сила частицы определяется формулой $h_{zc}(\omega_0) = h_0\cos\varphi_c/\cos\omega_0$, при условии, что $\cos\varphi_c/\cos\omega_0 < 1$.

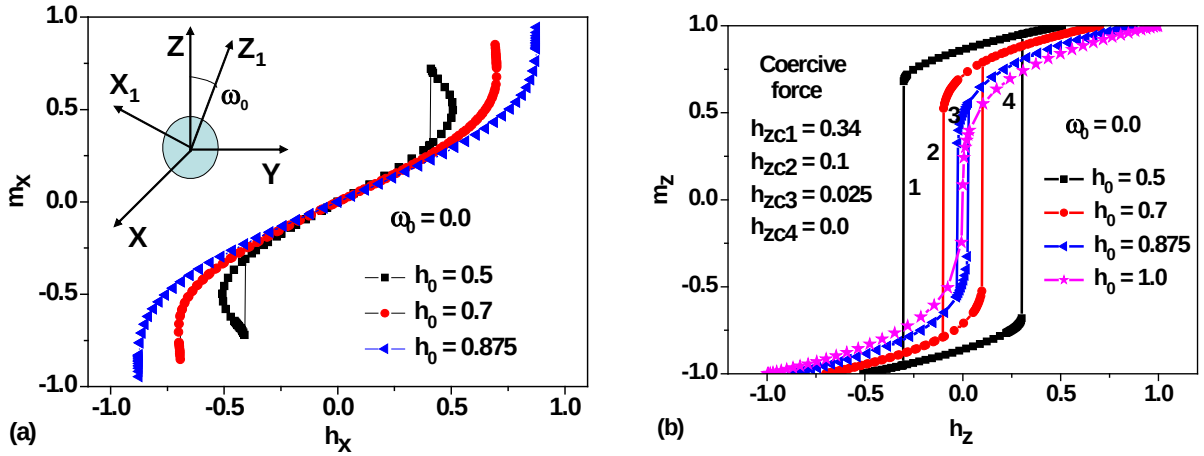


Рис. 1. Зависимости $m_x = \alpha_x(h_x)$ (а) и $m_z = \alpha_z(h_z)$ (б) для различных приведенных амплитуд h_0 вращающегося магнитного поля в интервале $0.5 \le h_0 \le 1$, для случая $\omega_0 = 0$.

На Рис. 1 показаны зависимости компонент приведенной намагниченности частицы от соответствующих компонент приведенного магнитного поля, полученные путем численного решения уравнения ЛЛГ в интервале полей $0.5 \le h_0 \le 1$, при нулевом наклоне плоскости вращения поля, $\omega_0 = 0$. Значения коэрцитивного поля, указанные на Рис. 1б, совпадают с полученными по формуле (2).

В области полей $h_0 < 0.5$ перемагничивание частицы невозможно. Как показывает Рис. 2а, зависимость $m_z = \alpha_z(h_z)$ обратима, в то время как зависимость $m_x = \alpha_x(h_x)$ испытывает небольшой гистерезис. При конечных значениях $\omega_0 > 0$ характер поведения кривых не меняется при условии $h_{zc}(\omega_0) < h_0$, как это показано на Рис. 2б для случая $\omega_0 = \pi/3$.

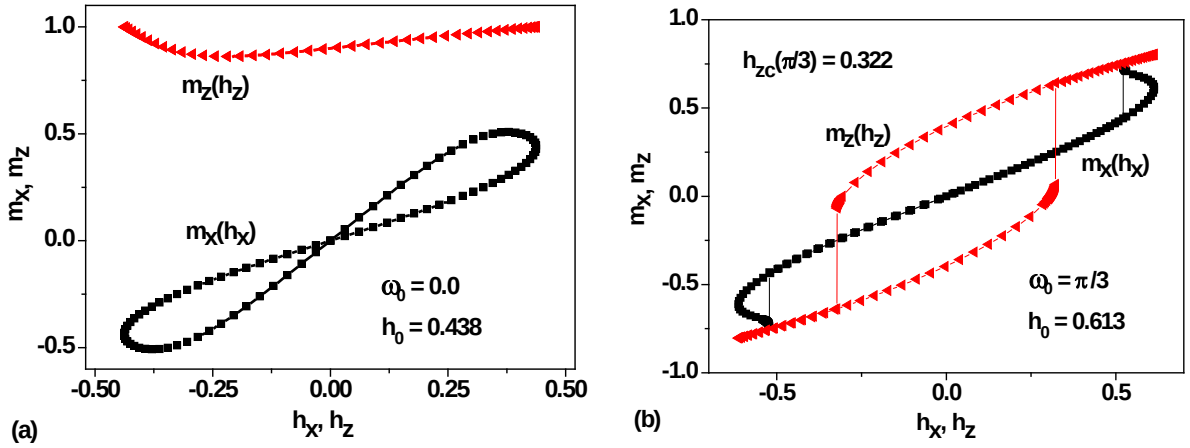


Рис. 2. (а) Зависимости $m_x = \alpha_x(h_x)$ (а) и $m_z = \alpha_z(h_z)$ для случая $h_0 < 0.5$, $\omega_0 = 0$; (б) зависимости $m_x = \alpha_x(h_x)$ и $m_z = \alpha_z(h_z)$ для случая $h_0 = 0.613$, $\omega_0 = \pi/3$

1. J. Dieckhoff, A. Lak, M. Schilling, and F. Ludwig, Protein detection with magnetic nanoparticles in a rotating magnetic field. J. Appl. Phys. **115**, 024701 (2014).

ЗАВИСИМОСТЬ ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ МАГНИТНЫХ ДИСПЕРСНЫХ НАНОСИСТЕМ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ И ИЗМЕНЕНИЯ ИХ СТРУКТУРЫ

Ю.И. Диканский, А.Г. Испирян, С.А. Куникин

North-Caucasian Federal University, Stavropol, Russia

Первоначально считалось [1], что процессы намагничивания магнитных жидкостей (магнитных коллоидных наносистем) могут быть описаны с помощью теории Ланжевена, в связи с чем, их магнитная восприимчивость может быть выражена такой же формулой, как и магнитная восприимчивость парамагнитных газов. Однако, первые же исследования концентрационной зависимости магнитной восприимчивости магнитных коллоидов [2], выявили ее существенное отличие от линейной, что привело к развитию исследований взаимодействия частиц и его влияния на процессы намагничивания таких сред [2, 3, 4]. Изменение концентрации дисперсной фазы и температуры может привести как к изменению сил взаимодействия частиц, так и образованию из них агрегатов и, как следствие, оказать влияние на кинетику процессов намагничивания коллоидов. В настоящей работе предпринята попытка изучить особенности релаксации магнитного момента коллоидных частиц при изменении температуры и варьировании их объемного содержания в широком концентрационном интервале.

В качестве образца для исследований была использована магнитная жидкость с магнетитовыми частицами и керосином в качестве дисперсионной среды. Средний размер частиц, согласно данным полученным магнитогранулометрическим и методом динамического рассеяния света составлял 12 нм, что может указывать на определяющую роль броуновского механизма в процессах релаксации их магнитных моментов. Исследование комплексной магнитной восприимчивости осуществлялось мостовым методом с помощью установки подробно описанной в [5], позволяющей проводить измерения действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости в широком температурном и

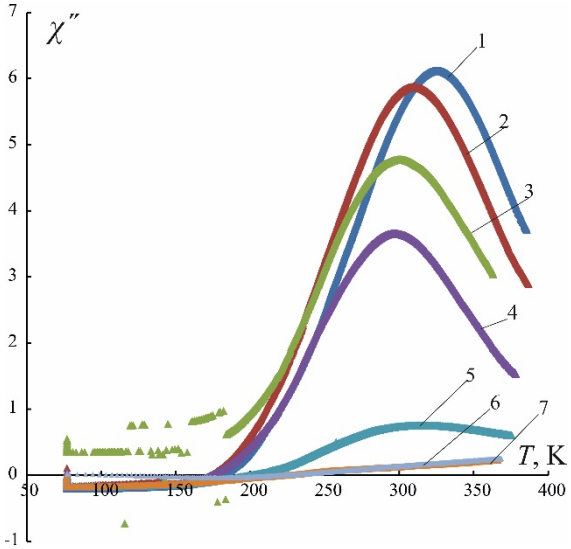


Рис.1. Температурные зависимости мнимой части магнитной восприимчивости при различных концентрациях дисперсной фазы (1-24,3%; 2-20 %; 3-16,2 %; 4- 14%, 5-9,4%; 6-

частотном интервале и дополнительном воздействии постоянного магнитного поля.

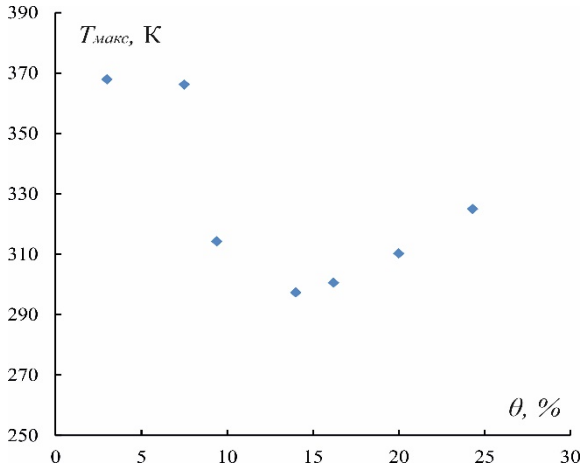


Рис. 2. Зависимость температуры максимума $\chi(T)$ от объемной концентрации дисперсных частиц.

Полученная концентрационная зависимость действительной части магнитной восприимчивости, как и приведенная ранее в работах [2, 3] имеет нелинейный характер. Температурные зависимости действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости претерпевают максимумы при некоторой температуре, величина которой оказалась зависимой от концентрации дисперсной фазы. На рис.1 приведены такие зависимости для мнимой части магнитной восприимчивости образцов различных концентраций, а на рис.2 – зависимость температуры, соответствующей максимуму этой зависимости от концентрации дисперсной фазы. Как можно видеть из рисунка, последняя зависимость изменяет характер своего хода (претерпевает минимум) при некоторой концентрации дисперсной фазы (около 15 об. %).

Наличие максимумов на зависимостях восприимчивости от температуры можно связать с релаксационными процессами перемагничивания однодоменных частиц. Подтверждением этого может также служить смещение температуры, соответствующей максимуму восприимчивости в область более высоких температур при дополнительном воздействии постоянного магнитного поля. При этом, условием максимума мнимой части восприимчивости, очевидно, является равенство времени броуновской релаксации и обратной частоты измерительного поля. Можно предположить, что экстремальный характер зависимости температуры, соответствующей максимуму мнимой части восприимчивости обусловлен аномальным изменением времени релаксации при уменьшении концентрации дисперсной фазы. Для проверки этого предположения были проведены частотные исследования комплексной магнитной восприимчивости для образцов с различным объемным содер-

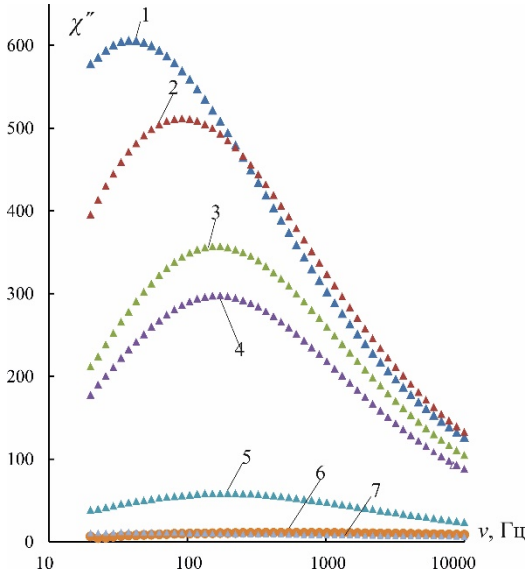


Рис. 3. Частотные зависимости мнимой части магнитной восприимчивости при различных концентрациях дисперсной фазы (1- 24,3%; 2-20 %; 3-16,2 %; 4- 14%, 5-9,4%; 6-7,5%; 7-3%)

жанием дисперсной фазы (см. рис. 3.). Проведенные расчеты времени релаксации, как величины, равной обратной частоте, соответствующей максимуму χ'', позволили получить его зависимость от концентрации дисперсной фазы (см. рис. 4.), характер которой может свидетельствовать о правомерности сделанного выше предположения.

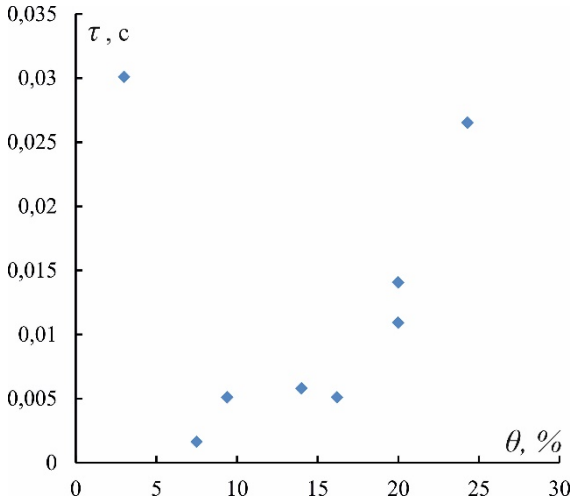


Рис.4. График зависимости времени релаксации от концентрации объемной концентрации дисперсных частиц.

По-видимому, изменение времени релаксации связано с изменением структурного состояния системы при ее разбавлении дисперсионной средой – образованием агрегатов из коллоидных частиц (в области концентраций около 15 %), которые, в некоторых случаях [6] могут иметь не скомпенсированный магнитный момент.

Исследования частотной зависимости комплексной магнитной восприимчивости при различных температурах (включая температуру затвердевания образца) позволили определить характер функциональной зависимости времени релаксации от температуры. Оказалось, что при температурах, соответствующих жидкому состоянию коллоида, она близка к экспоненциальной зависимости, однако, в интервале температур, соответствующем процессам затвердевания магнитной жидкости претерпевает существенные изменения. Аномальный ход температурной зависимости времени релаксации при этих температурах может быть объяснен как структурными изменениями при переходе системы из твердого в жидкое состояние, так и изменением магнитного состояния системы в этой ситуации (например, переходом в так называемое состояние дипольного стекла), на возможность которого ранее указывалось в ряде работ [7,8].

1. M. I. Shliomis, Sov. Phys. Usp, **17,** 153 (1974).
2. Yu. I. Dikanskii, Magnetohydrodynamics, **3,** 237 (1982).
3. A. F. Pshenichnikov, A. V. Lebedev, Colloid Journal **67**, 2, 189 (2005).
4. A. O. Ivanov, O. B. Kuznetsova, J. Magn. Magn. Mater., **252**, 1 (2002).
5. Yu. I. Dikanskii et al., Technical Physics, **60,** 8 (2015).
6. Y. I. Dikansky, D. V. Gladkikh, S. A. Kunikin, A. A. Zolotukhin, Magnetohydrodynamics, **48**, 3 (2012).
7. A. A. Minakov, I. A. Zaitsev, U. I. Lesnih, J. Magn. Magn. Mater., **85**, 1, (1990).
8. J. Zhang, C. Boyd, W. Luo, Phys. Rev. Lett., **77**, 227 **(**1996).

МАГНИТНОЕ СОСТОЯНИЕ НАНОКОМПОЗИТОВ Co@C ПО ДАННЫМ ЯМР ^{59}Co, ^{13}C

К.Н. Михалев[1], А.Ю. Гермов[1], М.А. Уймин[1], А.Е. Ермаков[1], А.С. Конев[1], В.С. Гавико[1]

[1] *ФГБУН Институт физики металлов УрО РАН, 620990 Екатеринбург, Россия, e-mail: mikhalev@imp.uran.ru*

Магнитные наночастицы представляют значительный интерес как с фундаментальной точки зрения, так и в связи с возможностью их практического применения в медицине, спинтронике, сенсорных устройствах, суперконденсаторах и т.д. [1]. Для медицинских целей наиболее удобно использовать наночастицы в углеродной оболочке, так как она чрезвычайно устойчива при воздействии химических веществ и температурного фактора. С другой стороны, углеродная оболочка совместима с биологическими тканями.

Свойства этих частиц зависят от многих факторов: размера, фазового состава, толщины углеродной оболочки, способа синтеза и т. д. В нашей работе мы исследовали нанокомпозиты, синтезированный газофазным способом [2].

Экспериментальные методы, используемые для исследования наночастиц и нанокомпозитов включают обычно как набор традиционных методик (измерение намагниченности, рентгеновская дифракция, нейтронография), так и локальные методы (электронная микроскопия, фотоэлектронные спектры, оптические методы, ЭПР, ЯМР). Следует отметить, что при размерах наночастиц меньше 10 нм рентгеновская и нейтронная дифракция малоэффективны, а анализ фотоэлектронных спектров дает только качественную информацию [2]. В этом случае преимущество локальных методов очевидно [3].

В этой работе мы получили и проанализировали спектры ЯМР ^{59}Co в локальном поле в интервале температур 4.2- 360 К и спектры ЯМР ^{13}C от углеродной оболочки нанокомпозитов Co@C со средним размером 5 нм, полученные во внешнем магнитном поле 11.7 Тл. Обсуждаются также экспериментальные данные по намагниченности, электронной микроскопии высокого разрешения и рентгеновской дифракции.

Спектры ЯМР ^{59}Co представляют собой суперпозицию нескольких неоднородно уширенных линий ЯМР. Одна из них принадлежит металлическому кобальту с ГЦК – структурой. Оценки температуры Кюри (T_C = 1384 (200) К) для этой линии, полученные из анализа температурной зависимости ее сдвига, близки к значению T_C для массивных образцов металлического ГЦК кобальта. Анализ данных рентгеновской дифракции также свидетельствует о наличии этой фазы в исследуемых нанокомпозитах. Низкочастотная часть спектра ЯМР ^{59}Co, вероятно,

связана с линиями от карбидов кобальта Co_xC. Из этих соединений по крайней мере Co_3C является ферромагнетиком с температурой Кюри около 500 К [4].

Мы не обнаружили сигналов ЯМР ^{59}Co от оксидов кобальта (Co_2O_3, Co_3O_4) как в магнитоупорядоченном, так и в парамагнитном состояниях. Таким образом, углеродная оболочка эффективно предохраняет от окисления магнитное ядро наночастицы.

Спектр ЯМР ^{13}C в Co@C, полученный на комнатной температуре, представляет собой широкую неоднородно-уширенную линию (ширина на половине высоты ~ 350 кГц). Наиболее вероятно, что такой аномально широкий спектр регистрируется от аморфного стеклоуглерода. Признаков графена или графита (узкие линии с нулевым сдвигом) при анализе спектра не обнаружено. Ранее предполагалось, что углеродная оболочка в подобных нанокомпозитах состоит как раз из графеновых слоев [2].

Работа выполнена в рамках государственной программы, тема “Спин” № АААА-А18-118020290104-2, при поддержке проекта РФФИ № 16-02-00416

1. E. G. Sharoyan, A. A. Mirrahkanyan, H. T. Gyulasaryan, A. N. Kocheryan, A. S. Makuryan, J. of Contemporary Phys., **52**, 147 (2017).
2. V. R. Galakhov, A. S. Shkvarin, A. S. Semenova, M. A. Uimin, A. A. Mysik, N. N. Shchogoleva, A. Ye. Yermakov, E. Z. Kurmaev, J.Phys.Chem., **114,** 22413 (2010).
3. К. Н. Михалев, А. Ю. Гермов, А. Е. Ермаков, М. А. Уймин, А. Л. Бузлуков, О. М. Саматов. ФТТ, **59**, 500 (2017).
4. Y. Zhang, G. S. Chaubey, C. Rong, Y. Ding, N. Poudyal, P. Tsai, Q. Zhang, J. P. Liu, J. of Magnetism and Magnetic Materials, **323**, 1495 (2011).

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ БИОГЕННОГО ФЕРРИГИДРИТА МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Р.Н. Ярославцев[1,2], С.В. Столяр[1,2], В.П. Ладыгина[2], Д.А. Балаев[2], А.И. Панкрац[2], Д.А. Великанов[2], О.А. Баюков[2], Р.С. Исхаков[2]

[1]*Сибирский Федеральный Университет, Красноярск*
[2]*Институт физики им. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск*

В данной работе выполнены исследования биогенного наноферригидрита. Массивный ферригидрит является антиферромагнетиком. Однако, при уменьшении размеров до наномасштаба, магнитные свойства порошка кардинально меняются. Наночастицы ферригидрита приобретают постоянный магнитный момент, поскольку антиферромагнитная сердцевина обменно-связана с дефектной поверхностью, характеризующейся нескомпенсированным магнитным моментом. В результате такие частицы отличается от антиферромагнетика и величиной (существенно большей) магнитного момента и иным температурным поведением последнего.

Образцы наночастиц получали методом бактериологического синтеза, в результате жизнедеятельности микроорганизмов *Klebsiella oxytoca* [1]. Были выполнены исследования ферромагнитного резонанса в импульсном режиме. На рисунке 1 приведены данные спектры, измеренные в диапазоне температур от 4 до 160 K, на частоте 75 ГГц. С уменьшением температуры наблюдается уширение линии поглощения, и смещение величины резонансного поля в сторону меньших полей.

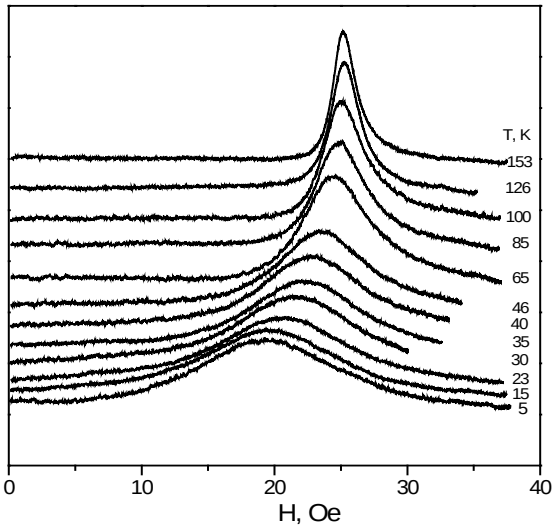


Рисунок 1 - Спектры ферромагнитного резонанса измеренные в диапазоне температур от 4 до 160 K

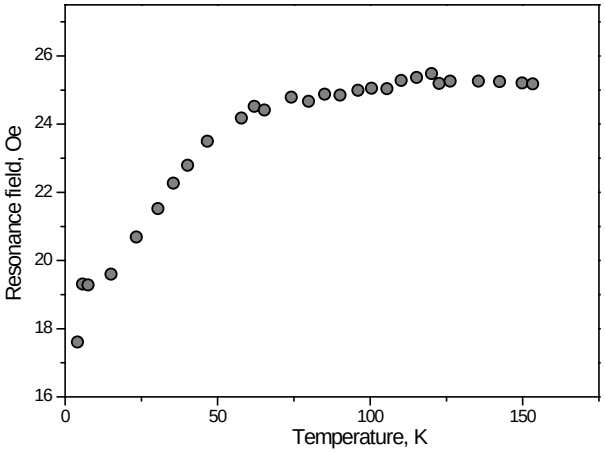


Рисунок 2 - Температурная зависимость резонансного поля.

На рисунке 2 приведена температурная зависимость резонансного поля изучаемых наночастиц ферригидрита. При повышении температуры

от 4 до ~75 K наблюдается увеличение величины резонансного поля, что обусловлено переходом в разблокированное, суперпарамагнитное состояние. При больших температурах значение резонансного поля выходит на плато, соответствующее величине ω/γ.

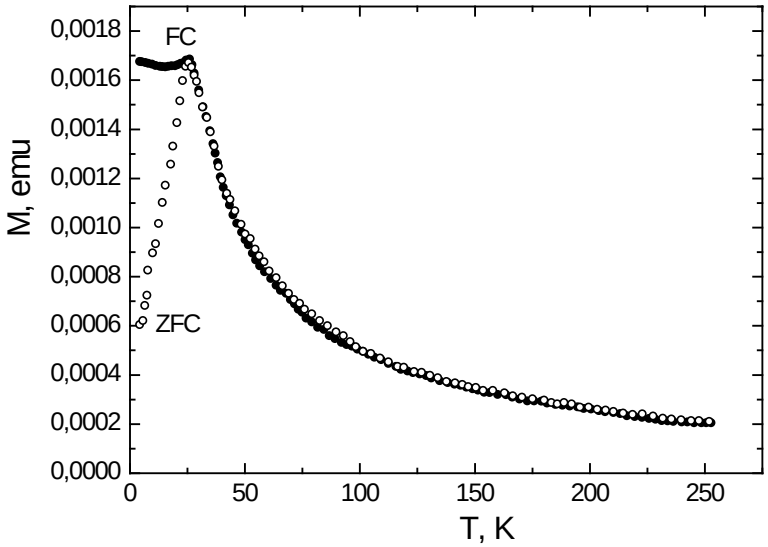


Рисунок 3 - Температурные зависимости (FC и ZFC) магнитного момента в поле H = 1 кЭ. [2]

Магнитометрические измерения [2] в отличии от ферромагнитного резонанса показывают меньшее значение температуры блокировки. На рис. 3 приведены температурные зависимости магнитного момента. Зависимость M(T), измеренная в режиме ZFC, демонстрирует максимум при T ≈ 23 K. При этой же температуре наблюдается расхождение зависимостей M(T) для условий ZFC и FC.

Расхождение в температуре блокировки определяемой методами магнитометрии и ферромагнитного резонанса обусловлено отличием между характерными временами измерения в этих двух методиках. Время релаксации момента частицы, определяется уравнением Нееля-Брауна

$$T_B = KV/\ln(\tau/\tau_0)k \qquad (1)$$

В этом выражении K – константа магнитной анизотропии, k – константа Больцмана, τ – характерное время наблюдения (измерения), а τ_0 – время SP релаксации частицы. Время измерения τ зависит от методики исследования, например, для статических магнитных измерений $\tau \sim 10^1$–10^2 с, а для ферромагнитного резонанса ~ 10^{-9} с.

Работа поддержана Специальной программой Министерства Образования и Науки Российской Федерации для Сибирского Федерального Университета. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности в рамках научного проекта № 17-43-240527.

[1] S. V. Stolyar, O. A. Bayukov, Y. L. Gurevich, E. A. Denisova, R. S. Iskhakov, V. P. Ladygina, A. P. Puzyr', P. P. Pustoshilov, and M. A. Bitekhtina, Inorg. Mater. **42**, 763 (2006).

[2] D. A. Balaev, A. A. Dubrovskii, A. A. Krasikov, S. V. Stolyar, R. S. Iskhakov, V. P. Ladygina, and E. D. Khilazheva, JETP Lett. **98**, 139 (2013).

ФАЗОВО-СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГИБРИДНЫХ (ТИПА «ЯДРО-ОБОЛОЧКА») НАНОЧАСТИЦ КУБИЧЕСКОЙ ФОРМЫ НА ОСНОВЕ ОКСИДОВ ЖЕЛЕЗА

И.С. Гребенников [1], А.А. Никитин [1,2], А.Г. Савченко [1], М.А. Абакумов[1,2,3], А.Г. Мажуга[1,2,4]

[1] *НИТУ «МИСиС», Россия, 119049, г. Москва, Ленинский проспект 4*
[2] *МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, г. Москва, Ленинские горы 1*
[3] *РНИМУ им. Н.И. Пирогова, 117997, г. Москва, ул. Островитянова, д. 1*
[4] *РХТУ им. Д.И. Менделеева, Россия, 123480, г. Москва, ул. Героев Панфиловцев 20*

Магнитно-резонансная томография является одним из универсальных методов современной диагностики, позволяющих путем применения эффективных контрастных агентов обеспечить повышение качества, информативности и сократить общее время обследования пациентов. Существует несколько различных типов инновационных контрастных средств, одними из которых являются магнитные наночастицы на основе оксидов железа. При практическом использовании частицы оксидов железа, с учетом их высокого периода полувыведения и поглощения макрофагами, модифицируют функциональными группами [1], что, безусловно, сказывается на их магнитных и структурных характеристиках.

В данной работе изучено влияние функционального покрытия (плюроник f-127) на фазово-структурное состояние и магнитные свойства наночастиц на основе оксидов железа малой дисперсности (до 30 нм), полученных термическим разложением по методике, описанной в [2].

Морфологию и размер гибридных наночастиц определяли методом просвечивающей электронной микроскопии. Фазовый состав и средний размер кристаллитов рассчитывали методом Ритвельда по экспериментальным спектрам, полученным на автоматизированном дифрактометре ДРОН-3М. Мёссбауэровские исследования на ядрах ^{57}Fe проводили при комнатной температуре с источником излучения ^{57}Co в матрице родия в геометрии пропускания. Обработку спектров осуществляли с использованием программного пакета Univem MS. Магнитные свойства измеряли на вибрационном магнетометре в полях до 20 кЭ и диапазоне температур от 5 до 300 К.

Результаты электронно-микроскопических исследований наночастиц подтвердили заданную параметрами синтеза морфологию (более 90% частиц имели кубическую форму) и размеры (от 10 до 30 нм). Рентгеноструктурный анализ показал, что все исследованные нанопорошки представляют собой нестехиометрический магнетит, при этом спектры гибридных наночастиц имеют особенности, свидетельствующие о наличии в них аморфной фазы. Результаты анализа

мессбауэровских и рентгеновских дифракционных спектров позволили заключить также, что наночастицы (ядро) представляют собой суперпозицию объёмной и поверхностной «фаз» нестехиометрического магнетита. Установлена корреляция магнитных и фазово-структурных характеристик исследованных наночастиц до и после нанесения покрытия, обсуждается природа выявленных закономерностей, проводится оценка изменения толщины поверхностной «фазы» в зависимости от среднего размера частиц и наличия покрытия.

1. Sosnovik DE, Nahrendorf M, Weissleder R. Basic Res Cardiol 103, 122–30 (2008).
2. H.T. Hai, H.T. Yang et al. Journal of Colloid and Interface Science 346, 37–42 (2010).

ВЫЧИСЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЕЙ ДЛЯ СМЕСИ ПОРОШКОВ ЖЕЛЕЗНОЙ РУДЫ И ЛИГНИНА

Анзулевич А.П.[1], Бычков И.В.[1], Бучельников В.Д.[1], Живей Пенг[2], Бутько Л.Н.[1], Анзулевич С.Н.[1], Моисеев С.Г.[3]

[1]*Челябинский государственный университет, Россия*
[2]*Школа переработки полезных ископаемых и биоинженерии, Центральный южный университет, Китай*
[3]*Уляновский государственный университет, Россия*

В данной работе изучена упрощенная модель лигнин-содержащей железной руды со связующим. Она представляет собой смесь двух типов частиц ядра-оболочка: частицы железной руды с оболочкой связующего и частицы лигнина. Выражения для расчета комплексных эффективной диэлектрической проницаемости и магнитной проницаемости были получены с помощью приближения эффективной среды (ПЭС). Приведены соответствующие зависимости от объемной доли железной руды в смеси.

В этой работе мы рассматриваем лигнин как углеродсодержащий наполнитель железной руды. Используя лигнин, который получается при низкотемпературном пиролизе отходов обильной и устойчивой биомассы, для замены угля и кокса, можно ожидать более быстрое восстановление и более низкую температуру восстановления железа при значительно более низком выбросе CO_2 и опасных газов (например, SO_2). Если гранулы лигнина нагревать микроволновой энергией, которая характеризуется объемным и селективным нагревом, нетепловыми эффектами, температура и время восстановления могут быть дополнительно уменьшены с улучшением качества восстановленных гранул. Затем, металлизированные гранулы можно использовать в качестве хорошего сырья для производства стали в электродуговой печи. Учитывая, что лигнин является относительно новым материалом, можно наблюдать огромное количество публикаций [1-5], изучающих возможности его применения в различных областях науки и техники. Наконец, в обзоре [6] рассматриваются все возможные аспекты использования лигнина в качестве катализатора. В связи с вышесказанным, теоретические расчеты электродинамических параметров материалов, содержащих лигнин, и моделирование распространения электромагнитного излучения широкого частотного диапазона в таких составных структурах представляют особый интерес. Оба типа частиц идентичны, за исключением значений диэлектрической проницаемости, магнитной проницаемости и радиуса. Следовательно, решения уравнений Максвелла со стандартными граничными условиями для частиц ядро-оболочка будут выглядеть как в статье [7].

Рассмотрим следующую упрощенную теоретическую модель лигнин-содержащей железной руды, уплотненную с добавлением связующего - см. Рис. 1.

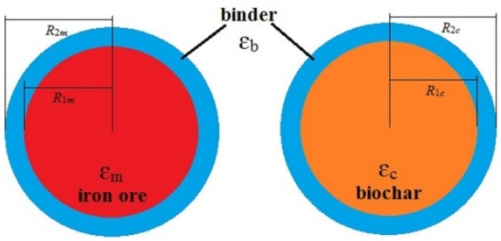


Рисунок 1. Модель лигнин-содержащей железной руды, уплотненной с добавлением связующего.

Здесь ε_b - диэлектрическая проницаемость связующего, ε_c - диэлектрическая проницаемость лигнина, ε_m - диэлектрическая проницаемость железной руды; R_{1m} - радиус ядра частиц железной руды, R_{2m} - радиус всей частицы железной руды со связующим, R_{1c} - радиус ядра частицы лигнина, R_{2c} - радиус всей частицы лигнина с оболочкой.

В ПЭС мы имеем дело со смесью двух типов сферических частиц, которые случайным образом распределены в эффективной среде. В этой модели мы имеем дело с тремя типами частиц. Два из них идентичны и рассматриваются выше. В качестве третьего типа частиц мы будем рассматривать сферические включения газа (вакуум). Считается, что диэлектрическая проницаемость такого композита равна диэлектрической проницаемости эффективной среды. Частицы газа могут быть любого радиуса, чтобы заполнить все оставшееся пространство. Электрическое поле внутри них определяется исходя из решения уравнений Максвелла для сферы [7].

После подстановки электрических полей в материальное уравнение приближения эффективной среды и их интегрирования можно найти окончательное уравнение для расчета эффективной диэлектрической проницаемости:

$$(1 - p_m\zeta_m - p_c\zeta_c)\frac{\varepsilon_g - \varepsilon_{eff}}{\varepsilon_g + 2\varepsilon_{eff}} +$$

$$+p_m\zeta_m\frac{\varepsilon_b[3\varepsilon_m + (\zeta_m - 1)(\varepsilon_m + 2\varepsilon_b)] - \varepsilon_{eff}[3\varepsilon_b + (\zeta_m - 1)(\varepsilon_m + 2\varepsilon_b)]}{2\alpha_m\varepsilon_{eff} + \beta_m\varepsilon_b} +$$

$$+p_c\zeta_c\frac{\varepsilon_b[3\varepsilon_c + (\zeta_c - 1)(\varepsilon_c + 2\varepsilon_b)] - \varepsilon_{eff}[3\varepsilon_b + (\zeta_c - 1)(\varepsilon_c + 2\varepsilon_b)]}{2\alpha_c\varepsilon_{eff} + \beta_c\varepsilon_b} -$$

$$-p_m\zeta_m\frac{\frac{9}{2}\varepsilon_b(\varepsilon_m - \varepsilon_b)ln(1 + l_m)}{2\alpha_m\varepsilon_{eff} + \beta_m\varepsilon_b} -$$

$$-p_c\zeta_c\frac{\frac{9}{2}\varepsilon_b(\varepsilon_c - \varepsilon_b)\ln(1 + l_c)}{2\alpha_c\varepsilon_{eff} + \beta_c\varepsilon_b} = 0, \quad (1)$$

где p_m и p_c - объемные доли железной руды и лигнина в смеси эффективных сред, ε_g - диэлектрическая проницаемость газа или вакуума, ε_{eff} - эффективная диэлектрическая проницаемость всей среды.

$$\zeta_{m,c} = \left(R_{2m,2c}/R_{1m,1c}\right)^3 = \left(1 + l_{m,c}\right)^3,$$

$$l_{m,c} = \left(R_{2m,2c} - R_{1m,1c}\right)/R_{1m,1c},$$

$$\alpha_{m,c} = \left(\zeta_{m,c} - 1\right)\varepsilon_{m,c} + 2\left(\zeta_{m,c} + 1\right)\varepsilon_b,$$

$$\beta_{m,c} = \left(2 + \zeta_{m,c}\right)\varepsilon_{m,c} + 2\left(\zeta_{m,c} - 1\right)\varepsilon_b, \qquad (2)$$

Уравнение (1) можно использовать для определения комплексной эффективной диэлектрической проницаемости железосодержащей железной руды для случая, когда известны диэлектрическая проницаемость и концентрации исходных компонентов. Эффективную магнитную проницаемость этой смеси можно определить по тому же уравнению, заменив ε на μ.

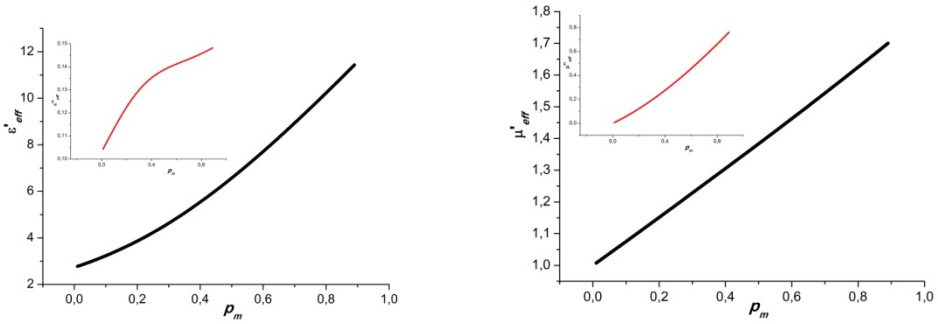


Рисунок 2. Реальные и мнимые (на внутреннем графике) части эффективной диэлектрической (слева) и магнитной (справа) проницаемостей порошка лигнин-содержащей железной руды.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-58-53055, 16-29-14045, 17-02-01382) и Министерства образования и науки Российской Федерации (государственный контракт № 3.5698.2017/9.10).

1. Zhiwei Peng, Jiann-Yang Hwang, and Matthew Andriese, Absorber Impedance Matching in Microwave Heating, Applied Physics Express 5 (2012) 077301, pp. 1-3
2. Wang H., Tian Z., Jiang L., Luo W., Wei Z., Li S., Cui J., Wei W., Highly efficient adsorption of Cr(VI) from aqueous solution by Fe3+ impregnated biochar, Journal of Dispersion Science and Technology, **38**, Issue 6, 2017, pp. 815-825
3. Lyu H., Tang J., Huang Y., Gai L., Zeng E.Y., Liber, K., Gong Y., Removal of hexavalent chromium from aqueous solutions by a novel biochar supported nanoscale iron sulfide composite, Chemical Engineering Journal, **322**, 2017, pp. 516-524
4. Nan N., DeVallance D.B., Development of poly(vinyl alcohol)/wood-derived biochar composites for use in pressure sensor applications, Journal of Materials Science, **52**, 13, 2017, pp. 8247-8257
5. Lawrinenko M., Jing D., Banik C., Laird D.A., Aluminum and iron biomass pretreatment impacts on biochar anion exchange capacity, Carbon, Volume **118**, 1 July 2017, pp. 422-430
6. Lee J., Kim K.-H., Kwon E.E., Biochar as a Catalyst, Renewable and Sustainable Energy Reviews, Volume 77, 1 September 2017, pp. 70-79
7. V.D. Buchelnikov, D.V. Louzguine-Luzgin, A.P. Anzulevich, G. Xie, S. Li, N. Yoshikawa, M. Sato, I.V. Bychkov, A. Inoue. Heating of metallic powders by microwaves: Experiment and theory, Journal of Applied Physics, College Park, MD: AIP, 2008, 1, **104**, pp 1-10.

МАГНИТНЫЙ КСЕРОГЕЛЬ НА ОСНОВЕ SiO_2 С ВНЕДРЁННЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ ε-Fe_2O_3

Ю.В. Князев[1], С. С. Якушкин[2], Д.А. Балаев[1], А.А. Дубровский[1], С.В. Семенов[1], О.А. Баюков[1], В.Л. Кириллов[2], Р.Д. Иванцов[1], И.С. Эдельман[1], О.Н. Мартьянов[2]

[1]*Институт катализа им. Борескова, Новосибирск, Россия*
[2] *Институт физики им. Л. В. Киренского, Федеральный научно-исследовательский центр КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия*

ε-Fe_2O_3 является уникальной формой оксида железа благодаря высокой коэрцитивности [1-3] и высокочастотной адсорбции в миллиметровом диапазоне волн [1]. Фаза ε-Fe_2O_3 стабильна только в виде наночастиц. Известны разные подходы к синтезу ε-Fe_2O_3. Большое распространение получила золь-гель технология [3] В данной работе был применён оригинальный метод получения нового метаматериала на основе наночастиц ε-Fe_2O_3, внедрённых в матрицу ксерогеля (рис.1). Образцы наночастиц с различным массовым содержанием ε-Fe_2O_3, диспергированного в ксерогеле, были синтезированы путем пропитки влажного силикагеля солями железа (II) с последующим прокаливанием.

Исследованы структура и магнитные свойства полученных композитов с использованием просвечивающей электронной микроскопии, рентгеновской дифракции, мёссбауэровской спектроскопии и статических магнитных измерений. Отсутствие примесей других форм оксида железа, контролируемое распределение частиц по размерам, высокая концентрация наночастиц ε-Fe_2O_3 при слабых магнитных взаимодействий между частицами, позволило получить новый метаматериал с интересными свойствами. Так, например, впервые удалось наблюдать магнитный круговой дихроизм для систем на основе ε-Fe_2O_3.

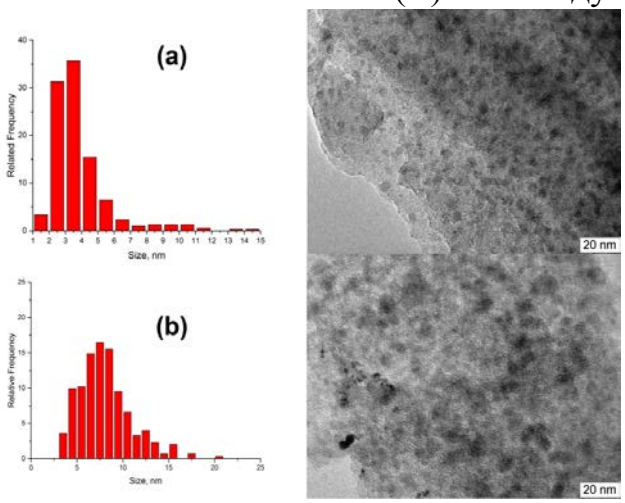


Рис.1. Электронные микрофотографии изображения образцов 5FX - (a) и 20FX - (b) и соответствующее распределение частиц по размерам.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 17-12-01111)

1. M. Gich, A. Roig, C. Frontera, et al. J. Appl. Phys. **98**, 44307 (2005).
2. Yakushkin, S. S., Balaev, D. A., Dubrovskiy, A. A., et al. J. Supercond. Nov. Magn., **31**(4), 1209-1217 (2018).
3. J. Jin, S. Ohkoshi, K. Hashimoto, Adv. Mater. **16**, 48–51 (2004).

УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ОБРАБОТКА БИОГЕННОГО ФЕРРИГИДРИТА

С.В. Столяр[1,2], В.П. Ладыгина[2], Р.Н. Ярославцев[1,2], О.А. Баюков[2], Ю.В. Князев[2], Р.С. Исхаков[2]

[1]*Сибирский Федеральный Университет, Красноярск*
[2]*Институт физики им. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск*

Исследованы магнитные свойства наночастиц биогенного ферригидрита в процессе приготовления из биомассы микроорганизмов их водных суспензий (золей) с использованием ультразвуковой обработки в режиме кавитации. На рисунке приведены дифференциальные кривые ферромагнитного резонанса высушенного золя - “sol” (кривая 1) и высушенного осадка, образовавшегося в процессе изготовления золя - “precipitate” (кривая 2). Для образца “sol” резонансное поле H_p совпадает со значением внутреннего поля $H_o = 2\pi\nu/\gamma = 3$кЭ (γ – гиромагнитное отношение, ν – частота СВЧ излучения). Из рисунка видно, что кривая ФМР порошка “precipitate” характеризуется дополнительным поглощением в малых полях при $H_p \approx 1$кЭ.

При дополнительной ультразвуковой обработке в режиме кавитации водного раствора “sol”, увеличивается интенсивность (смотри кривая 3) низкополевого поглощения. Результаты мессбауэровской спектроскопии, выполненные на данных порошках указывают на формирование в результате ультразвуковой обработки ОЦК фазы Fe.

Работа поддержана Специальной программой Министерства Образования и Науки Российской Федерации для Сибирского Федерального Университета. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности в рамках научного проекта № 17-43-240527.

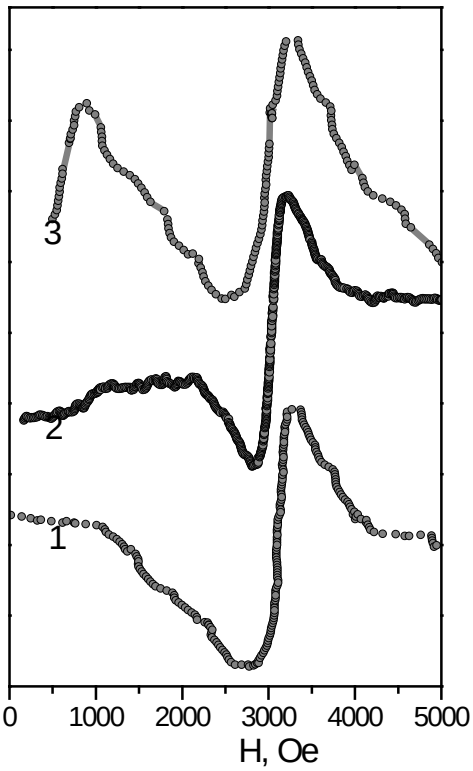


Рисунок - Спектры ферромагнитного резонанса. 1 - образец «sol», 2 - образец «precipitate», 3 - образец «sol» после дополнительной ультразвуковой обработки

ВЛИЯНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РОТАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ

А.М. Стороженко, И.А. Шабанова, А.В. Крипачев

Юго-Западный государственный университет, Россия

Изучение динамики вращения жидкости, проявляющей магнитные свойства, под действием переменных полей было начато вскорости после синтеза первых подобных жидких магнитных систем. Явление увлечения магнитной жидкости вращающимся магнитным полем получило название ротационного эффекта [1]. Величина вращательного момента, действующего на ограниченный контейнер, заполненный магнитной жидкостью, зависит от многих параметров, включая как физические свойства самого исследуемого образца, так и характеристики внешнего магнитного поля.

Экспериментальные работы по определению скорости течения и момента сил широко освещены в литературе, в частности, рассматривались случаи цилиндрических капсул [2-3], сферических контейнеров [4-5], свободно вращающихся капель [6]. В данной работе использовалась сферическая геометрия, что позволило получить однородное магнитное поле за счет равенства размагничивающего фактора во всех направлениях. Подробное описание экспериментальной установки и методики измерений представлено в [7].

В работе исследовался образец магнитной жидкости, представляющей собой частицы магнетита со средним диаметром 8 нм, стабилизированные олеиновой кислотой в керосине. Плотность образца 1252 кг/м^3, концентрация твердой фазы 10,2%, намагниченность насыщения 40,5 кА/м, динамическая вязкость 12 мПа·с.

По полученным экспериментальным данным, в диапазоне напряженности магнитного поля от 0 до 3 кА/м измеренная зависимость плотности вращательного момента от амплитуды магнитного поля является квадратичной (рис. 1), что согласуется с хорошо известным выражением

$$T \sim B \times M \sim \chi B^2,$$

где T – вращательный момент на единицу объема вещества, B – индукция внешнего магнитного поля, M – намагниченность образца, χ - начальная магнитная восприимчивость.

Теория, описывающая ротационный эффект в цилиндрической геометрии, изложена в [8]. Если модифицировать расчетную формулу на случай сферического контейнера, то выражение принимает вид:

$$T = \mu_0 \chi_2 \left(\frac{H_0}{1 + N\sqrt{\chi_1^2 + \chi_2^2}} \right)^2 .$$

Здесь μ_0 – магнитная постоянная, H_0 напряженность внешнего магнитного поля, N=1/3 – размагничивающий фактор для сферы, χ_1 и χ_2 – действительная и мнимая части динамической магнитной восприимчивости образца, измеряемые экспериментально.

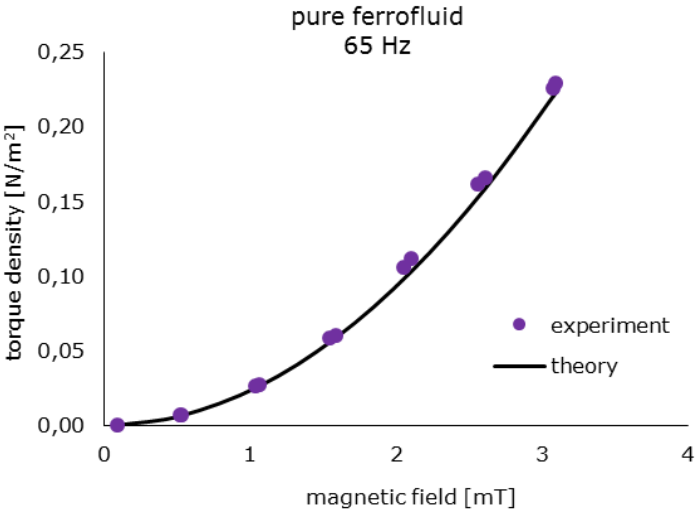


Рис. 1.

В диапазоне частот вращающегося магнитного поля от 50 до 80 Гц теория согласуется с экспериментом с точностью до 90% (рис. 1). Однако для других частот наблюдается значительное несоответствие численных значений вращательного момента на единицу объема вещества, полученных экспериментально и теоретически. Этот факт заставляет предполагать, что в теории учтены не все механизмы ротационного эффекта и требуется дальнейшее детальное изучение данного явления.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента, договор № МК-1796.2018. Авторы выражают признательность И.М. Арефьеву за предоставленный образец магнитной жидкости.

1. A.F. Pshenichnikov, A.V. Lebedev, and M.I. Shliomis, Magnetohydrodynamics, **36**, 275-281 (2000)
2. A.F. Pshenichnikov, A.V. Lebedev, J. App. Mech. Techn. Phys., **37** (1996)
3. C. Rinaldi, F. Gutman, X. He et al., J. Magn.Magn.Materials, **289**, 307 (2005)
4. B. U. Felderhof, Phys. Rev E, **84**, 046313 (2011)
5. I.Torres-Diaz, C.Rinaldi, M.Zahn, J. Appl. Phys., **111**, 07B313 (2012)
6. Yu. I. Dikanskii, O. V. Borisenko, and M. A. Bedzhanyan, Techn. Phys., **58**, 475 (2013)
7. A.M. Storozhenko, R. Stannarius, A.O. Tantsyura et al., JMMM, **431**, 66-69 (2017)
8. A.F. Pshenichnikov, A.V. Lebedev, Magnetohydrodynamics, **36**, 317-326 (2000)

Недавно у меня конфисковали самогонный аппарат,
который я затем увидел на выставке
«Модернизация и нанотехнологии»

Народная мудрость

МАГНИТНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ

МАГНИТНЫЕ СКИРМИОНЫ В НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ

М.В. Сапожников, О.В. Ермолаева, Е.В. Скороходов, Н.С. Гусев, М.Н. Дроздов

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального исследовательского центр Институт прикладной физики Российской академии наук“, Нижний Новгород

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований магнитных состояний, возникающих в процессе перемагничивания магнитных наноструктур с перпендикулярной анизотропией. Исходные магнитные пленки, используемые для последующего создания наноструктурированных образцов, представляют собой многослойные пленки из чередующихся слоев Co (0.5 нм) и Pt (1 нм), 5 периодов, нанесенные при помощи магнетронного напыления на стеклянную подложку.

Исследование петель гистерезиса образцов, проведенное методами Холловской магнитометрии и при помощи измерения магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) в полярной геометрии, показало наличие у полученных многослойных пленок перпендикулярной магнитной анизотропии. Петля гистерезиса пленки имеет форму, близкую к прямоугольной, с полями коэрцитивности в пределах 15-20 мТл для разных образцов. В остаточном состоянии пленки остаются однородно намагниченными, в размагниченном состоянии демонстрируют лабиринтную доменную структуру.

Пленки Co/Pt послужили основой для изготовления наноструктур в виде двумерной периодической решетки цилиндрических выступов методами электронной литографии (период 300 нм, диаметр 150 нм). Будущие выступы прикрывались слоем ванадия, в промежутке между выступами проводилось прецизионное травление в установке вторичной ионной масс-спектрометрии, при этом стравливалось три из пяти слоев Co.

Наноструктурирование привело к тому, что коэрцитивность пленки выросла с ~20 мТл до ~30 мТл. Анализ магнитных конфигураций возникающих в ходе перемагничивания осуществлялся методами магниносиловой микроскопии (МСМ), при этом измерения проводились в нулевом внешнем поле, после намагничивания системы до промежуточных значений внешнего поля, меньших, чем поле насыщения. Соответствующие конфигурации показаны на Рис. 1. В остаточном состоянии (I) виден слабый МСМ контраст. Его наличие связано с тем, что в даже однородно намагниченной системе неровность поверхности приводит к появлению полей рассеяния. При приложении внешнего поля первоначально наблюдается перемагничивание пленки между выступами. Тем не менее, одновременно наблюдается перемагничивание небольшой части выступов. При этом в системе могут одновременно наблюдаться три возможных конфигурации: однородно исходно намагниченные области (a, на Рис. 1),

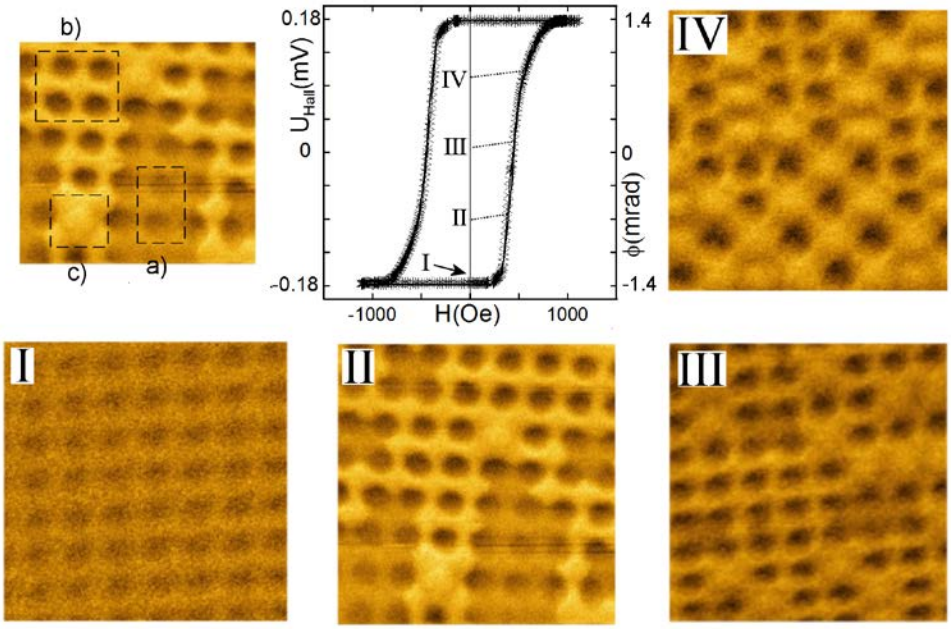


Рис. 1. Петля гистерезиса эффекта Холла (сплошная линия) и магнитооптического эффекта Керра (звездочки) при намагничивании наноструктурированной многослойной пленки Co/Pt в поперечном магнитном поле. Изображения соответствующих магнитных конфигураций структуры полученные методом МСМ обозначены как I - IV. Размер сканов МСМ 2 × 2 мкм. I - система в однородном состоянии с намагниченностью перпендкулярно пленке. a) однородно намагниченная область пленки с намагниченностью против поля. b) область, где пленка между выступами перемагнитилась, а сами выступы сохранили первоначальное направление намагниченности. c) область, где и пленка, и выступ перемагнитились, и соответственно, намагниченная однородно в направлении перемагничивающего поля.

однородно перемагниченные области (c), и области, где перемагниченная пленка окружает выступ, намагниченный в противоположном исходном направлении (b). Областей, где перемагниченный выступ окружен пленкой в исходном состоянии не наблюдается. В последнем случае (b) мы имеем участки плотной решетки магнитных скирмионов.

По мере увеличения внешнего магнитного поля (Рис. 3, III) площадь, занимаемая состоянием (a) падает, в то время как площадь, занимаемая решеткой скирмионов (b), растет. Одновременно увеличивается и число перемагниченных выступов (c). Наконец, в некотором магнитном поле (Рис. 3, IV) неперемагниченные участки (a) исчезают, и в системе реализуется неплотная решетка скирмионов, соответствующая существованию как перемагниченных, так и неперемагниченных выступов на фоне перемагниченной пленки. При дальнейшем увеличении поля все выступы перемагничиваются и образец опять переходит в однородно намагниченное состояние.

Микромагнитное моделирование системы было проведено с использованием открытого программного кода OOMMF. Геометрические параметры модели соответствуют экспериментальным образцам, величина намагниченности насыщения и константа обмена выбраны равными

Ms = 2 × 105 А/м, A = 2.5 × 10-13 Дж/м, что также соответствует ранее сделанным экспериментальным оценкам этих величин в пленках Co/Pt [1].

На Рис. 2 представлено смоделированное распределение намагниченности в магнитном скирмионе, застабилизированном на выступе. Полученные распределения были использованы для расчета величины $\partial^2 Hz/\partial z^2$, которая обуславливает сигнал, измеряемый в процессе сканирования образца магнитно-силовым микроскопом. Приведенные на Рис. 2 распределения $\partial^2 Hz/\partial z^2$ рассчитаны для высоты, равной высоте сканирования МСМ и соответствуют изображениям, получаемым в ходе МСМ сканирования. Видно, что скирмионное распределение намагниченности дает контраст, аналогичный контрасту изображения на Рис. 1b полученному экспериментально.

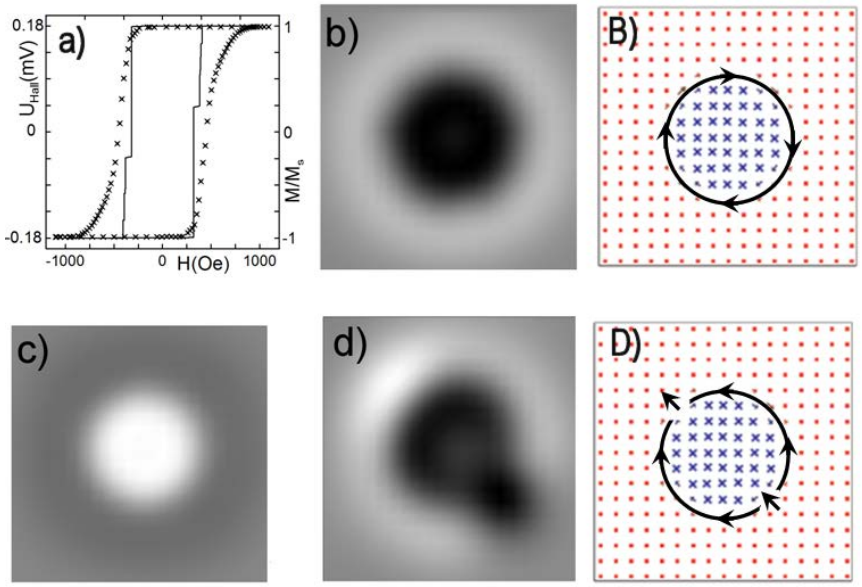


Рис. 2. (a) Кривая намагничивания наноструктурированной многослойной пленки Co/Pt в поперечном магнитном поле, измеренная экспериментально (крестики) и рассчитанная методами микромагнитного моделирования (сплошная линия). (B) Рассчитанное распределение намагниченности в магнитном скирмионе (мягком ЦМД) запиннингованном на выступе в пленке, (b) рассчитанный на основе результатов микромагнитного моделирования сигнал МСМ от выступа магнитной пленки при наличии скирмионного распределения намагниченности (B). (c) рассчитанный МСМ для случая исходного однородного распределения намагниченности. (D,d) Распределение намагниченности и рассчитанный МСМ сигнал для жесткого топологически незаряженного ЦМД

Работа поддержана грантами РФФИ. При выполнении работы использовалось оборудование ЦКП “Физика и технология микро- и наноструктур”.

1. M.V. Sapozhnikov, S.N. Vdovichev, O.L. Ermolaeva, N.S. Gusev, A.A. Fraerman, S.A. Gusev, Yu.V Petrov, Appl. Phys. Lett. **109** 042406 (2016).

НЕОДНОРОДНЫЕ МАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ И ЭФФЕКТЫ НЕВЗАИМНОСТИ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

А.А. Фраерман
Институт физики микроструктур РАН, Россия

В докладе будет дан обзор работ по созданию и исследованию ферромагнитных наноструктур с неколлинеарным (киральным) распределением намагниченности. Будут представлены результаты экспериментов по созданию спиральных [1,2], вихревых[3], антивихревых [4] и скирмионных [5] распределений намагниченности, которые обладают необычными оптическими и транспортными свойствами [6].

Работа выполнена при поддержке РНФ № 16-12-10340.

1. Вдовичев С.Н., Грибков Б.А., Гусев С.А. и др. *Письма в ЖЭТФ* **94** 418 (2011)
2. Мухаматчин К.Р., Фраерман А.А. *Письма в ЖЭТФ* **93** 809 (2011)
3. O. G. Udalov, A.A.Fraerman *Phys. Rev. B* **86**, 094416 (2012)
4. Mironov V.L., Ermolaeva O.L., Gusev S.A. et al *Phys.Rev. B* **81** 094436 (2010)
5. M. V. Sapozhnikov et al., *APL*, 109, 042406 (2016)
6. Д.А.Татарский и др., *УФН*, т.186, №6, с.654 (2016)

EMERGENT PHYSICS OF GRAPHENE: MAGNETISM AND SUPERCONDUCTIVITY

E.F. Sheka
Peoples' Friendship University of Russia, 117198 Moscow, Russia

It has become customary to open each new publication concerning graphene by referring to a standard set of unique applications, awaiting graphene, as the main motivation of performed studies, including fundamental ones as well. The fact seems a normal reaction to the unprecedentedly dense flux of papers of still irreducible number, on the one hand, and exclusively wide range of covered topics of interest, on the other. Apparently, the reference might serve the only restrictive spell code that opens the entrance to the area of an unbelievable mixing the scientific disciplines, methods, goals and results of research. In its turn, a huge mass of information related to fundamental sciences has clearly evidenced the outstanding significance of graphene, having been so far the only object capable to unite natural sciences from mathematics to geology. At the same time, the amount of information, which is not under force to understand in full to any thinking person, inevitably gives rise to the division of the science of graphene into separate branches, such as the physics of

graphene, chemistry, biophysics, biomedicine, and so forth. Therewith, graphene keeps its uniqueness in all of them exhibiting an exciting universality [1]. If the same graphene is in service to all these branches, there is a time to ask ourselves what is the reason of this universal uniqueness. The first attempt to answer the question is presented in the current paper.

The peculiarity, which may form the ground of the universal uniqueness of a many-electron system, evidently concerns its fundamental properties, primarily, continuous symmetry breaking, spin symmetry first and time and space symmetry in the second place. For the first time, the question of the strong influence of a broken symmetry on the behavior of a many-electron system was raised in the P. Anderson famous work "*More is Different*" in 1972 [2] and then supported by other prominent physicists [3, 4]. The question was posed theoretically and concerned peculiarities of the solution of many-electron Hamiltonians, particularly, Hartree-Fock (HF) one. The problem arises when the standard symmetric restricted HF (RHF) solutions do not fit the physical reality and are replaced by unrestricted HF (UHF) approach. The replacement concerns the manner of wave function (wf) presentation keeping the Hamiltonian unchanged. The problem stems from the fact that UHF wf's, being eigenfunctions of both electron Hamiltonian and spin projection S_z operator, may either do or do not play this role for spin square operator $\hat{S}^2$, just causing spin symmetry breaking in the latter case. The functions are resulted from the implementation of Löwdin's idiologem "different orbitals for different spins" and took into account electron correlation in the considered electronic system [5]. The difference of the broken symmetry UHF solution from the spin symmetric RHF one consists in lowering energy $\Delta E^{RU} = E^{UHF} - E^{RHF} < 0$ and a remarkable spin contamination $(\Delta\hat{S}^2 = \hat{S}^2_{UHF} - \hat{S}^2_{exact})$. The latter, which casts doubts on the purity of spin multiplicity of the system ground state, quite often is attributed to the method disadvantage that leads to erroneous results. At the same time, the feature is usually accepted as indication to enhanced electron correlation that requires configuration interaction (CI) schemes for a proper description. There has been a perception, that if UHF approach as the first stage of the CI ones would have been improved towards a complete CI theory, one would expect a deductive restoration of the symmetry and the removing of spin contamination. However, as was pointed by the R. Laughlin in his Nobel lecture in 1999 [3], the symmetry restoration is under question. Actually, "… *if the system contains a thermodynamically large number of particles it can happen that a small change to the equations of motion (*caused by breaking symmetries - E. Sh*) results in a violent rearrangement of the ground state and low-lying excitations and a corresponding breakdown of the one-to-one mapping. This is a quantum phase transition. We say that two states are the same phase of matter if they can be slowly transformed into each other without encountering a quantum phase transition, and different phases of matter if they cannot*". In full accordance with the said, there might be two situations concerning UHF

breaking of spin symmetry: the expectation of the symmetry restoration, assured by passing to spin-projected wf's of higher levels of the CI theory and the recognition of the fact of the symmetry breaking and the occurrence of quantum phase transition in the electron system under consideration. The first case is actually met for small systems. Large systems are more tolerant to symmetry breaking and quantum phase transition that accompanies the latter [2-4] due to which the UHF solution becomes a good approximation of the system ground state. At the same time, the glossary of terms of the new ground state is unavoidably enriched with new ones, sometimes attributed to new 'order parameters' [4], which indicate new properties, acquired by the electron system and nominated as emergents. The UHF emergents concern spin polarization of electron states, spin contamination, depriving the exact spin multiplicity of electronic states, and spin structure, composed of local spins of the predetermined value related to the relevant atom as well as many others resulted from the above mentioned.

The emergent character of the ground state has a direct attitude to graphene. Empirically divided into micro (nano) and macro-scale, graphene samples are grouped in two large pools characterized by non-quantized (molecular) and quantized (crystalline) electronic properties, respectively. The two pools are graphene materials providing low-performance and high-performance applications [6]. Since symmetry breaking does not depend on concrete details related to each particular sample, it is the universal characteristic of the whole graphene family and provides a reliable guide over the ocean of available facts and observations looking for common emergent phenomena characteristic for studied properties.

The current paper presents the first such travelling revealing that broken symmetry unites peculiar spin-dependent chemical properties of graphene molecules, including its mechanochemistry, topochemistry, and biomedicine, with spin-dependent physical properties of crystals, such as room-temperature ferromagnetism, superconductivity and topological non-triviality.

1. Sheka, E.F. (2017). *Spin Chemical Physics of Graphene*, Pan Stanford: Singapore.
2. Anderson, P.W. (1972). More is different, *Science*, **177**, pp. 393-396.
3. Laughlin, R. B. (1999). Nobel lecture: Fractional quantization, *Rev. Mod. Phys.*, **71**, pp. 863-874.
4. *Emergent Phenomena in Correlated Matter* (2013). Pavarini, E., Koch, E. and Schollwöck, U. eds. Forschungszentrum Jülich and the German Research School for Simulation Sciences, Julich.
5. Löwdin, P-O. (1958). Correlation problem in many-electron quantum mechanics. 1. Review of different approaches and discussion of some current ideas, *Adv. Chem. Phys.*, **2**, pp. 209-322.
6. Novoselov, K.S., Fal′ko, V.I., Colombo, L., Gellert, P.R., Schwab, M.G. and Kim, K. (2012). A roadmap for graphene, *Nature*, **490**, 7419, pp. 192-200.

НАНОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ИТТРИЕВОГО ФЕРРИТА-ГРАНАТА $Y_3Fe_5O_{12}$, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ

Н.С. Соколов, Б.Б. Кричевцов, С.М. Сутурин, А.М. Коровин, В.В. Федоров, Л.В. Луцев, В.Э. Бурсиан, М.П. Волков

ФТИ им.А.Ф. Иоффе, 194021 Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия

Иттриевый феррит-гранат (YIG) является модельным кристаллом физики магнетизма. Интерес к нему связан с его уникальными физическими свойствами, в частности, высокой температурой Кюри, малым затуханием магнитных и акустических волн, высокой оптической прозрачностью в широком диапазоне частот, большой величиной магнитооптических эффектов.

В 70-80^{x} годах прошлого века большое внимание уделялось созданию и изучению магнитных пленочных структур на основе YIG и гранатов сложных составов. Это было связано с перспективами создания новых типов магнитооптических устройств, приборов СВЧ диапазона, а также устройств хранения и обработки информации, основанных на управлении цилиндрическими доменами. Пленочные структуры изготавливались методом жидкофазной эпитаксии и имели микронную толщину.

В последние годы появился новый интерес к созданию и изучению кристаллических и магнитных свойств наноструктур на основе иттриевого феррита граната, обусловленный развитием спинтроники и появлением новых направлений, таких как оксидная спинтроника, магноника, спинкалоритроника. Перспективой применения в спинтронике сверхтонких пленок магнитных диэлектриков, таких как иттриевый феррит гранат, является принципиальная возможность использования пакетов спиновых волн для передачи и управления информацией вместо спиновых токов, которые можно генерировать и принимать в проводящих средах.

Возможность выращивать эпитаксиальные магнитные наноструктуры на основе YIG появилась в связи с развитием методов молекулярно-лучевой эпитаксии. Настоящая работа посвящена описанию результатов, полученных в последние годы в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, по приготовлению методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии наноструктур на основе YIG и исследованию их структурных, статических и динамических магнитных свойств.

Наноструктуры YIG/GGG(111) и YIG/NdGG(111) выращивались методом импульсной лазерной эпитаксии на установке Surface GmbH в специально предназначенной для роста оксидных слоев камере при различных давлениях кислорода и температурах роста. В качестве подложек использовались полированные пластины гадолиний-галлиевого граната (GGG) и неодим-галлиевого граната (NdGG), вырезанные в плоскости (111). Для улучшения морфологии поверхности подложки отжигались в атмосфере при 1000°C в течение 3 часов. Рост пленок $Y_3Fe_5O_{12}$ проводился путем распыления мишени YIG сверхкороткими ($\tau \approx 10$ns) импульсами эксимерного KrF лазера (длина волны $\lambda \approx 248$ нм) с плотностью энергии ~ 3.1 J/cm^2 [1,2].

Для характеризации пленок YIG проводились исследования морфологии поверхности и кристаллического качества. Контроль морфологии поверхности подложек и пленок YIG проводился с помощью атомно-силового микроскопа NT-MDT в полуконтактном режиме. Процесс роста и кристаллическое качество пленок контролировались с помощью дифракции быстрых электронов (RHEED). Для этого применялся оригинальный метод регистрации и обработки картин дифракции быстрых

электронов, позволяющий строить картины RHEED в произвольных проекциях и сечениях обратного пространства. Регистрировались серии из нескольких тысяч картин при вращении образца вокруг нормали с шагом 0.05 градуса на кадр. Применение специально разработанного программного обеспечения дало возможность восстанавливать трехмерную структуру распределения интенсивности RHEED в обратном пространстве, а также проводить моделирование структуры.

Рентгенодифракционные исследования кристаллической структуры слоев YIG/GGG проводились на линии BL3A синхротронного источника Photon Factory (Цукуба, Япония) на четырехкружном дифрактометре Huber с использованием (Silicone Drift Detector) детектора, а также, для дополнительных измерений, двумерного детектора Pilatus. Спектры рентгеновского поглощения и магнитного циркулярного дихроизма (XMCD) вблизи L-края ионов Fe^{3+} в окта- и тетраэдрической подрешетках измерялись на линии BL16A синхротронного источника Photon Factory. Магнитное поле величиной до ±12 kOe прикладывалось вдоль оси распространения рентгеновского пучка при этом угол падения света на поверхность образца составлял 30 или 90 градусов. Для повышения чувствительности использовалось переключение циркулярной поляризации рентгеновского луча с частотой 10 Hz.

Намагниченность m структур исследовалась на установке PPMS-9 (Quantum Design Inc.). Измерялись полевые зависимости магнитного момента M от магнитного поля H_{in}, приложенного в плоскости структуры, при комнатной температуре.

Процесс намагничивания пленок YIG в магнитном поле $|H_{out}| < 20$ kOe, перпендикулярном плоскости структур, изучался с помощью магнитооптического полярного эффекта Керра на длине волны света $\lambda = 405$ nm. Поведение намагниченности в поле H_{in}, приложенном в плоскости структуры, изучалось с помощью продольного эффекта Керра (LMOKE) ($\alpha \approx 45^o$, $\lambda = 405$ nm). Использование различных ориентаций магнитного поля относительно плоскости падения света (векторный МОКЕ) позволило измерять полевые зависимости компонент намагниченности, ориентированных параллельно ($m_{||}$) и перпендикулярно ($m_{\perp}$) магнитному полю H_{in}.

Спектры ферромагнитного резонанса (ФМР) измерялись с помощью ЭПР спектрометра на частоте F = 9.41 GHz в магнитном поле величиной до 10 kOe, прикладываемом перпендикулярно или в плоскости структуры. Распространение спиновых волн изучалось с помощью микрополосковой ячейки с возбуждающей и приемной антеннами шириной 30μ, расположенными на расстоянии 1.2 mm друг от друга, соединенными с ZNB-20 векторным анализатором сигнала. Исследовались амплитудно-частотные характеристики S_{21} для поверхностных спиновых волн Даймона-Эшбаха в частотном диапазоне 3.2-3.4 GHz при ориентации магнитного поля в плоскости пленки.

На подложках GGG и NdGG(111) были выращены пленки YIG толщиной 2 - 80 nm. Исследования с помощью атомно-силовой микроскопии показали, что поверхность слоев YIG состоит из атомно-гладких террас и ступеней с высотой 1.8 Å, характерной для поверхности YIG(111). При повышении температуры роста от 700 до 1000°C террасы уширяются и рост YIG постепенно переходит от послойного режима к режиму движения ступеней.

Изучение кристаллической структуры с помощью RHEED и XRD показало, что решетка YIG имеет ту же ориентацию осей, что и подложка (GGG, NdGG(111)) и латерально псевдоморфна ей с небольшими ромбоэдрическими искажениями в направлении перпендикулярном поверхности. Как показали измерения XRD в пленках, выращенных при 700–850 °C решетка YIG вытянута вдоль [111] $\Delta a_{111}/a_{111} \approx 8 \cdot 10^{-3}$. В

пленках, выращенных при 1000 °C деформация значительно меньше $\Delta a_{111}/a_{111} < 4 \cdot 10^{-4}$ Хорошее соответствие между данными RHEED и модельными расчетами показывают высокое качество выращенных слоев. Исследование магнитных свойств пленок YIG с помощью вибрационного магнетометра показали наличие узких петель (Hc ~ 0.1-1 Oe) при намагничивании структуры в плоскости. Величина спонтанной намагниченности пленок $4\pi Ms \approx 1200$ -1350 G меньше, чем в объемном кристалле $4\pi Ms \approx 1750$ G, что может быть связано с повышенным концентрацией дефектов и уменьшением количества обменных 3d-связей на интерфейсе.

Изучение переключения пленок в плоскости с помощью векторного МОКЕ показало, что процесс переключения сопровождается поворотами намагниченности и скачками, связанными с зарождением и движением доменных стенок. Вклад этих механизмов зависит от ориентации магнитного поля, что свидетельствует о присутствие в плоскости пленок небольшой одноосной магнитной анизотропии. Величина поля анизотропии мала и составляет несколько Эрстед. Причиной образования одноосной анизотропии могут быть внутренние напряжения в подложке и пленке, возникающие в процессе роста. В работе приводится количественное описание петель на основе модифицированной модели Стонера-Волфорта с учетом движения доменных стенок. Исследования полярного эффекта Керра, а также спектров ФМР при различных ориентациях магнитного поля показало присутствие в структурах магнитной анизотропии с H_a ~ 1 kOe ($4\pi M_{eff}$ ~ 2.4 kG), ориентирующей намагниченность в плоскости структуры. Появление поля H_a можно связать с деформацией пленки подложкой обусловленной различием параметров подложки и пленки. В структурах YIG/NdGGG(111), в которых, рассогласование параметров иное, величина M_{eff} оказывается существенно меньше, доходя в некоторых структурах до $4\pi M_{eff}$ ~ 0.2 kOe. Тонкая структура спектров поглощения и XMCD в полученных структурах в области L-края поглощения рентгеновского излучения ионов Fe^{3+}, находящихся в октаэдрических и тетераэдрических позициях промоделирована в рамках теории атомных мультиплетов с учетом кристаллического поля лигандов. Расчеты показали, что вклад различных магнитных подрешеток в XMCD зависит от энергии фотона. В частности при E = 708.9 eV сигнал XMCD определяется практически полностью октаэдрической подрешеткой, а при E = 710 eV в основном тетраэдрической подрешеткой. Это дало возможность получить кривые намагничивания тетраэдрической и октаэдрической подрешетки при различных ориентациях магнитного поля.

Исследования распространения спиновых волн в структуре YIG/GGG(111) [3] показали, что время релаксации спиновых волн составляет τ_0 = 1.35 μs, а величина параметра затухания спиновых волн на частоте 3.29 GHz $\delta \sim 3.6*10^{-5}$, что близко значениям $\delta \sim 3.0*10^{-5}$ в объемном YIG. Это затухание дает вклад в ширину линии ФМР, но он составляет только 1.2% от экспериментально наблюдаемых значений (ΔH ~ 12 Oe). Это связано с тем, что основной вклад в ширину линии ФМР определяется магнитными неоднородностями, имеющими размеры много меньше длины волны спиновых волн. В структурах YIG/NdGG(111) распространение спиновых волн сильно зависит от условий роста структуры.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект N 16-02-00410).
Исследования ФМР и распространения спиновых волн проводились при поддержке РНФ (проект 17-12-01508).

1. N.S. Sokolov, V.V. Fedorov, A.M. Korovin, et al, Journal of Applied Physics **119**, 023903 (2016).
2. B.B. Krichevtsov, S.V. Gastev, S.M. Suturin, et al, Science and Technology of Advanced Materials, **18**, 351 (2017).
3. L.V. Lutsev, A.M. Korovin, V.E. Bursian, et al, Applied Physics Letters **108**, 182402 (2016).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СКАНИРУЮЩЕЙ ЗОНДОВОЙ МИКРОСКОПИИ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУР

А.Г. Темирязев, М.П. Темирязева.

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия

Классическим методом исследования магнитных материалов с помощью сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) является магнитно-силовая микроскопия (МСМ). Визуализация с помощью МСМ структуры полей рассеяния вблизи поверхности образца позволяет судить о характере доменной структуры (ДС) внутри образца. Однако, возможности СЗМ этим не ограничиваются. В данном докладе мы хотим отметить, что СЗМ может быть использован непосредственно для изготовления наноразмерных магнитных структур и для дальнейшего исследования изменения их ДС под воздействием внешних факторов, например, магнитного поля или тока.

Среди объектов, привлекающих в последнее время особое внимание исследователей, большое место занимают тонкие магнитные пленки и многослойные структуры на их основе. Толщина таких пленок обычно не велика, не более нескольких десятков нанометров. Это позволяет использовать СЗМ для резки пленок. Операция выполняется с помощью специальных зондов, оснащенных тонкой алмазной иглой. Ширина реза, как правило, не превышает глубину прорези. Применение данной технологии позволяет изготовить токоведущие нанопровода шириной менее 100 нм, а также структурировать пленку, создав массив элементов (например, полосок или квадратиков) с периодом 30 - 50 нм.

Использование МСМ для изучения перестройки ДС во внешнем магнитном поле предполагает получение серии МСМ изображений при разных полях. Нами была разработана методика, позволяющая автоматизировать этот процесс: поддерживать, а при необходимости корректировать все параметры сканирования в течение длительного времени, до нескольких суток. Это дает возможность получить несколько сот МСМ изображений, пройдя широкий диапазон магнитных полей с малым шагом. Далее из такого массива данных можно сложить фильм и определить диапазон магнитных полей, в котором наблюдаются наиболее интересные и характерные для данного образца виды ДС.

В докладе будут представлены результаты совместного использования двух вышеупомянутых методик, то есть показано, как из сплошной пленки сделать текстурированную, и далее исследовать перемагничивание такого образца.

QUANTIZED SPIN TRANSFER TORQUE IN MAGNETIC TUNNEL JUNCTIONS WITH EMBEDDED NANOPARTICLES

Artur Useinov

National Chiao Tung University, International College of Semiconductor Technology, Hsinchu, Taiwan ROC

Abstract— Magnetic random access memory (MRAM) prototype operated by spin transfer torque (STT) was made currently on the basis of single barrier magnetic tunnel junction (MTJ). The device should keep the satisfied thermal stability factor with an acceptable noise to signal ratio as well as tunnel magnetoresistance (TMR) with magnitude around 100%. The reduction of writing current density is still actual problem, from this point of view, the studies of the complex composited barrier is an important part which assume to find any benefits to reduce writing current density.

The problem of the direct electron tunneling is considered in MTJ CoFeB/MgO/CoFeB with embedded non-magnetic nanoparticles (NP-MTJ), the diameters *d* of the NPs is less than 3.5 nm [1,2]. All NP-MTJ characteristics are similar to those in double barrier MTJ, since the basic direct tunneling phenomena is the same. The tunneling approach has also the origin with the theory of giant magnetoresistance in point-like contacts [3,4], reproducing the limit of the point-like contact when NP touches top and bottom ferromagnetic layers (FMLs). Additional conducting middle layer, created by NPs, significantly modifies the spin current value and related spin transfer torque in the system. Moreover, the temperature impact on classical dome-like TMR as well as on dip and peak-like TMR anomalies with applied voltage (*V*) is consistent with experimental observations [5].

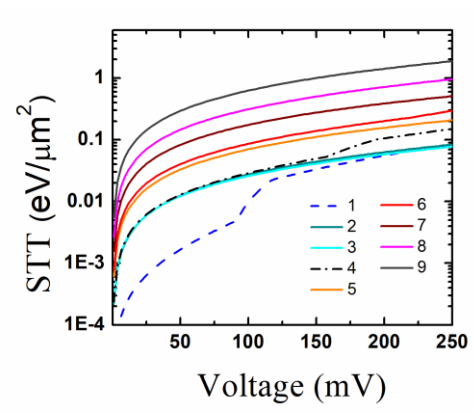


Fig. 1. Voltage dependences of the in-plane STT amplitudes, which correspond to *d* = 1.2 nm to 2.8 nm with 0.2 nm difference between the curves 1 to 9, respectively.

The low temperature (*T*) approach also predicts step-like TMR and step-like (quantized) in-plane STT voltage behaviors for some NPs diameters, Fig. 1.

The in-plane STT components of maximal amplitude were calculated at low *T*, Fig. 1. Curves 1 and 4 correlate with related TMR-*V* behaviors, which have the abrupt steps as result of voltage thresholds. The voltage threshold occurs by cause of confined NP's geometry and related condition of the quantized conductance.

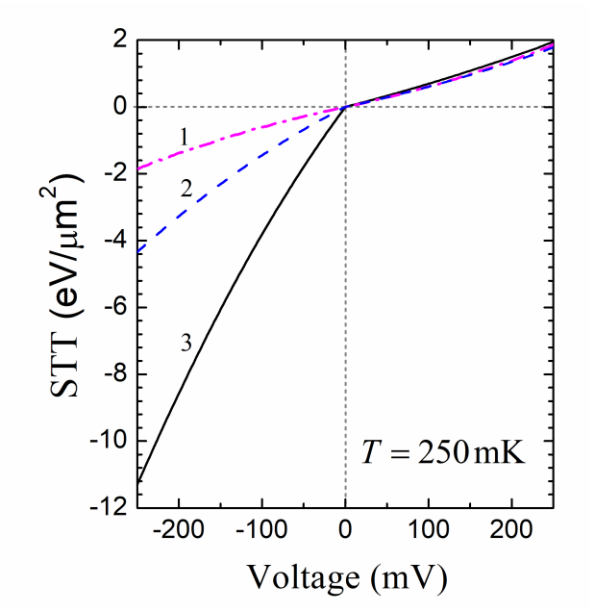


Fig. 2. Symmetric and asymmetric STT voltage dependence at low T. The barrier width L_2 is fixed (L_2 = 1.0 nm). Curves 1–3 correspond to symmetric L_1 = 1.0 nm and asymmetric L_1 = 0.9 nm, L_1 = 0.8 nm cases for average diameter d_{av} = 2.63 nm, respectively.

The additionally opened conduction channels abruptly change the current relation between ferromagnetic and anti-ferromagnetic ordering of magnetizations in FMLs. For example, STT voltage steps can be used in spintronic devices for the effective voltage control of magnetic states. A strong asymmetric STT respond in relation to the voltage sign inversion is found due to barrier asymmetry, Fig. 2. Furthermore, the work shows how size distribution of NPs by size as well as quantization rules modify the spin-current filtering properties of NPs. Presented simulation shows that even one angstrom difference in one of the barrier's widths (L_1 or L_2) gives sensitive impact.

Asymmetric STT effect may give valuable benefits for MRAM, which can be potentially fabricated as a system of uniform double barrier MTJ or NP-MTJ rows. It is promising to use this asymmetry to write a bit (initiate magnetization state switching) by negative voltage pulse, since STT is large, while it is more energy-conserved and safe to read a bit in positive voltage range when STT is much weaker.

1. Useinov A *et al.*, *Sci. Rep.* **5**, 18026 (2015).
2. Useinov A *et al.*, *Sci. Rep.* **7**, 8357 (2017).
3. Tagirov L *et al.*, *JMMM* **258–259**, 61–66 (2003).
4. Useinov A *et al.*, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 196215 (2007).
5. Yang H *et al.*, *Nano Lett.* **8**, 340-344 (2008).

СПИН-ЗАВИСЯЩИЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ТОЧЕЧНЫХ НАНОКОНТАКТАХ

Н. Усеинов[1], А. Усеинов[1], Л. Тагиров[2]

[1]*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Россия*
[2]*Казанский физико-технический институт ФИЦ КазНЦ РАН, Россия*

Гигантское магнитосопротивление, туннельное магнитосопротивление и перенос спинового момента – яркие явления, наблюдаемые при исследовании магнитных наногетероструктур, где различные ферромагнитные слои (электроды) разделены металлами, полупроводниками и диэлектриками. Проблеме протекания тока высокой плотности в таких структурах уделяется большое внимание в связи с развитием спиновой электроники. Если размеры нанообъектов (функциональных материалов) сравнимы с длиной свободного пробега электрона проводимости и меньше спин-диффузионной длины, то возникает режим баллистической проводимости. Становится важным квантово-механическое взаимное проникновение магнетизма от локализованных магнитных моментов соседних слоёв наноструктуры. Происходит передача спинового момента от электронов проводимости к атомам решётки. При диффузной проводимости возможен нагрев наноструктуры выше температуры Кюри, что также приводит к перестройке структуры намагниченности в нанообъектах.

В работе представлена обобщенная теоретическая модель [1] проводимости в магнитных и немагнитных точечных наноконтактах. Разработанные приближения описывают диффузионные, квазибаллистические, баллистические и квантовые режимы спин-зависящего электронного транспорта. Модель основана на переносе электронов проводимости через наноконтакт кругового сечения в пределах сужения магнитных электродов. Расчётный аппарат позволяет вычислить спин-поляризованную проводимость, магнитосопротивление, туннельный ток и компоненту переноса спинового момента с учётом неоднородностей электрохимических потенциалов. Полученные выражения воспроизводят Максвелловские и Шарвиновские предельные случаи.

Теоретическая модель также предполагает, что область контакта может быть заменена нанообъектом. Это может быть магнитный туннельный переход, тонкая доменная стенка, квантовая точка и т.д., где потенциальный энергетический профиль (закон дисперсии) будет определять его специфические проводящие свойства.

1. A.N. Useinov, C.-H. Lai, N.Kh. Useinov, L.R. Tagirov, in “Novel Magnetic Nanostructures: Unique Propeties and Applications” (ed. by E. Rentschler, N. Domracheva and M. Peruzzini), Elsevier Inc., 2018.

СПИН-ВОЛНОВЫЕ РЕЗОНАНСЫ В ПЛАНАРНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

Р. В. Горев[1], Е. В. Скороходов[1], М. В. Сапожников[1],
А. П. Володин[2], В. Л. Миронов[1]*

[1]*Институт физики микроструктур РАН, Россия*
[2]KU Leuven, AfdelingVaste-stoffysica en Magnetisme, Celestijnenlaan 200D,
BE-3001 Leuven, Belgium

В работе приводятся результаты микромагнитного моделирования и экспериментальных исследований спин-волновых резонансов неоднородных состояний тонкопленочных планарных наноструктур на основе материалов с плоскостной и перпендикулярной анизотропией.

В частности, проведено микромагнитное моделирование ферромагнитного резонанса (ФМР) в решётках пермаллоевых крестов, находящихся в вихревом и антивихревом состояниях (Рис. 1). Спектры ФМР таких структур демонстрируют наборы резонансов, связанных с различными особенностями распределений намагниченности. Обсуждаются пространственная структура мод колебаний намагниченности и особенности возбуждения различных колебательных мод в таких структурах. Особое внимание уделяется эффектам снятия вырождения в спектре циркулярных спиновых волн.

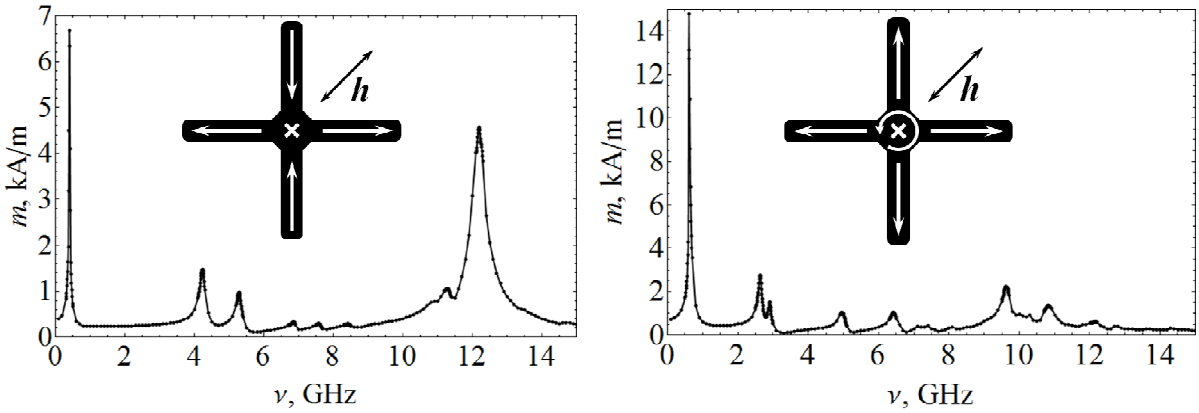


Рис. 1. Спектры ФМР решётки крестов в антивихревом (левый) и вихревом (правый) состояниях.

Также методами микромагнитного моделирования были исследованы резонансы в плёнках Co/Pt с локально модифицированной перпендикулярной анизотропией. Область с изменённой перпендикулярной анизотропией представляла собой циллиндр диаметром 100 nm. Константа перпендикулярной анизотропии плёнки - 5×10^4 J/m^3, для модифицированной области -3×10^4 J/m^3. Такая плёнка может принимать 2 магнитных состояния – однородное и скирмионное, в котором модифицированная область и остальная плёнка намагничены в противоположных направлениях. Переход

из одного состояния в другое осуществляется под действием внешнего магнитного поля. Типичные спектры колебаний намагниченности этой структуры приведены на Рис. 3. Возбуждающее поле прикладывалось в плоскости образца. Обсуждаются пространственная структура мод колебаний намагниченности и особенности возбуждения различных колебательных мод в таких структурах [1].

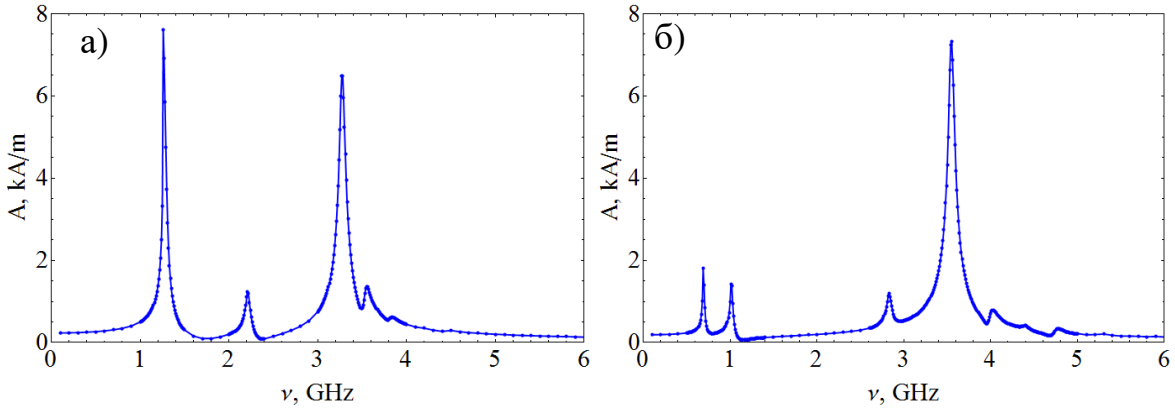


Рис. 2. Спектры ФМР плёнки Co/Pt с модифицированной областью в форме диска в однородном (а) и скирмионном (б) состояниях.

Также нами были численно рассчитаны спектры ферромагнитного резонанса плёнок Co/Pt с локально модифицированной перпендикулярной анизотропией в форме кольца (внутренний диаметр кольца 100 nm, внешний – 300 nm). Значения констант анизотропии были взяты те же, что и в случае модифицированной области в форме диска. Данная структура также может принимать два различных состояния – с однонаправленной (однородной) и противонаправленной (неоднородной) намагниченностью. Типичные спектры колебаний намагниченности приведены на Рис. 3.

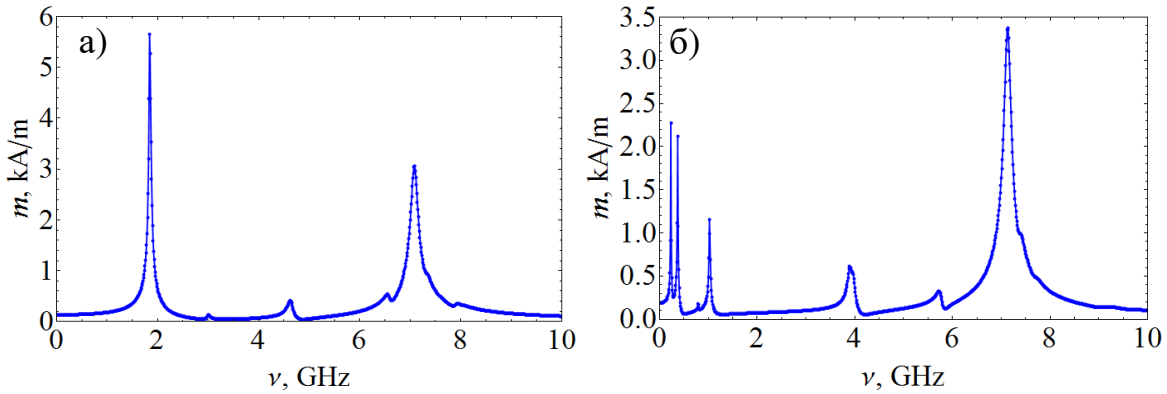


Рис. 3. Спектры ФМР плёнки Co/Pt с модифицированной областью в форме кольца в однородном (а) и неоднородном (б) состояниях.

Также методами микромагнитного моделирования и магнитно-резонансной силовой микроскопии (МРСМ) был исследован локализованный резонанс доменной стенки в V-образной 60°пермаллоевой нанопрово-

лококе. Расчеты показали, что в такой структуре реализуется 60° доменная стенка, резонанс которой находится вблизи 1.6 ГГц [2]. Такие структуры были изготовлены методом электронной литографии с последующей операцией «lift-off» и исследованы методом МРСМ. На Рис. 4 приведены экспериментальные МРСМ спектры доменной стенки в нанопроволоке, которые находятся в хорошем согласии с результатами модельных расчетов [3].

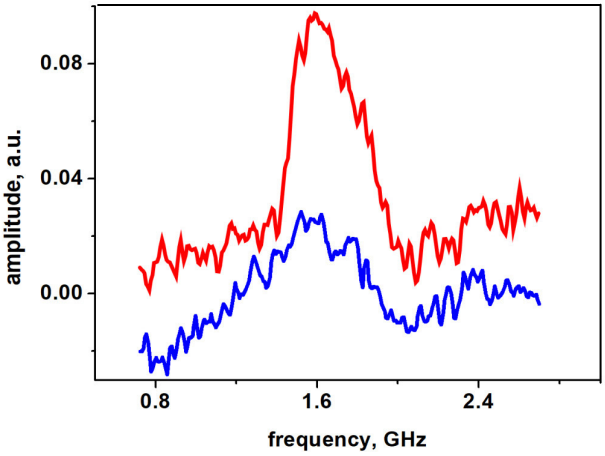


Рис. 4. МРСМ спектры, измеренные для возбуждающего микроволнового поля, направленного параллельно (верхний) и перпендикулярно (нижний) области доменной стенки.

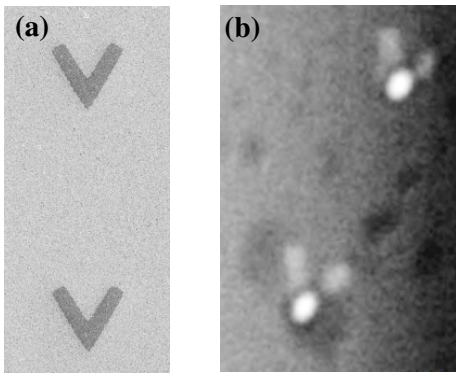


Рис. 5 (a) SEM изображение структуры. (b) МРСМ изображение участка образца на резонансной частоте 1.7 GHz.

Соответствующие МРСМ изображения доменных стенок в V-образных нанопроволоках на резонансной частоте 1.7 GHz приведены на Рис. 5.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект 16-12-10254).

1. M.V. Sapozhnikov, R.V. Gorev, E.A. Karashtin, V.L. Mironov, J. Magn. Magn. Mater., **446**, 1 (2018).
2. Р.В. Горев, Е.В. Скороходов, В.Л. Миронов, ФТТ, **58**(11) 2135 (2016).
3. A. Volodin, C. Van Haesendonck, E.V. Skorokhodov, R.V. Gorev, V.L. Mironov, APL, (to be published).

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ДИЗАЙН ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ МОНОМОЛЕКУЛЯРНЫХ МАГНИТОВ: НОВЫЕ ПРИНЦИПЫ, МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СТРОИТЕЛЬНЫЕ БЛОКИ И СТРУКТУРЫ

В. С. Миронов

Shubnikov Institute of Crystallography of Federal Scientific Research Centre "Crystallography and Photonics" of Russian Academy of Sciences", Moscow, Russia

Обсуждаются новые принципы и методы молекулярной инженерии высокотемпературных мономолекулярных магнитов (ММ) - высокоспиновых молекул, проявляющих медленную магнитную релаксацию и магнитный гистерезис в масштабе единичной молекулы ниже температуры блокирования намагниченности T_B. ММ способны фиксировать намагниченность без внешнего магнитного поля благодаря эффекту магнитной бистабильности, связанному с расщеплением основного спинового мультиплета ($2S$+1) под воздействием молекулярной магнитной анизотропии D и формированием двухъямного энергетического потенциала DS^2 с двумя нижними квантовыми состояниями с проекциями спина $|+S>$ и $|-S>$, которые разделены энергетическим барьером U_{eff} и являются метастабильными (т.е. долгоживущими при $T < T_B$). С момента открытия ММ в 1990-х годах ММ привлекают большой интерес в качестве перспективных материалов для хранения информации высокой плотности, квантовых вычислений и молекулярной спинтроники [1]; однако их практическая реализация пока затруднена низкой рабочей температурой T_B (несколько К). В последние годы значительный прогресс в увеличении характеристик U_{eff} и T_B был достигнут для лантанидных ММ [2] с рекордным энергетическим барьером (U_{eff} = 1815 K) [3] и температурой блокирования (T_B = 60 K) [4], которые намного выше, чем у ММ на основе 3d-ионов (U_{eff} = 90 K и T_B = 4,5 K). Однако дальнейший прогресс затруднен, поскольку эти достижения используют одноцентровую магнитную анизотропию, которая уже близка к предельным значениям для 4f и 3d ионов. Обсуждаются альтернативные подходы к созданию ММ с высокой критической температурой T_B, основанные на использовании двухцентровых вкладов в молекулярную магнитную анизотропию, связанных с анизотропными обменными взаимодействиями. Особое внимание уделяется низкоспиновым (S = 1/2) орбитально вырожденным пентагонально-бипирамидным 4d и 5d комплексам с ненулевым орбитальным моментом (например, $[Mo^{III}(CN)^7]^{4-}$ и $M(4d/5d)(L5)X_2$, см. Рис. 1), которые образуют сильно анизотропные обменные взаимодействия изинговского типа с присоединенными 3d-ионами, $-J_zS^z_{5d}S^z_{3d} - J_{xy}(S^x_{5d}S^x_{3d} + S^y_{5d}S^y_{3d})$ с $| J_z | > | J_{xy} |$. В ММ кластерах на основе пентагональных 4d и 5d комплексов барьер U_{eff} контролируется анизотропными обменными параметрами (разностью $|J_z - J_{xy}|$) и числом n апикальных обменных пар

4d/5d-3d в молекуле, $U_{\text{eff}} \sim |J_z - J_{xy}|n$ (Рис. 1a) [5,6]. Это позволяет

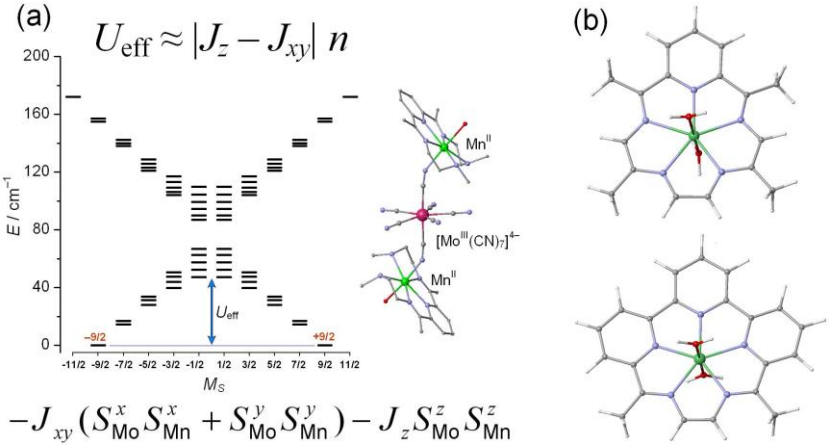


Рис.1. (a) Анизотропные обменные взаимодействия изинговского типа ($J_z > J_{xy}$) апикальных пар Mo^{III}–CN–Mn^{II} формируют двухъямный энергетический спиновый спектр, в котором барьер U_{eff} контролируется анизотропными обменными параметрами, $U_{\text{eff}} \sim 2|J_z - J_{xy}|$ [5,6]. (b) Примеры пентагональных комплексов M(4d/5d)(L5)X_2 с плоскими макроциклическими лигандами с ненулевым орбитальным моментом.

сформулировать очень эффективную стратегию прямого масштабирования значений U_{eff} и T_{B} посредством увеличения анизотропных обменных параметров J_z, J_{xy} и увеличения числа пентагональных 4d/5d комплексов в ММ-молекуле [6]. Представлены новые строительные блоки для создания ММ с высокой критической температурой T_{B} на основе на пентагональных $4d^1/5d^1$ и $4d^3/5d^3$ комплексов M(4d/5d)(L5)X_2 (где M(4d/5d) = Nb^{IV}, Mo^{III}, Ta^{IV}, W^{V}, Re^{IV}; X = CN, H_2O, MeCN и др.) с плоскими пентадентатными макроциклическими лигандами L5 (Рис. 1b). С присоединенными высокоспиновыми 3d-ионами (Mn^{2+}, Cr^{3+}, V^{2+}) эти комплексы образуют анизотропные обменные взаимодействия изинговского типа с большими обменными параметрами (J_z > 300 см$^{-1}$), что позволяет получать высокие значения барьера U_{eff} и критической температуры T_{B}. Разработаны общие принципы молекулярной инженерии высоких барьеров (U_{eff} > 1000 см$^{-1}$) и представлены конкретные молекулярные структуры ММ-кластеров на основе 4d/5d-3d комплексов с ожидаемыми рекордными значениями U_{eff} и T_{B}.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований, грант 18-03-00543а.

[1] S. Gao, Molecular Nanomagnets and Related Phenomena, Springer, (2015).
[2] J. Tang, P. Zhang, Lanthanide Single-Molecule Magnets, Springer, (2015).
[3] Y.-S. Ding, N. F. Chilton, R. E. P. Winpenny, Y.-Z. Zheng, Angew. Chem. Int. Ed. **55**, 16071 (2016).
[4] (a) C.A.P. Goodwin, F. Ortu, D. Reta, N.F. Chilton, D.P. Mills, Nature, **548**, 439 (2017); (b) F.S. Guo et al., Angew. Chem. Int. Ed. **56**, 11445 (2017).
[5] K. Qian et al., J. Am. Chem. Soc. **135**, 13302 (2013).
[6] V.S. Mironov, Inorg. Chem. **54**, 11339 (2015).

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ И МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ КАРБОНИЛЬНОГО ЖЕЛЕЗА В СВЕРХШИРОКОЙ ПОЛОСЕ ЧАСТОТ

В.А. Гаранов, С.Г. Кибец, А.А. Политико, В.Н. Семененко, В.А. Чистяев

Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук (ИТПЭ РАН), Россия, Москва

В настоящее время работы по созданию новых композиционных материалов, обладающих требуемыми радиопоглощающими свойствами, активно ведутся во многих странах мира [1, 2]. Очевидно, что целенаправленный синтез и проектирование подобных материалов и покрытий невозможно осуществить, не прибегая к изучению их электродинамических параметров в широкой полосе частот СВЧ-диапазона. Проведенные нами исследования показывают, что наиболее актуальным и перспективным магнитным наполнителем для сантиметрового диапазона длин волн является карбонильное радиотехническое железо.

Данная работа посвящена изучению спектров диэлектрической и магнитной проницаемостей композитных материалов с магнитными наполнителями в виде порошков карбонильного железа различных марок производства ООО «Синтез-ПКЖ» (Россия) и BASF (Германия). В качестве образцов при проведении измерений использовались тонкие пленки листовых композиционных материалов, изготовленных из двухкомпонентных компаундов. Компаунд представляет собой гомогенную суспензию магнитомягкого наполнителя в виде карбонильного железа, введенного в раствор кремнийорганического полимера. Образцы изготавливались по лакокрасочной технологии методом пневматического напыления.

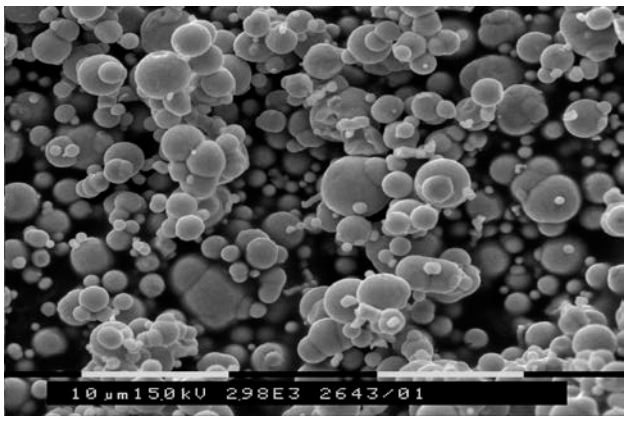


Рис.1. SEM-изображение частиц порошка карбонильного железа марки EW (BASF)

Морфология, микроструктура и распределение по размерам частиц порошков карбонильного железа были исследованы на сканирующем электронном микроскопе (SEM). На рис. 1 в качестве примера представлена микрофотография частиц микронного размера порошка карбонильного железа BASF EW. Из данной фотографии видно, что частицы карбонильного железа представляют собой гранулы квазисферической луковичной формы со средним размером около 3,5 мкм. Для более точного определения среднего размера частиц был также проведен гранулометрический анализ фракционного состава порошков на лазерном дифрактометре.

Измерения материальных параметров композитов проводились на базе векторных анализаторов цепей R&S двумя принципиально разными методами – в коаксиальной ячейке и в свободном пространстве – в сверхширокой полосе частот СВЧ-диапазона от 0,2 до 40 ГГц по методикам измерений, разработанным в ИТПЭ РАН [3, 4].

На рис. 2-3 приведены экспериментальные результаты для композитных материалов, содержащих в качестве магнитной фазы порошки карбонильного железа марок HQ-I, HL и EW фирмы BASF и российской марки Р-100-Ф-2 производства «Синтез-ПКЖ» с высокой степенью наполнения – около 44,3%, которое является предельным для сохранения приемлемых физико-механических характеристик композитного материала. Стоит сказать, что железо марки HQ-I предварительно (до введения в полимерную матрицу) подвергалось обработке в шаровой мельнице.

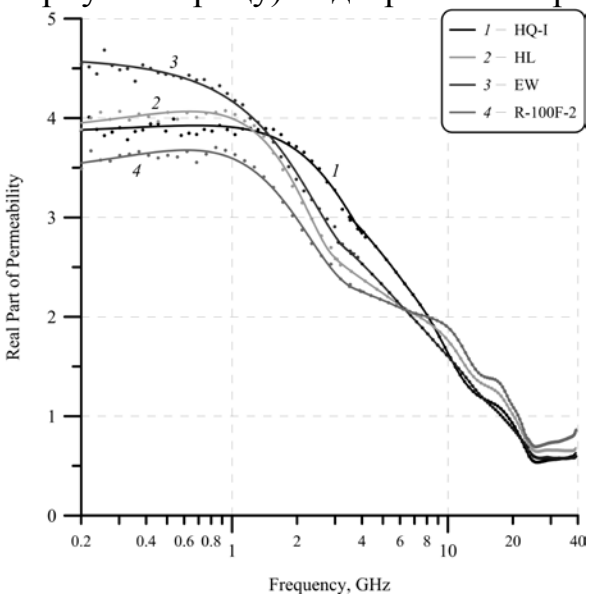


Рис.2. Частотные зависимости действительной части магнитной проницаемости композитов на основе карбонильного железа HQ-I, HL, EW, Р-100Ф-2

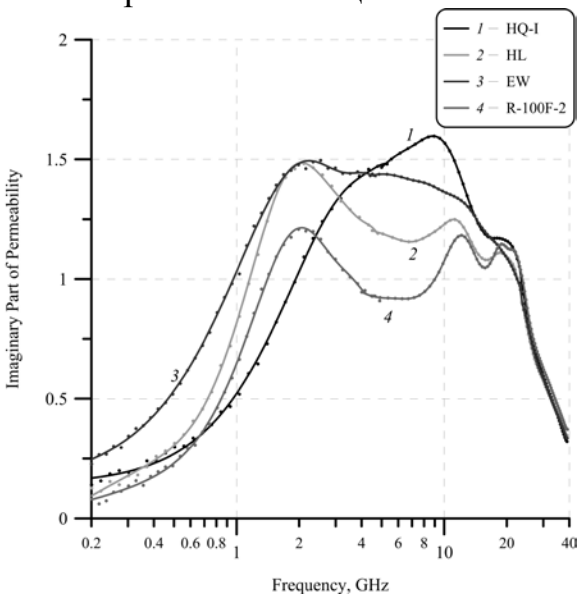


Рис.3. Частотные зависимости мнимой части магнитной проницаемости композитов на основе карбонильного железа HQ-I, HL, EW, Р-100Ф-2

Измерения показали, что диэлектрическая проницаемость всех композитов слабо зависит от частоты в диапазоне 3-39 ГГц, что свидетельствует о низких диэлектрических потерях (менее 0,3).

В отличие от диэлектрической проницаемости магнитная проницаемость композитов (рис. 2 и 3) характеризуется ярко выраженной частотной дисперсией в диапазоне частот 0,2-39 ГГц. В работе показано, что спектр магнитной проницаемости таких композитов имеет сложную многомодовую структуру, являющуюся суперпозицией дебаевской релаксации магнитных доменных границ и нескольких высокочастотных спиновых обменных резонансов.

Дополнительно приведены исследования концентрационной зависимости диэлектрической и магнитной проницаемости композитов с наполнителем в виде карбонильного фосфатированного железа марки Р-100Ф-2 (средний размер частиц 2 мкм). Относительные диэлектрическая и магнит-

ная проницаемости данных композитов логарифмически возрастают с ростом объемного наполнения железа, что соответствует закону Лихтенеккера [5] для смеси из двух компонентов. Измеренные зависимости материальных параметров таких композитов позволяют понять сложную структуру магнитных спектров композиционных материалов на основе карбонильного железа.

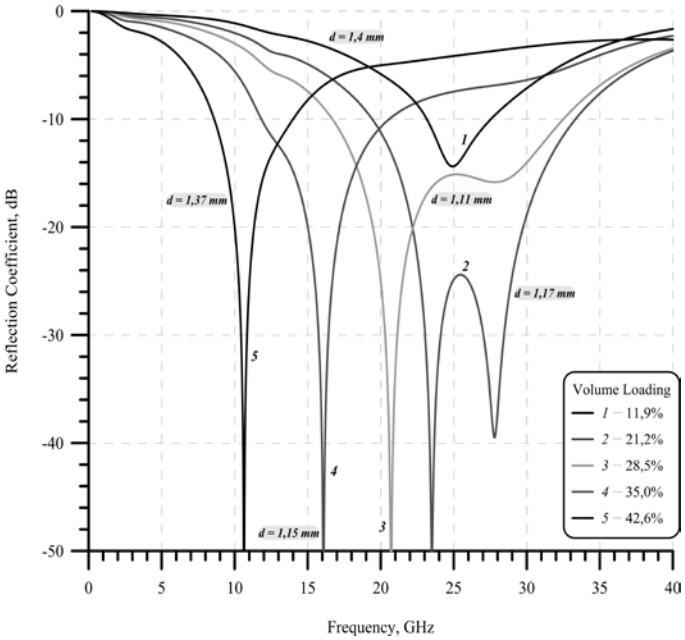


Рис.4. Частотные зависимости коэффициента отражения композитов при различных концентрациях карбонильного железа Р-100Ф-2

В заключение показано, что на основе карбонильного железа марки Р-100Ф-2 можно разработать и создать однослойные радиопоглощающие покрытия резонансного типа сравнительно небольшой толщины (не более 1,5 мм) с глубоким минимум коэффициента отражения на металлической подложке (менее минус 40 дБ). Варьируя концентрацию наполнителя в полимерном связующем, можно смещать положение минимума коэффициента отражения по частоте в широком диапазоне от 10 до 28 ГГц (рис. 4).

Такие покрытия являются перспективным направлением разработки, направленным на обеспечение электромагнитной совместимости радиоэлектронного оборудования различного назначения.

1. Lopatin A V, Kazantseva N E, Kazantsev Y N, D'Yakonova O A, Vilcakova J and Saha P. The efficiency of application of magnetic polymer composites asradio-absorbing materials. J. Commun. Technol. Electron. 2008. 53. 487-96.
2. U. Lima, M. Nasar, R. Nasar, M. Rezende, J. Araújo. Ni–Zn nanoferrite for radarabsorbing material. J. Magn. Magn. Mater. 320 (2008) 1666–1670.
3. Baskov K.M., Politiko A.A., Semenenko V.N., Chistyaev V.A. Measurement error correction of *S*-parameters in determining the complex permittivity and permeability of magneto-dielectric composites in free space using the diaphragm. Journal of Radio Electronics, 2017, №5. (In Russian). Available at: http://jre.cplire.ru/jre/may17/7/text.pdf
4. Розанов К.Н., Симонов Н.А., Осипов А.В. Измерение магнитной проницаемости ферромагнитных пленок на сверхвысоких частотах. РЭ. 2002. Т. 47. № 2. С. 229-338.
5. R. Simpkin. Derivation of Lichtenecker's Logarithmic Mixture Formula From Maxwell's Equations. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 58, pp. 545-550, Mar. 2010.

СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ СИСТЕМ С КОМПОЗИТНОЙ ОБЛАСТЬЮ СЛАБОЙ СВЯЗИ ИЗОЛЯТОР-СВЕРХПРОВОДНИК-ФЕРРОМАГНЕТИК

С.В. Бакурский[1,2], В.И. Филиппов[1], Н.В. Кленов[3,4], И.И. Соловьев[1,2], А.А. Голубов[2], М.Ю. Куприянов[1,2]

[1]Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова, 119991 Москва, Россия
[2]Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700 Долгопрудный, Московская область, Россия
[3]Физический факультет Московского государственного университета Имени М.В.Ломоносова, 119991 Москва, Россия
[4]Московский технологический университет (МИРЭА), 119454, г. Москва, Россия

В настоящее время исследование свойств джозефсоновских контактов с ферромагнитными слоями в области слабой связи является важной и актуальной задачей в связи с их возможным применением для ряда перспективных устройств, таких как сверхпроводящие элементы магнитной памяти (SC-MRAM), логические и квантовые биты, а также элементы искусственных нейронных сетей [1]. Использование сверхпроводящих элементов может позволить многократно сократить энергопотребление подобных устройств. Более того, специфическая физика взаимодействия сверхпроводящего и магнитного параметра порядка в рамках эффекта близости порождает ряд эффектов, например, явление 0-пи осцилляций джозефсоновской фазы, которые могут быть использованы для создания запоминающих устройств, работающих на принципиально иных принципах организации логики.

Данная работа посвящена всестороннему исследованию электронного транспорта в магнитных джозефсоновских S-IsF-S структурах с композитным промежуточным слоем, состоящим из туннельного барьера I, тонкой сверхпроводящей пленки s и ферромагнитного слоя F. Подобная структура сочетает высокое быстродействие туннельных контактов и возможности, возникающие за счет наличия магнитного упорядочивания в системе.

Моделирование системы проводилось в рамках системы микроскопических уравнений Узаделя с граничными условиями Куприянова-Лукичева. Проведенные расчеты показали, что характерное напряжение в системе сопоставимо с величинами для SIS контактов и почти не зависит от толщины и характеристик ферромагнитного материала. При этом свойства F слоя определяют фазовый сдвиг в системе, являющийся периодической функцией от толщины ферромагнетика [2-3].

При этом в переходной области, отвечающей за переход джозефоновской фазы из 0 в пи состояние, было обнаружено нетривиальное поведение ток-фазовых зависимостей (ТФЗ). В данной области формировались дополнительные устойчивые ветви ТФЗ, в которых система может существовать, что приводило к гистерезисному поведению системы в случае адиабатического изменения внешней фазы. [4] В рамках исследования проведено исследование типов многозначных ток-фазовых зависимостей, возникающих в области 0-пи перехода. Отдельно изучалась эволюция ТФЗ при уменьшении толщины центрального сверхпроводящего слоя, которое приводит к подавлению сверхпроводящего порядка внутри области слабой связи и вырождению многозначных зависимостей к обычному туннельному поведению SIFS структуры.

Динамические характеристики системы исследовались в рамках резистивной модели для последовательно соединенных сосредоточенных джозефсоновских контактов. При этом, незначительная толщина промежуточного сверхпроводящего слоя приводит к связи туннельного и ферромагнитного джозефсоновского контакта за счет проявления неравновесных эффектов. Модели для описания подобных эффектов были рассмотрены в работах [5-6] для стеков одинаковых туннельных джозефсоновских контактов. В случае SIsFS структуры характерные времена изменения фазы обоих контактов значительно отличаются друг от друга, что приводит к серьезным изменениям в динамике системы. Мы рассмотрели влияние данной связи на динамические характеристики и быстродействие каждого из джозефсоновских контактов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ-18-32-00672 мол_а и РНФ 17-12-01079.

1. I. I. Soloviev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, M. Yu Kupriyanov, A. L. Gudkov, and A. S. Sidorenko., Beilstein Journal of Nanotechnology, 8:2689–2710, 2017.

2. S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, V. V. Bol'ginov, V. V. Ryazanov, I. V. Vernik, O. A. Mukhanov, M. Yu Kupriyanov, and A. A. Golubov. Applied Physics Letters, 102:192603–1 –192603–4, 2013

3. S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, M. Yu Kupriyanov, and A. A. Golubov. Phys. Rev. B, 88(14):144519–1–144519–13, 2013.

4. S. V. Bakurskiy, V. I. Filippov, V. I. Ruzhickiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, M. Yu Kupriyanov, and A. A. Golubov. Phys. Rev. B, 95(9):094522–1–094522–11, 2017

5. M. Machida, T. Koyama, and M. Tachiki, Phys. Rev. Lett., 83, 4618, 1999

6. J. Keller and D. A. Ryndyk, Phys. Rev. B, 71, 054507, 2005

MECHANISM OF HIGH PRESSURE-TEMPERATURE SYNTHESIS OF (IRON CARBIDE)@CARBON CORE-SHELL NANOSTRUCTURES

A.O. Baskakov[1], I.S. Lyubutin[1], S.S. Starchikov[1], V.A. Davydov[2], L.F. Kulikova[2], V.N. Agafonov[3]

[1]*Shubnikov Institute of Crystallography of FSRC "Crystallography and Photonics" RAS, Moscow (Russia)*

[2]*L.F. Vereshchagin Institute for High Pressure Physics of RAS, Troitsk, Moscow (Russia)*

3GREMAN, UMR CNRS 7347, Francois Rabelais University, 37200 Tours, France

The mechanism of formation of the carbon-encapsulated particles of iron carbides Fe_7C_3@C and Fe_3C@C from crystalline ferrocene under high pressure and temperature conditions is associated with the breakdown of the ferrocene structure, its transition to the paramagnetic, amorphous, carbon-saturated $Fe_{1-x}C_x$ phase and its further crystallization into the Fe_7C_3 and Fe_3C phase. This process is accompanied by a decrease in the carbon concentration in the iron-containing phase and the release of carbon in free form and in the form of a shell of core-shell nanoparticles.

An increase of the treatment temperature leads to a substantial increase in the diffusion mobility of iron and carbon atoms. As a result, the kinetic constraints that prevent the transition of the metastable states of the system to thermodynamic equilibrium states are gradually removed and the processes of crystallization of amorphous states of iron and carbon carbide begin to develop, leading to the formation of crystalline Fe_7C_3 and Fe_3C phases of iron carbide (Fig. 1) and perfect graphite. The presented experimental data confirms the progress of crystallization processes, both in the carbide and carbon subsystems.

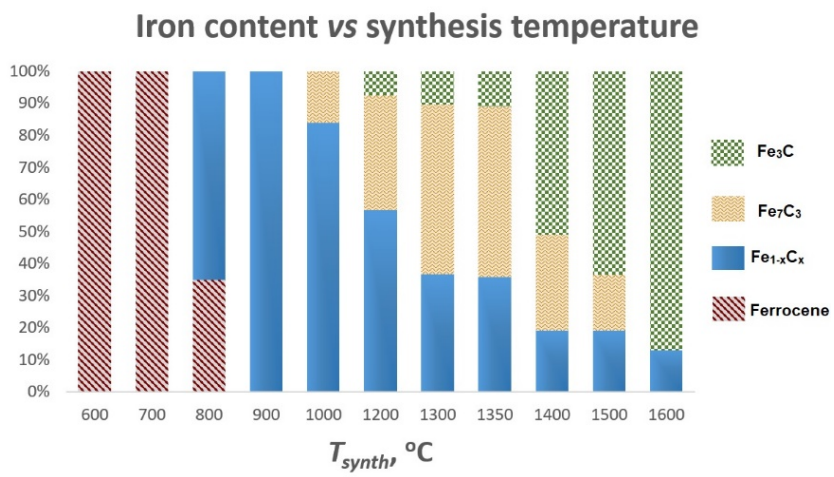


Fig. 1. The iron content in carbide phases obtained at different temperatures of the synthesis.

Acknowledgments: This work was supported by the Federal Agency of Scientific Organizations (Agreement No 007-ГЗ/Ч3363/26) in part of Raman spectroscopy and by the Russian Science Foundation (Project No. 14-12-00848-P)

СИНТЕЗ И ФМР-ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМПОЗИТОВ МНОГОСЛОЙНЫЕ УНТ/Fe_3O_4 И УГЛЕРОДНОЕ ВОЛОКНО/Fe_3O_4

С.А. Вызулин[1], Д.А. Каликинцева[1], В.Ю. Бузько[2], А.И. Горячко[2], С.Н. Иванин[2], Е.Л. Мирошниченко[1]

[1]*Краснодарское высшее военное училище имени генерала армии С.М. Штеменко*
[2]*Кубанский государственный университет*

В настоящее время существует необходимость разработки и исследования материалов, обладающих одновременно электропроводящими и магнитными свойствами. Подобные материалы находят применения при защите технологических и биологических объектов от электромагнитного излучения в радиочастотном и микроволновом диапазоне [1]. Преимуществом композитных материалов на основе наноразмерного магнетита (Fe_3O_4) и углеродных нанотрубок (УНТ), либо углеродного волокна (УВ) является низкая плотность. Это позволяет использовать указанные композиты для разработки легких электропроводящих магнитных материалов. В настоящей работе рассмотрен синтез, а также исследованы электропроводящие и магнитные свойства композитов УНТ/Fe_3O_4 и УВ/Fe_3O_4.

Композиты УНТ/Fe_3O_4 и УВ/Fe_3O_4 получены путем выращивания из солевых растворов наночастиц магнетита на УНТ и УВ согласно [2], и синтезирован образец Fe_3O_4 без дополнительных компонентов. В качестве исходных материалов использованы кристаллогидраты сульфата железа (II) и хлорида железа (III) (ч.д.а.), многослойные УНТ (производства КНР), УВ (производства КНР) и 25%-водный раствор аммиака NH_3 (о.с.ч.). Композит УНТ/Fe_3O_4 был получен при соотношении УНТ и магнетита 2/3 (УНТ/Fe_3O_4-1) и 3/2 (УНТ/Fe_3O_4-2), а УВ/Fe_3O_4 при соотношении 3/2. На поверхности УНТ и УВ образованы функциональные группы путем нагрева в течение 6 часов порошков УНТ и УВ в концентрированном растворе азотной кислоты HNO_3. Функционализированные УНТ и УВ промывались пятикратно бидистиллятом для уменьшения кислотности раствора и удаления следов продуктов реакции. К раствору, содержащему функционализированные УНТ, добавлялись необходимые количества $FeCl_3 \cdot 6H_2O$ и $FeSO_4 \cdot 7H_2O$, после чего раствор подогревался до 70 ºС. В подогретый раствор добавлялся раствор аммиака до установления pH=9-10. Раствор грелся при 65 ºС в течение 30 мин, после чего промывался, и декантированный осадок магнитных нанокомпозитов высушивался на воздухе в течение 3 суток.

Микроструктура композитов УНТ/Fe_3O_4-1 и УВ/Fe_3O_4 исследована методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) с

использованием растрового электронного микроскопа «JEOL JSM 7500F» (рис. 1).

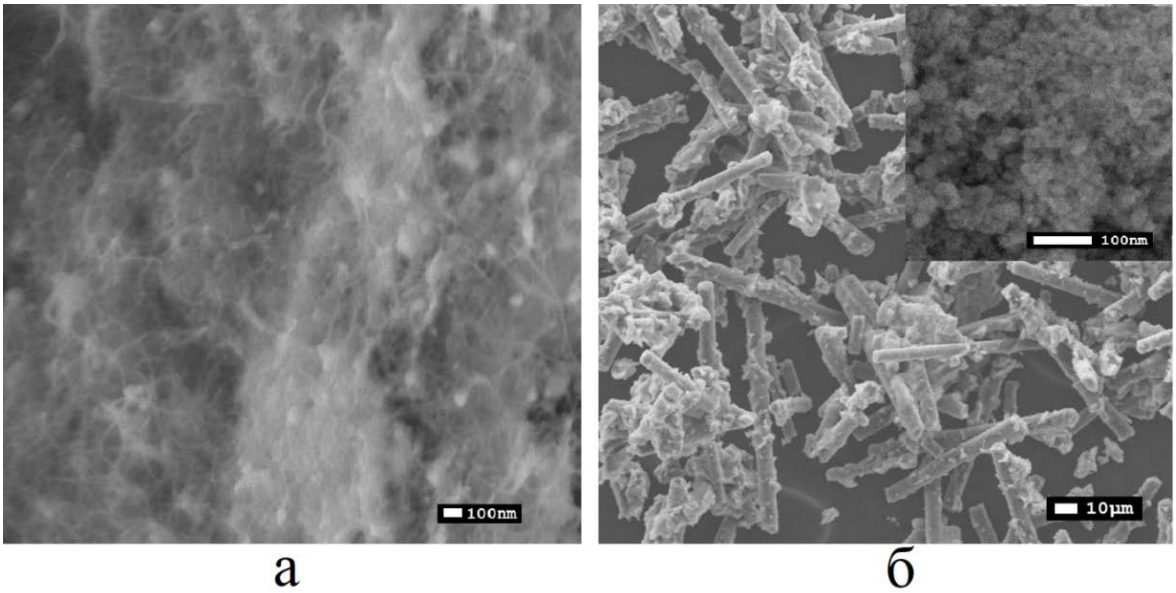


Рис.1. Микрофотографии композитов а) УНТ/Fe_3O_4-1 и б) УВ/Fe_3O_4

Согласно данным СЭМ, в композите УНТ/Fe_3O_4-1 УНТ равномерно распределены в объеме наночастиц магнетита. Композит УВ/Fe_3O_4, имеющий меньшую концентрацию наночастиц магнетита, представляет из себя УВ, покрытое Fe_3O_4, состоящим из наноразмерных частиц. Средний размер частиц магнетита составляет 10±2 нм. Аспектное соотношение длина/диаметр составляет приблизительно 50 для УНТ и около 7 для УВ.

Исследование характеристик ферромагнитного резонанса (ФМР) полученных магнитных нанокомпозитов проведено на ЭПР-спектрометре «JEOL JES FA-300». Спектры ФМР представлены на рис. 2, в виде зависимости интенсивности первой производной сигнала (*I*, произвольные единицы) от напряженности поля намагничивания (*H*, Эрстеды)

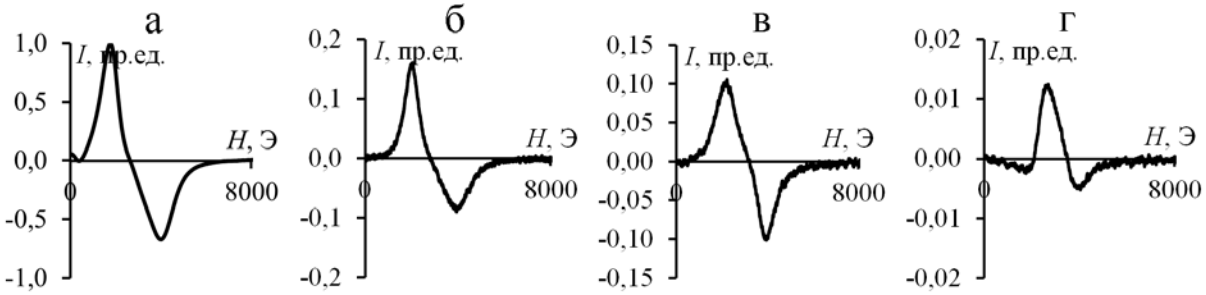


Рис.2. ФМР-спектры образцов а) Fe_3O_4, б) УВ/Fe_3O_4, в) УНТ/Fe_3O_4-1, г) УНТ/Fe_3O_4-2

Проведено исследование электропроводящих свойств магнетита и композитов на постоянном токе четырехзондовым методом. Значения ФМР-характеристик и электрической проводимости синтезированных магнитных нанокомпозитов представлены на гистограммах (рис. 3).

При сопоставлении ФМР-характеристик и электрической проводимости образцов можно видеть, что увеличение электрической проводимости способствует увеличению резонансного поля ФМР, что указывает на сдвиг резонанса в область более высоких частот. При повышении электрической проводимости синтезированных нанокомпозитов происходит также уменьшение ширины линии поглощения и интенсивности сигнала ФМР, а также значительное изменение формы линии поглощения.

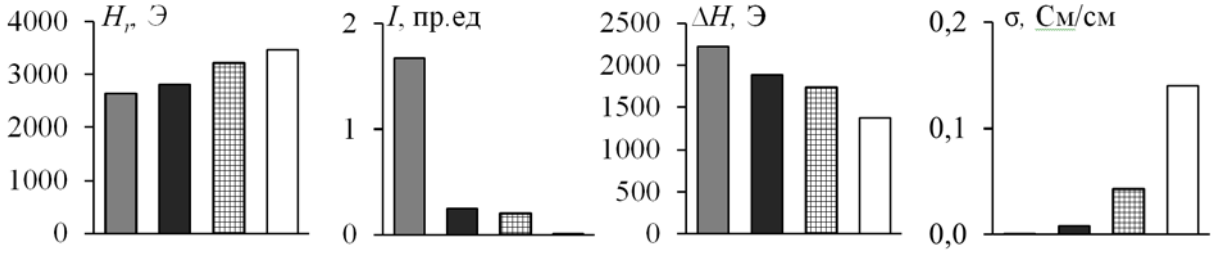


Рис.3. Параметры ФМР (H_r – резонансное поле, I – интенсивность первой производной сигнала, ΔH – ширина линии поглощения) и удельная электропроводность (σ) образцов ■ – Fe_3O_4, ■ – УВ/Fe_3O_4, ▦ – УНТ/Fe_3O_4-1, □ – УНТ/Fe_3O_4-2

Высокая электрическая проводимость композитов на основе УНТ объясняется высоким значением аспектного соотношения длина/диаметр. Это способствует повышению электрической проводимости в композитах, в которых помимо проводника присутствует компонент с низкой электрической проводимостью [3].

Таким образом, в ходе исследования было обнаружено, что изменение электрической проводимости существенным образом влияет на магнитные свойства нанокомпозитов УНТ/Fe_3O_4 и УВ/Fe_3O_4. При увеличении электрической проводимости нанокомпозита наблюдается уменьшение ширины линии поглощения и интенсивности сигнала ФМР, а также сдвиг резонанса в область более высоких частот. На электрическую проводимость полученных углеродных магнитных нанокомпозитов, в свою очередь, влияет как концентрация электропроводящего компонента, так и его микроструктурные особенности.

1 Y. Liu et al. Comp. B: Engin., **63**, 34 (2014).
2 D. Guan et al. Mater. Sc. and Engin., B, **178**, 736 (2013).
3 Y. Huang et al. Carbon, **45**, 1614 (2007).

СПИНОВЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА КАК ГЕНЕРАТОР И УСИЛИТЕЛЬ СПИН-ВОЛНОВОГО ТОКА В ГИБРИДНЫХ СТРУКТУРАХ

М.С. Окороков[1], И.И. Ляпилин[1,2]

[1] *ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия*
[2] *Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия*

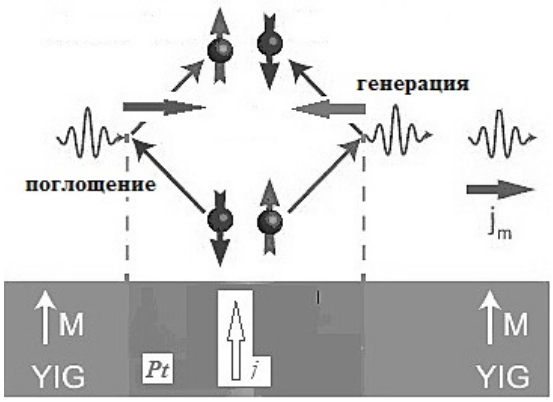
Спинтроника магнитных диэлектриков [1] основана на интеграции ферромагнитных изоляторов в устройствах в качестве среды для генерирования и переноса информации при возбуждении спин-волнового тока [2]. Магноны, представляющие собой когерентное коллективное возбуждение в магнитных системах и обладающие спиновым угловым моментом (-h), выступают в качестве носителей спиновой информации. Следует отметить, что волновые свойства магнонов обладают рядом уникальных возможностей, которые недоступны в электронных спинтронных устройствах: во-первых, они могут обеспечить перенос информации на большое расстояние без джоулева разогрева, что поможет снизить потребляемую мощность спинтронных устройств; во-вторых, может быть реализована дополнительная степень свободы (фазовый параметр) и т.д. Изучение магнонных эффектов, обусловленных возбуждением и распространением спин-волнового тока, сформировалось в виде нового научного направления - магноники [3]. Среди эффектов, которые исследованы в спинтронике магнитных диэлектриков можно указать на эффект спиновой накачки [4], спин-холловское магнитосопротивление [5], спиновые эффекты Зеебека и Пельтье [6,7] и др.

Фундаментальная структура, используемая для изучения этих явлений, представляет собой гибридную структуру, состоящую, как правило, из слоя ферромагнитного диэлектрика (ФД) - обычно $Y_2Fe_5O_{12}$ (YIG) - из-за его малого затухания, ферромагнетизма и небольшой магнитной анизотропии - и немагнитного металла (НМ) с сильной спин-орбитальной связью, (например, Pt или Ta). Немагнитный металл используется для генерации (или детектирования) электронных спиновых токов посредством спинового (или инверсного спинового) эффекта Холла [8, 9]. Поскольку указанные выше спинтронные эффекты основаны на передаче спиновых токов через интерфейс НМ /ФД, то он играет ключевую роль в свойствах различного рода устройств [10,11].

Транзисторы и спиновые клапаны являются ключевыми элементами полупроводниковых устройств, то в магнонных устройствах нам необходим как базовый «строительный» элемент магнонный вентиль. Типичная магнонная вентильная структура состоит из двух ферромагнитных слоев разделенных спейсерным слоем. При этом магнон-вентильный эффект связан с возбуждением и прохождением магнонного тока через структуру, эффективность которого контролируется относительной ориентацией

намагниченности двух ферромагнитных слоев. Возможность управлять когерентным переносом магнонов привела к реализации магнонного транзистора [10]. Поэтому изучение различного рода эффектов в структурах, состоящих из трех чередующихся слоев: НМ/ФД/НМ или ФД/НМ/ФД представляет значительный интерес [11, 12]. Как показано в ряде работ [13], в таких структурах возможно проявление и новых эффектов, связанных с эффектами увлечения, когда возбуждения спинового тока в одном крайнем слое приводит в результате эффекта увлечения к отклонению от равновесного состояния носителей третьего слоя.

Здесь мы хотим обратить внимание на особенность генерации магнонного тока в гибридных структурах Pt/YIG и YIG/Pt/YIG. Реализация в Pt спинового эффекта Холла, а следовательно, и спиновой аккумуляции приводит к преобладанию в окрестности интерфейса электронов проводимости с вполне определенной проекцией спина. Именно это обстоятельство является определяющим фактором в формировании спин-волнового тока в магнитном диэлектрике. В структуре Pt/YIG неупругое рассеяние электронов проводимости на локализованных моментах в окрестности интерфейса, сопровождающееся рождением магнонов приводит к возникновению в магнитном диэлектрике неравновесного распределения магнонов и спин-волнового тока. При этом спиновая подсистема электронов с противоположным направлением спина, практически не играет существенной роли в формировании спин-волнового тока (см. рис.)



Однако в структуре YIG/Pt/YIG можно реализовать условия, при которых вторая спиновая подсистема электронов проводимости будет вносить дополнительный вклад в генерацию спин-волнового тока в магнитном диэлектрике. Действительно, наличие второй интерфейсной границы будет приводить к тому, что в зависимости от ориентации намагниченности этого слоя в процессах неупругого рассеяния электронов на локализованных моментах, расположенных в окрестности второго интерфейса, будут доминировать процессы с аннигиляцией магнонов, сопровождающиеся сменой ориентации спина у электронов проводимости. Диффузия этих носителей другому интерфейсу и рассеяние их на нем должно, очевидно, приводить к усилению спин-волнового тока.

Таким образом, процессы рассеяния электронов на двух интерфейсах рассматриваемой структуры будут приводить к перераспределению электронов между спиновыми подсистемами. При соответствующих соотношениях между интенсивностями обменных взаимодействий, определяемых величинами обменных интегралов, можно реализовать условия, приводящие к усилению спин-волнового тока в магнитном диэлектрике.

При этом, спиновый эффект Холла в трехслойной структуре (YIG/Pt/YIG) можно рассматривать как генератор и одновременно усилитель спин-волнового тока. Имея несколько механизмов усиливающих и реализующих спин-волновой ток в трехслойных структурах, мы тем самым получаем возможность перекачивать момент между пространственно разделенными магнитными подсистемами, что может быть использовано при реализации различных устройств.

Работа выполнена в рамках государственного задания по проекту № 32-1.1.3.5 Программы фундаментальных исследований Президиума РАН при поддержке РФФИ (грант №16-02-00044) и Минобрнауки (контракт №14.Z50.31.0025)

1. A. Brataas, Physics **6**, 56 (2013).
2. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, Gerrit E. W. Bauer, and B. I. Halperin, Rev. Mod. Phys. **77**, 1375 (2005).
3. A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga and B. Hillebrands, Nature Phys**. 11,** 453 (2015).
4. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, and E. Saitoh, Nature **464**, 262 (2010).
5. Y.-T. Chen, S. Takahashi, H. Nakayama, M. Althammer, S. T. B. Goennen wein, E. Saitoh, and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. B **87**, 144411 (2013).
6. K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kaji ara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E. W. Bauer, S. Maekawa, and E. Saitoh, Nat. Mater. **9**, 894 (2010).
7. J. Flipse, F. K. Dejene, D. Wagenaar, G. E. W. Bauer, J. Ben Youssef, and B. J. van Wees, Phys. Rev. Lett. **113**, 027601 (2014).
8. M. I. Dyakonov and V. I. Perel, Phys. Lett. A **35**, 459 (1971).
9. A. Hoffmann, IEEE Trans. Magn. **49**, 5172 (2013).
10. A.V. Chumak, A.A. Serga, B.Hillebrands, Nat. Commun. **5**, 4700 (2014).
11. S. S.-L. Zhang, S. Zhang, PRB 86, 214424 (2012).
12. L.J. Cornelissen, J. Liu, B.J.van Wees, R.A.Duine, PRB **120**, 097702 (2018).
13. S. S.-L. Zhang , S. Zhang, Phys. Rev. Lett. **109**, 096603 (2012).

СПИНОВЫЙ ДИОД С ДВОЙНЫМ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫМ ЗАКРЕПЛЕНИЕМ

А.А. Худорожков[1,2,3], П.Н.Скирдков[1,2,3], К.А.Звездин[1,2,3], А.Ф.Попков[1,4]

[1]*Московский Физико-Технический Институт (МФТИ), Долгопрудный, Россия*
[2]*Российский Квантовый Центр, Сколково, Москва, Россия*
[3]*Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*
[4]*Национальный Исследовательский Университет «Московский Институт Электронной Техники» (МИЭТ), Зеленоград, Москва, Россия*

В представленной работе рассматривается возможность управления частотой и резонансными характеристиками спинового диода с помощью обменного закрепления. Предлагается структура спинового диода на магнитном туннельном переходе, в которой оба ферромагнитных слоя закреплены антиферромагнетиками с разными температурами Нееля. Данная структура исследуется с помощью методов микромагнитного моделирования: исследуется влияние постоянного тока смещения на чувствительность системы, определяется частота резонанса системы, исследуется зависимость резонансной частоты и чувствительности системы от угла между закрепляющими обменными полями. Анализируется зависимость критического постоянного тока (соответствующего переходу в режим автоколебаний) от угла между намагниченностями ферромагнитных слоёв. Результаты сравниваются с аналитической теорией [1]. Также обсуждается зависимость характеристик системы от величины константы затухания Гильберта.

Явление выпрямления радиочастотного сигнала, называемое диодным эффектом, было впервые экспериментально обнаружено в работе [2]. Однако чувствительность структуры в этой работе (около 1.4 В/Вт) была на три порядка ниже, чем у полупроводниковых детекторов на диодах Шоттки (до 3800 В/Вт). Усилия по оптимизации магнитного туннельного перехода позволили продемонстрировать чувствительность спинового диода 14000 В/Вт при приложении наклонного магнитного поля [3] и даже 75400 В/Вт в отсутствие внешнего магнитного поля [4], что намного превышает чувствительность современных приборов на диодах Шоттки [3]. Такая высокая чувствительность в сочетании с возможностью фазового детектирования делает спиновый диод перспективной технологией для микроволновых приложений.

Моделирование было выполнено для различных углов между обменными закрепляющими полями. Для каждого варианта найден критический постоянный ток смещения. Было продемонстрировано, что максимальная чувствительность в такой структуре достигается при плотностях тока смещения, незначительно меньших критического значения (рис.1). Из-за высоких значений полей обменного закрепления резонансная рабо-

чая частота такого двойного обменно-закрепленного спинового диода может быть значительно выше (до 10 ГГц), чем у традиционного спинового диода со свободным слоем. Кроме того, резонансная частота может быть настроена путем изменения угла между закрепляющими обменными полями (рис. 2).

Также было показано, что угол между средними намагниченностями в ферромагнитных слоях в процессе осцилляций значительно отличается от угла между закрепляющими обменными полями - была исследована зависимость одного угла от другого. Была найдена зависимость критического постоянного тока (при значениях постоянного тока выше критического в системе возникают автоколебания, и она переходит в режим спин-трансферного наноосциллятора) от угла между усреднёнными намагниченностями ферромагнитных слоёв. Данные результаты были сравнены с результатами теоретической работы, исследующей аналогичную структуру [1]. Также было исследовано, как величина критического тока зависит от значения константы затухания Гильберта ферромагнетика.

Наши результаты могут быть использованы для проектирования спинового диода на магнитном туннельном переходе, демонстрирующего максимально возможную чувствительность с резонансной частотой в диапазоне до 10 ГГц при отсутствии магнитного поля, что повлечёт за собой создание новых радиочастотных детекторов в более широком диапазоне частот, чем предыдущие варианты.

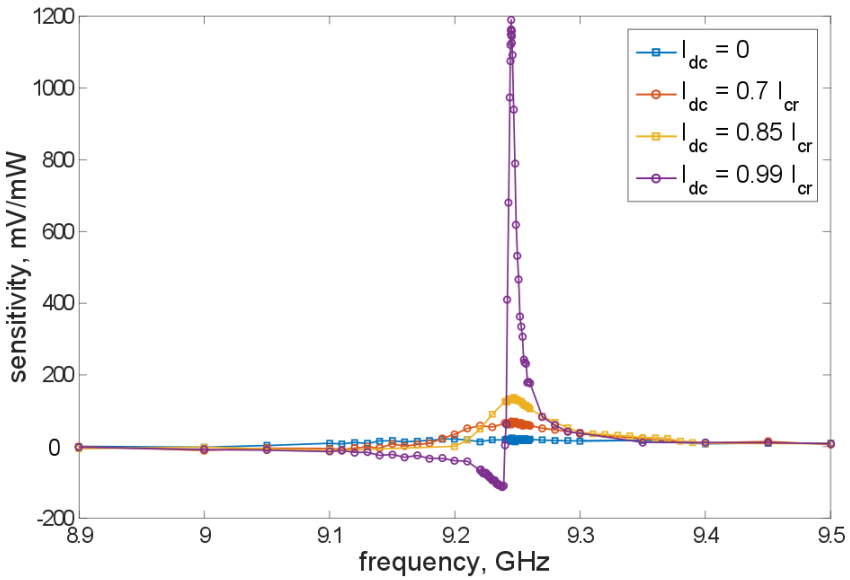


Рис. 1. Зависимость чувствительности от частоты пропускаемого тока для различных токов смещения (угол между намагниченностями равен 120°)

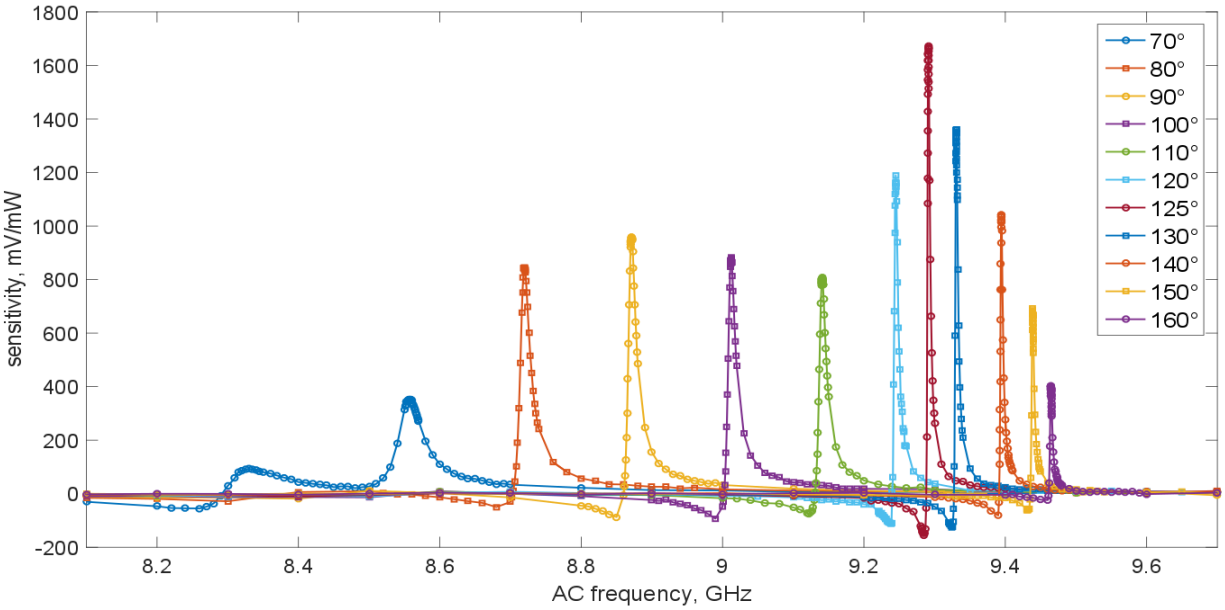


Рис. 2. Зависимость чувствительности диода от частоты пропускаемого тока для различных углов между закрепляющими обменными полями (при токе смещения, равном 99% от критического).

Выражается благодарность гранту РНФ No.16-19-00181.

1. *Popkov A.F. et al.* Nonlinear spin-torque microwave resonance near the loss of spin state stability // Solid State Communications, 2016, 248: 140-143.
2. *Tulapurkar A.A. et al.* Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions // Nature, 2005, 438.7066: 339-342.
3. *Miwa S. et al.* Highly sensitive nanoscale spin-torque diode // Nature materials, 2014, 13: 50-56.
4. *Fang B. et al.* Giant spin-torque diode sensitivity in the absence of bias magnetic field // Nature communications, 2016, 7: 11259.

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ И СТРУКТУРА СВЕРХРЕШЕТОК CoFeNi/Cu С РАЗЛИЧНОЙ КОМПОЗИЦИЕЙ ФЕРРОМАГНИТНОГО СПЛАВА

Н.С. Банникова, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, Е.И. Патраков, И.Ю. Каменский, В.В. Устинов

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург

Интерес к исследованию искусственно созданных материалов с эффектом гигантского магнитосопротивления (ГМР) обусловлен их необычными магнитными и магнитотранспортными свойствами и управляемыми функциональными характеристиками. В основном такие материалы используются в качестве магниточувствительных элементов в устройствах спинтроники. Актуальной задачей является нахождение новых подходов в синтезе и исследовании многослойных материалов с ГМР-эффектом, позволяющие улучшить их практически значимые свойства.

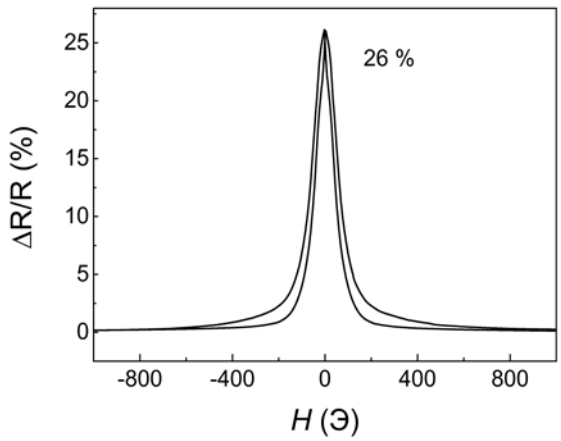


Рис. 1. Полевые зависимости магнитосопротивления сверхрешеток glass//Ta(5 нм)/NiFeCr(5 нм)/ $[Co_{77}Fe_{17}Ni_6(1.4\ нм)/Cu(2.2\ нм)]_8$/Ta(5 нм).

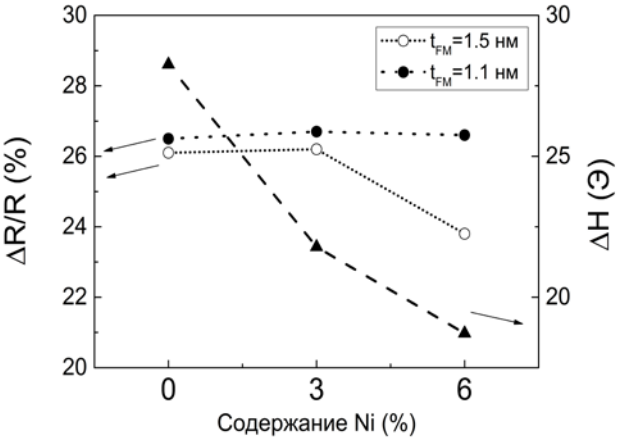


Рис. 2. Максимальное значение магнитосопротивления (слева) и магнитный гистерезис (справа) в зависимости от содержания Ni в ферромагнитных слоях glass//Ta(5 нм)NiFe(5 нм)/[FM/Cu(2.2 нм)$]_8$/Ta(5 нм).

В данной работе проведены исследования структуры и магнитотранспортных характеристик сверхрешеток с ГМР-эффектом, состоящих из чередующихся ферромагнитных и немагнитных слоев следующей композиции стекло//Ta(5 нм)/NiFeCr(5 нм)/[FM/Cu(2.2 нм)$]_8$/Ta(5 нм). Ферромагнитными слоями FM являются сплавы CoFe и CoFeNi с большим содержанием кобальта, толщинами t_{FM} из интервала 1.1–1.5 нм. Толщины слоев Cu соответствовали второму антиферромагнитному максимуму косвенного обменного взаимодействия. Как NiFeCr обозначен немагнитный сплав пермаллой-хром состава $(Ni_{80}Fe_{20})_{60}Cr_{40}$. Образцы сверхрешеток $[Co_{90}Fe_{10}/Cu]_8$, $[Co_{85}Fe_{12}Ni_3/Cu]_8$ и $[Co_{77}Fe_{17}Ni_6/Cu]_8$ были изготовлены методом магнетронного напыления на постоянном токе. Структурные иссле-

дования проводились методами рентгеновской дифракции. Сопротивление образцов измерялось 4-х контактным методом на постоянном токе в геометрии «ток в плоскости слоев».

Для улучшения функциональных характеристик исследуемых сверхрешеток в данной работе используется составной буферный слой Ta(5 нм)/NiFeCr(5 нм). Отдельно следует отметить выбор буферного слоя. Выполненные ранее исследования показали, что для наноструктур $[Co_{90}Fe_{10}/Cu]_8$ пермаллой-хром является наиболее эффективным буферным слоем по сравнению с опробованными также материалами: Cu, Ta, Fe, $Co_{90}Fe_{10}$ и Cr [1, 2]. Однако увеличение толщины буферного слоя NiFeCr сопровождается уменьшением степени совершенства текстуры <111> в плёнке и приводит к увеличению гистерезиса магнитосопротивления (МС). Это было показано нами для двух типов многослойных наноструктур $Co_{90}Fe_{10}/Cu$ [2] и $Ni_{65}Fe_{15}Co_{20}/Cu$ [3]. Было обнаружено [3], что в сверхрешетках $Ni_{65}Fe_{15}Co_{20}/Cu$ путем добавления подслоя Ta к буферному слою NiFeCr удаётся достигнуть существенного ослабления гистерезиса и сохранения высоких значений МС при увеличении толщины буферного слоя.

Установлено, что сверхрешетки $[Co_{90}Fe_{10}/Cu]_8$, $[Co_{85}Fe_{12}Ni_3/Cu]_8$ и $[Co_{77}Fe_{17}Ni_6/Cu]_8$ при t_{FM} = 1.1–1.5 нм обладают высокими значениями МС 24-27 % (рис. 1, 2). При сравнении трех типов сверхрешеток показано, что при увеличении содержания Ni (до 6 %) магнитный гистерезис уменьшается в 1.5 раза (рис. 2). Также при увеличении содержания Ni уменьшаются поля магнитного насыщения системы, и увеличивается чувствительность к магнитному полю. Магнитный гистерезис ΔH является наименьшим для $[Co_{77}Fe_{17}Ni_6/Cu]_8$ и практически не зависит от изменения t_{FM}.

Значения магнитосопротивления $[CoFeNi/Cu]_8$, полученные в данной работе, превышают известные из литературы значения МС сверхрешеток на основе меди и тройных ферромагнитных сплавов другого состава [4]. Исследованные тройные сплавы могут быть использованы для создания многослойных систем с гигантским магниторезистивным эффектом.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» АААА-А18-118020290104-2, при поддержке РФФИ (грант № 16-02-00061) и контракта Минобрнауки 14.Z50.31.0025.

1. М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Т.П. Криницина, А.М. Бурханов, Н.С. Банникова, В.В. Устинов, ФММ, **112**, 146 (2011).
2. Н.С. Банникова, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Т.П. Криницина, И Ю. Каменский, В.В. Устинов, ФММ, **116**, 1040 (2015).
3. Н.С. Банникова, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, Т.П. Криницина, Е.И. Патраков, В.В. Проглядо, Т.А. Чернышова, В.В. Устинов, ФТТ, **58**, 1940 (2016).
4. K. Meguro, S. Hirano, M. Jimbo, S. Tsunashima, S. Uchiyama, JMMM **140-144**, 601 (1995).

ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ЭКСИТОННЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В EuO

Ю.Ф. Головнев, Д.А. Нургулеев

ТГПУ им. Л.Н. Толстого, Россия

При температуре $T < T_K$, T_K – точка Кюри, полупроводник EuO переходит в ферромагнитное состояние. В условиях термодинамического равновесия, когда тепловые волны частиц де Бройля близки, выше происходит заполнение бозе-частицами (экситонами) нижнего состояния для нулевого импульса и свободная энергия бозона минимизируется, экситоны образуют коллективное состояние бозе-эйнштейновский конденсат (БЭК). Это и будет когерентная материальная волна. Квантовый эффект обменного взаимодействия является устойчивым, а вклады обменных взаимодействий складываются когерентно. Бозе-частицы теряют индивидуальные свойства, а конденсат приобретает коллективные когерентные свойства в макромасштабах.

В квазидвумерных полупроводниковых гетероструктурах EuO-SrO обнаружена бозе-конденсация экситонных поляритонов, которые являются композитными бозонами. Поляритон – это квантовая суперпозиция света и поляризованного возбуждения. Это и есть проявление эффекта запаздывания света в кристалле. БЭК экситонных поляритонов отличается от лазерной генерации в полупроводниковых гетероструктурах и близка к БЭК сильно охлажденных бозе-частиц. Когда оценивают коллективные свойства в целом, то поляритоны являются новым объектом исследований, где квантовые эффекты проявляют себя в макроскопических масштабах, качеств, которые востребованы в технике.

В конце 50-х гг. прошлого столетия Пекаром [1] и Хопфилдом [2] поляритоны были введены в физику твердого тела, т.е квазичастицы – квантовая суперпозиция электромагнитного (фотонного) и поляризационного (экситонного) возбуждений (рис. 1). Эту суперпозицию Хопфилд обозначил так

$$|\psi_{\pm}\rangle = \eta_C |\psi_C\rangle \pm \eta_X |\psi_X\rangle, \qquad (1)$$

где $\eta_{C,X}$ – коэффициенты, определяющие доли фотонного и экситонного вкладов в поляритонную субстанцию, ψ_C, ψ_X – волновые функции фотона и экситона. Если вклады равны $\eta_{C,X} = 1/\sqrt{2}$, а поляритон – наполовину свет, наполовину материальная частица.

В двумерных полупроводниковых гетероструктурах EuO-SrO при $T < T_K$ энергетическая схема выглядит как показано на рис. 2.

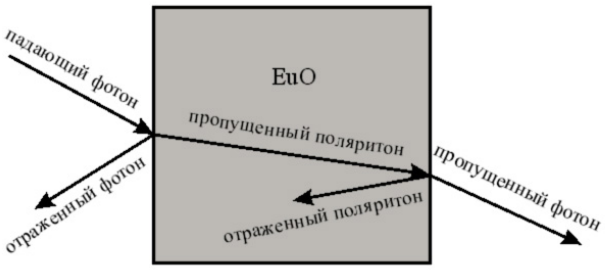


Рис. 1. Распространение поляритонов внутри EuO

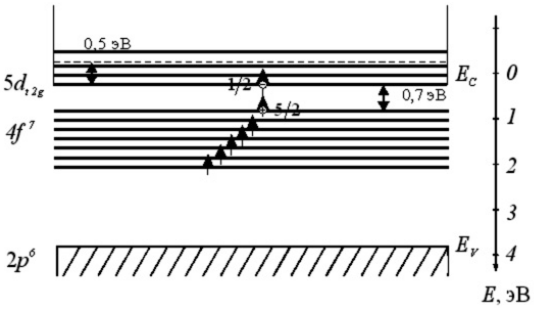


Рис. 2. Энергетическая схема EuO

На электрон *e* и дырку *h* действует обменное взаимодействие, которое вместе с правилом Хунда и теорией Ван Флека, а также обменным полем $H_{эф} = -J_{il}\bar{S}_l/\mu_B$, μ_B – магнетон Бора, J_{il} – обменное поле (787 см$^{-1}$), $\hat{S}_l$ – операторы спина соседних ионов (среднее значение спина $\bar{S}_l$). Когда действует световое поле, достаточное для перехода $4f^7 \to 4f^6 5d$, то из дырки с эффективным спином 5/2 образуется сонаправленный электрон, который опускается из-за влияния обменного взаимодействия ниже на 0,5 эВ. Если считать, что *e* и *h* находятся на одном атоме, введем функции Ванье, которые описывают состояние *h* в валентной зоне, а *e* в зоне проводимости:

$$W_{\vec{e},V}(\vec{x}) = W_V(\vec{x}-\vec{l}) - \text{валентная зона } V, W_{\vec{e},L}(\vec{x}) = W_L(\vec{x}-\vec{l}) - \text{зона проводимости } L, \quad (2)$$

где $\vec{l}$ – радиус-вектор точки локализации частицы.

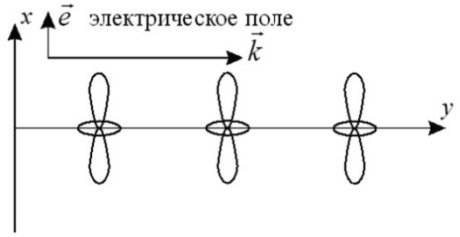


Рис. 3. Электрическое поле волны излучения, функции Ванье зоны проводимости; $\vec{e}$ – направление вектора поляризации, $\vec{k}$ – волновой вектор

Между светом и экситоном возникает взаимодействие. Появляются другие состояния с новыми энергиями и другим законом дисперсии. Рассмотрим простую конфигурацию, когда атомы расположены перпендикулярно оси *y*. Волновые функции, из которых образуется полоса проводимости будут *d*-функциями. Они ориентированы поперек оси *y*, а излучение падает параллельно оси *y* и поляризовано параллельно оси *x* (рис. 3).

Введем оператор Гамильтона взаимодействия электронов с полем излучения, который представим [3] в виде

$$\hat{H}_{эл} = \hat{H}_{0,эл} + \hat{H}_{эл\text{-}св} + \hat{H}^{(нл)}_{эл\text{-}св} + \hat{H}_{вз}, \quad (3)$$

где $\hat{H}_{0,эл} = \int \psi^+(\vec{x})\left\{-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\vec{x})\right\}\psi(\vec{x})d^3x$, $\hat{H}_{эл\text{-}св} = \int \psi^+(\vec{x})\left\{-\frac{\hbar^2 e}{mic}\vec{A}(x)\nabla\right\}\psi(\vec{x})d^3x$,

$\hat{H}^{(нл)}_{эл\text{-}св} = \int \psi^+(\vec{x})\left\{-\frac{1}{2m}\frac{e^2}{c^2}\vec{A}^2\right\}\psi(\vec{x})d^3x$, $\hat{H}_{вз} = \int \psi^+(\vec{x})\psi^+(\vec{x}\,')\frac{e^2}{|\vec{x}-\vec{x}\,'|}\psi(\vec{x}\,')\psi(\vec{x})d^3x d^3x'$.

Оператор Гамильтона $\hat{H}_{\text{св}} = \sum_{\vec{k},j} \hbar\omega_{\vec{k},j} b^{+}_{\vec{k},j} b_{\vec{k},j}$. Оператор полной энергии системы равен $\hat{H}_{\text{полн}} = \hat{H}_{\text{эл}} + \hat{H}_{\text{св}} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{эл-св}} + \hat{H}_{\text{вз}}$,

(4)

$$\hat{H}_0 = \hat{H}_{0,\text{эл}} + \hat{H}_{\text{св}} = \sum_{\mu} E_{\mu} a^{+}_{\mu} a_{\mu} + \sum_{\vec{k},j} \hbar\omega_{\vec{k},j} b^{+}_{\vec{k},j} b_{\vec{k},j} . \quad (5)$$

Оптически активное состояние экситона на тяжелых дырках двукратно вырождено по спину: проекции на направление, перпендикулярное плоскости квантовой ямы, составляют $S_z = \pm 1$, а циркулярная поляризация в плоскости этой ямы составляет σ^{+} и σ^{-}, т.е. вращение вектора поляризации электрического поля световой волны по часовой стрелке и против. Это есть следствие спин-орбитального взаимодействия, происходит от проекций спина e $\pm 1/2$ и проекций спина тяжелой h $\pm 5/2$ в валентной зоне, т.е. межчастичные взаимодействия являются анизотропными – экситоны с одной ориентацией отталкиваются, а противоположной притягиваются. БЭК, имеющие спиновые степени свободы, отличны от безспиновых. Обменное взаимодействие оказывается устойчивым, а вклады учитываются когерентно, и экситонная фаза линейно поляризована. Линейная поляризация люминесценции – экспериментальный факт. Оказалось, что во многих экспериментах плоскость поляризации привязана к кристаллографии структуры [011] в плоскости (001) гетероструктуры. Недавно начато изучение БЭК в магнитном поле. Это стимулировано теоретической работой Ю. Рубо [4]. Показано, что свойства БЭК отличаются от безспиновых. На примере конденсата экситонных поляритонов зеемановское расщепление спиновых компонент подавляется до некоторого поля. Это подавление называют спиновым эффектом Мейснера. В магнитных полях меньше критического зеемановское расщепление компенсируется поляритон-поляритонным взаимодействием. Параллельно идет разрушение линейного закона лисперсии возбуждений, но в магнитных полях больше критического $B > B_C$ свойства БЭК восстанавливаются и зеемановский дублет $\left(\sigma^{+} - \sigma^{-}\right)$ пропорционален магнитному полю $\Delta B = B - B_C$, а в магнитных полях $B > B_C$ восстанавливается линейный закон дисперсии.

Рассмотрены гетероструктуры EuO-SrO. Они являются объектами экситонных поляритонов и имеют большой потенциал возможностей – малый радиус (френкелевские экситоны), большие силы осцилляторов, и позволяют обеспечить сильную фотон-экситонную связь. В EuO-SrO можно получить большой диапазон экситон-поляритонных плотностей.

1. С.И. Пекар, ЖЭТФ 33, 1022 (1957).
2. J.J. Hopfield, Phys. Rev., 112, 1555 (1958).
3. Х. Хакен. Квантовополевая теория твердого тела. М.: Наука (1980).
4. Y.G. Rubo, A.V. Kavokin, I.A. Shelykh. Phys. Lett. A., 358, 227 (2006).

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА САМООРГАНИЗОВАННЫХ НА СТУПЕНЧАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ Si(111)«5×5»-Cu НАНОПОЛОСОК КОБАЛЬТА

К.С. Ермаков, М.Е. Стеблей, А.Г. Колесников, А.В. Огнев, А.С. Самардак, Л.А. Чеботкевич

Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

В настоящее время интенсивно развиваются технологии получения упорядоченных наноструктур. Особое внимание уделяют методам получения нанобъектов с разной кристаллической структурой. Практический интерес к исследованию наноструктур, обусловлен перспективами их применения, например, магнитные нанопроволоки и нанодиски могут быть использованы как среды для записи информации [1, 2].

Нанополоски Co формировали на ступенчатой поверхности Si(111)«5×5»-Cu [3,4], покрытой одним из буферных слоев: Cu, Cu_2Si или W-O. Кобальт осаждали методом молекулярно-лучевой эпитаксии в условиях сверхвысокого вакуума ($P = 5\times10^{-10}$ Торр) под углом 20° к поверхности подложки. В зависимости от буферного слоя получали нанополоски Co с разной кристаллической структурой и шириной 39,1±2,9 нм.

На монокристаллическом буфере Cu(111) формируются эпитаксиальные ГПУ нанополоски (-23-10)[0001]Co||(111)<112>Cu||(111) <110>Si. На слое Cu_2Si формируются нанополоски, состоящие из кристаллов ГПУ Co с блочной структурой. Блоки развернуты друг относительно друга на 30°. На аморфном буферном слое W-O формируются поликристаллические нанополоски Co. Ориентация осей легкого намагничивания в массивах нанополосок Co самоорганизованных на буферных слоях Cu и Cu_2Si обусловлена анизотропией формы и кристаллографической анизотропией. Эффективная анизотропия поликристаллических нанополосок Co обусловлена анизотропией формы и магнитоупругими напряжениями.

Нанополоски Co обладают анизотропным магнитосопротивлением (AMR). Максимальное значение AMR = 0,32% наблюдается в эпитаксиальных наноструктурах при перемагничивании вдоль трудной оси.

Работа поддержана РФФИ (грант 16-02-01015) и Министерством образования и науки РФ в рамках ГЗ (3.5178.2017 и 3.4956.2017).

1. A.S. Samardak et al. Journal of Physics: Conference Series, 345 (1), 012011 (2012).
2. M.E. Stebliy et. al, Scientific Reports, 7 (1), статья № 1127 (2017),
3. A.V. Ognev, K.S. Ermakov et al., Nanotechnology, 28 (2017) 095708.
4. К. Ермаков и др. Способ формирования упорядоченных структур на поверхности полупроводниковых подложек, РФ № 2593633 (2016).

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОПРОВОЛОК ИЗ МЕТАЛЛОВ ГРУППЫ ЖЕЛЕЗА И ИХ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

[1]Д.Л. Загорский, [1,2]И.Долуденко, [1,2]А.Шаталов, [3]М.А. Чуев, [3]А.А. Ломов

[1] ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский пр-т, д.59., Москва, Россия.
[2] НИУ «Высшая школа экономики», Мясницкая 20, Москва, Россия;
[3]Физико-технологический институт РАН, Нахимовский просп.,36/1, Москва, Россия;

Синтез, изучение структуры и свойств одномерных объектов- нанопроволок (НП) в последние годы активно развиваются. Эти структуры обладают рядом уникальных свойств, в частности- магнитных. Одним из способов получения таких структур является матричный синтез, при котором поры определённой геометрии в т.н.матрице заполняются требуемым веществом, которое образует слепки, реплики пор [1-3]. В настоящей работе в качестве матриц были использованы полимерные трековые мембраны, в порах которых методом электроосаждения формировались НП (слепки пор) из ферромагнитных металлов. Известно также, что при этом подходе, изменяя состав электролита (он может включать ионы разных металлов) и условия гальванического осаждения (варьируя потенциал), можно получать различные типы таких структур [4-6]. К числу таких структур относятся гомогенные (однокомпонентные-из чистых металлов или многокомпонентные -из сплавов) и гетерогенные (т.н. слоевые) структуры.

В настоящей работе были синтезированы НП из чистого железа и НП из сплавов FeCo и FeNi. Все НП были получены электроосаждением из растворов соответствующих солей железа, никеля и кобальта. Применялись сернокислые соли, некоторые добавки (лаурилсульфат, бутиндиол) использовались для улучшения смачиваемости стенок пор и более полного проникновения электролита в поры. Определённая кислотность поддерживалась с (помощью буферных добавок) для предотвращения окисления железа (Fe^{2+} в Fe^{3+}). Детали этих процессов можно найти в работах [7,8].

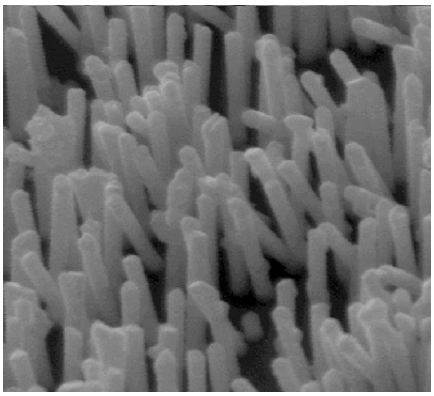


Рис.1. СЭМ-изображение массива НП из Fe (диаметр 100 нм).

Большинство исследований полученных массивов НП проводятся после удаления ростовой полимерной матрицы. К таким исследованиям относится, например, электронная микроскопия. Пример полученных СЭМ изображений приведен на Рис.1.

Магнитные характеристики полученных образцов были изучены для массивов НП на вибрационном магнитометре LakeShore (частота вибраций образца 82 Гц).

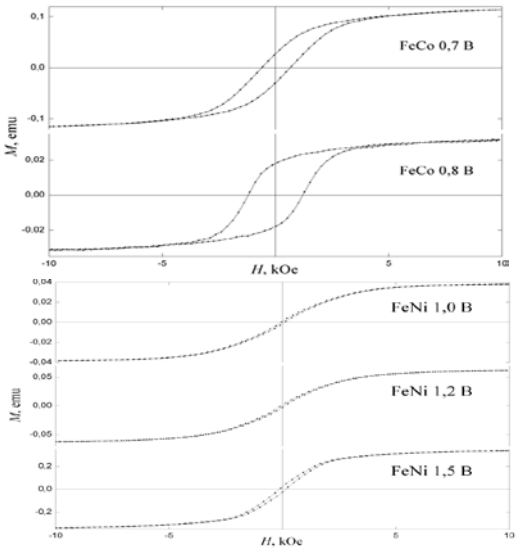


Рис.2. Петли гистерезиса образцов неориентированных НП из FeCo и FeNi, выращенных в матрицах с порами одного диаметра (100 нм) при различных потенциалах (указаны на Рис).

Сравнительные результаты **измерения неориентированных** железо-кобальтовых и железо-никелевых образцов представлены на Рис.2.

По результатам измерений для образцов FeCo рассчитаны коэрцитивная сила (- соответственно 630 Э и 1100 Э) и остаточная намагниченность (27 и 18 memu)- эти образцы являются магнитожёсткими. Для образцов FeNi также рассчитаны коэрцитивная сила (соответственно 75 Э , 80 Э и 140 Э) и остаточная намагниченность (1 memu, 1,3 memu и 2,2 memu), в соответствии с которыми образцы следует считать магнитомягкими (в отличие от железо-кобальтовых).

Отметим общую закономерность, наблюдаемую для обеих серий образцов- повышение ростового напряжения приводит к повышению «магнитожёстких» характеристик- увеличивается коэрцитивная сила и остаточная намагниченность. Можно предположить, что связано это с тем, что увеличение скорости роста приводит к образованию более мелкозернистой структуры (об этом косвенно свидетельствуют и данные рентгеноструктурного анализа).

Были изучены и **ориентированные образцы** -получены ориентационные зависимости для двух образцов из чистого железа в матрицах с порами 100 и 200 нм. Измерения проводились для случаев параллельной и перпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля относительно нормали к поверхности пленок (θ=0 0 и θ= 90 0, соответственно). Измеренные кривые намагничивания представлены на Рис.3.: для НП железа, полученных в порах меньшего диаметра, петли магнитного гистерезиса шире. Причина этого в сильной пространственной анизотропии НП и, как следствие, более выделенной ориентации вдоль НП магнитных моментов доменов в проволоках меньшего диаметра. Подобная картина характерна для кривых намагничивания НП всех исследованных составов. Обращает на себя внимание довольно необычное соотношение форм (ширин) петель гистерезиса для двух ориентаций внешнего магнитного поля. В стандартном случае доменов с аксиальной магнитной анизотропией ширина петли гистерезиса

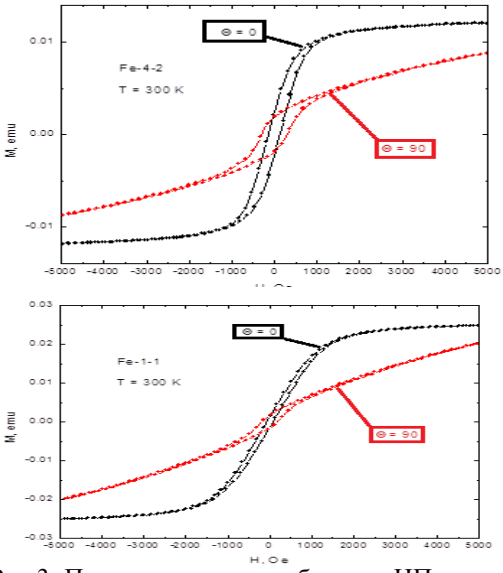


Рис.3. Петли гистерезиса образцов НП из железа, с двумя различными ориентациями поля отн. НП

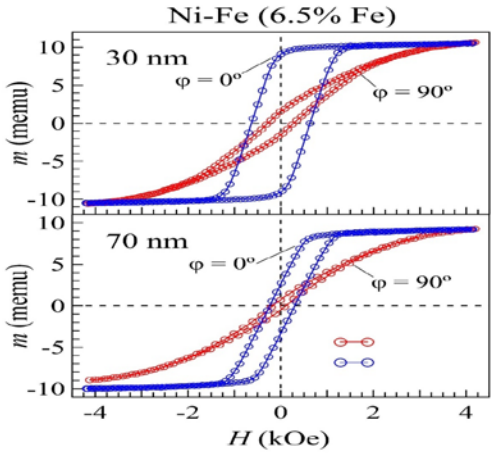


Рис.3. Петли гистерезиса образцов НП из железо-никелевого сплава с двумя различными ориентациями поля, (два диаметра пор).

должна быть максимальной для ориентации поля вдоль «легкой» оси, т.е. вдоль оси НП, а для перпендикулярной ориентации должна наблюдаться почти «парамагнитная» (без петли) кривая намагничивания. Отметим, что в образце с диаметром пор 200 нм (и, соответственно с примерно таким же диаметром НП) петля уже достаточно узкая и магнитные свойства ближе к свойствам типичного магнитомягкого материала.

Петли гистерезиса для железо-никелевых образцов (НП со значительно меньшими диаметрами и при различной ориентации) приведены на Рис.4. В этом случае наблюдается типичная ориентационная зависимость: при направлении поля вдоль оси НП (угол 0 градусов) петля гистерезиса значительно шире, чем при перпендикулярном направлении поля. Отметим и то, что для НП с малыми диаметрами никелевый сплав имеет параметры магнитожёсткого материала.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Федерального агентства научных организаций (соглашение № 007-ГЗ/Ч3363/26).

1. S.Chakarvarti, J. Vetter. Nucl. Instr.Meth.Phys. Res., **V.62**, 109 (1991).
2. J. Vetter, R. Spohr. Nucl. Instr.Meth.Phys. Res., **V.79**, 69 (1993).
3. C.R. Martin. Science, **V.266**, 1961 (1994).
4. Electrodeposited NW and Their Applications.Edt.N.Lupu, InTech (2010).
5. Magnetic Nano- and Microwires, Edt. M. Va´zquez,WP, Elsevier (2015).
6. А.А. Давыдов, В.М. Волгин. Электрохимия, **Т.52, №9б**, 905 (2016).
7. В.В. Коротков и др. Гальванотех. и обраб. пов, **XIX(4)**, 23 (2011).
8. В.В. Коротков и др. Гальванотех. и обраб. пов, **XXIII(1)**, 24 (2015).

ОСОБЕННОСТИ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРА МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

М.Р. Каландия[1], Л.А. Макарова[1], Ю.А. Алехина[1], А.С. Омельянчик[2], Н.С. Перов[1,2]

[1] *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Россия*
[2] *Балтийский Федеральный Университет имени И. Канта, Россия*

Впервые магнитные жидкости были получены в 60-х годах XX века и с тех пор находят широкое применение в области робототехники, машиностроения, физики, химии и биомедицины. Как правило, они содержат ферромагнитные наночастицы, покрытые поверхностно-активным веществом, взвешенные в органической жидкости (вода, масло или любой другой органический растворитель).

Особый интерес у исследователей вызывает возможность изменять магнитные свойства феррожидкостей, используя различные технологии изготовления. Цель данной работы - определить связь изменений магнитных свойств, включая компоненты тензора восприимчивости, с концентрацией ферромагнитного наполнителя, типом ферромагнитных частиц и несущей жидкости.

В настоящей работе представлены результаты исследования магнитных свойств образцов феррожидкостей на основе керосина, глицерина и воды с различными концентрациями. В качестве ферромагнитного наполнителя были использованы наночастицы магнетита и феррита кобальта (диапазон концентраций 0.5-20 масс%). Образцы с несущей жидкостью в виде керосина и воды были изготовлены методом соосаждения. Магнитная жидкость на основе глицерина была изготовлена путем ультразвуковой обработки смеси глицерина и наночастиц феррита кобальта. Гидроксильная группа молекулы глицерина играет роль поверхностно-активного вещества для наночастиц. Это предотвращает слипание частиц между собой.

Исследования динамических магнитных свойств проводились на измерителе RLC-параметров Актаком (модель 3016). Жидкость в эппендорфе помещалась в катушку индуктивности для определения недиагональной компоненты тензора магнитной восприимчивости; катушка с образцом была расположена между полюсами электромагнита, ось катушки перпендикулярна внешнему магнитному полю. В такой конфигурации взаимно-перпендикулярных постоянного и переменного магнитных полей изменение магнитного момента происходит путем поворота вектора, поэтому такая компонента восприимчивости соответствует недиагональной компоненте тензора. Измерения проводились в диапазоне магнитных полей до 5кЭ при изменении температуры от 80 К до 300 К.

Исследования статических магнитных свойств жидкостей проводились с помощью вибрационного магнетометра фирмы LakeShore (7400 System) в диапазоне магнитных полей ±16кЭ и при температурах от 80 К до 300 К. Был проведен анализ температурных зависимостей магнитостатических параметров образцов, таких как намагниченность насыщения и коэрцитивная сила, а также анализ температурной и полевой зависимости диагональной компоненты тензора восприимчивости.

На рис. 1 представлены полевые зависимости индуктивности катушки с образцом магнитной жидкости с наночастицами магнетита с концентрацией магнитной фазы 20% при различных температурах. Две серии кривых (серии А и Б) различаются последовательностью включения магнитного поля и охлаждения образца. В случае наведенной магнитным полем анизотропии (серия Б) полевые зависимости восприимчивости различаются при различных температурах.

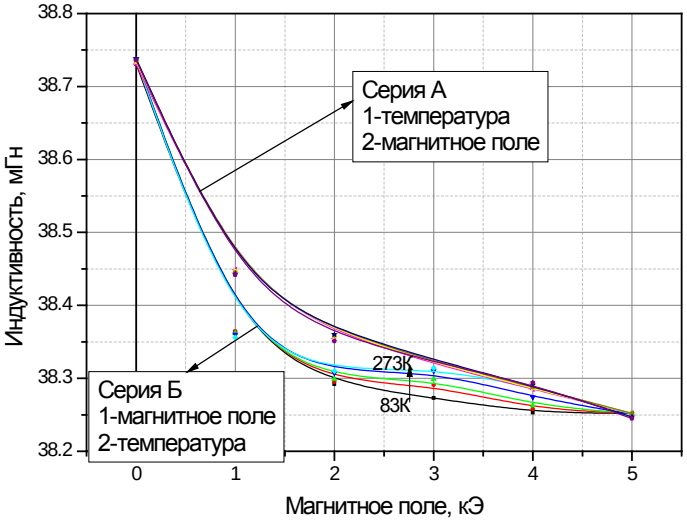


Рис.1. Полевые зависимости индуктивности катушки с образцом магнитной жидкости с наночастицами магнетита с концентрацией магнитной фазы 20% при различных температурах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00354.

СТАБИЛЬНОСТЬ И ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В НАНОПРОВОДЕ С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

И.Л. Киндяк, К.А. Тихомирова, П.Н. Скирдков, К.А. Звездин

Московский физико-технический институт,
Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова

В последнее время динамика доменных границ (ДГ) привлекает значительное внимание. Кроме чисто фундаментального интереса, это обусловлено и тем, что контролируемые смещения ДГ лежат в основе большого количества спинтронных приборов. Изначально предполагалось смещать ДГ за счёт внешнего магнитного поля. Однако, данный подход имеет целый ряд недостатков, избежать которые удаётся в случае контроля ДГ электрическим током. Наиболее эффективной в данном случае оказывается перпендикулярная инжекция тока. Динамика ДГ в данном случае для магнитомягкого нанопровода была изучена как теоретически [1], так и экспериментально [2].

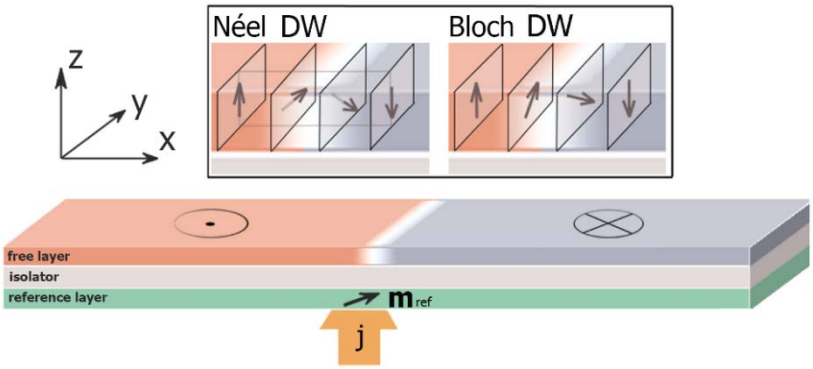


Рис.1 Изучаемая трехслойная структура, состоящая из референсного (поляризующего) слоя, прослойки изолятора и свободного слоя с ДГ.

В то же время материалы с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА) вызывают большой интерес в последние годы. Магнитные туннельные переходы с перпендикулярной плоскости лёгкой осью анизотропии имеют огромный потенциал для создания следующего поколения памяти с высокой плотностью записи и логических устройств с высокой температурной стабильностью и низким током возбуждения [3].

В данной работе численно исследуется динамика ДГ, возбужденной перпендикулярно инжектируемым спин-поляризованным током в трехслойной наноструктуре (см.рис.1) с ПМА. В первой части работы продемонстрированы стабильные типы ДГ для различной ширины свободного слоя (см.рис.2).

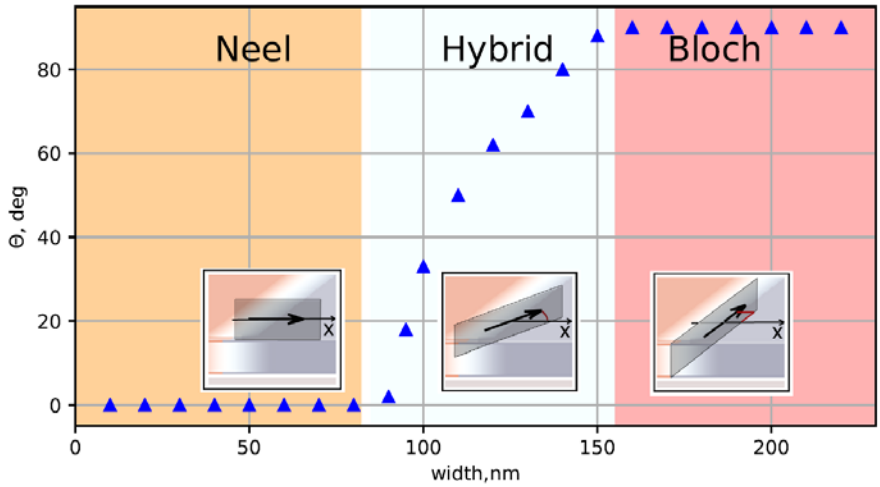


Рис.2 Зависимость угла между осью *x* и направлением намагниченности ДГ от ширины свободного слоя.

Далее, детально было изучено влияние направления намагниченности референсного (поляризующего) слоя. Для режимов равномерного движения ДГ показаны пределы Уокера (см.рис.3).

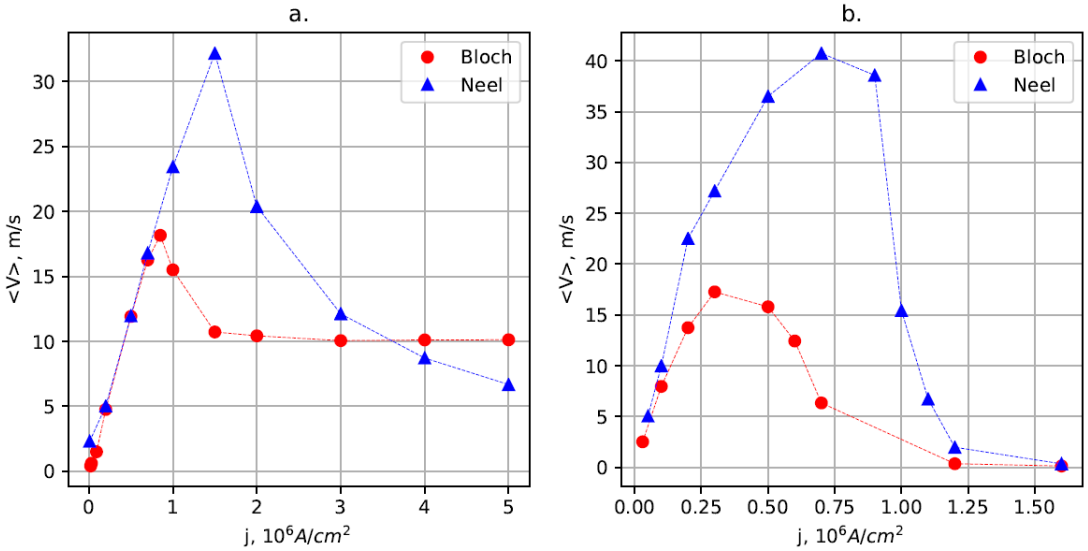


Рис.3 Средние скорости при разных величинах спинового тока для неелевской и блоховской ДГ в структуре с a) перпендикулярным поляризатором, b) планарным поляризатором.

1. Khvalkovskiy A.V. et al., High DomainWall Velocities due to Spin Currents Perpendicular to the Plane, Phys. Rev. Lett., 102, 067206 (2009).
2. Chanthbouala A. et al., Vertical-current- induced domain-wall motion in MgO-based magnetic tunnel junctions with low current densities, Nature Physics, 7, 626–630 (2010).
3. Ikeda S. et al., A perpendicular-anisotropy CoFeB–MgO magnetic tunnel junction, Nature Materials, 9, 721–724 (2010).

СПЛОШНЫЕ НАНОРАЗМЕРНЫЕ ПЛЕНКИ ЗОЛОТА С ВЫСОКОЙ АДГЕЗИЕЙ ДЛЯ МАГНИТНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР И ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛЕНОК КОБАЛЬТА

С.С. Савин, О.Л. Голикова, А.В. Беспалов, А.А. Евдокимов

Московский технологический университет (МИРЭА), Москва

В настоящее время уделяется повышенное внимание различным устройствам из областей магнитооптики, в основе которых гетероструктуры с нанесенными на них наноразмерными пленками золота. Примером могут служить оптически прозрачные гетероструктуры на основе феррит-гранатов, с нанесенными на них ультратонкими, до 5 нм, пленками золота, предназначенными для защиты феррит-гранатов от внешних воздействий агрессивных сред или для создания оптически прозрачных контактов [1]. На пленках золота не образуется слоя естественного оксида, а в работе [2] показано, что нанопленки золота до 5 нм пропускают более половины падающего оптического излучения, поглощая при этом 10–20%.

Еще одним примером служат магнитоплазмонные кристаллы, созданные и описанные в работах [3] и [4], состоящие из субмикронных пленок феррит-гранатов с нанесенной на них 1D перфорированной нанопленкой золота 40–100 нм.

В вышеприведенных примерах наиболее важным было сохранить изначальное качество и чистоту исходных подложек (пленок) при обеспечении однородности и адгезионной стойкости нанопленок золота, а также соблюсти условие максимально узкого интерфейса «пленка-подложка» при минимальной взаимной диффузии.

Также в различных работах описаны наноразмерные, до 2 нм, пленки золота для защиты различных структур при исследовании процессов зарождения магнетизма в сверхтонких структурах, таких как: наноостровковая структура кобальта толщиной 1-2 нм в работе [5] и структура Au(2нм)/Co(0,8-2 нм)/Si в работе [6].

В данном случае, наиболее важным условием для исследования при комнатной температуре процессов зарождения магнетизма в сверхтонких структурах, является сплошность защитной пленки золота.

Химическая инертность золота на уровне адатомов, в первую очередь, обуславливает взаимодействие «золото-золото», а не «золото-подложка». Это приводит к плохой адгезии на начальной стадии образования пленки золота на подложке. Таким образом, образование связей золото-золото на поверхности препятствует равномерному распределению зародышевых центров и способствует кластеризации на первичной стадии роста пленки с последующим образованием гранул

золота, а не однородной пленки. Во вторую очередь, химическая инертность золота препятствует взаимной диффузии или образованию химической связи с подложкой, что также приводит к гранулизации пленки.

Среди различных способов повышения адгезии, наиболее подходящим решением является ионно-лучевое осаждение золота, получаемое при распылении мишени золота ионами кислорода со скоростью 1,2 нм/мин [7], т.к. в этом способе независимо от природы поверхности подложки пленки золота толщиной более 2 нм являются сплошными. Недостатком данного метода является то, что получаемые пленки золота обладают недостаточно высокой однородностью, сплошностью и адгезией к поверхности подложки.

Чтобы нивелировать эти недостатки, предложена трехстадийная методика создания однородных наноразмерных (от 5 до 100 нм), в т.ч. оптически прозрачных ультратонких пленок золота до 5 нм, обладающих однородностью и высокой адгезией к подложкам и другим пленкам, путем увеличения концентрации центров кластерообразования в подложке (пленке) и повышения адгезионной связи «золото-подложка» за счет внедрения в приповерхностный слой подложки атомов золота. Показано, что увеличение центров кластерообразования приводит к преобладанию роста пленки в латеральном направлении, а не в вертикальном, при одновременном уменьшении дрейфа атомов золота по поверхности подложки с последующим уменьшением островковой коалесценции (рис. 1). Теоритическое моделирование методом Монте-Карло, а также анализ интерфейсов полученных пленок показали, что подложки не теряют своих изначальных свойств при предложенных энергиях распыления, т.к. основной поток атомов золота не проникают глубже естественного нарушенного приповерхностного слоя подложки (рис. 2).

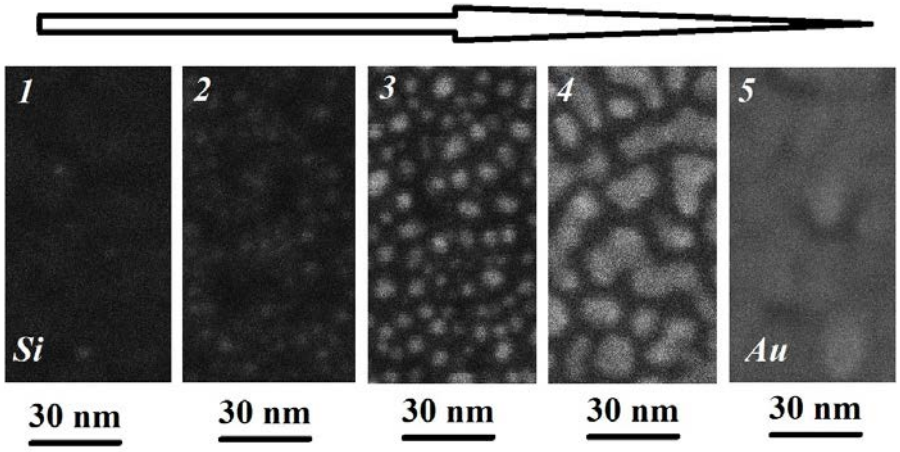


Рис. 1. РЭМ-изображение пленки золота на стадии зарождения, слева направо: 1 – чистый кремний с несколькими центрами кластерообразования. 2 – увеличение количества центров кластерообразования, 3, 4 – рост центров кластерообразования, 5 – сплошная пленка золота 4 нм

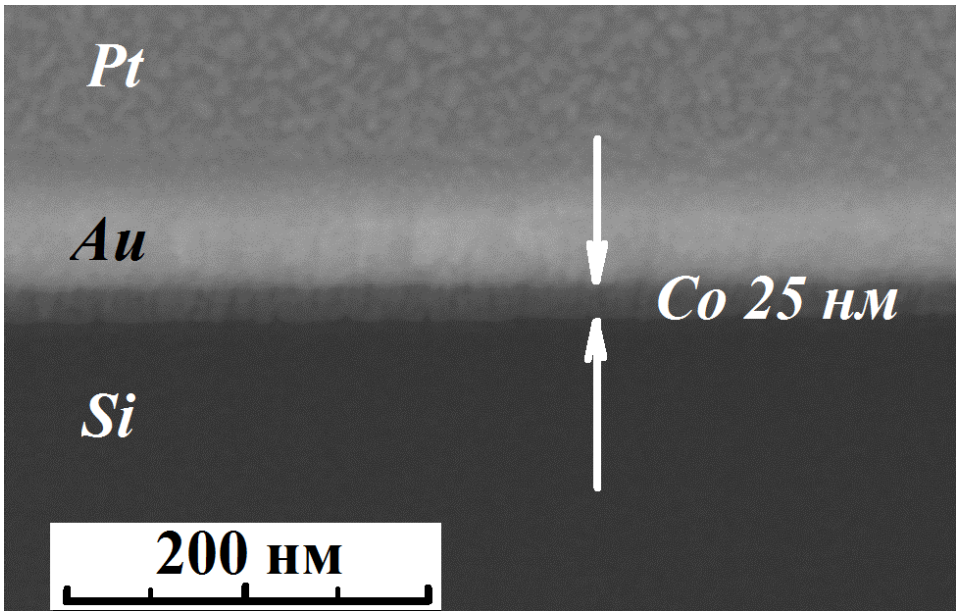


Рис. 2. РЭМ-изображение поперечного сечения пленок Au-Co на кремнии.

1. А.И. Стогний, А.В. Беспалов, Н.Н. Новицкий, О.Л. Голикова, В.А. Ермаков, В.А. Кецко Оптически прозрачная гетероструктура // Патент на изобретение №2572499
2. А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, С.Д. Тушина, С.В. Калинников Получение методом ионно-лучевого распыления кислородом и оптические свойства ультратонких пленок золота // Журнал технической физики, 2003, т. 73, вып. 6, с. 86-89.
3. V.I. Belotelov, I.A. Akimov, M. Pohl, V.A. Kotov, S. Kasture, A.S. Vengurlekar, A.V. Gopal, D.R. Yakovlev, A.K. Zvezdin, and M. Bayer Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals // Nat. Nanotechnol. 6, 370376 (2011).
4. А.В. Беспалов, О.Л. Голикова, С.С. Савин, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий Формирование кристаллов магноники с наноразмерным периодом островков методом травления фокусированным ионным пучком // Неорганические материалы, 2012, том 48, № 12, с. 1372-1374
5. Т.В. Мурзина, А.В. Шебаршин, И.А. Колмычек, Е.А. Ганьшина, О.А. Акципетров, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, А. Сташкевич. Магнетизм планарных наноструктур кобальт-золото на поверхности кремния // ЖЭТФ, 2009, том 136, вып. 1 (7), стр. 123-134.
6. H.A. Wierenga, M.W.J. Prins, D.L. Abraham et. Al., Phys. Rev. B 50, 1282 (1994).
7. А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, О.М. Стукалов, А.И. Демченко, В.И. Хитько О неоднородном характере начальной стадии ионно-лучевого осаждения ультратонких пленок золота // Письма ЖТФ, 2004, том 30, вып. 6, с. 87-94.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И МАГНИТНОЙ ДИНАМИКИ ТОНКИХ КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК

В.А. Устюгов[1], Л.Н. Котов[1], В.С. Власов[1], П.А. Макаров[1]

[1] *Сыктывкарский Государственный Университет имени Питирима Сорокина, Россия*

Работа посвящена моделированию структуры и нелинейных магнитных колебаний в тонких металлических композитных пленках. Рассматривается структура пленок, состоящих из аморфных металлических гранул в диэлектрической матрице.

В процессе моделирования учитываются факторы реального технологического процесса вакуумного напыления: случайность попадания зародышей металлических гранул на пленку, случайность направления роста. Изменение концентрации металла в материале испаряемо мишени может приводить к структурным изменениям, поскольку при концентрации, превышающей перколяционную, гранулы пленки могут сливаться в лабиринтоподобные структуры сложной формы.

Разрабатывается компьютерная методика расчета размагничивающих факторов гранул неэллипсоидальной формы, а также кластеров, состоящих из объединившихся в процессе роста гранул. В качестве основной модели для определения магнитных характеристик пленок используется модель, описанная в работах [1,2].

Полученные симуляционные данные о структуре пленок и рассчитанные базовые магнитные характеристики являются входными параметрами для расчета интегральных магнитных характеристик: ширины и положения резонансной линии ФМР, времени и поля перемагничивания и др.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (номера грантов 17-02-01138, 17-57-150001)

1. Dubowik, J. Phys. Rev. B. —1996. —Vol. 54, no. 2. — Pp. 1088–1091.
2. Butera A. et al. Phys. Rev. B. — 1999. —Vol. 60, no. 17. — Pp. 12270–12278.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_x(SiO_2)_{100-x}$ ВБЛИЗИ ПОРОГА ПЕРКОЛЯЦИИ

Е.Фадеев[1], М.Блинов[2], В.Гаршин[2], О.Тарасова[3], Е.Ганьшина[2], М.Прудникова[2], В.Прудников[2], E.Lahderanta[1], В.Рыльков[4], А.Грановский[2]

1. *Lappeenranta University of Technology, Finland*
2. *Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия*
3. *Воронежский Технический Университет, Воронеж, Россия*
4. *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия*

Магнитные нанокомпозиты "ферромагнитный металл-диэлектрик" обладают комплексом разнообразных магнитных, магнитотранспортных, магнитооптических, высокочастотных свойств, перспективных для практического применения. С другой стороны, эти наногранулированные системы являются удобными объектами для изучения магнитных статических и динамических свойств ансамбля взаимодействующих магнитных частиц, так как при вариации концентрации и типа магнитной и диэлектрической компоненты, размеров и форм гранул эти системы могут находиться в разных магнитных состояниях - от парамагнитного, спин-стекольного или суперпарамагнитного до суперферромагнитного и ферромагнитного [1]. Недавние детальные структурные исследования ряда нанокомпозитов (см., например, [2,3]) выявили, что наряду с гранулами сферической или вытянутой формы нанокомпозиты содержат и большое количество одиночных или ультра малых кластеров магнитных ионов, которые могут сильно влиять на магнитные свойства. В частности, по-видимому, обмен ферромагнитного типа между гранулами возникает за счет именно этих ионов в межгранульных промежутках, что позволяет объяснить возникновение суперферромагнетизма при концентрации гранул заведомо меньших порога перколяции [4].

В данной работе приводятся результаты исследования магнитных свойств нанокомпозитов $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_x(SiO_2)_{100-x}$ при содержании ферромагнитной компоненты x=14-58 ат.%. Пленки толщиной 0.5-1.5 мкм были получены методом ионно-лучевого распыления. Квазистатические магнитные свойства измерялись с помощью вибрационного магнитометра (LakeShore), СКВИД магнитометра (Cryogenic S700X) при 4.2-300 K в полях до 6 Тл. Также при комнатной температуре в спектральном диапазоне 0.5-4.0 эВ измерялись магнитооптические спектры в геометрии экваториального эффекта Керра в полях до 3 кОе. Действительная и мнимая часть магнитной проницаемости определялись резонансным методом при частоте 50 МГц.

На рис. 1 в качестве примера приведена температурная зависимость магнитного момента образца с содержанием металла 57 ат. %. Резкое убывание намагниченности при 5-50 К в сильных (6 Тл) магнитных полях, отсутствующее в слабых (0.01 Тл) полях (см. вставку), указывает на большую концентрацию парамагнитных ионов, диспергированных в матрице в межгранульных промежутках [4].

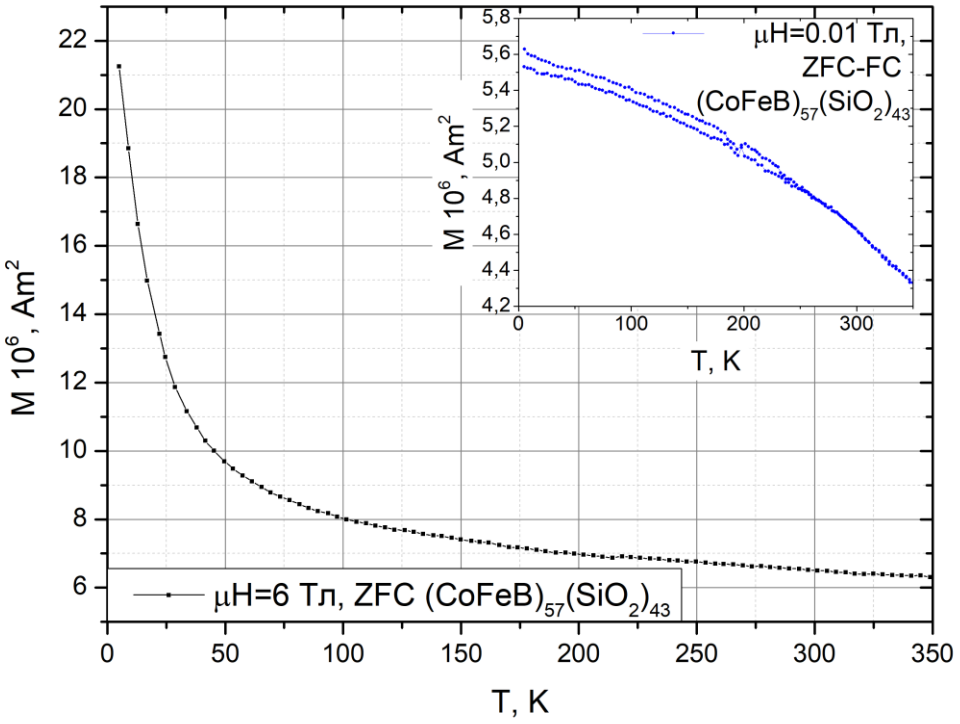


Рис. 1 Температурная зависимость магнитного момента образца $(CoFeB)_{57}(SiO_2)_{43}$ в сильном μH=6 Тл и слабом μH=0.01 Тл (на вставке) магнитном поле.

В работе были также проведены исследования коэрцитивной силы от температуры. Для образца вблизи порога перколяции (содержание металла 53 ат. %) зависимость коэрцитивной силы от температуры, близкая к корневой, что согласуется с теорией [4], однако по мере отдаления от порога перколяции в область диэлектрика (31 ат. %) при повышении температуры (T>20 К) коэрцитивная сила становится неразличима и намагничивание начинает происходить практически безгистерезисно.

На рис. 2 представлены полевые зависимости экваториального эффекта Керра для образца $(CoFeB)_{60}(SiO_2)_{40}$ для двух длин волн 378 и 790 нм. Изменение знака эффекта в магнитных полях вблизи поля насыщения (см. вставку) указывает на неоднородное распределение ферромагнитных включений в образце.

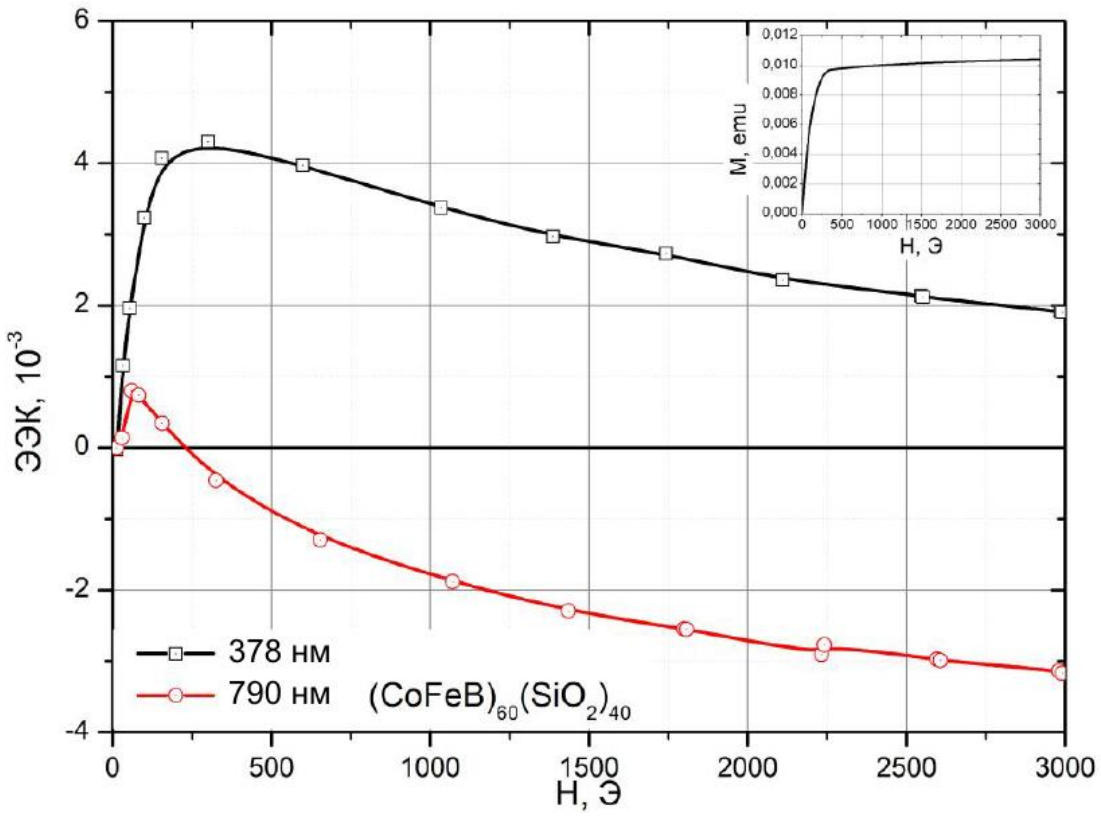


Рис. 2 Зависимость экваториального эффекта Керра от магнитного поля для образца $(CoFeB)_{60}(SiO_2)_{40}$ для длин волн 378 и 790 нм. На вставке — зависимость магнитного момента от магнитного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 16-19-10233. О.Тарасова благодарит РФФИ за поддержку (грант 17-32-50018 мол_нр)

1. S. Bedanta and W. Kleemann, J. Phys. D: Appl. Phys., **42**, 013001 (2009).
2. V. Rylkov et al., Phys. Rev. B **95**, 144202 (2017).
3. В. Рыльков и др., ЖЭТФ **153**, 421 (2018).
4. A. Timofeev et al., J. Appl. Phys., **111**, 123915 (2012).

МЕССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЖЕЛЕЗО-НИКЕЛЕВЫХ НАНОТРУБОК В ПОЛИМЕРНЫХ ИОННО-ТРЕКОВЫХ МЕМБРАНАХ

В.С. Русаков[1], К.К. Кадыржанов[2], М.С. Фадеев[1], А.Л. Козловский[2], М.В. Здоровец[2], Т.Ю. Киселева[1], Т.В. Губайдулина[1]

[1]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва (Россия)*
[2] *Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Астана (Казахстан)*

В последнее время получение наноструктурных материалов является одним из наиболее привлекательных направлений исследований, в основном из-за широкого поля потенциальных применений наноструктур, начиная от микроэлектроники, накопителей информации и средств связи до биотехнологий. Наноструктуры со средними размерами, сравнимыми с размерами магнитных доменов, обладают магнитными свойствами, отличными от свойств объемных материалов, и представляют наибольший интерес для потенциального практического применения. Выбор материалов на основе железо-никеля обусловлен потенциальным применением наноструктур на их основе в катализе, биомедицине, магнитных носителях информации и т.д.

Методами мессбауэровской спектроскопии на ядрах ^{57}Fe с привлечением данных растровой электронной микроскопии, энергодисперсионного анализа и рентгеновской дифрактометрии исследованы железные и железо-никелевые наноструктуры составов $Fe_{100-x}Ni_x$ ($0 \le x \le 90$), синтезированные в полимерных ионно-трековых мембранах. Основная часть полученных наноструктур представляет собой с высокой степенью поликристалличности $Fe_{100-x}Ni_x$ нанотрубки с ОЦК структурой для $0 \le x \le 40$ и с ГЦК структурой для $50 \le x \le 90$. Длина всех нанотрубок составляла 12 мкм, внешний диаметр – 400 ±10 нм и толщина стенки – 120±5 нм.

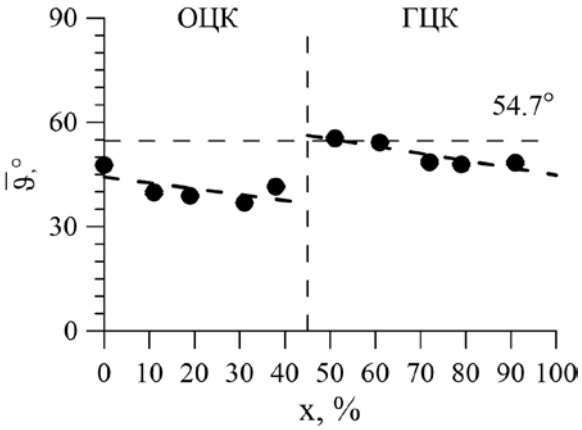


Рис. 1. Зависимость угла пролета гамма-кванта между магнитным моментом атома Fe и осью нанотрубок

Для исследованных нанотрубок наблюдается магнитная текстура вдоль их оси. При этом как в области ОЦК, так и в области ГЦК структуры увеличение концентрации атомов Ni приводит к уменьшению среднего значения угла ϑ между магнитным моментом атома Fe и осью нанотрубок на ~10° (см. рис. 1).

Концентрационные зависимости сверхтонких параметров мессбауэровских спектров исследованных нанотрубок качественно согласуются с

данными для массивных поликристаллических образцов. Среднее значение сверхтонкого магнитного поля H_n на ядрах ^{57}Fe возрастает с ростом концентрации Ni от ~328 кЭ до ~338 кЭ для ОЦК структуры, скачком уменьшается до ~305 кЭ при переходе к ГЦК структуре, и в дальнейшем убывает до ~290 кЭ при x = 90 (см. рис. 2).

Среднее значение сдвига мессбауэровской линии, определяемого плотностью электронов в области расположения ядра, увеличивается с ~0 мм/с до ~0.046 мм/с для ОЦК структуры и убывает с ~0.045 мм/с до ~0.02 мм/с для ГЦК структуры. Среднее значение квадрупольного смещения близки к нулю ($|\overline{\varepsilon}| < 0.01$ мм/с) для всех образцов, но отрицательны для ОЦК структуры и положительны для ГЦК структуры.

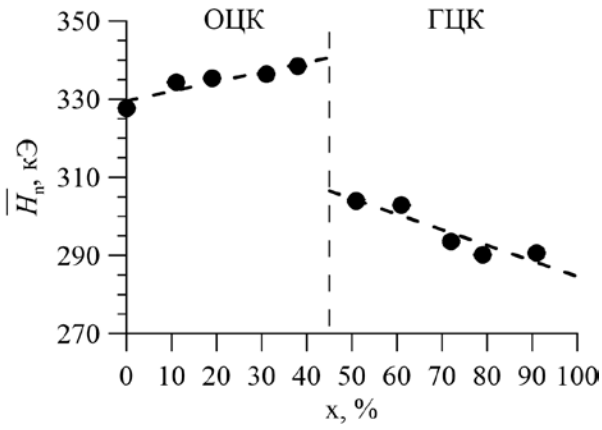


Рис. 2. Концентрационная зависимость сверхтонкого магнитного поля

Замещение атома Fe на атом Ni в ближайшем окружении атома Fe в нанотрубках с ОЦК структурой, как и в случае Fe-Co нанотрубок [1, 2], приводит к увеличению сверхтонкого магнитного поля на ядрах ^{57}Fe на 8÷11 кЭ, а в трубках с ГЦК структурой – к уменьшению сверхтонкого магнитного поля на 12÷16 кЭ (см. рис. 3). При этом наблюдается коррелированное со сверхтонким магнитным полем изменение квадрупольного смещения с коэффициентом линейной корреляции $\Delta\varepsilon/\Delta H_n \sim -(15\pm5)\cdot10^{-4}$ мм/с/кЭ и незначительное изменение сдвига мессбауэровской линии δ (на $|\Delta\delta|<0.01$ мм/с).

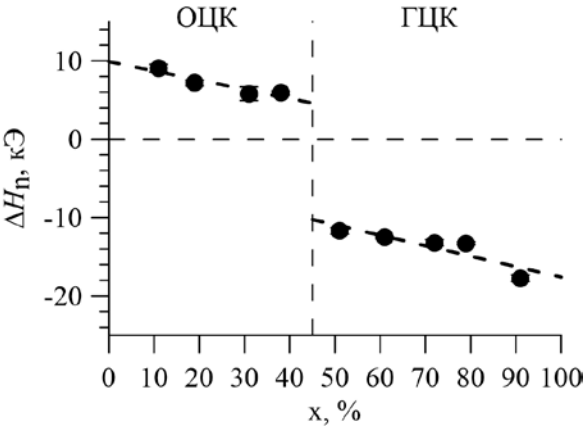


Рис. 3. Концентрационная зависимость изменения сверхтонкого магнитного поля ΔH_n, вызванного замещением атома Fe на атом Ni в ближайшем окружении атома железа

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан (грант AP05133578).

1. В.С. Русаков, К.К. Кадыржанов, А.Л. Козловский, Т.Ю. Киселева, М.В. Здоровец, М.С. Фадеев, Е.Н. Лукьянова. Известия РАН. Серия физическая, **81**, 917 (2017).
2. K.K. Kadyrzhanov, V.S. Rusakov, A.L. Kozlovskiy, M.V. Zdorovets, E.Y. Kaniukov, A.E. Shumskaya, I.E. Kenzhina, and M.S. Fadeev. Progress in Electromagnetics Research C, **82**, 77 (2018).

СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОПРОВОЛОК НА ОСНОВЕ МЕТАЛЛОВ ГРУППЫ ЖЕЛЕЗА

И.В. Перунов[1], К.В. Фролов[1], Д.Л. Загорский[1,6], С.А. Бедин[1,3], И.С. Любутин[1], М.А. Чуев[1,2], А.А. Ломов[2], В.В. Артёмов[1], С.Н. Сульянов[1,4], И.М. Долуденко[1,5], А.Г. Иванова[1],Т.А. Химич[1]

[1]*Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 119333 Москва, Россия*
[2]*Физико-технологический институт РАН, 117218 Москва, Россия*
[3]*Московский педагогический государственный университет, 119991, Москва, Россия*
[4]*НИЦ «Курчатовский институт» 123182 Москва, Россия*
[5]*МИЭМ НИУ Высшая школа экономики, 123458, Москва, Россия*
[6]*РГУ нефти и газа (НИУ) имени И.М. Губкина, 119991, Москва, Россия*

В последние годы большое внимание исследователей привлекают магнитные нанопроволоки как перспективные материалы для различных магнитных сенсоров, устройств спинтроники и биомедицинских технологий, включая противоопухолевую терапию [1-3].

Массивы нанопроволок (рис. 1) Fe, Co-Fe [4,5] и Ni-Fe, электроосаждённые в поры полимерных трековых мембран с диаметром 30 - 200 нм, были исследованы методами электронной микроскопии, рентгеновской дифракции, мёссбауэровской спектроскопии на ядрах ^{57}Fe и вибрационной магнитометрии. Структурные и магнитные свойства массивов нанопроволок сравнивались со свойствами электроосажденных сплошных слоев аналогичных составов.

Обнаружено, все образцы массивов нанопроволок и сплошных слоёв демонстрируют магнитное упорядочение ионов железа. Для образцов твёрдых растворов Co-Fe и Ni-Fe обнаружено формирование спонтанной ориентации магнитных моментов доменов вдоль оси нанопроволок без приложения внешнего магнитного поля. Степень магнитной анизотропии зависит от условий синтеза и диаметра пор полимерной мембраны, при этом показано, что при уменьшении диаметра нанопроволок магнитная анизотропия становится все более выраженной. В тоже время для образцов массивов нанопроволок чистого железа формирование спонтанной ориентации магнитных моментов наблюдалось только при определённых параметрах электроосаждения.

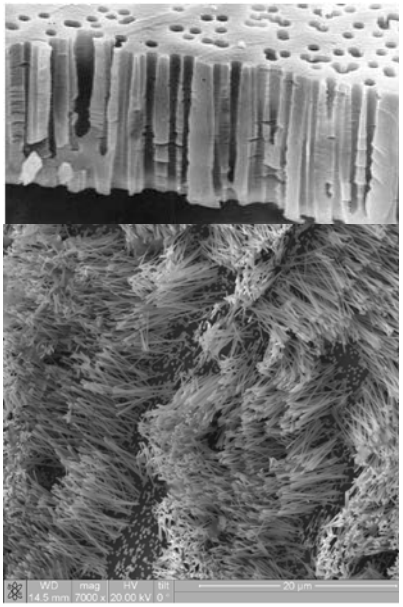
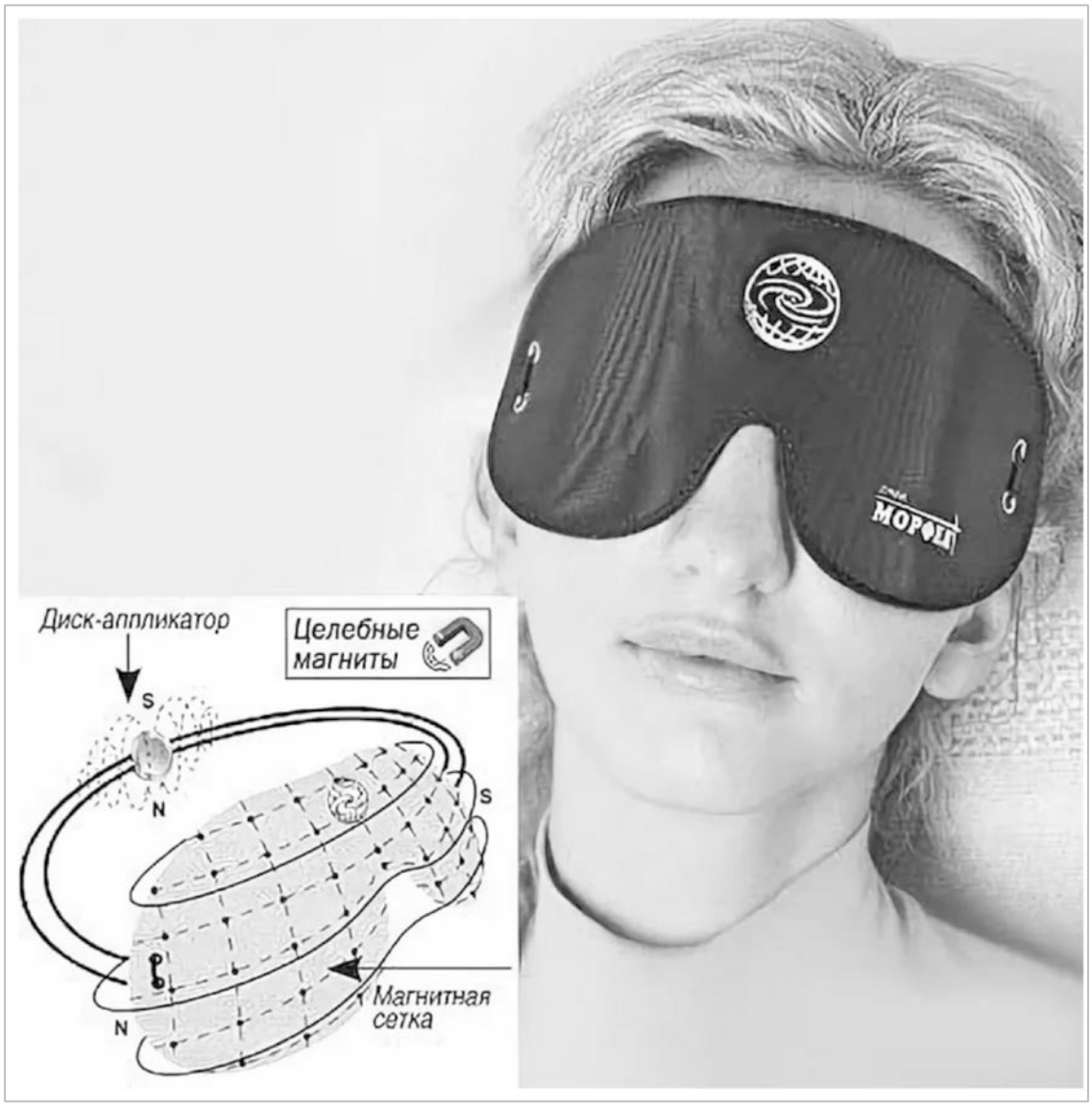


Рис. 1. СЭМ изображения полимерной трековой мембраны (вверху) и массива нанопроволок после удаления материала мембраны (внизу).

Синтез и структурные исследования экспериментальных образцов выполнены при финансовой поддержке Федерального агентства научных организаций (соглашение № 007-ГЗ/Ч3363/26), магнитные и мёссбауэровские измерения выполнены при финансовой поддержке РНФ (грант № 14-1200848) и РФФИ (грант № 18-32-01066), в том числе с использованием оборудования центра коллективного пользования ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

1. Magnetic Nano- and Microwires: Design, Synthesis, Properties and Applications, ed. by M. Va’zquez. Woodhead Publishing, Elsevier 2015.
2. W. Hong et al. Biomaterials. 2016. 106. 78.
3. Yu.P. Ivanov et al. Nat. Sci. Rep. 2016. 6. 24189.
4. К.В. Фролов и др. Письма в ЖЭТФ. 2014. 99(10). 656.
5. К.В. Фролов и др. Письма в ЖЭТФ. 2017. 105(5). 297.

Аппликатор магнитный «Очки Морфея» предназначен
для восстановления и релаксации организма человека
после физических нагрузок и психоэмоционального напряжения.



МАГНИТООПТИКА И ФОТОМАГНЕТИЗМ

УСИЛЕНИЕ МАГНИТО-ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА В УЛЬТРАТОНКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ И ЕГО РЕГИСТРАЦИЯ ПРИ ПОМОЩИ ЭКВАТОРИАЛЬНОГО ЭФФЕКТА КЕРРА

О.В. Боровкова[1], Х. Хашим[2,3], М.А. Кожаев[1,4], С.А. Дагесян[5], А. Чакраварти[6,7], М. Леви[6], В.И. Белотелов[1,5]

[1]Российский квантовый центр, Россия
[2]Национальный исследовательский технологический университет (МИСИС), Россия
[3]Университет Танта, Египет
[4]Институт общей физики РАН, Россия
[5]Московский государственный университет, Россия
[6]Технологический университет Мичигана, США
[7]Университет Радбоуд, Нидерланды

Ультратонкие магнитные диэлектрические пленки представляют значительный интерес в связи с их потенциальным применением для нанофотоники и спинтроники. В данной работе показано, что с уменьшением толщины пленок, возрастает магнитооптический отклик или гирация материала. Этот эффект проявляется при толщине пленки в несколько десятков нанометров. Для регистрации данного эффекта в работе предлагается использовать экваториальный магнито-оптический эффект Керра (ЭЭК), усиленный при помощи поверхностных плазмон-поляритонов (ППП). Для этого на поверхность ультратонких ферромагнитных пленок наносились золотые плазмонные структуры, в которых возбуждались поверхностные плазмонные волны. Отметим, что несмотря на рост гирации в ультратонких пленках, величина ЭЭК уменьшается для более тонких пленок, тоньше 40нм. Это связано с тем, что в рассматриваемых магнитоплазмонных структурах поле плазмона на глубине 40нм падает в е раз. То есть в образцах с толщиной ферромагнитной пленки меньше 40нм свет заметно проникает в немагнитную подложку, что приводит к уменьшению величины ЭЭК при эффективном увеличении магнито-оптичского (МО) отклика в такой ультратонкой пленке. Если проанализировать, как ведет себя величина ЭЭК при росте толщины пленки, то мы увидим, что она линейно возрастает в пленках толщиной от 0 до 30нм и при толщинах пленки свыше 40 нм выходит на насыщение.

В качестве ультратонких ферромагнитных пленок были выбраны образцы с пленками висмут-замещенного железо-иттриевого граната (ЖИГ), толщина ферромагнитного диэлектрика в которых составляла 60нм, 46нм и 19нм. Образцы были выращены методом жидкофазной эпитаксии на гадолиний галлиевой (ГГГ) подложке. Все образцы были получены от одной исходной магнитной пленки [1].

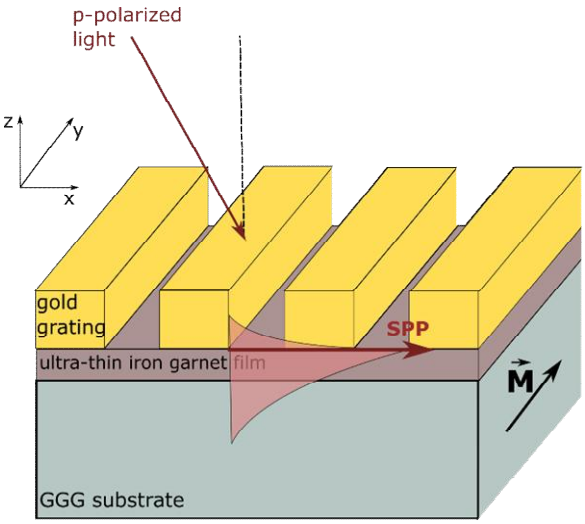


Рис.1. Структура образцов с ультратонкими ферромагнитными пленками. На немагнитную подложку нанесен слой ферромагнитного диэлектрика, толщиной несколько десятков нанометров. Сверху нанесена субмикронная золотая решетка. На границе металла и ферромагнитного диэлектрика возбуждается поверхностная плазмон-поляритонная волна.

Для получения образцов с различной толщиной пленки, ферромагнитный диэлектрик стравливали при помощи ортофосфорной кислоты до нужной толщины. Затем на поверхность образцов нанесли золотую решетку толщиной 80 нм. На рис. 1 показана структура изготовленных образцов с ультратонкими ферромагнитными пленками. Период и ширина зазоров подбирались специально для каждой пленки, чтобы обеспечить эффективное возбуждение ППП на одних и тех же частотах во всех трех образцах и, тем самым, исключить влияние дисперсии диэлектрических свойств материала на результаты измерений.

Были экспериментально получены спектры пропускания и рассчитаны спектры ЭЭК для каждого образца в зависимости от угла падения и длины волны падающего. Измерения проводились при приложенном внешнем магнитном поле 2000 Гс, в то время как магнитное поле, необходимое для насыщения намагниченности исследуемых образцов, составляет 1800Гс.

В то же самое время, для каждого из образцов подобные спектры были рассчитаны численно при помощи метода связанных мод в пространстве Фурье. Для расчета дисперсии недиагонального элемента (гирации) тензора диэлектрической проницаемости ЖИГ была использована модель оптических переходов в ионах железа в октаэдрической и тетраэдрической подрешетках ЖИГ. Параметры данной модели подбирались так, чтобы обеспечить наилучшее соответствие численно рассчитанных и экспериментально измеренных спектров ЭЭК для ферромагнитных пленок различной толщины. Теоретические спектры продемонстрировали хорошее соответствие экспериментальным результатам.

Сравнение параметров модели для различных образцов показало, что гирация возрастает с уменьшением толщины пленки, то есть, чем тоньше пленка, тем более сильным магнитооптическим откликом она обладает. Однако, несмотря на рост гирации, величина ЭЭК тем не менее уменьшается для более тонких пленок, тоньше 40нм. Это связано с тем, что ППП в рассматриваемых магнитоплазмонных структурах проникает в ферромагнитный диэлектрик на глубину до 40 нм (поле плазмона на этой глубине падает в е раз). То есть в образцах с пленками толщиной 60нм и 46нм, свет

локализован в ферромагнитном диэлектрике. Однако, в образце с толщиной пленки 19нм свет значительно проникает в подложку ГГГ, что приводит к уменьшению величины ЭЭК при эффективном увеличении магнитооптического отклика в такой ультратонкой пленке.

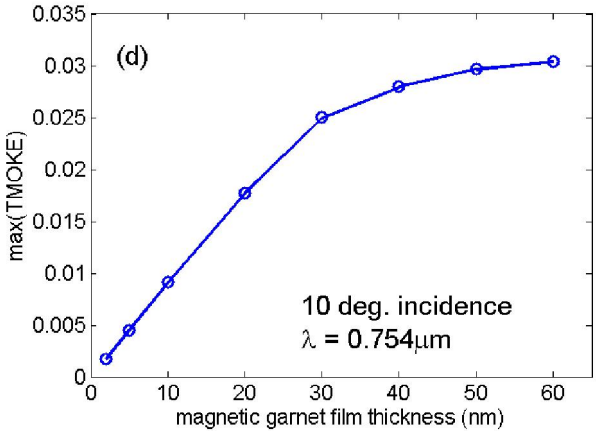


Рис.1. Спектр максимального значения экваториального эффекта Керра при λ=0.754мкм в зависимости от толщины ферромагнитной пленки.

Если проанализировать, как ведет себя величина ЭЭК при росте толщины пленки, то мы увидим, что она линейно возрастает в пленках толщиной от 0 до 30нм и при толщинах пленки свыше 40 нм выходит на насыщение (см. рис. 2) [2].

Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект номер 16-32-60135 мол_а_дк) и Фонда развития теоретической физики и математики «Базис».

1. M. Levy, A. Chakravarty, H.-C. Huang, and R.M. Osgood, Jr., Appl. Phys. Lett., **107**, 011104 (2015).
2. O.V. Borovkova, H. Hashim, M.A. Kozhaev, S.A. Dagesyan, A. Chakravarty, M. Levy, and V.I. Belotelov, Appl. Phys. Lett., **112**, 063101 (2018).

О ФАЗОВОМ РАЗДЕЛЕНИИ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ СЛОЯХ (Ga,Mn)As

Е.А. Ганьшина[1], Л.Л. Голик[2], З.Э. Кунькова[2], Г.С. Зыков[1], Ю.В. Маркин[2], Ю.А. Данилов[3], Б.Н. Звонков[3]

[1]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия*
[2]*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал, Россия*
[3]*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Россия*

Системы на основе Ga(In)As, легированные Mn, относятся к разбавленным магнитным полупроводникам (РМП) и считаются перспективными материалами для различных устройств спинтроники и магнитофотоники. (Ga,Mn)As, несмотря на почти 20-летнюю историю исследований, остаётся одним из самых изученных и в то же время наиболее противоречивым объектом физики конденсированных сред [1]. Это связано с несколькими основными причинами. Во-первых, ионы Mn, замещающие Ga, действуют как акцепторы и поставляют дырки, которые участвуют в ферромагнитном упорядочении локализованных моментов Mn. Во-вторых, наличие случайно распределенных акцепторов приводит к существенному беспорядку и переходу металл-изолятор (MIT) в области плотностей дырок, соответствующих ферромагнитной фазе. Наличие обменных взаимодействий, опосредованных носителями, и квантовая локализация Андерсона-Мотта приводят к удивительным свойствам, которые пока не описаны теоретически.

Наиболее распространенной технологией получения $(A^3,Mn)B^5$ является низкотемпературная молекулярно-лучевая эпитаксия (НТ-МЛЭ), и большинство исследований выполнено на НТ-МЛЭ образцах (Ga,Mn)As. В таких образцах в процессе низкотемпературного роста возникают точечные дефекты: междоузельный Mn и антиструктурный As, замещающий Ga в узлах решётки. Эти дефекты, являясь донорами, в значительной степени компенсируют основные носители и снижают температуру ферромагнитного упорядочения, T_C, (Ga,Mn)As. Расхождения в экспериментальных результатах разных авторов и объяснение результатов на основе противоречащих друг другу моделей в значительной степени связаны с проблемой получения образцов с хорошо контролируемыми дефектами. Типы структурных и точечных дефектов и, следовательно, концентрация свободных носителей, положение уровня Ферми, а также характер возможных фазовых неоднородностей могут зависеть от ростовой технологии. Следовательно, изучение образцов (Ga,Mn)As, полученных альтернативными методами, может дать дополнительную информацию о деталях электронной структуры (Ga,Mn)As. Для изучения электронного спектра РМП и выяснения механизма ферромагнитного обмена в них широко применяются мето-

ды магнитооптической (МО) спектроскопии.

В настоящей работе представлены результаты сравнительного изучения магнитооптических свойств слоев (Ga,Mn)As, полученных разными ростовыми технологиями: импульсным лазерным напылением, ионной имплантацией с последующим лазерным отжигом и НТ-МЛЭ.

Магнитооптические свойства изучались методом экваториального эффекта Керра (ЭЭК) в спектральном диапазоне 0,5-4,0 эВ, в области температур 15-300 К в магнитных полях до 3 кОе. Сравнивались данные для образцов, в которых не регистрировался ЭЭК при комнатной температуре, т.е., отсутствовала возможная ферромагнитная фаза MnAs [2,3].

Для всех образцов в области низких температур наблюдался сильный МО отклик, который возрастал вблизи критических точек зоны Бриллюэна GaAs, что указывает на собственную природу магнетизма изучаемых образцов. Но если в области переходов E_1, $E_1+\Delta_1$ в GaAs вид спектров ЭЭК, $\delta(E)$, подобен для образцов, полученных разными методами, то в области переходов E_0 и $E_0+\Delta_0$ положение особенностей и их полярность существенно зависят от ростовой технологии (см. рис.1, а). Для образцов, полученных MBE и лазерной абляцией [3], мы наблюдали две полосы разной полярности в области 1,4<E<2,2 эВ. В спектрах ЭЭК (и вычисленных по

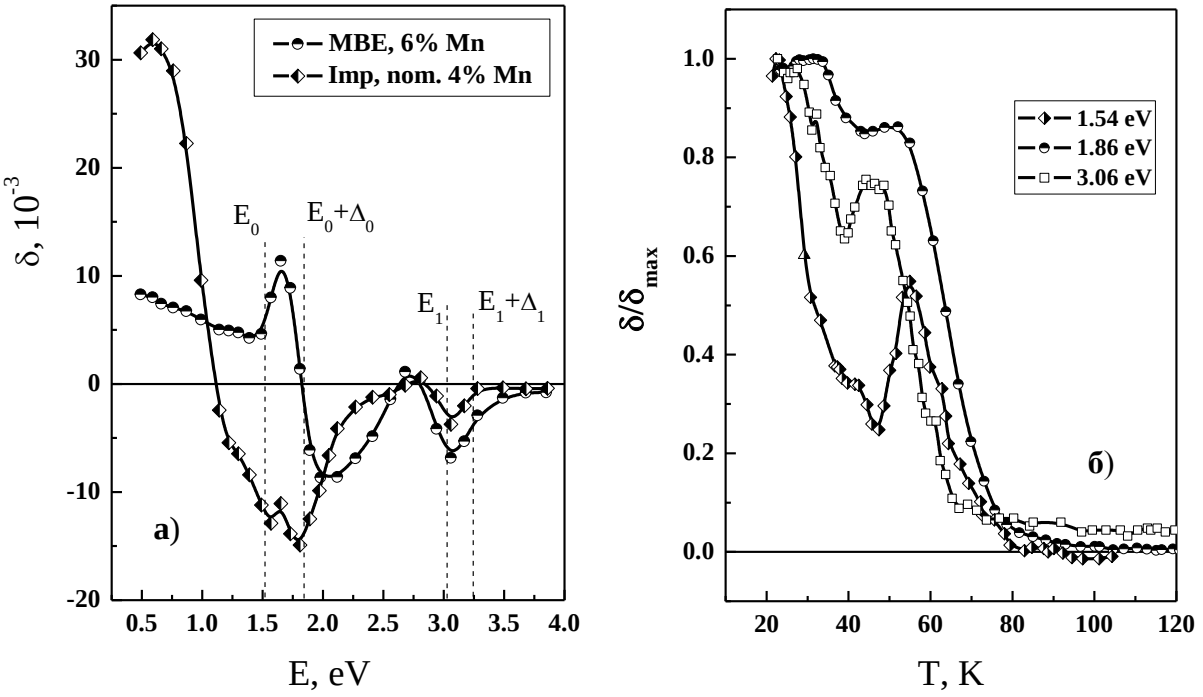


Рис.1. а) Спектральные зависимости ЭЭК для образцов, полученных методами НТ-МЛЭ (MBE) и ионной имплантации с последующим лазерным отжигом, при T=18 К. б) нормированные на максимум температурные зависимости ЭЭК, $\delta(T)$, для имплантированного образца с 4% Mn, измеренные при разных энергиях.

ним спектрах магнитного кругового дихроизма, МКД) образцов с номинальной концентрацией Mn 1 – 4 ат.%, полученных имплантацией с последующим лазерным отжигом, в области E≈1,1 - 2,25 эВ наблюдалась широкая полоса отрицательной полярности с двумя локальными экстремумами.

Такие спектры не могут быть объяснены на основе известной схемы расщепленных обменным взаимодействием состояний валентной зоны и зоны проводимости (Ga,Mn)As [4] в предположении об однородном распределении Mn и дырок по образцу. Объяснить эти спектры можно, если допустить существование областей с различной концентрацией Mn и/или дырок (вследствие электронного фазового разделения) [2]. Такие области должны проявляться различающимися температурными зависимостями ЭЭК, $\delta(T)$, при измерениях в разных участках спектра. На рис.1, б приведены зависимости $\delta(T)$, измеренные вблизи переходов E_0, $E_0+\Delta_0$ и E_1. Видно, что эффективная температура Кюри (температура появления ЭЭК) зависит от диапазона измерений, причём на зависимостях $\delta(T)$ присутствуют скачки, свидетельствующие о наличие в образце нескольких магнитных фаз с разными температурами Кюри. Согласно кривым $\delta(T)$ для имплантированного образца с номинальной концентрацией Mn 4 ат.% максимальная локальная температура Кюри $T_{Cmax}\approx 80$ К, что превышает значение T_C, определенное из магнитных измерений. Отметим, что поведение зависимостей $\delta(T)$ образцов, выращенных НТ-МЛЭ и лазерной абляцией, слабо меняется при измерениях вблизи экстремумом в спектрах ЭЭК.

Полученные при разных энергиях температурные зависимости $\delta(T)$ слоёв (Ga,Mn)As, сформированных ионной имплантацией и последующим лазерным отжигом, обнаруживают их магнитную неоднородность. Причинами неоднородности могут быть гауссово распределение Mn по толщине слоёв и электронное фазовое разделение в них [5]. Наличие в легированной полупроводниковой матрице нанообластей с высокой концентрацией носителей (с большей величиной T_C и смещением уровня Ферми вглубь валентной зоны) может приводить к увеличению энергии оптических переходов и появлению новых особенностей в спектрах ЭЭК и МКД вследствие размерного квантования в таких нанообластях. Особенности спектров ЭЭК и МКД исследуемых образцов и их изменение с увеличением концентрации Mn обсуждаются на основе валентно-зонной модели ферромагнетизма РМП с учетом электронного фазового разделения и квантовых размерных эффектов.

1. T. Dietl, H. Ohno, Rev. Mod. Phys., **86**, 187 (2014).
2. E.A. Gan’shina, L.L. Golik, Z.E. Kun’kova, et.al, JMMM (2017) DOI: https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.11.058.
3. З.Э. Кунькова, Е.А. Ганьшина, Л.Л. Голик и др. ФТТ, т. **60**, 939 (2018).
4. K. Ando. Magneto-Optics, edited by S. Sugano and N. Kojima. Berlin: Springer-Verlag Series in Solid-State Science, **128**, chap. 7 (2000).
5. Ye Yuan, Chi Xu, R. Hübner, et. al., Phys. Rev. Mater., **1**, 054401 (2017).

МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ СЕНСОР МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОСНОВЕ МАГНИТОПЛАЗМОННОЙ НАНОСТРУКТУРЫ

Н. А. Гусев[1, 2], П. О. Капралов[1, 2], А. Н. Калиш[1, 3], Г. А. Князев[1, 3], В. И. Белотелов[1, 3], П. М. Ветошко[1, 4], А. К. Звездин[1, 2]

[1] *Российский Квантовый Центр, Москва*
[2] *Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва*
[3] *Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Физический Факультет, Москва*
[4] *Институт Радиотехники и Электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва,*

Магнитооптические сенсоры магнитного поля – это устройства, которые используют магнитооптические эффекты, в частности эффект Фарадея, для регистрации магнитных полей по средствам магнитооптического считывания состояния намагниченности чувствительной среды, находящимся под воздействием внешнего поля. В некоторых работах в качестве чувствительного элемента используется само оптоволокно [1], в других в качестве чувствительного элемента используется магнитооптический материал [2], в том числе и феррит-гранат [3-4]. Простейшим способом повышения чувствительность по магнитному полю магнитооптического магнитометра является многопроходный метод, т.е. увеличение оптического пути света внутри магнитной среды, что должно приводить к накоплению эффекта Фарадея, однако благодаря высоким потерям на длинных оптических траекториях такой подход не позволяет добиться пороговой чувствительности более 10 мТл/Гц$^{1/2}$. В работе [4] демонстрируется уровень чувствительности 100 пТл за счет использования однородной по намагниченности волноводной микроструктуры из феррита-граната и осциллирующего (вдоль оси распространения света) поля накачки. Тем не менее, размер чувствительного элемента в эксперименте составляет несколько миллиметров что приводит к низкому пространственному разрешению.

Настоящая работа посвящена разработке магнитооптического сенсора магнитного поля, использующего преимущества метода магнитомодуляционного метода регистрации магнитных полей с помощью высококачественных монокристаллических пленок феррита-граната с низкой магнитной диссипацией [5] и преимущества метода резонансного усиления магнитооптических эффектов с помощью магнитоплазмонной наноструктуры [6].

Сенсор состоит из пленки ферримагнитного диэлектрика с нанесенной на ее поверхность дифракционной металлической решеткой, в которой возбуждаются плазмонные собственные моды, приводящие к десятикратному усиления магнитооптических эффектов.

Для оптической регистрации состояния намагниченности чувствительного элемента предлагается использовать недавно открытый меридио-

нальный магнитооптический интенсивностный эффект, который заключается в изменении интенсивности отраженного или прошедшего через магнитную пленку с плазмонной решеткой света, при перемагничивании пленки в направлении, лежащем в плоскости пленки перпендикулярно щелям решетки. Данный эффект чувствителен к плоскостной компоненте намагниченности, и в отличие от других интенсивностных магнитооптических эффектов, максимален при нормальном падении, что позволяет реализовать схему магнитооптического считывания с перемагничиванием образца однородным вращением намагниченности и считывать сигнал обычным фотодетектором. При этом меридиональный магнитооптический интенсивностный эффект возникает на частоте второй гармоники, по отношению к частоте внешнего вращающего плоя, а сигнал, соответствующий измеряемому полу на частоте третьей гармоники. В серии проведенных экспериментов с пробными магнитными полями чувствительность для решеток с разными периодами и пленок с разными толщинами и составом максимальная чувствительность составила 4 нТл в полосе от 1 до 60 кГц. Работа выполнена при поддержке фонда развития теоретической физики «БАЗИС».

1. Rogers A. J. Optical fiber current measurement //Optical Fiber Sensor Technology. – Springer Netherlands, 1995. –С. 421-439.

2. Потапов В. Т. и др. Волоконно-оптические датчики магнитного поля и электрического тока на основе эффекта Фарадея в кристаллах BI 12 GEO 20 и BI 12 SIO 20 //Фотон-экспресс. – 2005. – №. 6. – С. 166-176.

3. Svantesson K., Sohlstrom H., Holm U. Magneto-optical garnet materials in fibre optic sensor systems for magnetic field sensing //SPIE Proc. – 1990. – Т. 1274. – С. 260-269.

4. Doriath G., Gaudry R., Hartemann P. A sensitive and compact magnetometer using Faraday effect in YIG waveguide//Journal of Applied Physics. – 1982. – Т. 53. – №. 11. – С. 8263-8265.

5. П. М. Ветошко, А. К. Звездин, В. А. Скиданов и др. Влияние профиля дискового магнитного элемента на поле насыщения и шум магнитомодуляционного сенсора магнитного поля // Письма в "Журнал технической физики". —2015. —Т. 41, № 9. —С. 103–110.

6. Belotelov V. I. et al. Plasmon-mediated magneto-optical transparency //Nature communications. – 2013. – Т. 4.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В РЕШЕТКАХ НАНОАНТЕНН С НАРУШЕННОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ИНВЕРСИЕЙ

А.Н. Калиш[1,2], О.В. Боровкова[2], М.А. Кожаев[2], С.А. Дагесян[1], В.И. Белотелов[1,2]

[1] *МГУ имени М.В.Ломоносова, Россия*
[2] *Российский квантовый центр, Россия*

Одним из актуальных направлений фотоники является поиск условий усиления магнитооптических эффектов в наноструктурах. В частности, резонансное усиление достигается в плазмонных структурах, содержащих магнитный диэлектрический слой и слой плазмонных наночастиц или плазмонной решетки [1]. Интенсивностные эффекты, нечетные по намагниченности, в частности, экваториальный эффект Керра (ЭЭК) в силу симметрии могут возникать только при наклонном падении света. Для наблюдения ЭЭК при нормальном падении требуется структура с нарушенной зеркальной симметрией.

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуются несимметричные магнитоплазмонные структуры, представляющие собой слой металлических наночастиц треугольной формы, расположенных на подложке магнитного диэлектрика (рис. 1). Намагниченность направлена вдоль оснований треугольников. Структура не должна переходить в себя при зеркальном отображении относительно плоскости, проходящей через направление намагниченности. При этом условии перемагничивание структуры не является эквивалентным ее повороту. Металл – золото, магнитный диэлектрик – висмут-замещенный феррит-гранат.

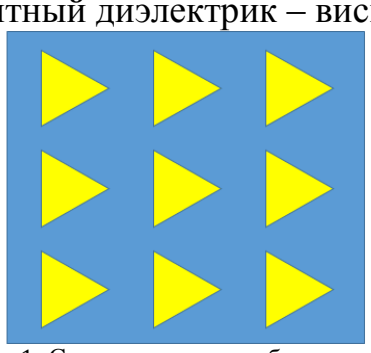


Рис. 1. Схематическое изображение магнитоплазмонной наноструктуры (вид сверху)

Оптические и магнитооптические свойства рассчитывались с помощью метода RCWA. Теоретические расчеты показали наличие ненулевого ЭЭК при нормальном падении света, причем спектр ЭЭК имеет выраженные резонансные особенности, соответствующие условиям плазмонных резонансов.

Пример экспериментально изготовленной структуры показан на рис. 1. Экспериментальные результаты измерения ЭЭК согласуются с теоретическими.

Работа поддержана РНФ (проект №17-72-20260).

1. V. I. Belotelov, et al., Nature Nanotechnol., **6**, 370 (2011).

ЛИНЕЙНЫЕ И КВАДРАТИЧНЫЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЁНКАХ ХАЛЬКОГЕНИДОВ ЕВРОПИЯ

В. В. Павлов
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Халькогениды европия EuX (X = O, S, Se, Te) представляют собой компактную группу магнитных полупроводников, обладающих уникальными электронными, магнитными, оптическими и магнитооптическими свойствами. Физические свойства халькогенидов европия EuX определяются электронной структурой ионов Eu^{2+}, имеющих сильно локализованные электроны $4f^7$ со спином S = 7/2.

В докладе обсуждаются несколько магнитооптических эффектов в данных материалах – линейные и квадратичные магнитооптические эффекты Керра, генерация второй оптической гармоники, фотоиндуцированный эффект Фарадея и эффект оптической ориентации. Тонкие плёнки EuX (X = O, Se, Te) выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Si, Y:ZrO_2 и BaF_2.

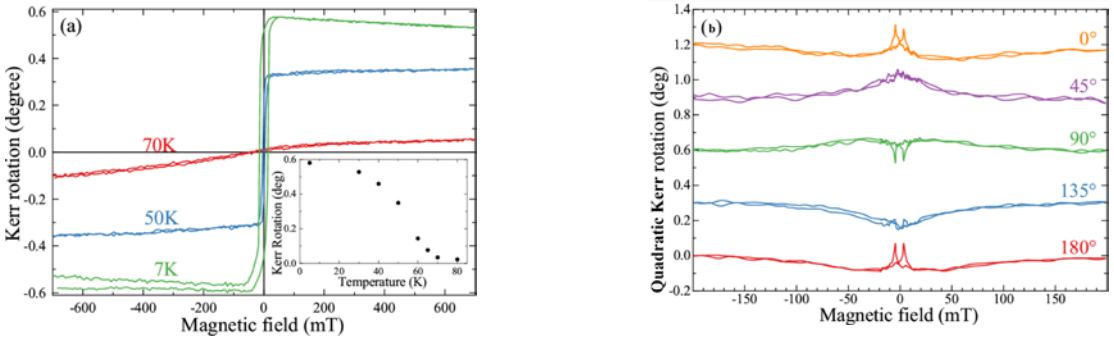


Рис.1. Полевые зависимости (a) линейного и (b) квадратичного магнитооптического эффекта Керра в плёнках EuO. На вставке приведена температурная зависимость линейного эффекта Керра.

На Рис. 1 показаны для сравнения полевые зависимости линейного и квадратичного магнитооптического эффекта Керра в плёнках EuO. Полевые и температурные зависимости линейных и квадратичных магнитооптических эффектов Керра измерялись с использованием высокочувствительной поляриметрической установки с использованием CW-лазера. Поляризационные зависимости позволили провести сравнение различных вкладов от линейных и квадратичных эффектов в плёнках EuO.

Фотоиндуцированный эффект Фарадея в EuTe изучался методом оптической накачки и зондирования с использованием широкополосного источника света, CW и импульсного фемтосекундного лазера [1]. Исследован фотоиндуцированный эффект Фарадея в зависимости от интенсивности света, магнитного поля и температуры. Установлено, что резонансное возбуждение оптического электродипольного перехода $4f^75d^0 \rightarrow 4f^65d^1$ в EuTe приводит к образованию магнитных поляронов с квантовой эффективно-

стью около 10% и магнитным моментом более 600 m_B при температуре T = 5 K. Магнитные поляроны являются квазичастицами с высокой степенью ферромагнитного порядка, связанным с обменным взаимодействием фотовозбуждённых d-электронов и f-электронов.

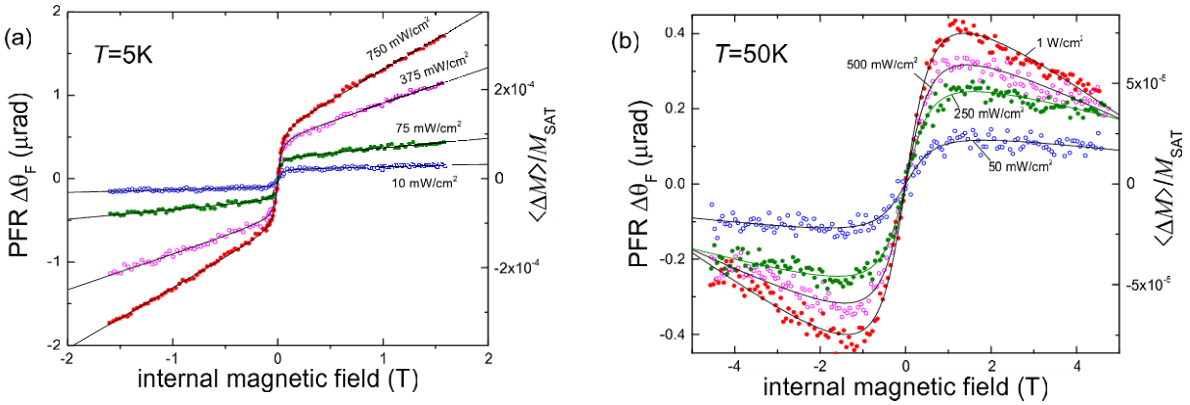


Рис.2. Полевые зависимости фотоиндуцированного эффекта Фарадея при различных температурах и интенсивностях оптической накачки.

На Рис. 2 показаны полевые зависимости фотоиндуцированного эффекта Фарадея при 5 K (a) и 50 K (b). Температурная зависимость поляронного магнитного момента хорошо описывается законом Кюри-Вейса. При температуре выше 100 K происходит термическое гашение поляронов с энергией активации ~0.01 эВ. При увеличении интенсивности возбуждающего света наблюдалось насыщение концентрации магнитных поляронов на уровне 4.5×10^{-15} см$^{-3}$. Это свидетельствует о том, что поляроны закреплены дефектами кристаллической структуры. Разработана квантово-механическая модель для наблюдаемого фотоиндуцированного эффекта Фарадея, связанного с образованием магнитных поляронов в EuTe [2].

Спин-индуцированная генерация второй гармоники исследовалась спектрально и наблюдалась на краю запрещённой зоны магнитных полупроводников EuTe и EuSe [3]. Поскольку эти материалы являются центросимметричными, было показано, что основным механизмом второй гармоники являются оптические нелинейности магнитодипольного типа. В заключение, проведено исследование ряда интересных магнитооптических свойств эпитаксиальных плёнок EuX (X = O, Se, Te). Продемонстрирован новый подход к оптическому управлению и мониторингу магнитных состояний в данных материалах.

Работа поддержана РНФ (проект № 17-12-01314) и РФФИ (проекты № 15-52-12015 и 16-02-00377).

[1] A. B. Henriques, A. R. Naupa, P. A. Usachev, V. V. Pavlov, P. H. O. Rappl, E. Abramof, Phys. Rev. B **95**, 045205 (2017).
[2] A. B. Henriques, P. A. Usachev, Phys. Rev. B **96**, 195210 (2017).
[3] B. Kaminski, M. Lafrentz, R. V. Pisarev, D. R. Yakovlev, V. V. Pavlov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 057203 (2009).

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУР ТИПА W/Py И Bi_2Se_3/Py

П.В. Пенкина[1], М.А. Кожаев[2,3], П.О. Капралов[2], А.Н. Кузьмичев[2,4], H. Hisham[5,6], J.C. Wu[7], J.C.A. Huang[8], А.К. Звездин[1,2,3,4], В.И. Белотелов[2,9]

[1]*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»*
[2]*Российский квантовый центр,* [3]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН*
[4]*Московский физико-технический институт (Государственный университет)*
[5]*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»*
[6]*PhysicsDepartment, Faculty of Science, Tanta University, Egypt.*
[7]*Department of Physics, National Changhua University of Education, Taiwan*
[8]*Department of Physics, National Cheng Kung University, Taiwan*
[9]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова*

В настоящее время большой интерес представляют наноструктурированные магнитные материалы [1]. Структурирование материала позволяет модифицировать магнитные и оптические свойства, а также обнаружить новые магнитооптические явления [2]. Так, в спинтронике – области физики, посвященной исследованию спиновых токов, наноструктуры находят широкое применение в различных устройствах [3]. При этом в таких структурах используются вещества с сильным спин-орбитальным взаимодействием (золото, вольфрам, топологические изоляторы и др.), что необходимо для взаимосвязи спиновых и электрических токов.

Магнитооптические эффекты – широкий класс явлений, связывающих спиновую систему с электромагнитными волнами. Они позволяют производить оптический анализ и контроль магнитного порядка в среде [4]. Исследование магнитооптических свойств наноструктур с материалами с сильным спин-орбитальным взаимодействием может плодотворно сказаться на синтезе оптики и спинтроники.

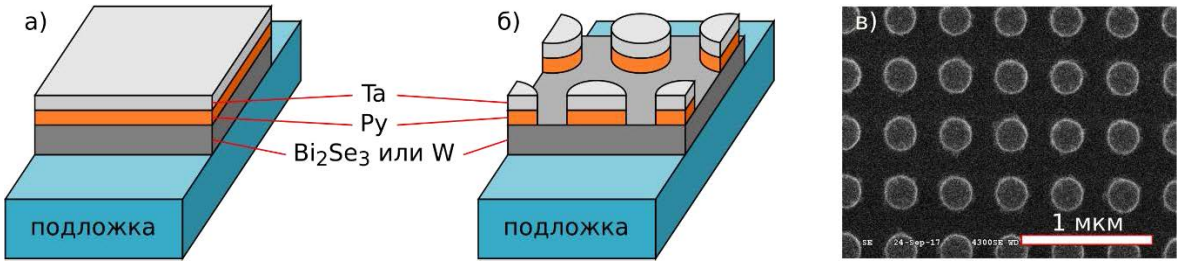


Рис.1. Схематичные изображения образцов а) со сплошным слоем Py; б) с нанодисками из Py; в) изображение образца с нанодисками с растрового электронного микроскопа.

Мы исследовали экваториальный магнитооптический эффект Керра в наноструктурах типа W/Py и Bi_2Se_3/Py. Исследованные нами образцы представляют собой структуры W[5nm]/Py[4/10nm]/Ta[1nm] и Bi_2Se_3[25nm]/Py[4/10nm]/Ta[1nm] на подложке из сапфира, со сплошным

слоем Py (рис.1а) и с наноструктурированными дисками из Py диаметром 200 и 500 нм (рис. 1б, 1в).

Образцы находились в переменном магнитном поле с частотой 2570 Гц. Мы освещали образцы линейно-поляризованным светом лазера с длиной волны 785 нм и мощностью 15 мВт, угол падения света равен 20 градусов. Плоскость падения света перпендикулярна направлению магнитного поля. После прохождения образца свет попадал на призму Волластона, после чего на фотодиоды падали два пучка света с взаимно перпендикулярными поляризациями, мы получали разность интенсивностей этих пучков света и рассчитывали величину экваториального эффекта Керра.

Были получены зависимости величины экваториального эффекта Керра от напряженности внешнего магнитного поля. Нами было продемонстрировано влияние геометрии Py-содержащей структуры на экваториальный магнитооптический эффект Керра. На рис.2 приведено сравнение эффекта Керра для трех образцов Bi_2Se_3[25nm]/Py[10nm]/Ta[1nm] со сплошным слоем Py и с нанодисками диаметром 200 и 500 нм. Также было проведено сравнение результатов, полученных для образцов типа W/Py и Bi_2Se_3/Py.

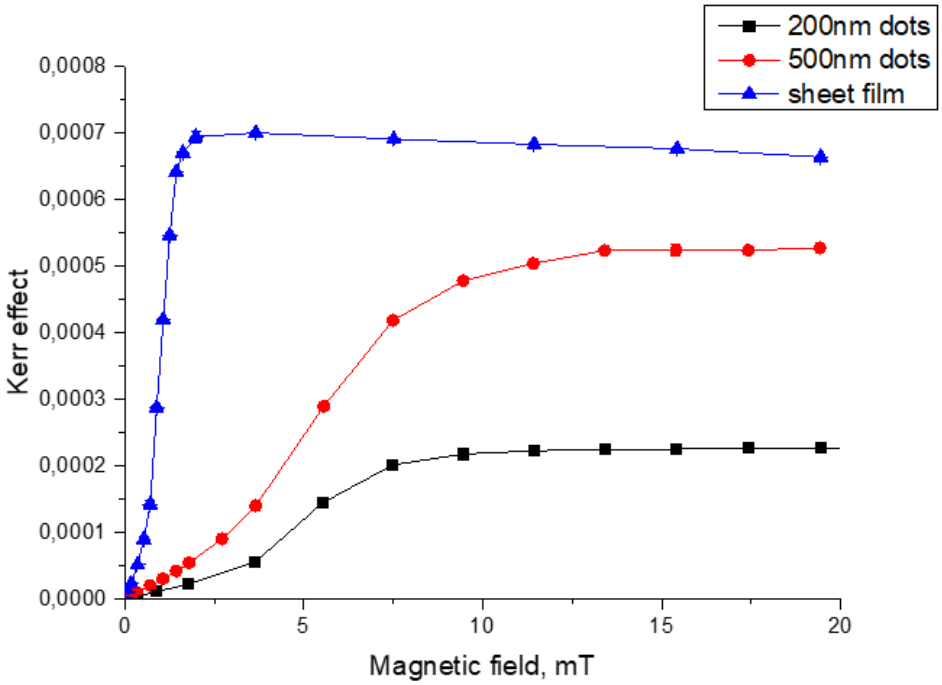


Рис.2. Зависимость магнитооптического эффекта Керра от напряженности внешнего магнитного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты #16-02-01065 и МД-1615.2017.2).

1. C.C. Koch. “Nanostructured materials: processing, properties and applications” (William Andrew, 2006).
2. V.I. Belotelov, et al. Nat. Nanotechnol. **6**, 370 (2011).
3. I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
4. C.D. Stanciu, et al. Phys. Rev. Lett. **99**, 047601 (2007).

ВЫСОКО ГИДРОГЕНИЗИРОВАННЫЕ ПЛЁНКИ ZnO, ДОПИРОВАННЫЕ Co: СТРУКТУРА, ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Петров Д.А.[1], Самошкина Ю.Э.[1], Жарков С.М.[1,2], Chou H.[3]
[1] *Институт физики им. Л.В. Киренского, Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН, Красноярск, Российская Федерация*
[2] *Сибирский Федеральный Университет, Красноярск, Российская Федерация*
[3] *National Sun Yat-Sen University, Kaohsiung 804, Taiwan*

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) привлекают неослабевающее внимание учёных и разработчиков электронных устройств нового поколения так, как они могут быть использованы как идеальные источники спин-поляризованных носителей, легко интегрируемые в современные полупроводниковые устройства. Одним из самых многообещающих материалов этого типа являются РМП на основе оксида цинка – прямозонного, прозрачного в видимом диапазоне полупроводника, проявляющего ферромагнитные свойства при комнатной температуре вследствие легирования переходными металлами [1, 2]. Данные о магнитном поведении материалов на основе ZnO в мировой литературе сильно разнятся. Недавние теоретические и экспериментальные исследования подтвердили, что легирование водородом тонких пленок на основе ZnO улучшает и стабилизирует их оптическую пропускание, электрическую проводимость и намагниченность [3]. Настоящая работа посвящена исследованию оптических и магнитооптических свойств пленок ZnO:Co (CZO) синтезированных с помощью высокочастотного магнетронного распыления в комбинированной атмосфере камеры напыления $Ar+H_2$ при изменении парциального давления водорода.

Пленки осаждались из мишени Co (5%) ZnO (95%) на стеклянные подложки, находящиеся при температуре 450 ^{o}C. Расстояние между мишенью и подложкой составляло 10 см, а рабочее суммарное давление – 3·mTorr. Рабочими газами служили смеси $Ar+O_2$ (20%) и $Ar+H_2$ (20%, 30%, 40%, 50%), для изготовления образцов CZO1 и CZO2–5, соответственно. Время роста пленок составило 20 минут. Для определения состава и толщины пленок был использован рентгено-флуоресцентный анализ (РФА) и просвечивающая электронная микроскопия. Установлено, что толщина пленок резко уменьшается при замене кислорода на водород от1 60 до 72 нм, а при увеличении доли водорода в атмосфере камеры напыления она снижается от 72 до 32 нм. При этом, процентное содержание Co в пленках ведёт себя наоборот: резко увеличивается при замене кислорода на водород и растет от 23 до 39 % при увеличении содержания водорода (см. Таблицу 1).

Таблица 1. Данные РФА для образцов $Co_xZn_{1-x}O$: отношение Co/Zn, условные толщины плёнок ZnO и Co и полная толщина плёнки.

Образец	x	d_{ZnO}, нм	d_{Co}, нм	Толщина, нм
CZO1	0.05	160	4	160
CZO2	0.23	63	9	72
CZO3	0.28	45	8	53
CZO4	0.34	30	7	37
CZO5	0.39	24	7	31

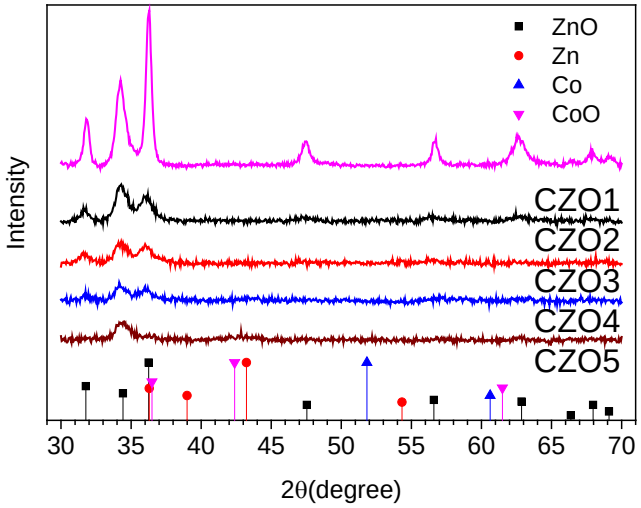


Рис.1. Угловая рентгеновская дифракция образцов CZO.

Картина угловой рентгеновской дифракции для образца, имплантированного в атмосфере $Ar+O_2$, соответствует ZnO (Рис. 1). Добавление водорода в камеру напыления приводит к значительному уменьшению рефлексов ZnO. Однако, рефлексы других фаз не появляются. Можно предположить, что введение водорода в камеру напыления приводит к резкому уменьшению размеров кристаллитов и разупорядочению их плоскостей.

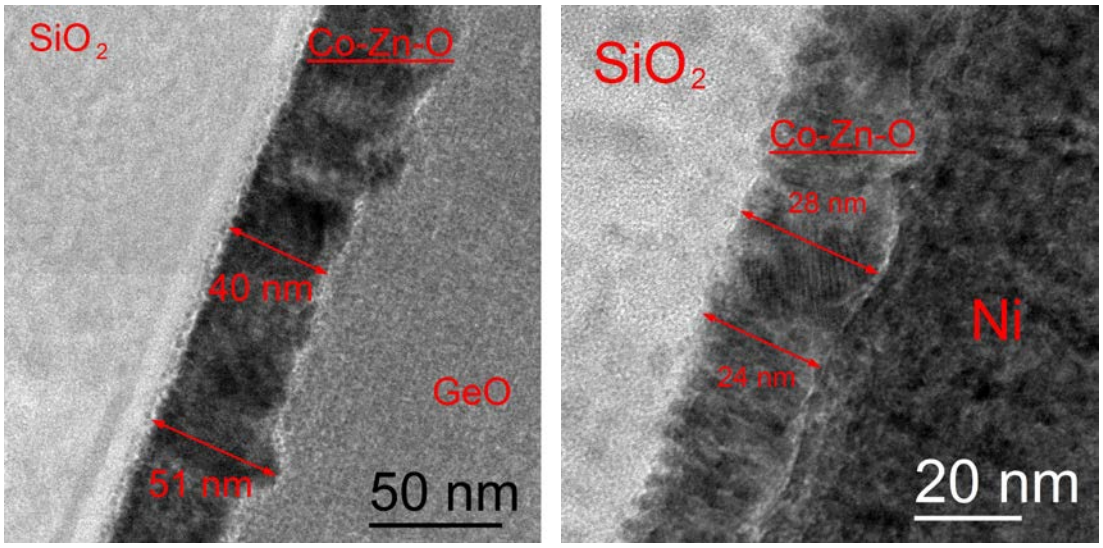


Рис.2. Изображения просвечивающего электронного микроскопа поперечных срезов образцов CZO3 (слева) и CZO5 (справа).

Электронно микроскопические изображения поперечных срезов двух пленок, осажденных при различных парциальных давлениях водорода в камере напыления (Рис. 2), с хорошей точностью подтвердили данные РФА об уменьшении толщины плёнок при увеличении доли водорода. Меньшие толщины плёнок по сравнению с данными РФА вызваны методом подготовки образцов “съедающим” часть верхнего слоя плёнки.

Таким образом, введение высоких концентраций водорода и относительно высокая температура подложек привели к неожиданному результату. Резко уменьшилось поступление цинка на подложку и состав полученных пленок сместился в сторону обогащения кобальтом. Подобное драматичное влияние водорода на процессы распыления мишени и осаждения материала на подложку при использовании метода магнетронного распыления ранее не наблюдалось. Природа этого явления пока не ясна. Можно указать на работу [4], в которой представлены результаты исследования влияния водорода на свойства пленок нитрида титана при их изготовлении с помощью магнетронного распыления в атмосфере $N+Ar+H_2$ и показано, что возрастание парциального давления водорода

приводило к уменьшению скорости осаждения пленки, уменьшению ее толщины и ухудшению качества. В настоящее время проводятся исследования для выяснения причин обнаруженного беспрецедентно сильного влияния водорода на свойства пленок CZO.

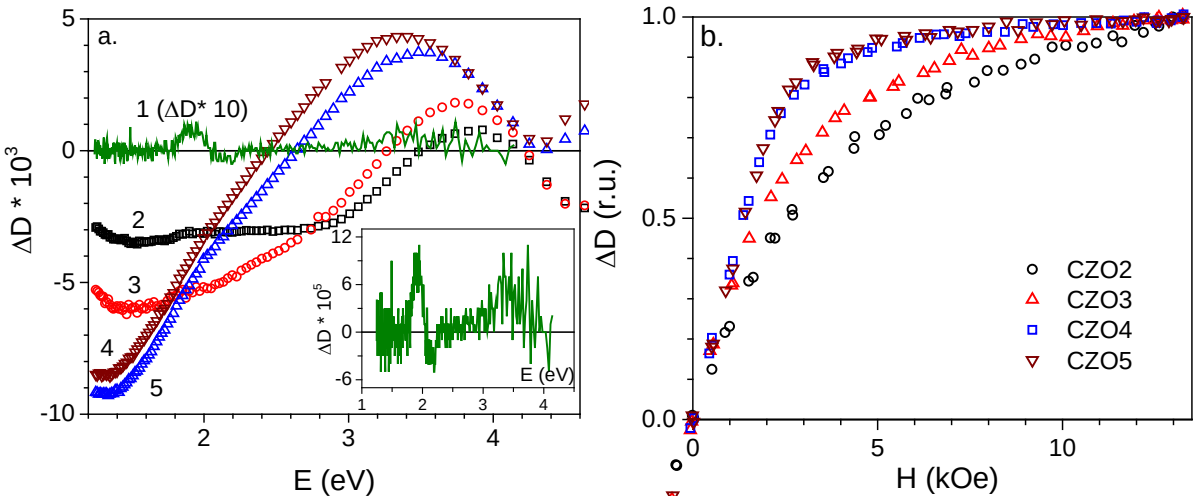


Рис.3. a) спектры МКД ($\Delta D=D_+-D_-$) для всех образцов CZO, T = 300 K, H = 13 кЭ; b) полевые зависимости МКД для гидрогенизированных плёнок CZO, T = 300 K, E=1,55 eV. Эти зависимости нормированы на значения МКД в поле 13 кЭ для каждого образца.

Спектры магнитного кругового дихроизма (МКД) плёнок показаны на Рис. 3а. Для образца, изготовленного в атмосфере $Ar+O_2$, наблюдается слабая S-образная особенность вблизи 2 эВ, а также слабый широкий пик при 3.4 эВ. Добавление водорода в процессе изготовления плёнок значительно изменяет спектр: возникает высокоэнергетический положительный максимум и отрицательный пик при более низких энергиях, состоящий, как минимум, из двух перекрывающихся пиков. Форма спектров в общих чертах согласуется с данными МКД, измеренного для CZO пленок, осажденных в атмосфере с 20 % содержанием Co [5]. По-видимому, эти пики следует связать с кобальтом, что подтверждается увеличением их амплитуд при увеличении доли водорода и соответствующем возрастанием концентрации кобальта в пленке. Красный сдвиг компонентов спектра можно объяснить изменением валентного состояния ионов кобальта вследствие восстанавливающего действия водорода. Полевые зависимости МКД для образцов, изготовленных в водородной атмосфере, демонстрируют ферромагнитное поведение (Рис. 3б).

Работа поддержана Краевым государственным автономным учреждением «Красноярский краевой фонд поддержки научной и научно-технической деятельности» для участия в конференции “HMMM-XXIII”.

1. H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, et al,, Appl. Phys. Lett., **69** (1996) 363.
2. T. Fukumura, J. Zhengwu, A. Ohtomo, et al, Appl. Phys. Lett., **75** (1999) 3366.
3. B.L. Zhu, J. Wang, S.J. Zhu, et al, Phys. Status Solidi A. (2012) N. 1-8.
4. P. Saikia, H. Bhuyan, D. E. Diaz-Droguett, et al, J. Phys. D:Appl. Phys., **49** (2016) 225203.
5. Y. Fukuma, H. Asada, J. Yamamoto, et al, Appl. Phys. Lett., **93** (2008) 142510.

СЕЛЕКТИВНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРЕЦЕССИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ В МАГНИТОФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Д.А. Сылгачева[1,2], А.Н. Калиш[1,2], В.И. Белотелов[1,2]

[1]*Московский Государственный университет имени М.В. Ломоносова, Россия,*
[2]*Российский квантовый центр, Россия*

Сверхбыстрое оптическое возбуждение является одним из немногих подходов, позволяющих реализовать удобное и перестраиваемое управление спином в магнитных структурах с высоким пространственным и временным разрешением. Фокусированные лазерные импульсы индуцируют эффективное магнитное поле внутри материала посредством обратного эффекта Фарадея (ОЭФ), приводя к отклонению намагниченности, запускающему распространение спиновых волн. Достоинствами подхода являются бесконтактное и локальное возбуждение [1] в нанометровой области, а также возможность управления типом и параметрами спиновых волн [2]. Задача создания распределения определенной спиновой плотности в пространстве и во времени возникает в квантовых технологиях при адресации случайного доступа для хранения и считывания состояния кубита. В современных прототипах устройств такая адресация основана на комбинации градиентных магнитных полей [3, 4], которые обеспечивают градиент частот прецессии пространственно-распределенных спинов. Это позволяет осуществлять избирательный доступ по частоте с пространственным разрешением, однако требует наличия источников импульсного градиентного поля и микроволновых резонаторов с высокой добротностью, реализация которых на нанометровых масштабах затруднительна.

Недавно было продемонстрировано, что наноструктурированные материалы могут быть использованы для усиления таких явлений, как эффект Фарадея, экваториальный магнитооптический эффект Керра и других на порядки величины (экваториальный эффект Керра $\delta \approx 1 \times 10^{-5}$, когда магнитный диэлектрик покрыт гладким слоем золота, резонансно усилен до $\delta \approx 5 \times 10^{-3}$ для плазмонного кристалла) [5]. Однако, увеличение обратных эффектов до сих пор не изучалось.

Как правило, при оптической накачке размер области генерации спиновых волн ограничен снизу дифракционным пределом (порядка микрона при возбуждении импульсами в видимом диапазоне). Как следует из экспериментальных работ, световая волна оказывает влияние на намагниченность только в пределах лазерного пятна (несколько микрон для видимого диапазона) [1,2,6]. Путем численного моделирования будет показано, что локализация воздействия может быть уменьшена до субмикронных масштабов при использовании определенных наноструктур.

Одни из таких наноструктур– магнитные фотонные кристаллы (МФК), в которых можно добиться увеличения ОЭФ. Например, в [7] исследовали влияние введенного в МФК дефекта в виде магнитного слоя, находящегося между брэгговскими зеркалами. Сравнение такого МФК и изолированной магнитной пленки такой же толщины и состава дает усиление амплитуды прецессии намагниченности в 2,5 раза, а локального ОЭФ - в 5,6 раз. Таким образом, были изучены МФК с периодическими магнитными и немагнитными слоями и МФК с только магнитными слоями, которые отличаются друг от друга показателем преломления и значением гирации, и где в виде дефекта МФК верхний дополнительный слой – золото. Сравнение МФК с периодическими магнитными и немагнитными слоями и уединенной магнитной пленкой с толщиной равной суммарной толщине всех магнито-диэлектрических слоев МФК и того же состава проведено благодаря развитию метода теоретического анализа ближнепольного оптического отклика [8]. Получено усиление эффективного магнитного поля в 7-10 раз, что связано с выраженными локальными особенностями распределения поля электромагнитной энергии в слоях магнитных диэлектриков. При изменении длины волны существует возможность достижения локального или глобального максимума распределения поля $Im([\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]_z)$ в определенно заданном слое.

Таким образом, увеличение локального ОЭФ может быть использовано в приложениях, требующих манипуляции с намагниченностью в субмикронном масштабе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента РФ МД-1615.2017.2 и фонда развития теоретической физики «БАЗИС» (Договор № 17-21-107-1).

1. A.I. Chernov, et al., Phys. Solid State **58**, 1128 (2016).
2. A.I. Chernov, et al., Opt. Lett. **42**, 279 (2017).
3. G. Zhang, et al., arXiv preprint arXiv:1606.05719 (2016).
4. X. Zhang, et al., Nature communications **6**, 8914 (2014).
5. V.I. Belotelov, et al., Nature Nanotech. **6**, 370 (2011).
6. M. Jäckl, et al., arXiv preprint arXiv:1701.05109 (2017).
7. M.A. Kozhaev, et al., to be published (2017).
8. D.A. Sylgacheva, et al., JPCS IOP Publishing **714** (1), (2016).

КОРРЕЛЯЦИЯ СТАТИЧЕСКИХ МАГНИТОУПРУГИХ ДЕФОРМАЦИЙ И ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ФЕРРИТАХ

А. Телегин, Ю. Сухоруков, Н. Бебенин, А. Бучкевич

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Исследование физических процессов взаимодействия электромагнитного излучения с веществом продолжается со времен первых опытов М. Фарадея и Д. Керра. К настоящему времени в магнитных полупроводниках определены основные механизмы, формирующие спектры отражения и поглощения света в видимом и инфракрасном (ИК) диапазоне спектра [1,2]. Важно, что они проявляются не только в поляризованном, но и в естественном свете, причем изменение интенсивности естественного света при приложении поля сравнимо с данными для магнитооптических эффектов в поляризованном свете или даже больше по абсолютной величине [2]. Известны механизмы модуляции и поглощения поляризованного света в видимой области, связанные с взаимодействием электромагнитных и упругих колебаний в магнетиках в результате наведенных деформаций [3,4]. Однако в ИК-области спектра, где традиционные магнитооптические эффекты малы, влияние магнитоупругих деформаций на спектры поглощения и отражения неполяризованного излучения в магнитострикционных ИК-прозрачных материалах экспериментально не исследовалось.

В данной работе впервые были изучены ИК-спектры отражения и поглощения естественного света для ферримагнитной феррит-шпинели $CoFe_2O_4$ во внешнем магнитном поле [5].

Монокристаллы $CoFe_2O_4$ были выращены методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом. $CoFe_2O_4$ является изолятором с высокой температурой Кюри T_C=812 К и намагниченностью. Он прозрачен в ИК-области спектра (E_g=1.18 эВ) и обладает гигантскими значениями магнитострикции среди магнитных диэлектриков $\Delta l/l=6\cdot10^{-4}$. Для измерений были изготовлены пластины с ориентацией (001) и толщиной 100-400 мкм. Оптические свойства (отражение и поглощение) измерялись на ИК-спектрометре в области длин волн $1\leq\lambda\leq35$ мкм и в полях до H=8 кЭ, приложенных параллельно (магнитоотражение) и перпендикулярно (магнитопропускание) плоскости образца. Полученные оптические данные сравнивались с данными магнитострикции для тех же образцов.

В результате исследований монокристаллов $CoFe_2O_4$ было показано, что по аналогии с хромхалькогенидными шпинелями [1] ИК-спектры поглощения и отражения феррита формируются краем фундаментального поглощения, примесными MIR-полосами, связанными с вакансиями и дефектами в подрешетках, и фононными полосами. Внешнее магнитное

поле приводит к изменению спектров отражения и пропускания света, то есть появляются четные эффекты магнитоотражения (МО до 4 %) и магнитопропускания (МП до 20 %) в широкой спектральной области от 1 до 30 мкм. Спектры МО и МП имеют сложную форму и сопровождаются сменой знака эффекта (Рис.1). Величина МО и форма спектров зависит от взаимной ориентации магнитного поля и кристаллографических осей кристалла. Наибольшей величины МО и МП достигают вблизи края поглощения, что связано со сдвигом непрямого перехода из d-состояний Co^{2+} в d-состояния Fe^{3+} под действием магнитного поля. MIR-полосы и фононные полосы приводят к появлению резонанс-подобных особенностей, связанных со смещением и изменением интенсивности этих полос в поле, аналогично в работах [1,2].

Магнитооптические эффекты для феррит-шпинелей связаны с изменением под действием поля диагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости. При наличии частичной поляризации излучения в эксперименте появляется вклад недиагональных компонент (эффект Фарадея) в виде асимметрии в полевых зависимостях магнитопропускания неполяризованного света. Вклад эффекта Фарадея максимален в области примесного поглощения и составляет порядка 15 % от величины МП.

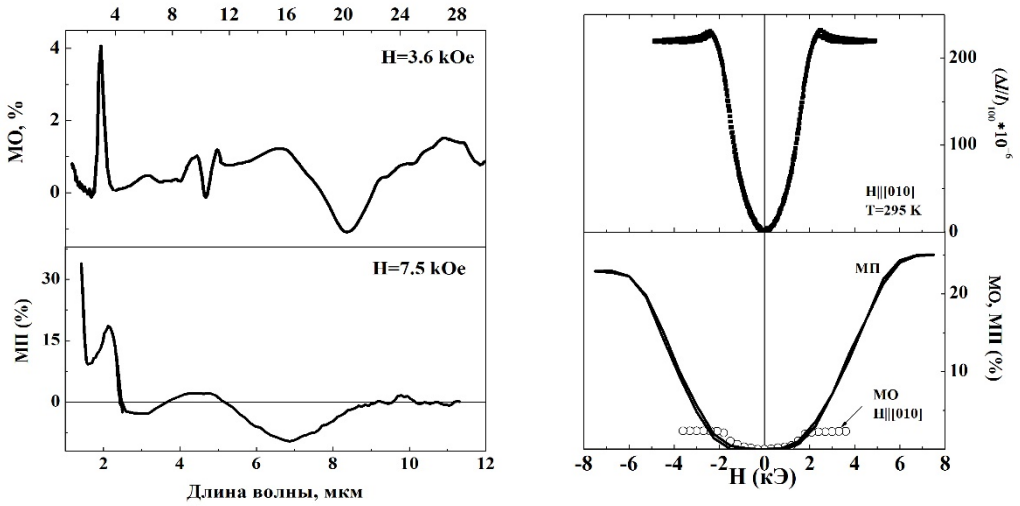


Рис.1. Слева – спектры магнитоотражения (МО) и магнитопропускания (МП) света, справа - полевые зависимости МО и МП для длины волны 2.3 мкм и магнитострикции монокристалла $CoFe_2O_4$ при комнатной температуре.

Отсутствие вклада свободных носителей заряда позволило провести оценку «магниторефрактивного эффекта» в кристалле. Полученная величина порядка 0.15 % согласуется с литературными данными [6] и указывает на связь наблюдаемых эффектов МП и МО с магнитоупругими свойствами феррита.

Впервые экспериментально была показана корреляция полевых зависимостей МП и МО в ИК-диапазоне с магнитострикцией монокристалла $CoFe_2O_4$ (Рис.1). При **H**||[100] резкий рост МП, МО и Δl/l начинается с полей H≈1.7 kOe и выходит на насыщение при H>2.5 kOe. Анизотропный характер поведения МО и магнитострикции при различных ориентация поля относительно кристаллографической оси феррита (на рисунке не показано), а также прямая зависимость величин эффектов наиболее сильно проявляется в области края поглощения и MIR-полос. В Фарадеевской геометрии эксперимента МП не зависит от ориентации поля.

Из анализа теоретических и экспериментальных данных был сделан вывод, что влияние магнитного поля на оптические свойства $CoFe_2O_4$ является непрямым: магнитное поле вследствие магнитострикции приводит к деформации решетки вдоль оси четвертого порядка, а та, в свою очередь, приводит к изменению электронной структуры феррита и, как следствие, спектров отражения и пропускания света. Оценка величины деформационного потенциала для валентной зоны $CoFe_2O_4$ составила порядка 20 эВ, что согласуется с имеющимися данными о зонной структуре феррита и дает близкую к экспериментальным данным величину МО вблизи края поглощения – 0.7 % [7].

Таким образом, в работе изучены спектры поглощения и отражения ИК-излучения в ферритах во внешних магнитных полях, показано, что необходимым условием наблюдения «деформационно-наведенных» магнитооптических эффектов является наличие большой величины магнитострикции. Новую область исследований магнетиков предполагается соответственно назвать “деформационной магнитооптикой”.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин» № АААА-А18-118020290104-2), при частичной поддержке программы Уро РАН № 18-10-2-37 и гранта Минобразования РФ № 14.Z50.31.0025

1. Ю. Сухоруков, А. Телегин, Н. Бебенин, Р. Зайнуллина и др. ЖЭТФ, **148**, 3 503-513 (2015).
2. A. Granovsky, Yu. Sukhorukov, E. Gan’shina, A. Telegin. Magnetophotonics: From Theory to Applications, Springer Verlag, Berlin, New-York, (2013).
3. Г. Смоленский, Р. Писарев, И. Синий, УФН, **116,** 2, 231-270 (1975).
4. Н. Бебенин, ФТП, **25,** 9, 1661-1663 (1991).
5. Ю. Сухоруков, А. Телегин, А. Носов, В. Бессонов, А. Бучкевич. Письма в ЖЭТФ, **104**, 6, 398-401 (2016).
6. А. Москвин, Д. Латыпов, В. Гудков, ФТТ, **30**, 2, 413-419 (1988).
7. Yu. Sukhorukov, A. Telegin, N. Bebenin, A. Nosov, V. Bessonov, A. Buchkevich, Solid State Communication, **263**, 27 (2017).

ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ МАГНИТОРЕФРАКТИВНОГО И МАГНИТОРЕЗИСТИВНОГО ЭФФЕКТА В МНОГОСЛОЙНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРАХ

А.Н. Юрасов,[1] Д.А. Зазымкина[1], Д.В. Семенова[1], А.В. Телегин[2], Н.С. Банникова[2], М.А. Миляев[2], Ю.П. Сухоруков[2]

[1]*Московский технологический университет (МИРЭА), Россия, Москва, 119454, проспект Вернадского, 78.*
[2]*Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, 620990, С. Ковалевской, 18*

Тонкопленочные металлические структуры с магниторезистивным эффектом являются ключевым элементом спинтронных устройств XXI века [1,2]. Одними из перспективных современных методов бесконтактного исследования магниторезистивных систем являются магнитооптические эффекты на пропускание и отражение поляризованного и неполяризованного света [3].

В данной работе рассматривается магниторефрактивный эффект (МРЭ) в многослойных тонкопленочных металлических наноструктурах $[CoFe/Cu]_n$ с гигантским магнитосопротивлением (ГМС). МРЭ в эксперименте определялся как изменение отражения или пропускания света образцом во внешнем магнитном поле – соответственно эффекты магнитоотражения и магнитопропускания [3-6]. Оптические и электрические свойства пленок измерялись для неполяризованного излучения в ИК-диапазоне спектра в полях до 8 кЭ, приложенных в плоскости образца, в области температур 80-300 К.

Исходя из полученных экспериментальных данных по магнетосопротивлению тонкопленочных наноструктур, было проведено моделирование МРЭ с учетом спин-зависящего рассеяния (см. подробнее [6,7]) и получены оценочные формулы, демонстрирующие качественную корреляцию рассчитанного и полученного МРЭ и их прямую зависимость от магнитосопротивления.

Дополнительно была разработана модель температурной зависимости ГМС и МРЭ для изученных металлических наноструктур. Была найдена определенная закономерность, которая позволяет найти общую формулу, описывающую магнитосопротивление для изучаемых металлических наноструктур:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = a \exp\left[\frac{-x^2}{10{,}4\times10^b}\right] - c \qquad (1)$$

Параметр c связан с наибольшим по величине значением магнетосопротивления. Параметр b - магнитосопротивление в области насыщения эффекта. Параметр a определяет значение пика на графике (Рис. 1).

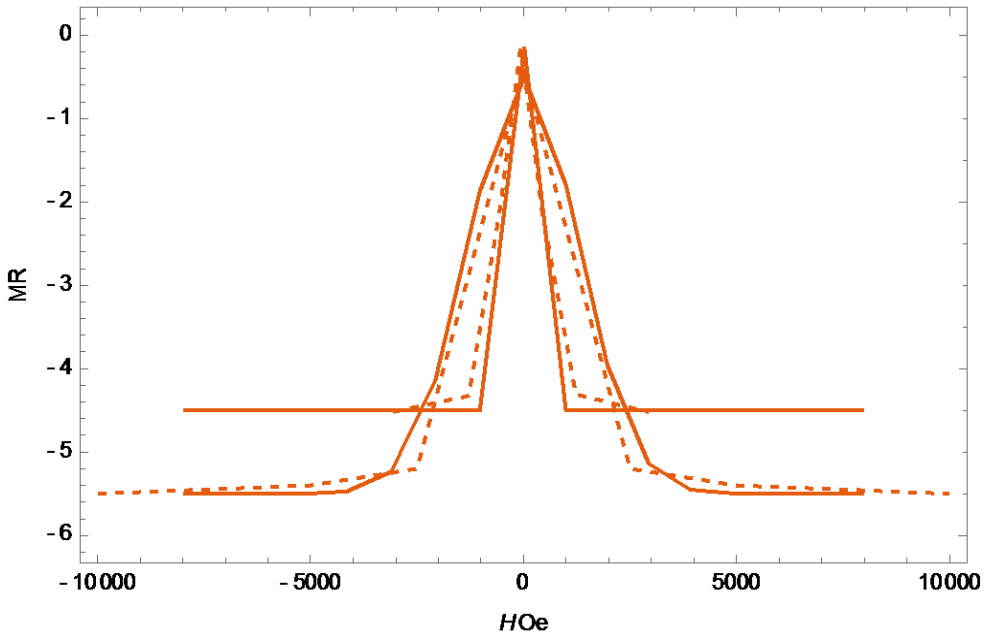


Рис.1 Полевая зависимость магнитосопротивления в наноструктурах на основе Fe/Cr с разной толщиной промежуточного немагнитного слоя -сплошная линия - теоретические расчеты и -пунктир- экспериментальные данные.

Результаты моделирования качественно хорошо согласуются с экспериментальными. Аналогичные результаты были получены также для пленочных систем на основе Fe/Cr, что говорит об общем характере применимости используемых подходов для оценки МРЭ и согласуется с литературными данными [4-6].

Результаты работы могут найти применение как для дальнейшего развития теории МРЭ, так и для поиска новых перспективных материалов со значительными магнитооптическими и транспортными явлениями, которые играют важную роль в элементах современной электроники и спинтроники.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин» № АААА-А18-118020290104-2), при частичной поддержке программы Уро РАН № 18-10-2-37 и гранта Минобразования РФ № 14.Z50.31.0025

1. Касаткин С.И., Васильева Н.П., Муравьев А.М. Спинтронные магниторезистивные элементы и приборы на их основе// М.-Электроинформ. ИПУ РАН. 2005. 168 с.
2. Захарченя Б. П., Коренев В. Л. УФН 175 629–635 (2005).
3.A. Granovsky, Yu. Sukhorukov, E. Gan’shina, A. Telegin. In: Springer Series in Materials Science. Magnetophotonics. From Theory to Applications 178, Springer, Berlin, Heidelberg (2013), P. 107.
4. J.C. Jacquet, T. Valet. In Series: Proceedings of the Materials Research Society Magnetic Ultrathin Films, Multilayer and Surfaces / ed. by E. Marinero. Materials Research Society, Pittsburg (1995) 477 p.
5. Юрасов А.Н. Материаловедение. 2014. №6. С. 32-38.
6. Юрасов А.Н. Российский технологический журнал. №2, т. 5. 2017. МИРЭА. Москва. – С.32-39.
7. Юрасов А.Н., Телегин А.В., Банникова Н.С., и др. Физика Твердого Тела.2018.т. 60.№2. с. 276-282.

ДВИЖЕНИЯ ОСОБЫХ ТОЧЕК МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПЛОСКОСТНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ.

В. Е. Иванов

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Отличительной особенностью магнитооптических изображений (МОИ) неоднородного магнитного поля в металлических пленках с плоскостной анизотропией является наличие особых точек этих изображений. Особые точки МОИ генерируются особыми точками плоскостного векторного поля типа исток (So) , сток (Si) и седлообразная (Sa). Количество и свойства этих особых точек подчиняются определенным правилам. Предполагается, методы топологии могут способствовать восстановлению глобальной структуры неоднородного магнитного поля [1].

В нашей работе мы анализируем топологические свойства неоднородного плоскостного поля, создаваемого магнитом, магнитный момент которого ориентирован параллельно плоскости наблюдения при действии однородного магнитного поля в плоскости наблюдения. Распределение поля визуализировалось при помощи продольного магнитооптического эффекта Керра. Экспериментальные магнитооптические изображения сравнивались с модельными МО-изображениями. Модельные МОИ строились в прикладном пакете Mathcad в предположении $\mathbf{J}_p \uparrow\uparrow \mathbf{H}_p$. Здесь $\mathbf{J}_p$ – плоскостная компонента намагниченности индикаторной пленки, она ответственна за магнитооптический контраст, $\mathbf{H}_p$ – плоскостная компонента неоднородного магнитного поля

В модельном представлении процесс намагничивания происходит по следующему сценарию. В отсутствие внешнего поля векторный график направлений $\mathbf{H}_p$ показывает наличие двух особых точек (So, Si, рис. 1 a), которые отображаются МОИ в виде вершин светлых конусов (So, Si, рис. 1b). Две особые точки So и Si характеризуют дипольный характер магнита. Топологический индекс Пуанкаре этих точек $\gamma_{So} = 1$ и $\gamma_{Si} = 1$. Суммарный индекс поля $\gamma = 2$, что согласуется с теоремой Пуанкаре об индексах векторного поля.

Наложение внешнего однородного поля в направлении магнитного момента магнита приводит к возникновению новых (седлообразных) особых точек (рис. 1c, d) с индексами $\gamma_{Sa} = -1$. Это согласуется с тем, что в присутствии внешнего однородного поля суммарный топологический должен обнулиться, поскольку суммарное вращение далеко от магнита $\gamma = 0$. Рост поля приводит к смещению этих точек по в окрестность магнита (рис. 1e, f) и последующей взаимно аннигиляцией с точками So и Si. Следует отметить, что возникновение седлообразных точек в этом случае происходит на

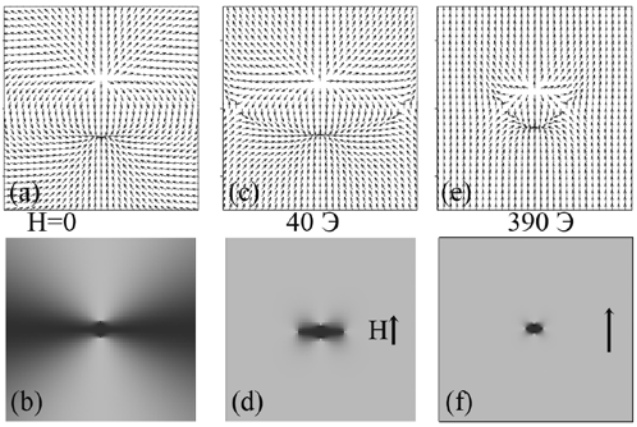


Рис.1. Векторное поле направлений плоскостной составляющей поля прямоугольного магнита и соответствующие магнитооптические изображения в продольной чувствительности эффекта Керра.

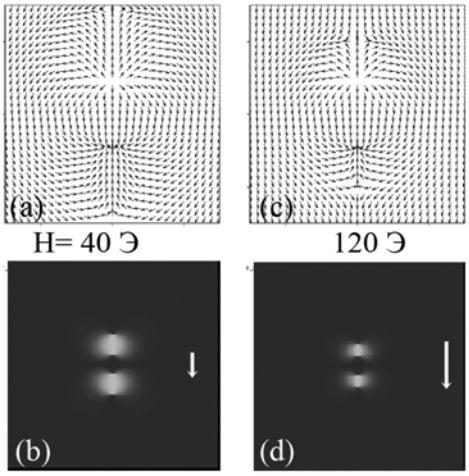


Рис. 2. Векторное поле и соответствующие магнитооптические изображения в присутствии внешнего поля

оси, которая перпендикулярна магнитному моменту магнита (**M**) и проходит над центром симметрии магнита. Наложение внешнего однородного поля в противоположном направлении приводит к возникновению двух седлообразных точек на оси, совпадающей с направлением магнитного момента **M** (рис. 2 a, b). Рост поля приводит к их движению по направлению к точкам So и Si (рис. 2 a, b) и последующей их взаимной аннигиляции.

Экспериментальные наблюдения показывают отличие изменения МОИ на начальном участке процесса в области малых полей. Изменения происходят вдали от магнита путем движения зигзагообразных доменных границ (рис. 3a, e). Вследствие этого экспериментальное МОИ не отображает седлообразные особые точки. С ростом поля зигзагообразность уменьшается, контраст выравнивается. Дальнейший рост поля приводит к непрерывному изменению интенсивности по полю зрения и экспериментальное МОИ становится похожим на модельное. При этом седлообразное точки идентифицируются аналогично модельным МОИ.

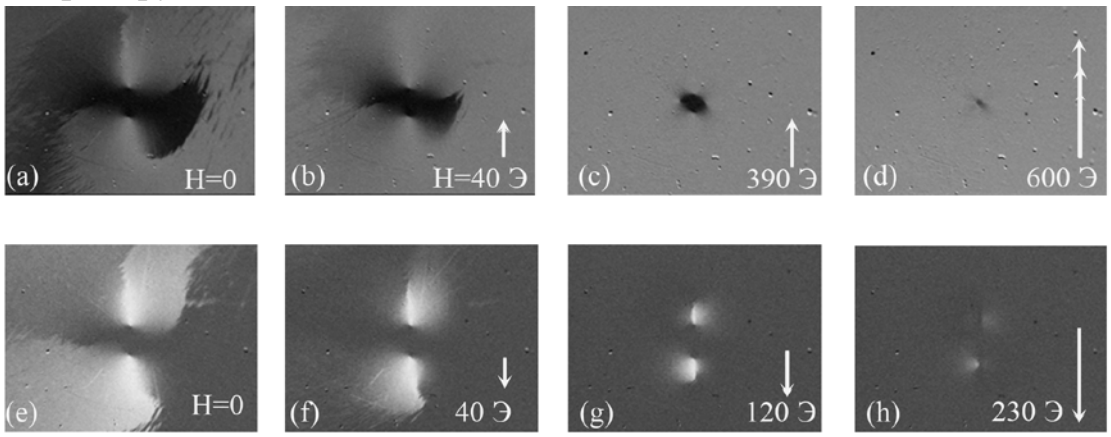


Рис. 3. МОИ при действии однородного внешнего поля в противоположных направлениях

1. V. E. Ivanov, J. Magn. Magn. Mater. **401** (2016).

ОСОБЕННОСТИ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ И СПЕКТРОВ ЭКВАТОРИАЛЬНОГО ЭФФЕКТА КЕРРА СЛОИСТЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ОБРАЗЦОВ Au-Co.

М.М. Яшин,[1,2] Е.А. Ганьшина[3], А.Н. Юрасов[1], А.А. Мокрушина[1]

[1] *Московский технологический университет (МИРЭА)*
[2] *Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана.*
[3] *Московский Государственный университет им. М.В. Ломоносова*

В последнее время весьма актуальными являются исследования оптических и магнитооптических свойств наноструктур. Это связано с тем, что только относительно недавно появились новые технологии, которые позволяют изготавливать структуру с размерами настолько малыми, что в них на первый план выступают эффекты, связанные с наноразмерностью. В подобных структурах возможно существование гигантского и туннельного магнитосопротивления, гигантского аномального эффекта Холла, большой магнитооптической активности, аномального оптического поглощения и др [1]. Данные эффекты представляют как фундаментальный, так и практический интерес. В связи с этим, в данной работе была решена актуальная задача: моделирование оптических и магнитооптических свойств планарных наноструктур кобальт-золото на поверхности кремния.

Для исследуемых наноструктур по формулам Френеля для многослойной системы были рассчитаны спектральные зависимости коэффициентов отражения и пропускания p-поляризованного света при различных значениях толщины слоя золота и кобальта и при различных углах падения электромагнитного излучения на поверхность образца. Полученные результаты говорят о незначительном влиянии слоя золота, скорее всего он не просто тонкий, а еще и островковый. Для анализа магнитооптических свойств был рассчитан экваториальный эффект Керра (ЭЭК) с учётом и без учета размерного эффекта (Рис.1)[2-3].

Спектры ЭЭК были рассчитаны для разных значений толщин слоёв золота и кобальта, а затем проведено сравнение смоделированных спектральных зависимостей ЭЭК с имеющимися экспериментальными данными, представленными в работе [4]. Хорошее качественное согласие модельных и экспериментальных результатов в ближней ИК области спектра получено только с учетом квазиклассического размерного эффекта, при рассмотрении наноструктуры как островковой пленки (гранулированный сплав).

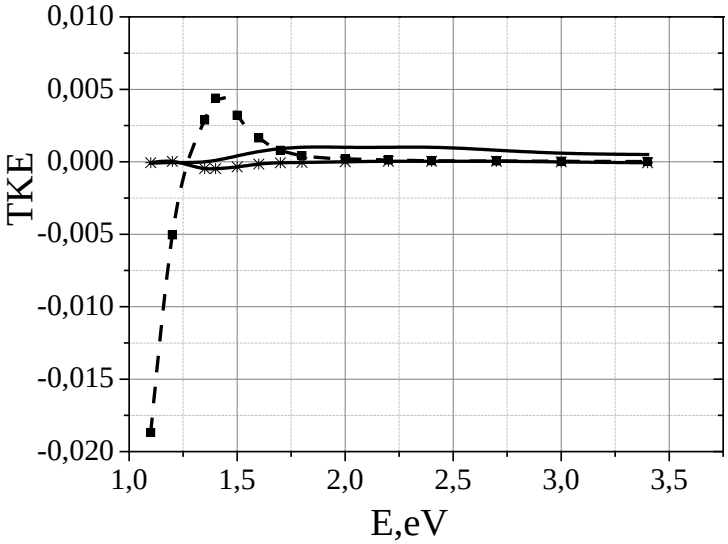


Рис. 1 Спектральные зависимости ЭЭК исследуемой наноструктуры (сплошная линия - эксперимент для слоя кобальта толщиной d=2.5 нм) в сравнении с теоретическими спектрами (пунктир+квадратики- без учета размерного эффекта, звездочки-с учетом полного размерного эффекта для островковой пленки).

Важно отметить перспективные возможности применения слоистых наноструктур с учетом их оптических и магнитооптических свойств [5-6].

1.Касаткин С.И., Васильева Н.П., Муравьев А.М. «Спинтронные магниторезистивные элементы и приборы на их основе» М.-Электроинформ. ИПУ РАН. 168 с. (2005).
2. А.Б. Грановский, М.В. Кузьмичев, А.Н. Юрасов "Влияние квазиклассического размерного эффекта на оптические и магитооптические свойства гранулированных сплавов" Вестник МГУ Серия Физика. Астрономия. 6, 67-69. (2000).
3. А.В. Ведяев, А.Б. Грановский, А.В. Калицев, Ф. Брауерс. Аномальный эффект Холла гранулированных сплавов ЖЭТФ. **112** (1997) 2198
4. Мурзина Т.В., Шебаршин А.В., Колмычек И.А., Ганьшина Е.А., Акципетров О.А., Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Сташкевич А. «Магнетизм планарных наноструктур кобальт-золото на поверхности кремния» ЖЭТФ, Т. 136, В. 1, с. 123 (2009).
5.Захарченя Б. П., Коренев В. Л. «Интегрируя магнетизм в полупроводниковую электронику» УФН 175 629–635 (2005).
6.Igor Žutić, Jaroslav Fabian and S. Das Sarma. Rev.Mod. Phys. 76, 323 (2004).

МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ, НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МАССИВОВ, СФОРМИРОВАННЫХ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

Н.Ю. Звездин[1], В.А. Папорков[1], А.В. Проказников[2]
[1]*Ярославский Государственный Университет им. П.Г. Демидова*
[2]*Ярославский филиал Физико-технологического института РАН*

В настоящей работе представлены магнитооптические исследования покрытых металлом наноструктур, сформированных на поверхности кремния. Созданы трехмерные магнитные наноструктуры методом со-распыления двух мишеней с последующим нанесением слоя кобальта (см. рис. 1). Проведенные сравнения результатов угловых зависимостей и петель гистерезиса для экваториального магнитооптического эффекта Керра, полученных на трехмерных магнитных наноструктурах, с результатами измерений на наноструктурированных образцах и тестовых образцах с однородной нанопленкой демонстрируют различное поведение. Методом микромагнитного моделирования проведена реконструкция картины топологии магнитных моментов в случае наличия немагнитных дефектов вследствие наноструктурирования и в случае искривленных поверхностей. Показано, что дефекты способствуют удержанию границы доменов. На сферической поверхности нанообъектов наблюдалась вихревая доменная структура, полученная методом компьютерного моделирования, с общим центром для различных вихревых доменов.

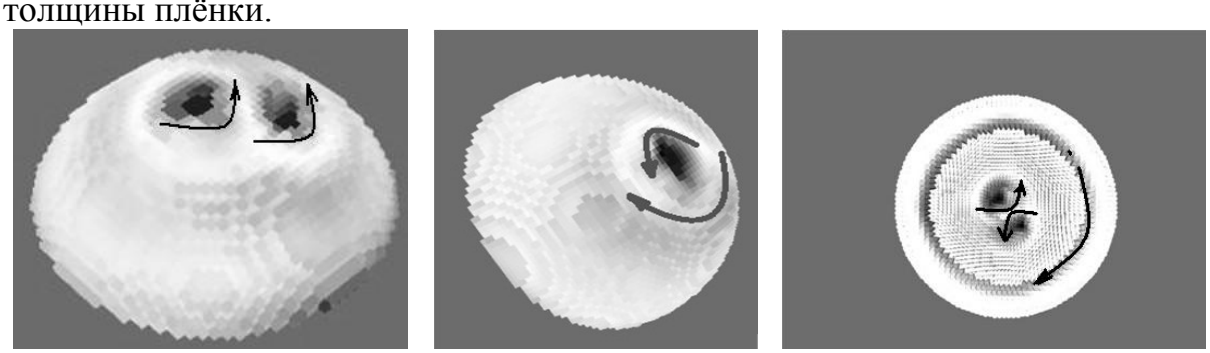
a b c

Рисунок 1. Общий вид сформированной трехмерной магнитной наноструктуры на кремниевой подложке. (a) – титановые наноструктуры до напыления кобальта, (b,c) – то же после напыления кобальта.

Полученные в настоящей работе результаты позволяют сделать общий вывод о том, что наноструктурирование образцов может существенно влиять на магнитооптические (МО) свойства сформированных систем. Важным моментом данного исследования является демонстрация конкретной технологии создания трехмерных магнитных наноструктур с искривленной поверхностью, на которых возможно создание вихревых магнитных структур. С точки зрения конкретных экспериментальных результатов, образец с трехмерным структурированием демонстрировал меньший МО отклик и большую коэрцитивную силу. Наноструктурированный образец

демонстрировал больший МО отклик и меньшую коэрцитивную силу, чем образец с трехмерным структурированием. Образец с однородно нанесенной магнитной пленкой демонстрировал значения МО отклика на уровне трехмерных структур образца, в то время как коэрцитивная сила была наименьшей из представленных образцов. Таким образом, путем наноструктурирования магнитных структур можно управлять МО свойствами систем.

Методом микромагнитного моделирования проведена реконструкция картины топологии магнитных моментов в случае наличия дефектов и в случае искривленных поверхностей. Показано, что дефекты способствуют удержанию границы доменов. Магнитные вихри на цилиндрических структурах обладают характерным гистерезисом, который имеет нулевую ширину при нулевом магнитном поле. Сформированные на сферической и полусферической поверхностях вихревые структуры при наличии взаимодействия Дзялошинского-Мория, помимо четко выраженного ядра, обнаруживают дополнительный вихрь софокусный с первоначальным и частично его компенсирующий, причем магнитные моменты вдали от ядра вихря имеют вертикальную составляющую. Наблюдалась вихревая доменная структура на сферической поверхности, полученная методом компьютерного моделирования, с общим центром для различных вихревых доменов. Границы между различными вихревыми доменами с общим центром являются блоховскими, при том, что ширина доменной границы много больше толщины плёнки.



a b c

Рисунок 12. Вихревые структуры для «усеченной» сферы меньше половины (a), полусферы (b), «усеченной» сферы больше половины (c) (вид снизу). Стрелками указаны направления магнитных вихрей.

Получены методом микромагнитного моделирования состояния с несколькими магнитными вихрями на усеченных сферах, а также исследованы многовихревые состояния в зависимости от условий минимизации энергетического потенциала (см. рис. 2).

Подчеркнем, что наличие взаимодействия типа Дзялошинского–Мория способствует формированию сингулярного ядра вихря, которое может являться средством хранения информации. Исследованные в настоящей работе структуры могут найти применение при разработке компактных устройств, работающих на спиновых эффектах. Наблюдаемые явления находят свое объяснение в рамках нелинейной сигма-модели.

ЭФФЕКТ ИЗМЕНЕНИЯ ПРОЗРАЧНОСТИ МАГНИТНОЙ ЭМУЛЬСИИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МАГНИТНОГО И ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПОЛЕЙ

С.С. Белых, К.В. Ерин

Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь

Магнитные эмульсии как системы, синтезированные с применением магнитных жидкостей (МЖ), представляют большой интерес для изучения, являясь сложными структурами включающими сразу три фазы. Под действием магнитных, электрических и гидродинамических полей в них могут возникать структурные изменения, которые проявляются в оптических, реологических и других эффектах [1,2].

В настоящей работе представлены результаты исследований оптического эффекта изменения прозрачности магнитной эмульсии при воздействии магнитного и гидродинамического полей. Объектом исследования являлась магнитная эмульсия с каплями МЖ на керосиновой основе в воде. Средний размер капель эмульсии около 77 нм с небольшим количеством капель большего размера – до 500 нм. После осаждения в неоднородном поле объемная концентрация капель составила порядка 0,5 %. Сведения о размере получены по данным броуновской диффузии методом динамического рассеяния света на приборе Photocor Complex с поправкой учитывающей вязкость МЖ внутри капель.

Для проведения экспериментов в магнитном и гидродинамическом полях использовалась установка аналогичная [3]. Толщина ячейки для образца 3 мм. Параметры импульсного магнитного поля: длительность импульсов 5÷30 с, амплитуда – 0,1÷6 кА/м.

При воздействии магнитного поля прозрачность магнитной эмульсии изменяется. В поле как продольной, так и поперечной конфигурации при включении поля прозрачность образца увеличивалась. На рис. 1 представлены кривые изменения прозрачности при воздействии импульсов магнитного поля длительностью 8 секунд с различными амплитудами. Из графика видно, что в достаточно сильном поле интенсивность прошедшего через эмульсию света увеличивается более, чем в 5 раз.

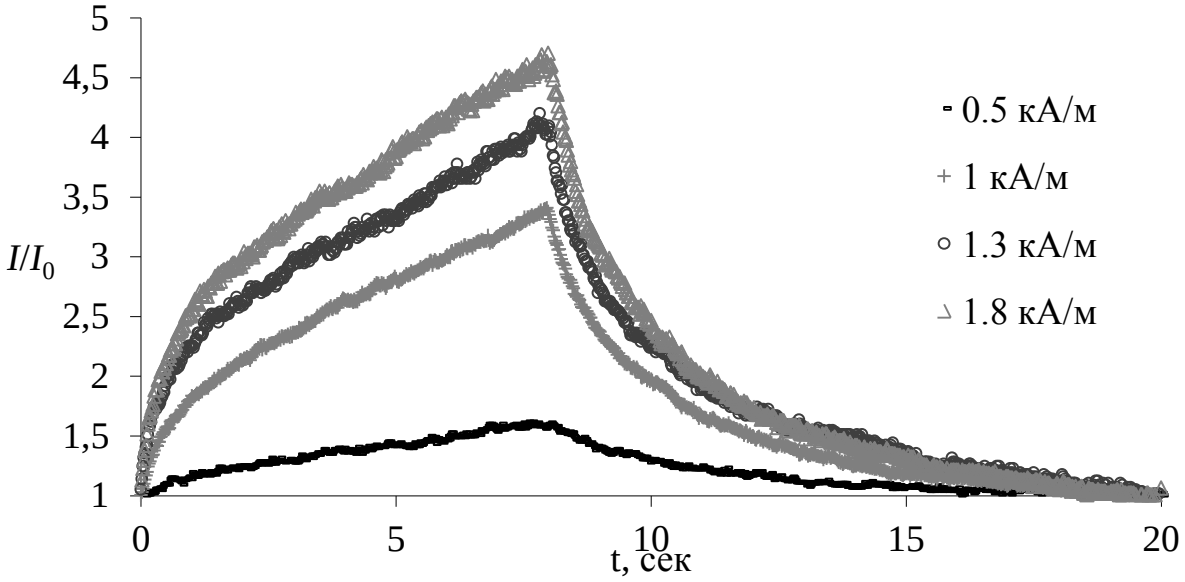


Рис. 1 Зависимость относительной интенсивности от величины напряженности магнитного поля параллельного лучу лазера

Были проведены эксперименты по исследованию оптических эффектов в магнитной эмульсии методом вращающейся кюветы [3] при дополнительном воздействии магнитного поля. Скорость вращения кюветы можно было регулировать в диапазоне 40-250 об./мин.

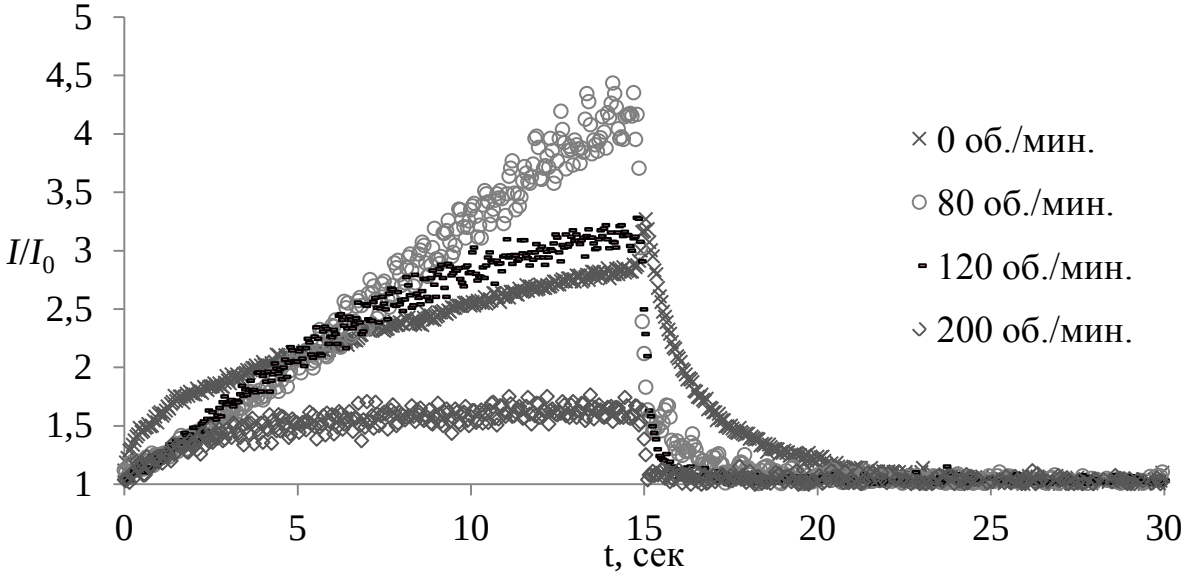


Рис. 2 Зависимость прозрачности образца от частоты вращения в импульсном магнитном поле.

Воздействие гидродинамического поля вращающейся жидкости в кювете приводит к изменению формы зависимости прозрачности образца от времени, в т.ч. и к уменьшению времени релаксации эффекта после

выключения поля. Величина максимального изменения интенсивности прошедшего света при увеличении скорости вращения кюветы также изменяется (рис.2). На рис.3 показана зависимость оптического эффекта во вращающейся кювете в зависимости от амплитуды импульса поля (скорость вращения кюветы – 60 об./мин.).

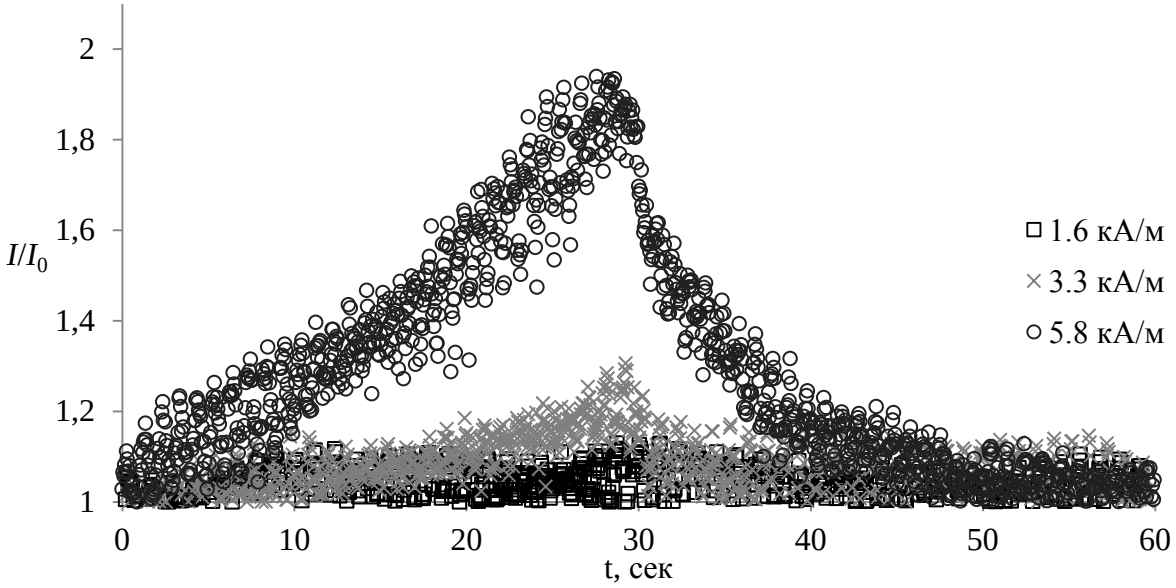


Рис. 3 Зависимость прозрачности образца от времени при различных значениях напряженности магнитного поля

Таким образом, воздействие магнитного поля приводит к увеличению прозрачности магнитной эмульсии как при продольной, так и при поперечной конфигурации поля. Воздействие гидродинамических полей вращающейся в ячейке эмульсии изменяет величину оптического эффекта, что может быть связано со структурными изменениями в магнитной эмульсии.

1. А. Закинян, Ю. Диканский. Магнитные и электрические свойства магнитных эмульсий. Саарбрюккен–Москва, LAP Lambert Academic Publishing, (2011).
2. К.В. Ерин, С.А. Куникин, Опт. и спектр., **104**, 319, (2008)
3. Ю.Н. Скибин, В.В. Чеканов, Магн. гидродин. **1**, 19, (1979).

МАГНИТНЫЙ КРУГОВОЙ ДИХРОИЗМ В НАНОЧАСТИЦАХ ОКСИДОВ ЖЕЛЕЗА γ-Fe_2O_3, ε-Fe_2O_3, α-Fe_2O_3 В РАЗЛИЧНЫХ МАТРИЦАХ

О.С. Иванова[1], Р.Д. Иванцов[1], Д.А. Петров[1], С.М. Жарков[1], Д.А. Балаев[1], О.Н. Мартьянов[2], В.Л. Кириллов[2], И.С. Эдельман[1]

[1]*Институт физики им.Л.В. Киренского СО РАН 660036 Красноярск*
[2]*Институт катализа им.Борескова СО РАН 630090 Новосибирск*

Представлены результаты исследования одного из наиболее информативных магнитооптических эффектов – магнитного кругового дихроизма (МКД) для ансамблей наночастиц γ-Fe_2O_3 (маггемит), ε-Fe_2O_3 и α-Fe_2O_3 (гематита). Магнитооптика этих соединений исследовалась многими авторами, однако до сих пор нет однозначной интерпретации особенностей наблюдаемых спектров. Во всех этих соединениях магнитным ионом является Fe^{3+}, но его окружение различно. В гематите ионы Fe^{3+} занимают только октаэдрические позиции с расстояниями Fe-O 1.95-2.08 Å [1], в γ-Fe_2O_3 октаэдрические с расстоянием Fe-O 2.05 Å и тетраэдрические с расстоянием Fe-O 1.86 Å. В ε-Fe_2O_3 Fe^{3+} занимает четыре типа позиции: слабо искаженную октаэдрическую с расстоянием Fe-O 1.85-2.26 Å, две сильнее искаженные октаэдрические с расстояниями Fe-O 1.82-2.17 и 1.92-2.56 Å, и искаженную тетраэдрическую позицию с расстоянием Fe-O 1.65-2.10 Å. [2]. На основании этих данных можно было ожидать, что спектр МКД гематита, который ранее не исследовался, послужит ключом к идентификации спектров двух других соединений.

Наночастицы ε-Fe_2O_3 изготовлялись двумя методами: (1) формировались в боратном стекле, активированном Fe и Gd [3], (2) методом пропитки ксерогеля с заданными размерами пор солью железа с последующей прокалкой. Наночастицы γ-Fe_2O_3 формировались в германатно-боратном стекле [4]. Для исследования МКД наночастицы α-Fe_2O_3 помещались в прозрачные силиконовые матрицы.

Рентгеновская дифракция и электронная микроскопия показали, что наночастицы имеют кристаллическую структуру, характерную для указанных соединений. Температурные зависимости амплитуд максимумов МКД соответствовали температурным зависимостям намагниченности, в том числе МКД гематита уменьшалось, практически, до нуля при понижении температуры измерения до 220 К, то есть несколько ниже температуры Морина (260 К) для массивных кристаллов гематита.

На рис. 1 представлены спектры МКД ансамблей наночастиц всех трех соединений в области прозрачности образцов. Спектры наночастиц ε-

Fe_2O_3, полученных разными способами (b, d), а также γ-Fe_2O_3 (a) близки по форме. Преобладает интенсивная положительная полоса состоящая, из нескольких перекрывающихся максимумов. Полосы разложены на компоненты по методу наименьших квадратов и температурные зависимости компонент проанализированы. В случае γ-Fe_2O_3 все компоненты имеют меньшую ширину линии и их энергии слабо изменяются при понижении температуры. Большая ширина компонент в ε-Fe_2O_3 по-видимому, связана с большим количеством позиций железа. Совершенно другой характер имеет спектр МКД α-Fe_2O_3. Здесь возможны различные варианты объяснений, один из них может быть связан с тем, что, в γ-Fe_2O_3 и ε-Fe_2O_3 МКД обусловлен, в основном, электронными переходами в ионах Fe^{3+} в тетраэдрических позициях, так что вклад от октаэдрических позиций не идентифицируется на их фоне. Единственная особенность наблюдается в спектрах всех трех соединений при 2.3 eV, то есть ее можно отнести к октаэдрам. Дальнейшее исследование может прояснить такое резкое различие между гематитом и двумя другими оксидами.

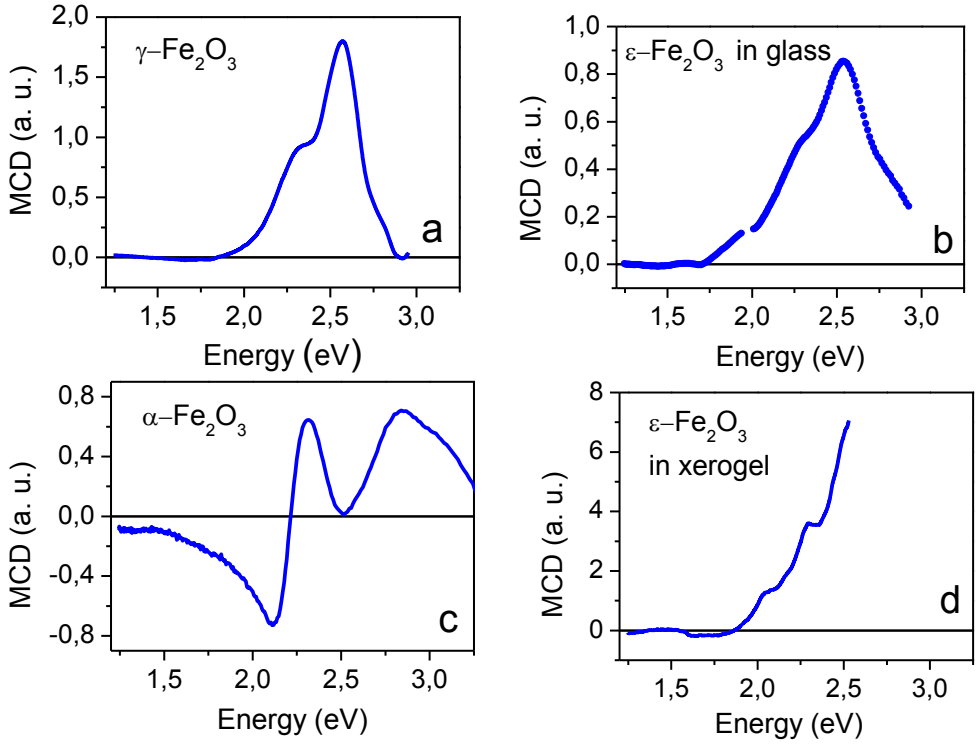


Рис.1. MCD спектры наночастиц: a – γ-Fe_2O_3, b – ε-Fe_2O_3 в матрице боратного стекла, c – α-Fe_2O_3 в силиконовой матрице, d – ε-Fe_2O_3 в ксерогеле.

1. Robert S. Carmichael, Practical Handbook of Physical Properties of Rocks and Minerals, CRC Press (1988).
2. J. Tucek, et al, Chem. Mater. **22**, 6483 (2010).
3. O.S. Ivanova, R.D.Ivantsov, I.S. Edelman, et al, JMMM **401,** 880 (2016).
4. I. Edelman, O. Ivanova, R. Ivantsov, et al, J. Appl. Phys. **112**, 084331 (2012).

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СЛОЁВ (Ga,Fe)Sb, ПОЛУЧЕННЫХ ЛАЗЕРНЫМ НАНЕСЕНИЕМ

Е.А. Ганьшина[1], Л.Л. Голик[2], З.Э. Кунькова[2], А.И. Руковишников[2], М.П. Темирязева[2], И.М. Припеченков[1], Ю.А. Данилов[3], А.В. Кудрин[3], В.П. Лесников[3]

[1] *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия*
[2] *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал, Россия*
[3] *Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Россия*

Предлагаемые в теоретических работах устройства спинтроники на базе ферромагнитных полупроводников (ФМП) могут обладать характеристиками, недоступными для традиционной электроники. Для реализации таких устройств нужны тонкие слои ФМП, температура Кюри (T_C) которых превышает комнатную. Ограничениями в использовании наиболее исследованных ФМП (A^3,Mn)B^5 (A= Ga, In; B=As, Sb) являются T_C ниже комнатной ($T_C \leq 200$ К) и возможность реализации в них только *p*-типа проводимости. В последнее время появились работы, в которых методом низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии сформированы ферромагнитные слои (In,Fe)As, (Ga,Fe)Sb и (In,Fe)Sb, причём для (Ga,Fe)Sb с содержанием Fe 25 ат.% достигнута T_C = 340 К [1]. Сильно легированные железом слои InAs, InSb и GaSb получены также методом импульсного лазерного нанесения [2, 3]. При концентрациях Fe больше 10 ат.% на магнитополевых зависимостях сопротивления Холла этих слоёв присутствует петля гистерезиса, наблюдается отрицательное магнетосопротивление и в ряде случаев – намагниченность ферромагнитного типа при комнатной температуре. В слоях (A^3,Fe)B^5 получена проводимость как *p*- так и *n*- типа.

Для доказательства собственной природы ферромагнетизма в ФМП (т. е., магнетизм легированной матрицы, а не посторонней магнитной фазы) и для изучения особенностей электронного спектра ФМП широко применяется магнитооптическая (МО) спектроскопия. В данной работе мы изучали свойства тонких слоёв GaFeSb, полученных лазерным нанесением [3], с помощью МО спектроскопии в геометрии экваториального эффекта Керра (ЭЭК), спектральной эллипсометрии, атомно- и магнитосиловой микроскопии (АСМ и МСМ).

Слои GaFeSb были сформированы на подложке GaAs периодическим распылением в вакууме GaSb - и Fe-мишеней при температуре подложки 400°С. Для содержания Fe в исследованных образцах получены оценки 12,5 (№1), 17 (№2) и 25 (№3) ат.% [3]. Толщина слоёв ≈ 40 нм. Спектры ЭЭК, $\delta(E)$, записывались в диапазоне E = 0,5 - 3,5 эВ в переменном маг-

нитном поле до 3,5 кЭ. Измерялись также температурные зависимости $\delta(T)$ и зависимости ЭЭК от магнитного поля, $\delta(H)$. Температурный диапазон МО исследований $T = 20 - 310$ K. Эллипсометрические параметры tanΨ и cosΔ измерялись в диапазоне $E = 1{,}24 - 4{,}5$ эВ при $T = 295$ K ($T_{ком}$). Топология поверхности и магнитный рельеф слоёв при $T_{ком}$ изучались с помощью сканирующего силового микроскопа SmartSPM (AIST-NT).

По данным эллипсометрии были вычислены спектральные зависимости псевдодиэлектрической функции слоёв, $\langle\varepsilon\rangle = \langle\varepsilon_1\rangle + i\langle\varepsilon_2\rangle$. Спектры $\langle\varepsilon_1\rangle(E)$ и $\langle\varepsilon_2\rangle(E)$ показаны на рис.1, а и b, соответственно, вместе с табличными зависимостями $\varepsilon_1(E)$ и $\varepsilon_2(E)$ для GaSb. В спектрах образцов №1 - №3 присутствуют особенности вблизи переходов в L и X критических точках зонной структуры GaSb, что свидетельствует о сохранении в исследуемых слоях кристаллической структуры исходного полупроводника. Рост несовершенства матрицы, вызванный введением высоких концентраций Fe, проявляется размытием этих спектральных особенностей.

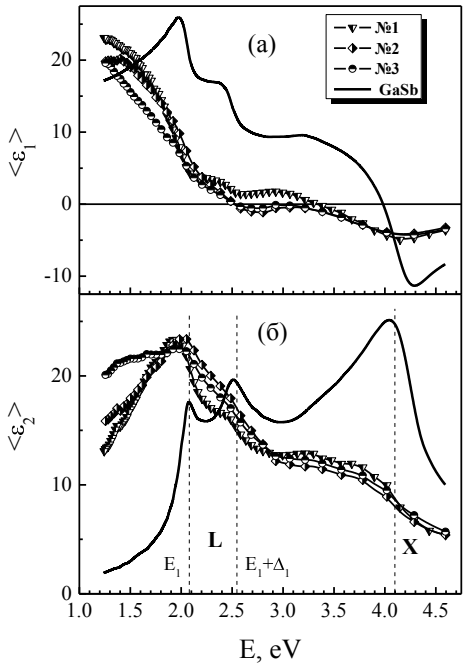


Рис.1. Спектры действительной, $\langle\varepsilon_1\rangle$, а) и мнимой, $\langle\varepsilon_2\rangle$, б) частей псевдодиэлектрической функции слоёв GaFeSb при T = 295 K, а также табличные спектры GaSb. Пунктирные линии показывают энергии переходов в L и X критических точках зонной структуры GaSb, T= 293 K [4].

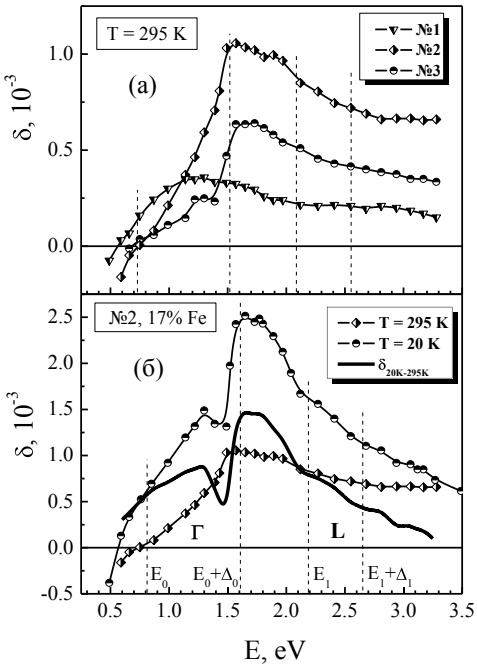


Рис.2. Спектры ЭЭК а) образцов с различным содержанием Fe при T = 295 K, б) образца №2 при T = 295 и 20 K. Линия без символов – разностный спектр, $\delta = \delta_{20\,K} - \delta_{295\,K}$. Пунктирные линии - энергии переходов в Γ и L точках зонной структуры GaSb. T, K: а) 293, б) 4 [4].

Спектры ЭЭК при $T_{ком}$ представлены на рис.2, а. Они имеют форму широкой полосы, положение максимума и интенсивность которой зависят от концентрации Fe. Спектры ЭЭК образцов №2 и №3 подобны спектрам железа. Сигналы ЭЭК при $T_{ком}$ малы, следовательно, количество свободного Fe в образцах незначительно. На фоне широкой полосы в спектре образца №3 наблюдается особенность в области $E_0+\Delta_0$ перехода в GaSb.

Спектр $\delta(E)$, записанный при $T = 20$ К для образца №2 с наиболее интенсивным сигналом ЭКК, приведён на рис.2, b. Видно, что понижение T приводит к существенному росту сигнала и появлению в спектре особенности вблизи перехода $E_0+\Delta_0$. Температурные зависимости $\delta(T)$, измеренные для энергий $E = 1{,}65$ и 3,01 эВ, показаны на рис.3. Величина сигналов почти не меняется в диапазоне $T = 310$ - 200 К, что подтверждает связь ЭЭК при $T_{ком}$ с Fe ($T_C = 770$ С). При $T < 175$ К наблюдается значительный рост ЭЭК. Характер зависимостей $\delta(T)$ и наличие петли гистерезиса на низкотемпературных магнитополевых зависимостях сопротивления Холла образца №2 [3] указывают на присутствие в этом образце ферромагнитной фазы с $T_C \approx 175$ К. Вклад этой фазы в спектр ЭЭК при 20 К получен вычитанием из него спектра при $T_{ком}$. Разностный спектр, $\delta(E) = \delta(E)_{20\,K} - \delta(E)_{295\,K}$, показан на рис.2, b кривой без символов. Присутствие в выделенном спектре $\delta(E)$ чётко выраженной структуры в области перехода $E_0+\Delta_0$ и особенностей вблизи переходов E_1 и $E_1+\Delta_1$ в GaSb свидетельствует о собственном ферромагнетизме с $T_C \approx 175$ К слоя (Ga,Fe)Sb с 17% Fe (образец №2). Вывод о собственном ферромагнетизме относится и к образцу №3. В спектре ЭЭК этого образца особенность вблизи перехода $E_0+\Delta_0$ присутствует при $T_{ком}$. АСМ и МСМ исследования образца №3 обнаружили приповерхностную доменную структуру, не коррелирующую с рельефом поверхности. Следовательно, ферромагнитное упорядочение в слое (Ga,Fe)Sb с 25% Fe возникает при $T > T_{ком}$.

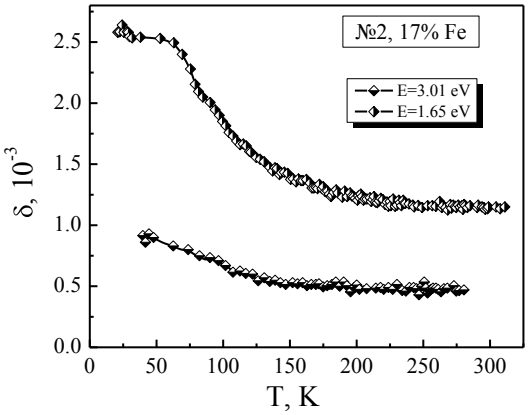


Рис.3. Температурные зависимости ЭЭК, измеренные для двух энергий на образце №2.

Изучение нового класса ферромагнитных полупроводников $(A^3,Fe)B^5$ находится на начальном этапе. Нужны дальнейшие исследования, направленные на выяснение деталей их энергетического спектра и механизма ферромагнитного обмена.

1. N. T. Tu, P. N. Hai, L. D. Anh, et. al, Appl. Phys. Lett., **108**, 192401 (2016).
2. A.V. Kudrin, Yu.A. Danilov, et. al, J. Appl. Phys., **122**, 183901 (2017).
3. Ю.А. Данилов, А.В. Кудрин, В.П. Лесников и др., Труды XXII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», **1**, 180 (2018).
4. В.И. Гавриленко, А.М. Грехов и др. Оптические свойства полупроводников. Киев, Наукова думка (1987.)

ГИБРИДНОЕ СОСТОЯНИЕ ТАММОВСКИХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ И МИКРОРЕЗОНАТОРНОЙ МОДЫ В ОДНОМЕРНОМ МАГНИТОФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

Т. В. Михайлова, С. В. Томилин, А. В. Каравайников, С. Д. Ляшко, В. Н. Бержанский, А. П. Бокова, А. Р. Прокопов и А. Н. Шапошников

Крымский федеральный университет имени В. И. Вернадского, Симферополь, Россия

Микрорезонаторные структуры являются наиболее распространёнными элементами современных оптоэлектронных устройств и приборов. Использование микрорезонатора позволяет значительно увеличивать интенсивность оптических эффектов различной природы на проектируемой длине волны. Одной из первых предложенных структур для магнитофотоники была структура микрорезонатора, состоящего из немагнитных диэлектрических зеркал Брэгга и слоя висмут-замещенного феррита-граната [1]. Данные структуры стали рекордными по коэффициенту усиления магнитооптических (МО) эффектов. Позже были предложены и исследованы одномерные магнитофотонные кристаллы (МФК) с оптическими таммовскими состояниями [2-5], на длине волны возбуждения которых происходит аналогичное усиление МО эффектов. В данной работе теоретически и экспериментально исследовано влияние возбуждения таммовских плазмон-поляритонов (ТПП) на оптические и МО свойства одномерного МФК с микрорезонаторной структурой.

Исследуемую структуру можно описать следующей формулой:

$$ГГГ / [TiO_2 / SiO_2]^4 / M1 / M2 / [SiO_2 / TiO_2]^4 / SiO_2 / Au,$$

где ГГГ – это подложка гадолиний галлиевого граната кристаллографической ориентации (111), M1 и M2 – слои ферритов-гранатов $Bi_{1,0}Y_{0,5}Gd_{1,5}Fe_{4,2}Al_{0,8}O_{12}$ и $Bi_{2,8}Y_{0,2}Fe_5O_{12}$, соответственно.

Диэлектрические немагнитные слои зеркал Брэгга были синтезированы методом электронно-лучевого испарения. Гранатовые слои – методом реактивного ионно-лучевого распыления керамических мишеней с последующей кристаллизацией в процессе отжига на воздухе [6]. Буферный слой SiO_2 между микрорезонатором и металлическим слоем Au был сформирован с градиентом толщины реактивным ионно-лучевым распылением. Использование буферного слоя градиентной толщины позволило экспериментально исследовать динамику связанного состояния ТПП и микрорезонаторной моды. Плазмонное Au покрытие осаждалось методом термического испарения в вакууме [7]. Моделирование свойств структуры проводилось путем численного решения уравнений Максвелла методом матриц переноса. Следующие параметры структуры были использованы:

h_{TiO2} = 73 нм и h_{SiO2} = 115 нм для слоев TiO_2 и SiO_2, соответственно;

h_{M1} = 66 нм, h_{M2} = 166 нм и h_{bSiO2} = (от 110 до 320 нм) для слоев M1, M2 и буферного слоя SiO_2, соответственно.

Рассчитанные зависимости спектров коэффициента пропускания от толщины буферного слоя SiO_2 при фиксированных толщинах Au покрытия представлены на рис. 1.

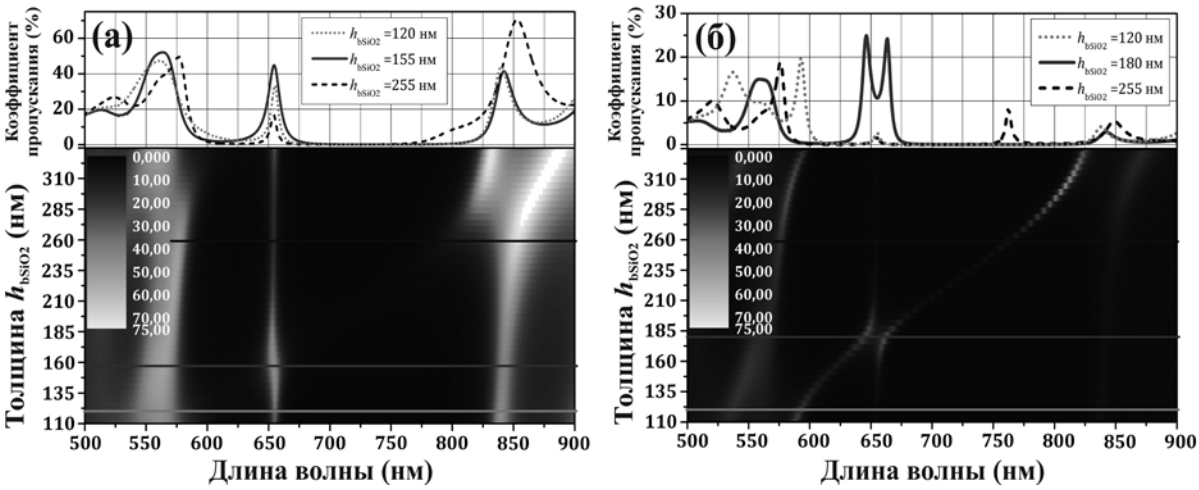


Рис.1. Рассчитанные зависимости спектров коэффициента пропускания одномерного МФК от толщины буферного слоя SiO_2 h_{bSiO2} при разных толщинах Au покрытия h_{Au}: 10 нм (а) и 40 нм (б). Вверху приведены спектры, соответствующие сечениям на графике зависимости.

В спектрах коэффициента пропускания гибридное состояние ТПП и микрорезонаторной моды проявляется в виде двух резонансов, которые при толщинах слоя Au h_{Au} > 20 нм являются отталкивающимися и не могут быть совмещены на одной длине волны. Для экспериментальных исследований была выбрана конфигурация с h_{Au} = 40 нм, так как при данной толщине наблюдается наиболее добротный оптический резонанс на ТПП. На рис. 2 показаны экспериментальные и рассчитанные спектральные зависимости коэффициента пропускания и фарадеевского вращения структуры, полученные при различной толщине h_{bSiO2}. Спектральный сдвиг микрорезонаторной моды при изменении h_{bSiO2} обусловлен гибридизацией мод. Величина рассталкивания мод составляет 20 нм для h_{bSiO2} = 185 нм. В области длин волн наиболее сильной гибридизации, где пик, соответствующий ТПП, имеет высокое пропускание и фарадеевское вращение, микрорезонаторная мода имеет почти в два раза меньшее фарадеевское вращение относительно значений фарадеевского вращения при малой степени гибридизации или в отсутствие таковой. Как показывают расчеты, уменьшение величины угла фарадеевского вращения будет наблюдаться для любых толщин золотого покрытия.

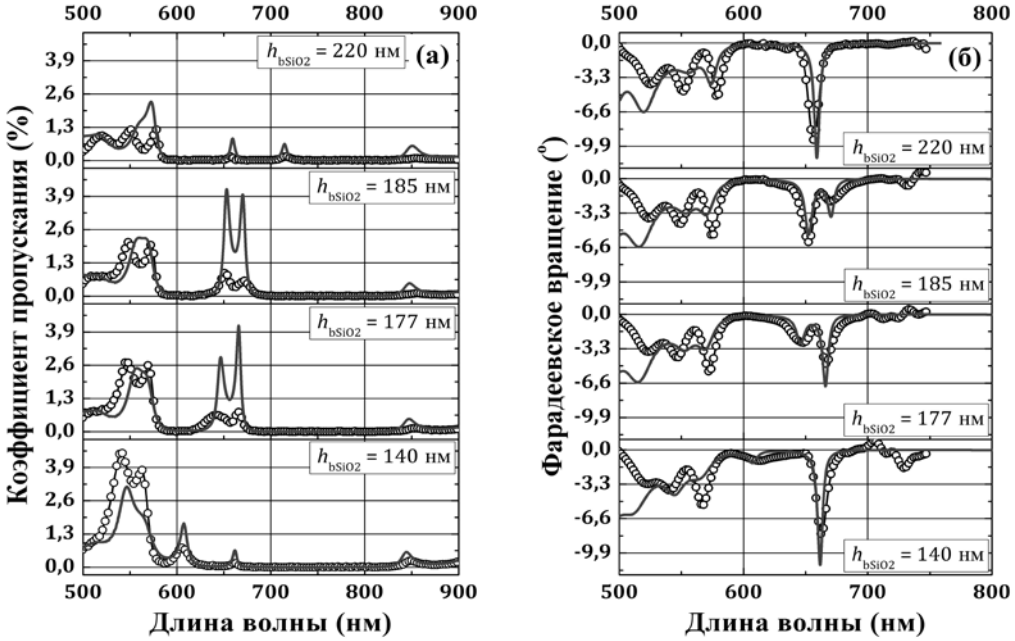


Рис.2. Экспериментальные (символы) и рассчитанные (линии) спектры коэффициента пропускания (а) и фарадеевского вращения (б) одномерного МФК, полученные при различных толщинах h_{bSiO2}: 140, 177, 185 и 220 нм. Значения коэффициента пропускания для модельных спектров уменьшены в 6 раз.

Также были выявлены особенности распределения интенсивности электрического поля световой волны внутри структуры для таммовской и микрорезонаторной мод в зависимости от толщины h_{bSiO2}. Полученные результаты могут быть использованы для проектирования перестраиваемых МО устройств и сенсоров.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках базовой части государственного задания (номер проекта 3.7126.2017/8.9).

1. Magnetophotonics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg (M. Inoue, M. Levy, A.V. Baryshev Eds., 2013).
2. A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, S.G. Erokhin, M. Inoue, A.A. Lisyansky, A.M. Merzlikin and A.B Granovsky, Phys. Rev. B, **74**, 045128 (2006).
3. T. Goto, A.V. Dorofeenko, A.M. Merzlikin, A.V. Baryshev, A.P. Vinogradov, M. Inoue, A.A. Lisyansky and A.B. Granovsky, Physical Review Letters, **101**, 113902 (2008).
4. M. Kaliteevski, S. Brand, R.A. Abram, I. Iorsh, A V. Kavokin and I.A. Shelykh, Applied Physics Letters, **95**, 251108 (2009).
5. B.I. Afinogenov, V.O. Bessonov, A.A. Nikulin and A.A. Fedyanin, Applied Physics Letters, **103**, 061112 (2013).
6. V. Berzhansky, A. Shaposhnikov, A. Prokopov, A. Karavainikov, T. Mikhailova, I. Lukienko, Yu. Kharchenko, V. Golub, O. Salyuk, V. Belotelov, JETP, **123**, 744 (2016).
7. S.V. Tomilin, A.S. Yanovsky, J. of Nano- and Electronic Physics, **5**, 03014 (2013).

ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА $ErFe_3(BO_3)_4$

В.В. Соколов, А.В. Малаховский, И.А. Гудим

Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск 660036.

Er^{3+} - это широко распространенный активный ион, используемый в твердотельных лазерах. Кристалл $ErFe_3(BO_3)_4$ имеет структуру хантита, которая не содержит центра инверсии. Поэтому кристаллы такого типа могут быть использованы также в качестве нелинейных активных сред. Ферробораты типа $RFe_3(BO_3)_4$ проявляют свойства мультиферроиков, то есть, они обладают магнитной и электрической поляризацией одновременно. С понижением температуры $ErFe_3(BO_3)_4$ имеет структурный фазовый переход при 433-439 K от симметрии $R32$ к более низкой, но тоже тригональной, симметрии $P3_121$. При этом переходе локальная симметрия иона Er^{3+} понижается от D_3 до C_2.

Линейно поляризованные (π и σ) спектры поглощения и спектры магнитного кругового дихроизма (МКД) $ErFe_3(BO_3)_4$ были измерены при T=90 K для f-f полос поглощения: $^4I_{15/2}\rightarrow{}^4I_{11/2}$, $^4I_{9/2}$, $^4F_{9/2}$, $^4S_{3/2}$, $^2H_{11/2}$,$^4F_{7/2}$.

В локальной симметрии C_2 иона Er^{3+} в $ErFe_3(BO_3)_4$ существует только одно неприводимое представление $E_{1/2}$ для состояний с полуцелым моментом. Следовательно, все переходы могут иметь обе поляризации, что и наблюдалось в действительности. Поэтому, идентифицируя переходы в $ErFe_3(BO_3)_4$, мы основывались на сравнении спектров $ErFe_3(BO_3)_4$ со спектрами $ErAl_3(BO_3)_4$ [1].

Спектры поглощения f-f переходов были разложены на компоненты Лоренцевой формы и были найдены интенсивности этих компонент. Спектры МКД совместно со спектрами поглощения позволили нам измерить зеемановское расщепление некоторых переходов и, таким образом, определить изменения факторов Ланде Δg_C вдоль оси C_3 кристалла при этих переходах. Например, результаты, полученные для перехода $^4I_{15/2}\rightarrow{}^4S_{3/2}$ (Рис. 1), как в $ErFe_3(BO_3)_4$ так и в $ErAl_3(BO_3)_4$ показаны в Таблице 1. Там же показаны теоретические значения Δg_{CM}, полученные в приближении функций $|J,\pm M_J\rangle$ для тригональной симметрии. Различия между кристаллами и эксперимента с теорией обусловлены различием локальной симметрии и перемешиванием функций вида $|J,\pm M_J\rangle$ вследствие недостаточно сильной одноосной анизотропии.

Было обнаружено большое расщепление одного из f-f переходов в полосе поглощения $^4I_{15/2}\rightarrow{}^4S_{3/2}$ (Рис. 1), которое невозможно для крамерсовых дублетов. Это можно объяснить появлением двух поглощающих центров из-за локального понижения симметрии в возбужденном состоянии. В частности, это может быть локальное изменение пространственной группы

$P3_121$ на структуру, аналогичную пространственной группе $C2$. Обнаружена заметная разница между энергиями локальных колебаний в некоторых возбужденных состояниях. В ряде полос поглощения наблюдались аномально интенсивные вибронные *f-f* переходы, соответствующие электронным переходам из верхних компонент основного мультиплета.

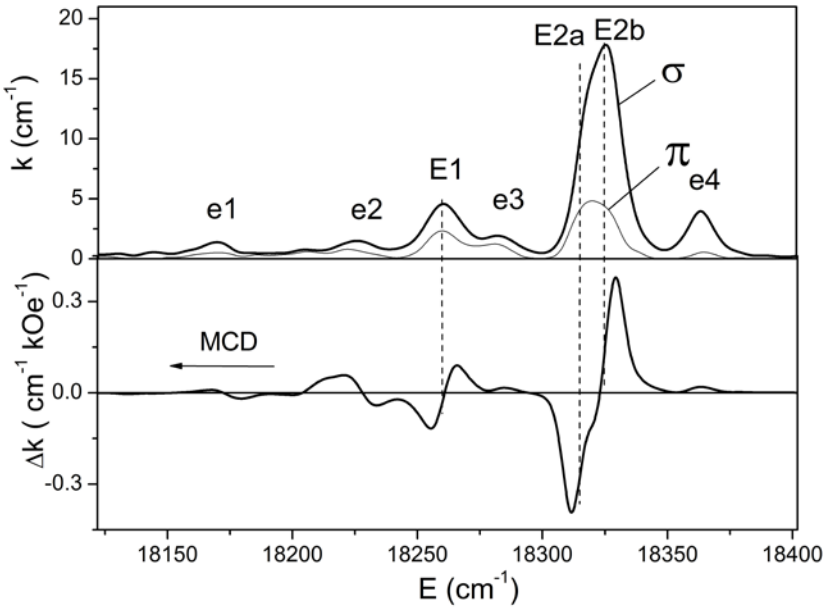


Рис.1. Поглощение (k), МКД (Δk) перехода $^4I_{15/2}\rightarrow{}^4S_{3/2}$ (E-полоса) при 90 K. E1, E2a и E2b - переходы из нижнего уровня основного мультиплета; e1, e2, e3 - переходы из верхних состояний основного мультиплета; e4 - колебательное повторение электронного перехода E1.

Таблица 1

Мультиплет	Уровень (Переход)	Энергия (cm^{-1}) $ErAl_3(BO_3)_4$ [1]	Энергия (cm^{-1}) $ErFe_3(BO_3)_4$	Интенсивность (cm^{-2})				Δg_C		Δg_{CM} [1] (теория)
				$ErAl_3(BO_3)_4$ [1]		$ErFe_3(BO_3)_4$		$ErAl_3(BO_3)_4$ [1]	$ErFe_3(BO_3)_4$	
				π	σ	π	σ			
$^4S_{3/2}$	E1	18322	18260	18.6	197	36.1	66		+10.1	-17.6
	E2a	18380	18315	no	198	39.8	114	+7.14	+11.5	+9.6
	E2b	18385	18325	no	198	56.3	232		+6.9	
	e1(Gr3→E1)	18224	18169	38.7	16.2	11.8	13.1	+7.38	-11.3	+11.2
	e2(Gr2→E1)	18274	18225	no	75.4	12.1	17.8	-8.33	(-)	-16
	e3(Gr2→E2)	18332	18283	35.1	no	22.3	21.6	no		
	e4 (E1+103)	18429	18363	12.8	8.4	6.22	49.1			

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ 16-02-00273 и краевого государственного автономного учреждения «Красноярский краевой фонд поддержки научной и научно-технической деятельности».

1. A.V. Malakhovskii, V.V. Sokolov, I.A. Gudim, J. Alloys Compd., **698**, 364 (2017).

TRANSVERSE MAGNETO OPTICAL KERR EFFECT AT NORMAL INCIDENCE ANGLE IN THE MATERIALS WITH BROKEN SPATIAL REVERSAL SYMMETRY

H. Hashim[1,2], M.A. Kozhaev[3,4], O.V. Borovkova[3], A.N. Kalish[3,5], A.N. Shaposhnikov[6], S.A. Dagesyan[5], V.I. Belotelov[3,5]

[1]National University of Science and Technology (MISIS), Moscow, Russia. [2]Physics Department, Faculty of Science, Tanta University, Tanta, Egypt.
[3]Russian Quantum Center, Skolkovo, Moscow Region, Russia.
[4]Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow, Russia.
[5]Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia.
[6]Vernadsky Crimean Federal University, Vernadsky Ave. 4, Simferopol, Russia.

Currently magnetoplasmonic nanostructures are of prime interest [1]. This is due to the enhancement of optical and magnetooptical effects [2]. Surface plasmon polariton (SPP), which is a coupled state between an electromagnetic wave and plasma oscillations, allows confining the light into the subwavelength scale. That is an interesting issue for many nanophotonic applications that based on the interaction of light with the matter on a metal surface, such as integrated optical circuits [3].

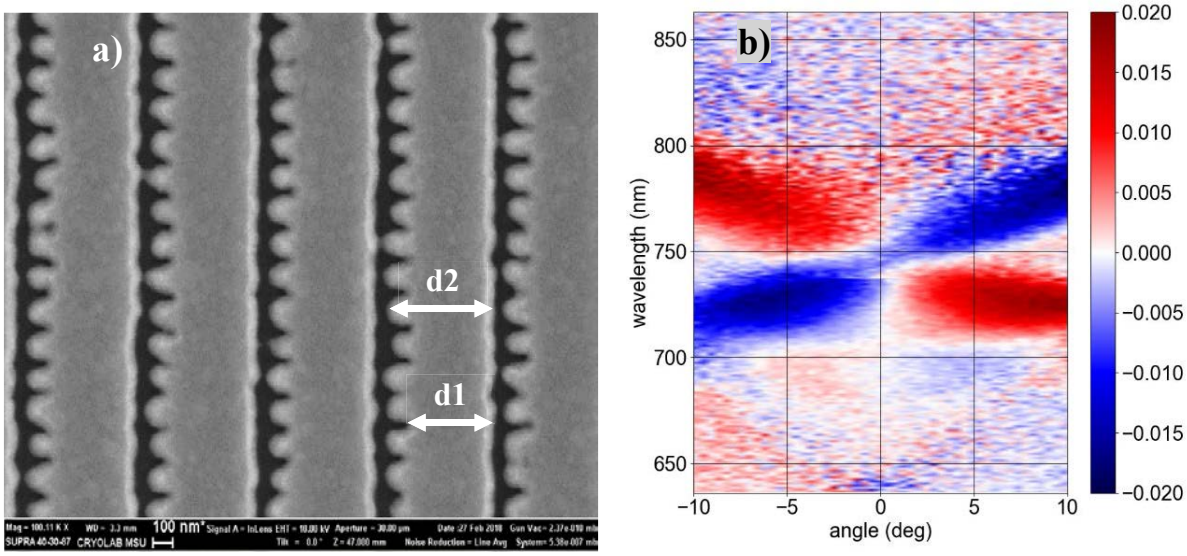


Fig. 1. a) Scanning electron microscope image of the gold grating. b) Transverse magnetooptical Kerr effect dependence on the light wavelength and incidence angle for asymmetric magnetoplasmonic structure.

This work is devoted to study of magnetooptical effects in the magnetoplasmonic samples with asymmetric gratings. The sample is as follows: on the gadolinium gallium garnet substrate a 110 nm Bi-substituted iron garnet layer ($Bi_1.5Gd_1.5Fe_4.5A_{l0}.5O_{12}$) is deposited; iron garnet covered with a 80 nm gold layer with gratings. Fig. 1-a shows the

scanning electron microscope image of the asymmetric golden grating and the characterization parameters of the gold layer widths d1, d2.

We investigated transverse magneto optical Kerr effect – a dependence of the reflection and transmission of the material on the magnetization. In our setup halogen lamp is used as a light source with a broadband spectrum. Using a polarizer and a lens system the light is polarized and focused on the sample. An angle of the light cone is more than 20 deg. Then the light is focused on an entrance slit of the spectrometer with 2D CCD sensor. Along one axis of the sensor we get a wavelength dependence, and along the another – a light incidence angle dependence to within 0.5 deg. Investigated sample is located between the two poles of a magnet with a magnetic field strength up to 300 mT.

We have demonstrated nonzero intensity magnetooptical Kerr effect for the light at a normal incidence angle (Fig. 1-b). That is possible through the coupling of light and plasmon oscillations. Spatial reversal symmetry breaking leads to asymmetrical picture of SPPs excitation resulting in magnetization influence on the reflection and transmission spectra at zero incidence angle.

This work was financially supported by the Russian Foundation for Basic Research (grant N 16-02-01065), and by Foundation for the advancement of theoretical physics BASIS. The work was carried out also with financial support from the Ministry of Education and Science of the Russian Federation in the framework of increase Competitiveness Program of NUST “MISIS,” implemented by a governmental decree dated 16th of March 2013, No. 211.

1. G. Armelles, et al. Adv. Opt. Mater., **1**, 10-35 (2013).
2. V.I. Belotelov, et al. Nat. Nanotechnol., **6**, 370 (2011).
3. Benfeng Bai, et al. Phys. Revi., **B 80**, 035407 (2009).

ЧЕТВЕРНЫЕ МАГНЕТОПОЛЯРОНЫ В МАГНЕТООПТИКЕ КВАНТОРАЗМЕРНЫХ НАНОСТРУКТУР

Б.Э.Эшпулатов[1], Д. Хужанова[1], А.Н.Салахитдинов[1], М.К.Салахитдинова[2]

[1]Самаркандский филиал Ташкентского университета информационных технологий, [2]Самаркандский государственный университет

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию энергетического спектра четверного магнитополярона и влиянию спектра в формировании частотной зависимости магнитооптических эффектов в прямоугольной квантовой яме в сильном магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости ямы.

После появления пионерских работ Джонсона и Ларсена [1-2] магнитополяронный эффект (эффект Джонсона и Ларсена) привлек большое внимание как теоретиков [3-4] , так и экспериментаторов [5].

Уменьшение размеров полупроводниковых материалов до нанометрового масштаба приводит к значительной модификации их оптических свойств, по этому в течение последних лет новая волна интереса к эффекту Джонсона и Ларсена была стимулирована появлением полупроводниковых объектов пониженной размерности – квантовые ямы, квантовые проволоки и квантовые точки.

В настоящей работе развита теория межзонного магнитооптического поглощения света в наноразмерной квантовой яме в сильном магнитном поле, обусловленной взаимодействием электронов с оптическими фононами. Исследуется поведение магнетооптических пиков, соответствующих переходам электрона с уровня Ландау с квантовыми числами $n \geq 3$, в области магнитных полей, удовлетворяющих условию равенства циклотронной частоты электрона в зоне проводимости к частоте продольного оптического фонона. Для n=3 в точке резонанса пересекаются четыре терма электрон-фононной системы (электрон на уровне Ландау n=3, электрон на уровне n=2 и один оптический фонон, электрон на уровне n=1 и два фонона и электрон на уровне n=0 и три фонона), рассматриваемые как функция циклотронной частоты электрона. Взаимодействие с фононами снимает вырождение термов и приводит к появлению четырех непересекающихся ветвей электрон-фононного спектра. В соответствии с этим магнитооптический пик расщепляется на четыре пика, расстояние между которыми $\sim\sqrt{\eta}$ (где η – безразмерная Фрелиховская константа электрон-фононной связи)

Образование поляронных состояний имеет место как в трехмерных (3D) [1-2], так и в квазидвумерных (2D) системах [6-24]. Различие между системами заключается в спектрах электрона в присутствии квантующего

магнитного поля: в 3D – системе это одномерные зоны Ландау, в 2D – системе – дискретные уровни Ландау. Это различие приводит к разной величине расталкивания уровней электрон-фононной системы.

В качестве 2D-системы рассматривается одиночная квантовая яма. В магнитном поле, направленном нормально к границе раздела, уровни энергии в яме становится дискретными (с бесконечно кратным вырождением), а их классификация зависит от соотношения энергии в яме и циклотронной энергии. Ниже предполагается, что энергия квантования в яме велика по сравнению с циклотронной, и учитывается только низший уровень с примыкающими в нему уровнями Ландау.

Таким образом, при $\lambda > 0$ с ростом λ пики смещаются в низкочастотную область и при этом интенсивность левых пиков уменьшается, тогда как самый правый, последний пик растет по интенсивности, а при $\lambda \gg 1$ остается только один последний пик. А при $\lambda < 0$ картина меняется наоборот, т.е. пики смещаются в высокочастотную область, а интенсивность первого пика растет, а остальные постепенно уменьшаются, при $|\lambda| \gg 1$ исчезает и остается один пик.

1. Johnson E.I.I., Larsen D.M. Polazon Induced Anomalies in the Interband Magneto absorption of InSb.// Phys.Rev.Letters,1966, **16**, p.655-659.
2. Larsen D.M., Johnson E.I.I., Polazon Induced Anomalies in the Interband Magneto absorption of InSb.// J. Phys-Soc.Jap. Suppl,1 966, **21**, p.443-447.
3.Коровин Л.И., Павлов С.Т. О роли оптических фононов в междузонном магнитооптическом поглощении полупроводника.// ЖЭТФ, 1967,**53**,№5, с. 1708-1716.
4. Коровин Л.И. Расщепление межзонных осцилляций коэффициента поглощения света в магнитном поле.// ФТТ,1971,**13**,№3,с.842-848.
5. Ivanov - Omskii V.I., Korovin L.I., Shereghi E.M. Phonon – Assised Cyclotron Rezonanse in Semiconductors.// Phys. Stat .Sol.(в),1978 ,**90**,№1,p.11-32.
6. Horst M., Merkt U., Kotthaus J.P. Magneto- Polarons in a Two- Dimensional Electron Inversion Layer on InSb.// Phys.Rev.Le tters,1983, **50**,№10 ,p.754-757.

УПРАВЛЯЕМЫЕ ПОСТОЯННЫМ ВНЕШНИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ ЭФФЕКТЫ НЕЗЕРКАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ ПЕРВОГО ПОРЯДКА ПРИ НОРМАЛЬНОМ ПАДЕНИИ КВАЗИПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА ФЕРРОМАГНИТНЫЙ СЛОЙ

О.С.Сухорукова[1], А.С. Тарасенко[1], С.В.Тарасенко[1], В.Г.Шавров[2]

1)Донецкий физико-технический институт, Украина
2) Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

Постоянно растущие требования к миниатюризации оптоэлектронных устройств лежат в основе не снижающегося интереса к изучению эффектов незеркального отражения и прохождения: отклонений в структуре волнового поля (по отношению к предсказываемым геометрической оптикой для монохроматической плоской волны) возникающих при отражении или прохождении (туннелировании) квазиплоской волны ТМ или ТЕ типа падающей на слоистую оптически прозрачную структуру. Подобные отклонения возникают уже в условиях полного внутреннего отражения (ПВО) для остронаправленного волнового пучка падающего из оптически более плотной среды на уединенную границу раздела оптически прозрачных диэлектриков [1]. В этом случае он представляет собой продольное смещение отраженного пучка вдоль линии пересечения плоскости падения и плоскости границы раздела сред (пространственный эффект Гуса - Хенхен [2,3]) . Если же падение квазиплоской волны в условиях ПВО происходит на поверхность не полупространства, а оптически прозрачного слоя, то, вследствие неполного отражения (нарушенное ПВО), пространственный эффект Гуса–Хенхен имеет место не только для отраженной, но также и для прошедшей через слой квазиплоской волны. Одновременно с этим, в плоскости падения пучка направление оси как отраженной, так и прошедшей через слой квазиплоской волны, по сравнению с геометрической оптикой также изменяет свое направление (на величину, обратно пропорциональную квадрату ширины падающего на слой гауссова волнового пучка), что отвечает угловому эффекту Гуса–Хенхен [1]. При этом, несмотря на интенсивные исследования, в подавляющем числе работ традиционно рассматривается исключительно случай наклонного падения пучка. Однако, в работе [4] теоретически была продемонстрирована принципиальная возможность формирования в условиях ПВО пространственного эффекта Гуса –Хенхен для случая нормального падения пучка объемных волн ТЕ типа на уединенную поверхность оптически прозрачной среды при условии, что она обладает гиротропией (собственной или вынужденной). В качестве примера была рассмотрена двухподрешеточная модель легкоосного одноосного антиферромагнетика

в случае, когда равновесное направление вектора магнитной индукции $\mathbf{B}_0$ одновременно ортогонально как сагиттальной плоскости, так и легкой магнитной оси лежащей в плоскости падения (геометрия Фогта).

В этом случае удобно, представить френелевские коэффициенты прохождения W_α и отражения R_α соответственно как $W_\alpha = \exp[\ln W_\alpha]$ и $R_\alpha = \exp[\ln R_\alpha]$ и следуя стандартной процедуре расчета разложить показатель экспоненты в ряд по k_z ограничиваясь степенями не выше первой. В результате в условиях нормального падения квазиплоской волны ТМ- или ТЕ- типа на поверхность слоя в рамках метода стационарной фазы получается следующая связь для $\Delta_{r\alpha}, s_{r\alpha}$ (эффекты незеркальности первого порядка при отражении) и $R_\alpha = |R_\alpha| \exp[i\varphi_\alpha]$ на входной поверхности слоя

$$\Delta_{r\alpha} = -\left(\frac{\partial \varphi_\alpha}{\partial h}\right)\Bigg|_{h=0}, \qquad s_{r\alpha} = \left(\frac{\partial}{\partial h}\ln|R_\alpha|\right)\Bigg|_{h=0} \qquad \alpha = p, s \qquad (1)$$

В этих же условиях аналогичный расчет приводит к следующим соотношениям между $\Delta_{t\alpha}, s_{t\alpha}$ (эффекты незеркальности первого порядка при прохождении (туннелировании) и $W_\alpha = |W_\alpha| \exp[i\psi_\alpha]$ на выходной поверхности слоя

$$\Delta_{t\alpha} = -\left(\frac{\partial \psi_\alpha}{\partial k_z}\right)\Bigg|_{k_z=0}, \quad s_{t\alpha} = \left(\frac{\partial}{\partial k_z}\ln|W_\alpha|\right)\Bigg|_{k_z=0}, \qquad \alpha = p, s \quad (2)$$

Из (1)-(2), в частности, следует, что в случае нормального падения из вакуума на слой оптически прозрачного изотропного диэлектрика ($k_z = 0$) и пространственный и угловой эффекты Гуса – Хенхен отсутствуют как для отраженной ($\Delta_{r\alpha} = s_{r\alpha} = 0$), так и для прошедшей через слой квазиплоской волны ($\Delta_{t\alpha} = s_{t\alpha} = 0$) ТМ- или ТЕ- типа. Однако в присутствии постоянного внешнего магнитного поля ортогонально плоскости падения одновременно $\Delta_{r\alpha} \neq 0, s_{r\alpha} = 0$. Если же такая оптически прозрачная гиротропная среда занимает не полупространство, а слой, то для квазиплоской волны ТМ ил ТЕ типа , нормально падающей на его поверхность, формирование незеркальных эффектов первого порядка (пространственного и углового эффектов Гуса –Хенхен) как в случае прохождения ($\Delta_{t\alpha}, s_{t\alpha}$) так и отражения ($s_{r\alpha}$), как и для негиротропного слоя, невозможно, хотя по - прежнему $\Delta_{r\alpha} \neq 0$ [4].

В [5] было показано, что полученные в [4] результаты остаются справедливыми и в случае нормально падения квазиплоской волны ТЕ типа на касательно намагниченный слой ферромагнетика в геометрии Фогта.

Вместе с тем до сих пор было неясно: является ли гиротропия отражающей среды необходимым условием для формирования в условиях ПВО незеркальных эффектов первого порядка при прохождении (туннелировании) или отражении от слоя нормально падающего пучка. При этом расчеты, выполненные в [4,5], содержали существенное с точки

зрения целей нашей работы ограничение:среда, рассмотренная в в качестве отражающей, по своим электродинамическим свойствам являлась центросимметричной.

В данной работе с помощью метода стационарной фазы показано, что нормальное к поверхности диэлектрического слоя постоянное внешнее электрические поле может приводить к незеркальным эффектам первого порядка (пространственному и угловому эффектам Гуса –Хенхен) как при отражении, так и прохождении (туннелировании) квазиплоской воны ТМ (ТЕ) типа нормально падающей на поверхность оптически прозрачного гиротропного ферро- или антиферромагнитного слоя находящегося в вакууме (геометрия Фогта).

1. Y. Bliokh, A.Aiello, J. Opt. **15**, 014001 (2013) .
2. F.Goos, H.Hanchen, Ann. Phys. **1**, 333 (1947).
3. K.Artmann, Ann Phys. **2**,87 (1948).
4. F. Lima, T. Dumelow, J. A. P. da Costa, , E. L. Albuquerque, Europhys. Lett. **83**, 17003 (2008).
5 W.Yu, H. Sun, L. Gao, Scientific Reports 7, 45866 (2017).

На микроскопическом уровне описать точно теханизм возникновения магнитоэлектрического эффекта не удается, поэтому приходится использовать модельные представления

Неизвестный физик

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА МАГНИТНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В МУЛЬТИФЕРРОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ФЕРРОБОРАТАХ

А.М. Кузьменко[1], А.А. Мухин[1], В.Ю. Иванов[1], А.Пименов[2], Д. Заллер[2], Л.Вейман[2], А.М. Шуваев[2], В.Е. Дём[2], И.А. Гудим[3]

[1]*Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва*

[2]*Institute of Solid State Physics, Vienna University of Technology, Vienna, Austria*

[3]*Институт физики им. Л.В.Киренского СОРАН, Красноярск*

Управление магнитными свойствами электрическим полем представляет большой интерес для создания новых функциональных магнитных материалов. В мультиферроэлектрических материалах это можно достичь путем управления их магниторезонансными возбуждениями электрическим и магнитным полями.

Мы обнаружили в редкоземельных ферроборатах $RFe_3(BO_3)_4$ магниторезонансные возбуждения чувствительные к приложенному электрическому и магнитном полю [1]. В $SmFe_3(BO_3)_4$ достигнута почти 100% модуляция интенсивности моды магнитного резонанса связанных Fe и Sm подсистем во внешних полях в терагерцовой области частот (рис.1). Наблюдаемые эффекты обусловлены высокой чувствительностью ориентации антиферромагнитно упорядоченных Fe спинов в легкой плоскости кристалла к приложенному электрическому и магнитному полям, что позволяет контролировать условия возбуждения мод спиновых колебания. Получены зависимости интенсивности резонансной моды (вклад в магнитную проницаемость) от магнитного и электрического полей и разработана теория, описывающая эти явления.

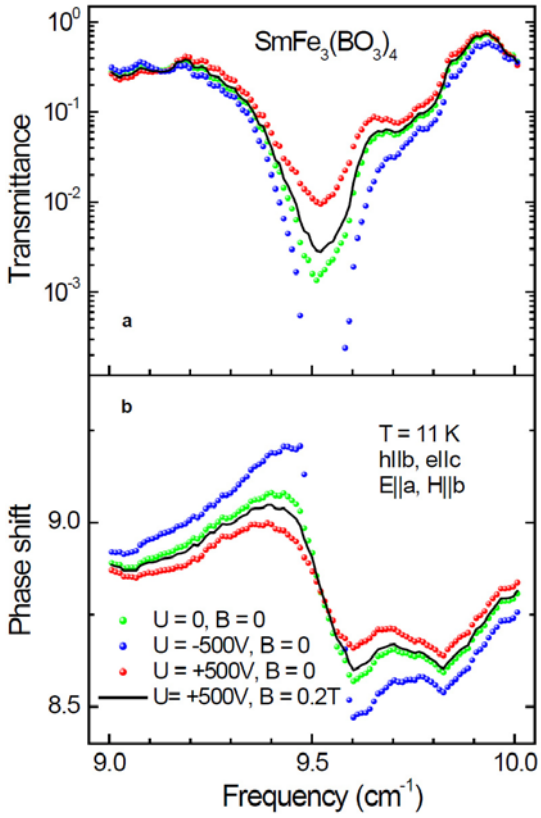


Рис.1 Влияние электрического напряжения разного знака приложенного вдоль *a*-оси на спектры пропускания и фазового сдвига излучения в $SmFe_3(BO_3)_4$ в области моды магнитного резонанса.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-12-10531).

[1]. A. M. Kuzmenko, D. Szaller, Th. Kain, V. Dziom, L. Weymann, A. Shuvaev, Anna Pimenov, A. A. Mukhin, V. Yu.Ivanov, I. A. Gudim, L. N. Bezmaternykh, and A. Pimenov, Phys. Rev. Lett., **120**, 027203 (2018).

ЗАРЯДОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ И СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МУЛЬТИФЕРРОИКЕ $CuCrO_2$ ПО ДАННЫМ ЯМР $^{63,65}Cu$ и ^{17}O

А.Г. Смольников[a]*, В.В. Оглобличев[a], А.Ф. Садыков[a], Ю.В. Пискунов[a], А.П. Геращенко[a], А.Ю. Гермов[a], К.Н. Михалев[a], А.Ю. Якубовский[b], С.Н. Барило[c], С.В. Ширяев[c]

a) Институт физики металлов имени М.Н. Михеева, Екатеринбург 620108, Россия.

b) Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва 123182, Россия.

c) Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, Минск 220072, Беларусь.

*smolnikov@imp.uran.ru

Исследовательский интерес к $CuCrO_2$ вызван наличием в данной системе магнитоэлектрических эффектов. Конкуренция обменных взаимодействий в плоской треугольной решетке из магнитных ионов Cr^{3+} приводит к спиновой фрустрации и возникновению несоизмеримых магнитных структур спирального типа [1].

Важную роль в установлении магнитного порядка в $CuCrO_2$ играют ионы кислорода O^{2-}, участвующие в косвенном обмене между ионами Cr^{3+}, находящимися в одной плоскости. Ионы Cu^+ в кристаллической структуре $CuCrO_2$ расположены между двумя соседними треугольными решетками и несут на себе информацию о механизмах спинового обмена между ними.

Из спектров ЯМР ^{17}O и $^{63,65}Cu$ определены параметры тензора градиента электрического поля (ГЭП): квадрупольная частота (ν_Q) и параметр асимметрии (η) (см. таблица 1).

Из совместного анализа температурных зависимостей магнитных сдвигов $^{17,63}K(T)$ и восприимчивости $\chi(T)$ определены константы сверхтонкого взаимодействия (СТВ) $^{17,63}A_{hf}$ [2-4].

Таблица 1 Параметры ГЭП и константы СТВ на позициях ^{17}O и ^{63}Cu.

ядро	ν_Q (МГц)	η	A_{hf} (кЭ/μ_B)
^{17}O	0.2	0.0	-5.2
^{63}Cu	27.0	0.0	33

Обнаружено, что параметры ГЭП на позициях ^{17}O и $^{63,65}Cu$ существенно не изменяются во всей области парамагнитного состояния $CuCrO_2$, а спиновый обмен в цепочках Cr – O – Cu происходит по двум различным маршрутам (см. рис.1). Константы СТВ на позициях ^{17}O изотропны и отрицательны, а на позициях ^{63}Cu изотропны и положительны.

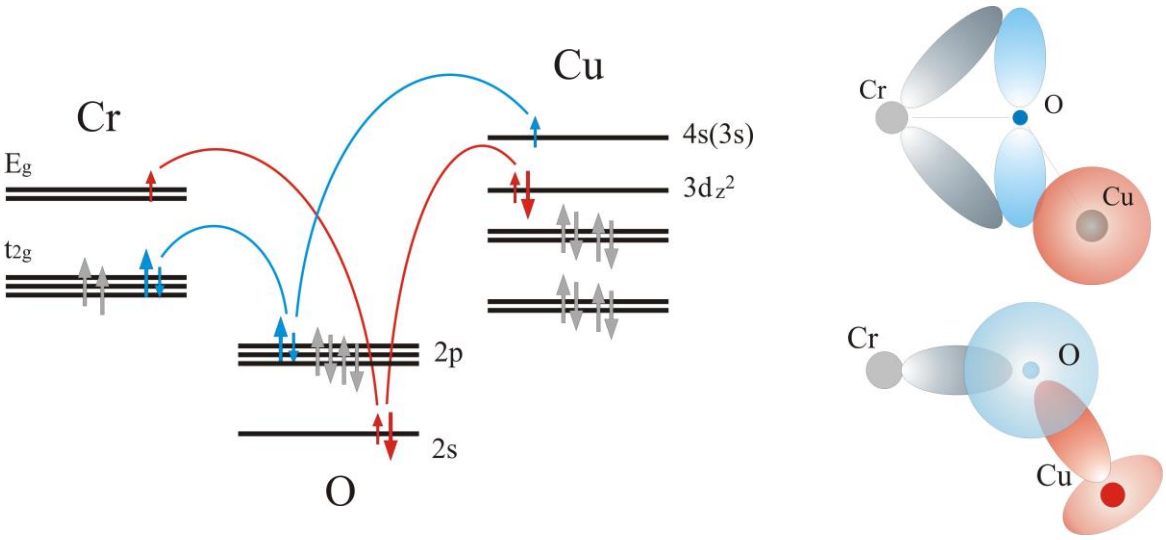


Рис. 1 Схема спинового обмена в цепочках Cr – O – Cu

Авторы выражают благодарность С.В. Верховскому и М.В. Еремину за продуктивное обсуждение экспериментальных результатов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 16-12-10514.

1. M. Frontzek, G. Ehlers, A. Podlesnyak, H. Cao, M. Matsuda,O. Zaharko, N Aliouane, S. Barilo and S. V. Shiryaev, J. Phys.: Condens. Matter, **24**, 016004 (2012)
2. А. Г. Смольников, В. В. Оглобличев, С. В. Верховский, К. Н. Михалев, А. Ю. Якубовский, Y. Furukawa, Ю. В. Пискунов, А. Ф. Садыков, С. Н. Барило, С. В. Ширяев; ФММ, том 118, № 2, с. 1–9 (2017)
3. А.Г. Смольников, В.В. Оглобличев, А.Ю. Гермов, К.Н. Михалев, А.Ф. Садыков, Ю.В. Пискунов, А.П. Геращенко, А.Ю. Якубовский, М.А. Муфлихонова, С.Н. Барило, С.В. Ширяев; Письма в ЖЭТФ, том 107, вып. 2, с. 134 – 138 (2018)
4. V.V. Ogloblichev, A.G. Smolnikov, A.F. Sadykov, Yu. V. Piskunov, A.P. Gerashenko, Y. Furukawa, K. Kumagai, A. Yu. Yakubovsky, K. N. Mikhalev, S.N. Barilo, S V. Shiryaev, A.S. Belozerov; JMMM, 458, 1–9 (2018)

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И H-T ДИАГРАММЫ МУЛЬТИФЕРРОИКА $Mn_{1-X}Co_XWO_4$ С КРИТИЧЕСКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ x=12.5%

В.Ю. Иванов[1], А.А. Мухин[1], А.М. Балбашов[2], I. Urcelay-Olabarria[3], E. Ressouche[4], Y. Skourski[5], S. Zherlitsyn[5], D. Gorbunov[5], Z. Wang[5], V. Skumryev[6]

[1]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*
[2]*Московский энергетический институт, 105835 Москва, Россия*
[3]*Universidad del País Vasco, UPV/EHU, 48013 Bilbao, Spain*
[4]*Université Grenoble Alpes, CEA, INAC, MEM, F-38000 Grenobl, France*
[5]*Hochfeld-Magnetlabor Dresden, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Germany.*
[6]*Institucio Catalana de Recerca i Estudis Avancats, E-08010 Barcelona, Spain*

Система $Mn_{1-x}Co_xWO_4$ является одной из классических мультиферроэлектрических систем, в которых электрическая поляризация возникает благодаря неоднородному магнитоэлектрическому взаимодействию в нецентросимметричных спиральных (циклоидальных) магнитных структурах. В этой системе проявляется большое разнообразие магнито- и электроупорядоченных структур, в том числе индуцированных магнитным полем, в концентрационном диапазоне $0 \le x \le 0.2$ [1-8]. T-x фазовые диаграммы в отсутствии магнитного поля были приведены в работах [5-7]. Нами ранее были построены полные *H-T* фазовые диаграммы (вплоть до полей спин-флипа) для концентраций x=0.05 и 0.2 [4, 8].

В данной работе посредством магнитных, пироэлектрических, нейтронографических и ультразвуковых исследований изучены фазовые переходы и построены полные *H-T* фазовые диаграммы монокристалла с критической концентрацией x=0.125, при которой ниже температуры Нееля ($T_N \approx 15$ K) впервые появляется коллинеарная антиферромагнитная фаза AF4 с волновым вектором $\boldsymbol{k}_4$=[½ 0 0]. Магнитные моменты в данной структуре лежат в *ac*- плоскости под углом ~ 50^0 к оси *a*. При понижении температуры при $T_1 \approx 12$ K магнитная структура претерпевает превращение в другую коллинеарную соразмерную структуру AF1 с $\boldsymbol{k}_1$=[-¼ ½ ½], в которой магнитные моменты, согласно нашим нейтронографическим данным, направлены под углом ~ 31^0 к оси *a*. Наконец, в районе 8 K происходит еще один фазовый переход I рода, сопровождаемый гистерезисом порядка 0.8-1 K, в неколлинеарную несоразмерную фазу AF2' с $\boldsymbol{k}_2$=[-0.22 ½ 0.44], в которой магнитные моменты вращаются в *ac*- плоскости. Эта фаза обладает электрической поляризацией $\boldsymbol{P}$ в *ac*-плоскости как и для состава с x=0.1 [1,3]. Мы исследовали индуцируемые магнитным полем фазовые переходы в кристаллографических направлениях: $H||b$ и H, направленном под углами $\approx \pm 45^0$ к оси *a*, т.е. вблизи направлений легкого и трудного намагничивания для структур AF4 и AF1, которые приводят к принципиально разному поведению этих фаз в магнитном поле: достаточно быстро-

му их подавлению для легкого направления и сохранению фазовых границ для трудного направления. В низкотемпературной фазе AF2’ пространственное распределение магнитных моментов в *ac* плоскости можно описать в виде эллипсоида с главными осями, направленными под углами ~ 22^0 к оси *a* (в этом случае критическое магнитное поле H_{cr} перехода AF2’ → AF2 максимально ~8 кЭ) и ~ -68^0 (H_{cr} минимально ~2.5 кЭ). В этом смысле выбранные для построения фазовых диаграмм легкое и трудное направления для фазы AF2’ являются промежуточными, в частности переход AF2’ → AF2 при *H* || легкой оси является двухступенчатым, происходящим через промежуточную, по-видимому, угловую структуру (рис. 4б).

На рис.1. приведены кривые намагничивания $Mn_{0.875}Co_{0.125}WO_4$, измеренные в импульсных магнитных полях *H*||*b*- оси. При самых низких температурах отчетливо виден спин-флип переход, проявляющийся также в резком падении производной d*M*/d*H*. Менее заметны из магнитных измерений другие фазовые переходы между разными антиферромагнитными структурами, однако в совокупности с ультразвуковыми измерениями они также могут быть зафиксированы. Наиболее богатая картина фазовых переходов наблюдается при намагничивании вдоль легкой оси. Рис.2. иллюстрирует тот факт, что электрическая поляризация исчезает в более слабых полях, чем поля спин-флип перехода. На рис.3. показано, как проявляются фазовые переходы на полевых зависимостях скорости ультразвука, распространяющегося в плоскопараллельной пластинке *a*-среза при намагничивании вдоль трудной оси.

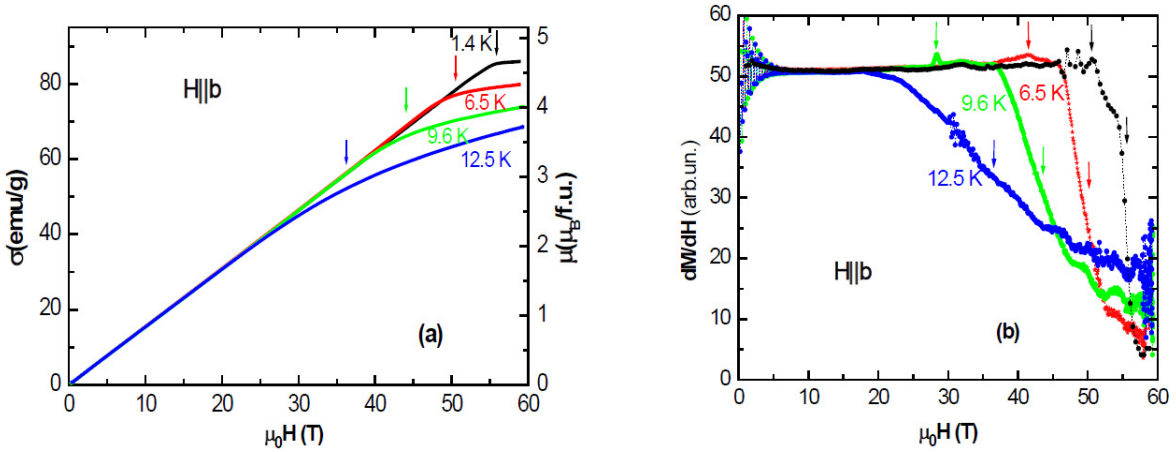


Рис.1. Кривые намагничивания (а) и их производные (б) кристалла $Mn_{0.875}Co_{0.125}WO_4$ при *H*||*b*-оси. Стрелками помечены поля спин-флип переходов, соответствующие середине участка падения d*M*/d*H*, и другие аномалии на кривых d*M*/d*H*(*H*).

Измерения в импульсных полях дополнены магнитными и электрополяризационными данными, полученными в статических магнитным полях до 14 Т. По аномалиям на полевых и температурных зависимостях различных физических характеристик, измеренных на разных установках, построены полные *H*-*T* фазовые диаграммы кристалла $Mn_{0.875}Co_{0.125}WO_4$ вдоль трех кристаллографических направлений (рис. 4).

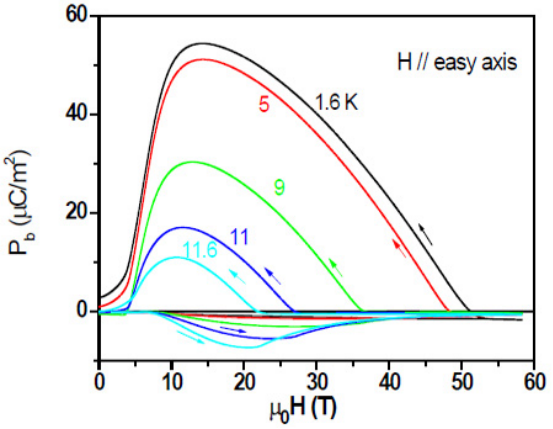


Рис. 2. Зависимость от магнитного поля поляризации вдоль оси *b* в электрическом поле *E*≈1.5 кВ/см. Поскольку в исходной фазе AF2' P_b=0, бóльшая поляризация возникает при уменьшении *H*.

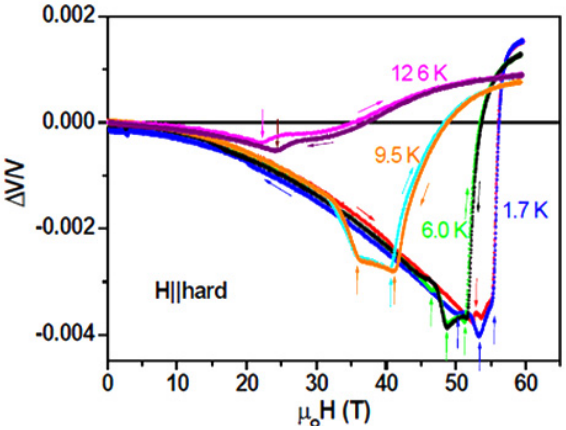


Рис. 3. Зависимости от магнитного поля относительного изменения скорости ультразвука при H||hard. Стрелками отмечены особенности на кривых, связанные с фазовыми переходами.

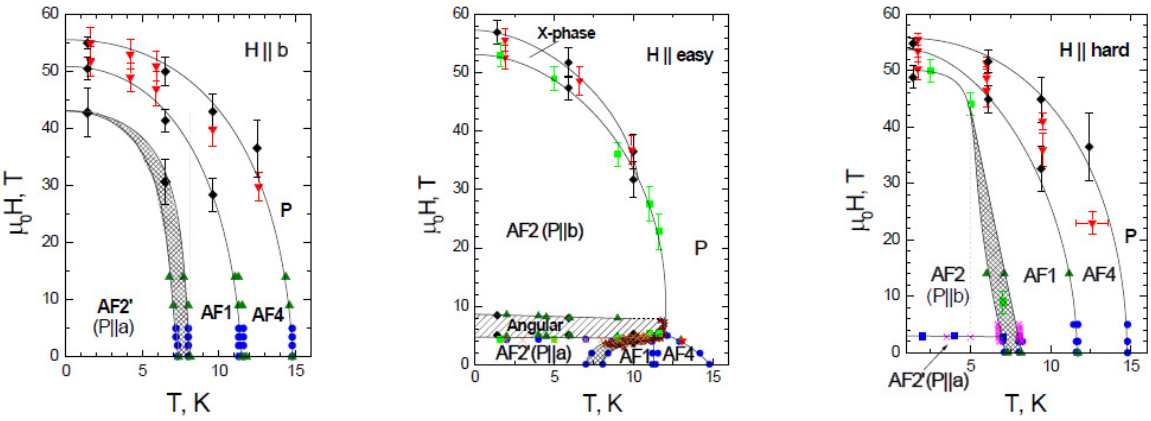


Рис. 4. *H-T* фазовые диаграммы кристалла $Mn_{0.875}Co_{0.125}WO_4$, полученные из измерений в импульсных полях (ромбики - магнитные, треугольники вниз - ультразвуковые, квадратики – пироэлектрические данные), статических магнитных измерений на установках PPMS (треугольники вверх) и MPMS (кружочки) и пироэлектрических измерений на установках MPMS (крестики) и криокулере замкнутого цикла (звездочки). Заштрихованы области фазовых переходов первого рода и угловой фазы.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект 16-12-10531).

1. Y.-S. Song et al., Phys. Rev. B **79**, 224415 (2009); Phys. Rev. B **82**, 214418 (2010).
2. R. P. Chaudhury, et al., Phys. Rev. B **8**2, 184422 (2010).
3. K.-C. Liang, et al., J. Appl. Phys. **111**, 07D903 (2012); New J. Phys. **14**, 073028 (2012).
4. I. Urcelay-Olabarria, et al., Phys. Rev. B **85**, 094436 (2012); ibid B **96**, 104435 (2017).
5. F. Ye, et al., Phys. Rev. B **86**, 094429 (2012).
6. Y.-S. Song et al., J. Phys. Soc. Japan **82**, 124716 (2013)
7. В.Ю. Иванов, и др. Сборник трудов НМММ XXII, Астрахань 2012, с. 573-576.
8. V.Yu. Ivanov, et al., Book of Abstracts, MISM 2017, Moscow, p. 911.

ЗАРОЖДЕНИЕ МАГНИТНЫХ МИКРОНЕОДНОРОДНОСТЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Д.П. Куликова, Е.П. Николаева, А.П. Пятаков

Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

В последние десятилетия большой интерес у исследователей вызывают магнитоэлектрические вещества и мультиферроики, так как они являются перспективными материалами для использования в новых типах энергосберегающих устройств хранения данных. Одним из ярких проявлений взаимодействия магнитной и электрической подсистем таких кристаллов являются эффекты влияния электрического поля на микромагнитную структуру. Так, в работе [1] было обнаружено смещение доменной границы в пленках ферритов гранатов под действием неоднородного электрического поля, а позднее в работе [2] было продемонстрировано зарождение цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) с помощью электрического поля, ранее предсказанное в [3]. Отметим, что описанные эффекты наблюдались в основном в образцах пленов феррита граната, выращенных на подложке гадолиний – галлиевого граната $Gd_3Ga_5O_{12}$ с кристаллографической ориентацией (210). С фундаментальной и с практической точек зрения необходимы поиск новых материалов, в которых наблюдается эффект зарождения ЦМД под действием электрического поля, а также анализ соответствующих закономерностей процесса.

В данной работе мы представляем экспериментальные результаты по зарождению магнитных микронеоднородностей в пленке феррита граната $(BiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$, выращенную на подложке из $Gd_3Ga_5O_{12}$ с кристаллографической ориентацией (110). Толщина пленки h = 11.6 мкм, период полосовой доменной структуры p = 40 мкм. Эксперименты проводились в постоянных магнитных полях: $H_{\parallel}$ - в плоскости пленки и перпендикулярном доменным границам, и $H_{\perp}$, перпендикулярном плоскости пленки.

Электрическое поле создавалось электродом (молибденовой проволокой диаметром около 10 мкм), к которому приложено постоянное напряжение от высоковольтного источника. Динамика процесса исследовалась методом высокоскоростной фотографии [4]: в этом случае на электрод подавался прямоугольный импульс напряжения, длительностью 0,8 мкс и фронтом 50 нс. Для визуализации доменной структуры применялся магнитооптический эффект Фарадея.

Для зарождения магнитных микронеоднородностей под действием электрического поля подбирались такие величины $H_{\parallel}$ и $H_{\perp}$, при которых образец переходил в монодоменное состояние.

При подаче постоянного напряжения на электрод в пленке феррита граната наблюдалось зарождение ЦМД (рис.1а). При увеличении напряже-

ния (U≥0.5 кВ) форма зародившегося домена становилась более сложной (рис.1б, в).

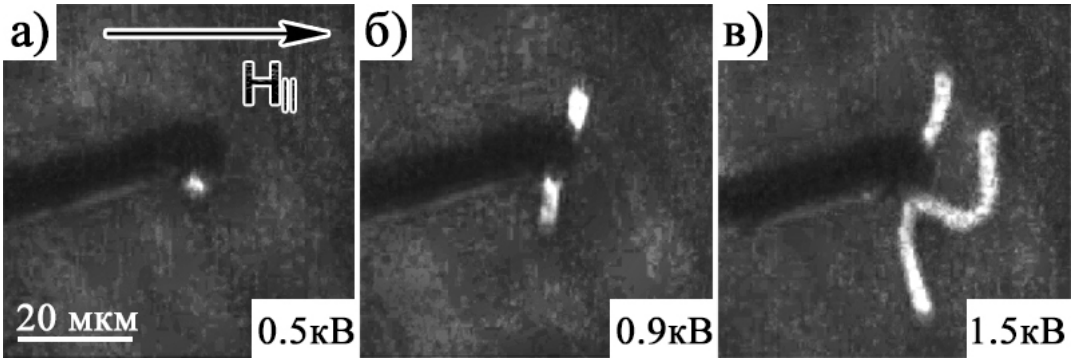


Рис.1. Типичные формы зарожденной микромагнитной неоднородности постоянным электрическим полем. $H_{\parallel}$ = 200 Э, $H_{\perp}$ = 7 Э.

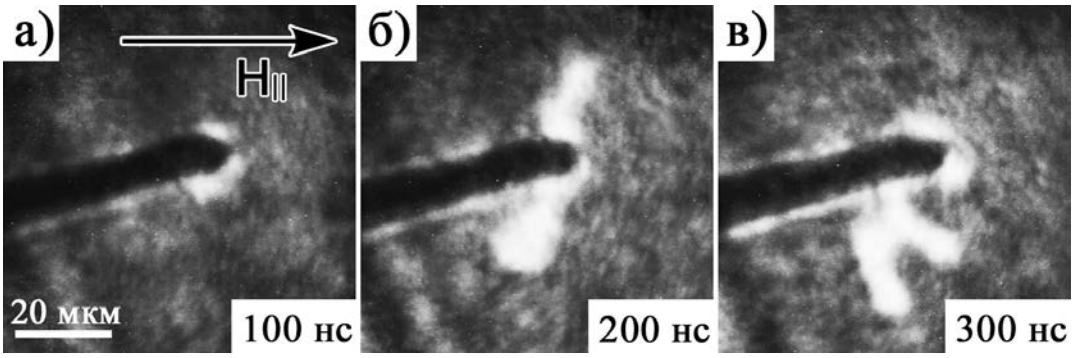


Рис.2. Динамическое изменение зарожденной микронеоднородности под действием импульса электрического поля. Напряжение на электроде U=130 В. $H_{\parallel}$ = 200 Э, $H_{\perp}$ = 7 Э.

Результаты исследования динамики процесса в зависимости от времени представлены на рис.2: после подачи импульса напряжения на электрод через время 100 нс наблюдается зарождение ЦМД (рис.2а), с течением времени ЦМД вытягивается (рис.2б), а затем трансформируется в магнитный домен неправильной формы (рис.2в).

Таким образом, в пленке феррита граната с кристаллографической ориентацией (110) была продемонстрирована возможность зарождения микромагнитных неоднородностей под действием электрического поля. В зависимости от условий эксперимента возможно зарождение как одиночного ЦМД, так и магнитных доменов неправильной формы.

Работа проводилась при поддержке грантов РФФИ # 16-02-00494, 16-29-14037 _офи_м.

1. А.С. Логгинов, Г.А. Мешков, А.В. Николаев, А.П. Пятаков, Письма в ЖЭТФ, **86**,2 (2007).
2. Д. П. Куликова, А. П. Пятаков, Е. П. Николаева и др., Письма в ЖЭТФ, **104**:3 (2016).
3. I. Dzyaloshinskii, EPL **83**, 67001 (2008).
4. A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev et al., APL, **93**, 182510 (2008)

МЕХАНИЗМЫ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ФЕРРИТАХ ГРАНАТАХ

А.И. Попов[1], З.В. Гареева[2,3], Ф.А. Мажитова[3], Р.А. Дорошенко[2]

[1]*НИУ «Московский Институт электронной техники» Зеленоград, Россия*
[2]*Институт физики молекул и кристаллов (ИФМК УФИЦ РАН), Уфа, Россия*
[3]*Башкирский государственный университет, Уфа, Россия*

В магнитоэлектрическом аспекте активный интерес к феррит – гранатам, - кубическим магнитным материалам, обладающим широким спектром уникальных физических свойств, - связан с развитием спинтронных технологий и прогрессом в изучении мультиферроидных материалов.

Магнитоэлектрические свойства феррит – гранатов RFe_3O_5 (R – редкоземельный ион или ион иттрия) исследуются, начиная с 1967 года [1], в данных материалах были обнаружены квадратичные, линейные и неоднородные магнитоэлектрические эффекты [2]. Существует ряд концепций, объясняющих магнитоэлектрические явления в RFe_3O_5 [1 - 5], однако на сегодняшний день вопрос о природе магнитоэлектричества в феррит – гранатах остается открытым.

Сложная магнитная структура, наличие нескольких магнитных подрешеток (*a* – октаэдрической, *d* - тетраэдрической, *c* – додекаэдрической) с редкоземельными ионами (*f* – ионами) в *c* - позициях и ионами железа (*d* - ионами) в *a*, *d* - позициях; конкуренция между *f* - и *d* - подсистемами может приводить к нетривиальным физическим эффектам, в том числе проявлению магнитоэлектрических свойств феррит – гранатов. Действие эффективного магнитного поля обменного взаимодействия на магнитные ионы в додекаэрических (*c*) и тетраэдрических (*d*) позициях индуцирует на них электрические дипольные моменты и, как следствие, приводит к возникновению определенных конфигураций электродипольных моментов *f* - и *d* – ионов. В элементарной ячейке граната имеется 24 *c* - и 24 *d* - позиции. В однородном магнитном поле электродипольные моменты ионов в *d* – и *c* - позициях в элементарной ячейке связаны соотношением $\boldsymbol{p}^{(k)}(\boldsymbol{h}) = -\boldsymbol{p}^{(k+6)}(\boldsymbol{h})$, k=1,2,…,18, в этом случае в образце устанавливается антисегнетоэлектрическая структура, в которой электрическая поляризация отсутствует. Неоднородное магнитное поле индуцирует результирующий электродипольный момент ячейки

$$\Delta\boldsymbol{p}(\boldsymbol{h}) = \sum_{k=1}^{6}\left[\boldsymbol{p}^{(k)}\left(\boldsymbol{h}\left(\boldsymbol{r}^{(k)}\right)\right) - \boldsymbol{p}^{(k)}\left(\boldsymbol{h}\left(\boldsymbol{r}^{(k+6)}\right)\right)\right] + \left[\boldsymbol{p}^{(k)}\left(\boldsymbol{h}\left(\boldsymbol{r}^{(k+12)}\right)\right) - \boldsymbol{p}^{(k)}\left(\boldsymbol{h}\left(\boldsymbol{r}^{(k+18)}\right)\right)\right]$$

и приводит к появлению электрической поляризации.

В данной работе исследован магнитоэлектрический эффект в пленках феррит – гранатов с неоднородным распределением намагниченности. Показано, что наличие электродипольных моментов у редкоземельных

ионов и ионов Fe^{3+} в *d* – позициях обусловлено локальной симметрией лигандного окружения. Рассчитаны вклады электродипольных моментов *'d'* и *'f'* ионов в электрическую поляризацию (рис. 1) (111) - ориентированной пленки феррит - граната, в которой вследствие различия объемной и поверхностной магнитных анизотропий устанавливается неоднородное распределение намагниченности вида 90^0 доменной границы.

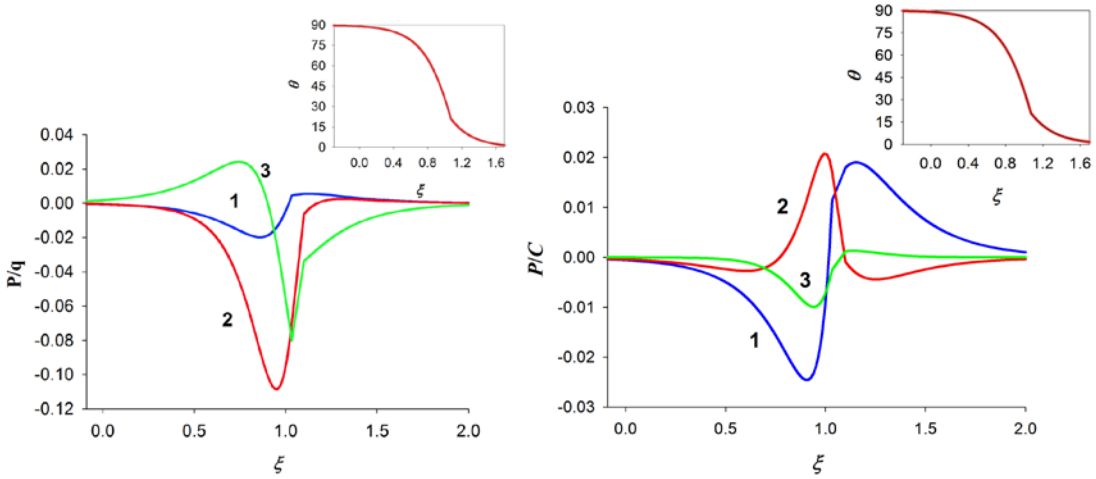


Рис.1. Распределение электрической поляризации EuIG по толщине пленки, , кривые 1, 2, 3 соответствуют компонентам P_x, P_y, P_z, на вкладышах показана зависимость полярного угла намагниченности от координаты $\xi = \frac{z}{\Delta}$, $\Delta = \sqrt{\frac{A}{K}}$

Проведённое исследование показывает, что магнитоэлектрический эффект в феррит - гранатах связан с поляризуемостью редкоземельных ионов в додекаэдрических (*c*) позициях и 3-хвалентных ионов железа в тетраэдрических (*d*) позициях. В результате действия неоднородного магнитного поля в кристаллах и пленках феррит - гранатов возникает нескомпенсированный дипольный момент. Отметим, что вклады *f* – и *d* - ионов в результирующую поляризацию различны.

В реальных образцах необходимо учитывать дефектность структуры, легирование и связанное с этим увеличение числа ионов Fe^{2+}, Fe^{4+} , занимающих октаэдрические (*a*) позиции, которые также вносят свой вклад в магнитоэлектрические свойства ферритов – гранатов [3].

Работа поддержана грантами РФФИ № 16-02-00336-А, 16-29-14005.

1. T. O'Dell, Philosophical Magazine **16**, 487 (1967).
2. А.К. Звездин, А.П. Пятаков, УФН , **52**, 845 (2009).
3. Y. Kohara, Y. Yamasaki, Y. Onose, and Y. Tokura, Phys. Rev. B **82**, 104419 (2010).
4. A. Popov, D. Plokhov, A. Zvezdin, Phys. Rev. B 87, 024413 (2013).
5. Г.В. Арзамасцева и др. ЖЭТФ, 147, 793 (2015).

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РЕДКОЗЕМЕЛЬНОГО ЛАНГАСИТА $Ho_{0.09}La_{2.91}Ga_5SiO_{14}$

Н.В. Костюченко[1], А.А. Мухин[2], A. Pimenov[3], L. Weymann[3], А.И. Попов[1,4], А.К. Звездин[1,2]

1) Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва, Россия

2) Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

3) Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Wien, Vienna, Austria

4) Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники», Зеленоград, Россия

В этом исследовании мы изучали как экспериментально, так и теоретически свойства легированного гольмием редкоземельного лангасита $Ho_{0.09}La_{2.91}Ga_5SiO_{14}$. Магнитное и магнитоэлектрическое поведение в монокристаллическом $Ho_{0.09}La_{2.91}Ga_5SiO_{14}$ вдоль основных кристаллографических направлений изучено в широком диапазоне магнитных полей и температуры.

Чтобы объяснить наблюдаемые свойства, мы применили теоретический подход, успешно использованный ранее для редкоземельных боратов [1-4]. Мы расширили квантовую теорию магнитоэлектрического эффекта на легированный гольмием редкоземельный лангасит $Ho_{0.09}La_{2.91}Ga_5SiO_{14}$. Из сравнения теоретических результатов и экспериментальных данных мы оценили параметры кристаллического поля и магнитоэлектрического гамильтониана. Предлагаемая модель с успехом объясняет как магнитные, так и магнитоэлектрические свойствами лангасита, легированного Ho.

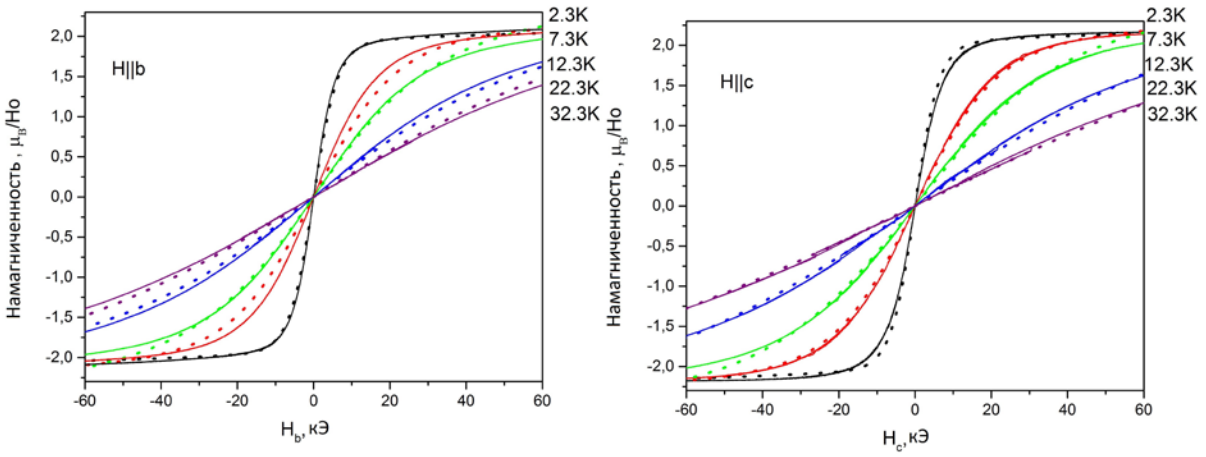


Рис. 1: Сравнение экспериментальных (сплошные линии) и теоретических (штриховые линии) кривых намагничивания вдоль двух кристаллографических осей в гольмиевом разбавленном лангасите $Ho_{0.09}La_{2.91}Ga_5SiO_{14}$.

1. A. I. Popov, D. I. Plokhov, and A. K. Zvezdin, Phys. Rev. B, **86**, (2012).
2. A. I. Popov, D. I. Plokhov, and A. K. Zvezdin, Phys. Rev. B, **87**, 024413 (2013).
3. N.V. Kostyuchenko, A.I. Popov, A.K. Zvezdin. SSP. **54**, is. 8, 1493 (2012).
4. A. M. Kadomtseva, Yu. F. Popov, G. P. Vorob'ev, N. V. Kostyuchenko, et al. Phys. Rev. B **89**, 014418 (2014).

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩИХ СОЕДИНЕНИЙ СО СТРУКТУРОЙ ЛАНГАСИТА

В.Ю. Иванов[1], А.А. Мухин[1], А.М. Кузьменко[1], А.Ю. Тихановский[1,2], А.М. Балбашов[3], Z. Wang[4], V. Skumryev[5]

[1]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН.,119991, Москва, Россия*
[2]*Московский физико-технический институт, 141701, Долгопрудный, Московская область, Россия*
[3]*Московский энергетический институт, 105835, Москва, Россия*
[4]*Hochfeld-Magnetlabor Dresden, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Germany*
[5]*Universitat Autònoma de Barcelona, Departament de Física.*

Недавно был обнаружен интересный класс соединений, проявляющих магнитоэлектрические свойства – железосодержащие соединения со структурой лангасита, такие как $Ba_3NbFe_3Si_2O_{14}$, $Ba_3TaFe_3Si_2O_{14}$ и $Sr_3TaFe_3Si_2O_{14}$. Кристаллическая структура Fe лангаситов относится к пространственной группе P321 и является нецентросимметричной. При температурах ниже точки Нееля (T_N~27 K) они упорядочиваются антиферромагнитно в структуру с двойной киральностью (внутриплоскостное треугольное упорядочение спинов Fe^{3+}, вращающихся вдоль оси c) [1]. Кристаллы допускают существование магнитоэлектрических эффектов, однако проведенные ранее исследования электрической поляризации оказались противоречивыми [2]-[4]. В данной работе проведены прецизионные исследования условий возникновения и характера зависимости поляризации от внешнего магнитного поля и температуры $Ba_3NbFe_3Si_2O_{14}$ (**BNFSO**).

Монокристалл **BNFSO** выращен методом зонной плавки при радиационном нагреве с использованием установки УРН-2-ЗП [5]. Магнитные свойства исследованы на установке MPMS-50 (Quantum Design). Магнитоэлектрические измерения проводились при помощи электрометра Keithley 6517A в статических полях (до 1.4 Тл в электромагните, до 5 Тл на MPMS и до 8 Тл

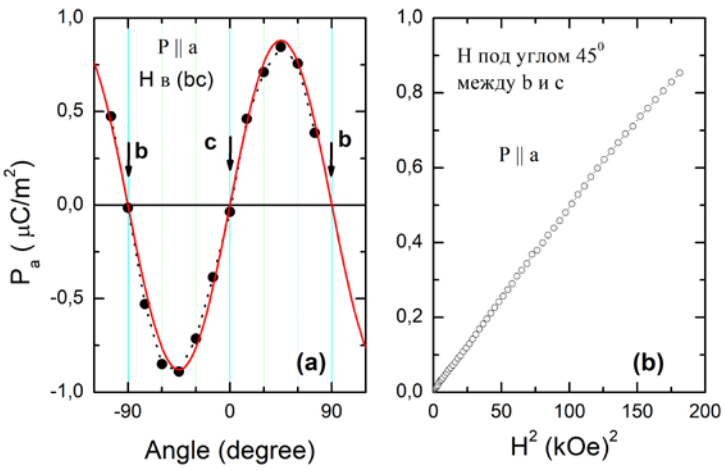


Рис. 1. Поляризация вдоль ось a, индуцированная в поле лежащем в плоскости bc (T= 4.2 K). a) Угловая зависимость поляризации в поле H=13.4 kOe (черные круги), красная линия P_a~sin2θ , где θ – угол между **H** и осью c. b) зависимость P_a (H^2) при $\theta = 45^0$

на установке замкнутого цикла cryocooler). Также были проведены измерения в импульсных полях до 60 Тл.

Исследования показали, что с точностью ~1мкКл/м^2 спонтанная поляризация вдоль всех кристаллографических направлений (*a*, *b*, *c*) – отсутствует. При вращении образца в H=13.4 кЭ при T=4.2 К вокруг различных кристаллографических направлений, с точностью ~ 0.1 мкКл/м^2, были получены следующие результаты: (a) $P_c(H_i) \approx 0$ (i=a,b,c); (b) $P_i(H_c) \approx 0$ (i=a,b,c); (c) $P_a \approx 0$ для H в *ab*- и *ac*-плоскостях P_a~sin2θ для *H* в *bc* плоскости; (d) $P_b \approx 0$ для *H* в *ab* и *bc* - плоскостях, P_b~sin2θ для *H* в *ac* плоскости (Рис. 1a). Показано, что в приближении слабых полей индуцированная поляризация квадратично зависит от магнитного поля (Рис. 1(b)). Как было показано ранее, для редкоземельных боратов [6] со схожей кристаллической структурой R32, в квадратичном приближении зависимость индуцированной поляризации от поля может быть представлена в виде:

$$P_x = \alpha_1 H_y H_z + \alpha_2 (H_x^2 - H_y^2) + \ldots;$$
$$P_y = -\alpha_1 H_x H_z - 2\alpha_2 H_x H_y + \ldots,$$

где *x,y,z* соответствуют *a,b* и *c* осям кристалла. Эти выражения могут быть применены и для лангаситов в парамагнитном состоянии и области антиферромагнитного упорядочения в слабых магнитных полях.

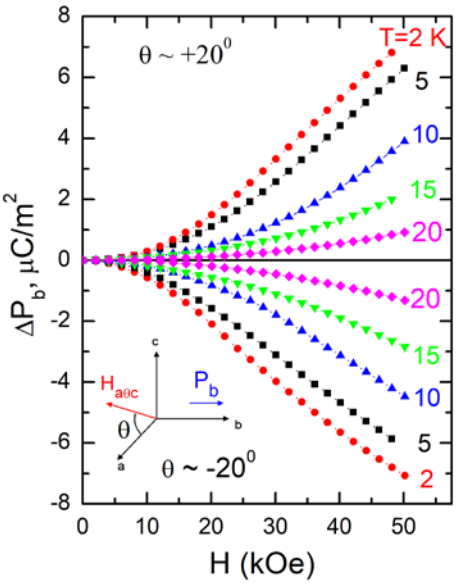


Рис. 2. Зависимость поляризации BNFSO вдоль оси *b*, от поля, направленного под углом θ =±20° к оси *a*, в плоскости *ac*, при различных температурах

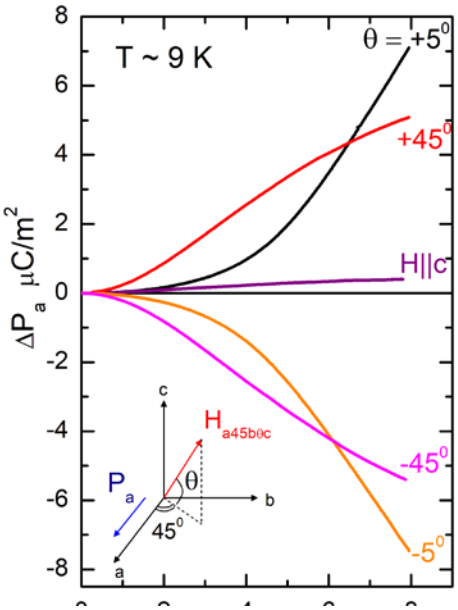


Рис 3. Зависимость поляризации BNFSO вдоль оси *a* от поля, направленного под углом θ к диагонали в плоскости *ab*.

Для определения поведения индуцированной поляризации в более сильных магнитных полях и изучения её температурной зависимости были проведены измерения в полях до 5 Тл в диапазоне температур от 2 до 60 К и в полях до 8 Тл при температурах от 9 до 60 К. Оказалось, что с увеличением поля квадратичная зависимость поляризации переходит в линейную. Соотношение P(θ)≈-P(-θ), где θ – угол между полем **H** и его проекцией на базисную плоскость, выполняется для

следующих ориентаций: $P_b(H_{a\theta c})$ (Рис. 2), $P_a(H_{b\theta c})$ и $P_a(H_{a45b\theta c})$, причем для конфигурации $P_a(H_{a45b\text{-}c})$, в которой $H_x=H_y$ и вклад в поляризацию от $\alpha_2(H_x^2-H_y^2)$ отсутствует, были получены более симметричные зависимости, чем для $P_a(H_{b\theta c})$ (Рис. 3). С увеличением температуры поляризация уменьшается и меняет знак в окрестности T_N.

При исследовании поляризация в базисной плоскости $P_a(H_{a,b})$ и $P_b(H_{a,b})$ обнаружены её резкие изменения в полях выше 3 - 5 Тл, которые вызваны небольшими неконтролируемыми отклонениями магнитного поля от базисной плоскости и могут быть связаны с изменением ориентации треугольной спиновой структуры (отклонением от базисной плоскости). Показано, что знак индуцируемой поляризации зависит от знака проекции поля на ось с (см. кривые $\theta=\pm5^0$ на Рис.3).

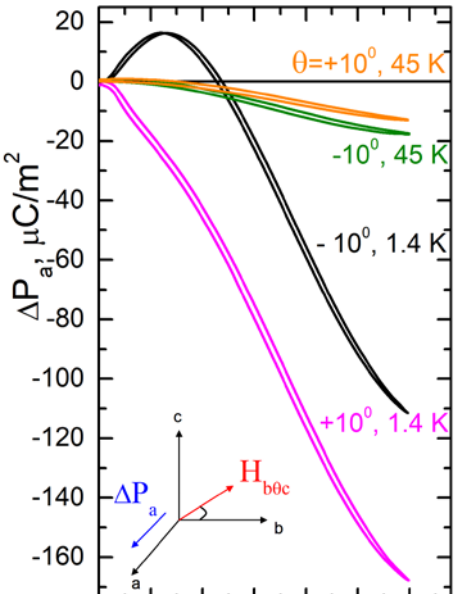


Рис. 4. Зависимость $P_a(H_{b\theta c})$ в BNFSO от поля, лежащего под углом θ к оси *b*, в плоскости *bc*.

Исследования поляризации в импульсных полях до 60 Тл выявили асимметрию полевых зависимостей P_b компоненты поляризации в магнитном поле, направленном под углами $\pm45^0$ к оси *c* в плоскости *ac*, а также $P_a(H_{b\pm10^o c})$ (Рис. 4) и $P_a(H_{a45^o b\pm10^o c})$. Обнаружено, что изначально антисимметричная относительно отклонения поля от *ab*-плоскости полевая зависимость поляризации меняет характер в достаточно сильных полях, что может быть связанно с искажениями треугольной магнитной структуры в сильных полях и объяснено дополнительными вкладами (четвёртого порядка и выше) в поляризацию: $P_x^{(4)}\sim(H_x^2-H_y^2)^2-4H_x^2H_y^2$, $P_y^{(4)}\sim4H_xH_y(H_x^2-H_y^2)$.

Аналогичные температурные и полевые зависимости электрической поляризации были получены для монокристаллов $Ba_3TaFe_3Si_2O_{14}$ и $Sr_3TaFe_3Si_2O_{14}$.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 16-12-10531).

1. K. Marty, et al., Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 247201; Phys. Rev. B 81, 054416 (2010)
2. H.D. Zhou, et al., Chem. Mater. *21* (2009) 156-159.
3. N. Lee, J. Choi, S.-W. Cheong, Appl. Phys. Lett. **104** (2014) 072904.
4. H. Narita, et al., Phys. Rev. B **94** (2016) 094433.
5. A.M. Balbashov, S.K. Egorov, J. Cryst. Growth **52** (1981) 498-504
6. А.К. Звездин, и др., Письма ЖЭТФ. **81** (2005) 335.

ФЕРРОМАГНИТНЫЕ ЧАСТИЦЫ С КОНФИГУРАЦИОННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ ДЛЯ СТРЕЙНТРОННЫХ ЯЧЕЕК ПАМЯТИ

А.А. Бухараев[1,2], Д.А. Бизяев[1], Н.И. Нургазизов[1], А.П. Чукланов[1], Усеинов Н.Х.[2]

[1] *Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Федеральный исследовательский центр "Казанский научный центр РАН"*
[2] *Казанский (Приволжский) федеральный университет*

Запоминающая магнитоэлектрическая стрейнтронная ячейка (MeRAM) состоит из двух ферромагнитных слоев с фиксированной и относительно свободной ориентацией намагниченности (соответственно «магнитожесткого» и «магнитомягкого»), разделенных туннельным зазором и нанесенных на пьезоэлектрическое основание [1-4]. В такой структуре электрическое сопротивление протекающему току зависит от взаимной ориентацией намагниченности ферромагнитных слоев. Магнитомягкий слой в MeRAM расположен вблизи пьезоэлектрика и ориентация его намагниченности меняется под действием механических напряжений, индуцированных при сжатии или растяжении пьезоподложки в результате подачи на нее электрического потенциала (возможно также комбинированное воздействие магнитного поля и механических напряжений [2]). Верхний магнитожесткий слой сохраняет при этом ориентацию своей намагниченности. Повысить относительную магнитожесткость верхнего слоя можно за счет увеличения его толщины [3] или нанеся на него слой антиферромагнетика [4].

Мы предлагаем, в отличие от большинства работ, где используются однодоменные частицы эллиптической формы [1-3], создавать MeRAM из субмикронных частиц с конфигурационной анизотропией, в которых формируется квазиоднородная (near-uniform) намагниченность [5, 6]. При этом частицы могут находиться в одном из нескольких таких состояний, которые разделены достаточно высокими энергетическими барьерами, что обеспечивает их стабильность во времени. Квазиоднородную намагниченность с различным направлением могут иметь, например, квадратные или треугольные частицы с вогнутыми стенками [5-7].

Одним из предельных случаев вогнутости стенок у треугольной частицы являются частицы с формой в виде буквы "Y". В настоящей работе рассматривается ячейка MeRAM, состоящая из двух таких частиц. Ее схема представлена на рис.1а. В ней магнитомягкая Y-частица лежит на пьезоподложке, сверху расположен туннельно-прозрачный слой и затем магнитожесткая Y-частица. Ток, протекающий через два разделенных туннельным зазором ферромагнитных слоя, зависит от косинуса угла между направлениями намагниченности в этих слоях. Поэтому, если намагниченность в верхней и нижней Y-частицах будет антипараллельной, сопротив-

ление току в рассматриваемой MeRAM ячейке будет максимальным. И наоборот, если направления намагниченности будут совпадать – минимальным. Как уже упоминалось выше, переключать ориентацию намагниченности в магнитомягкой частице можно путем комбинированного воздействия индуцированных в ней механических напряжений и внешнего магнитного поля.

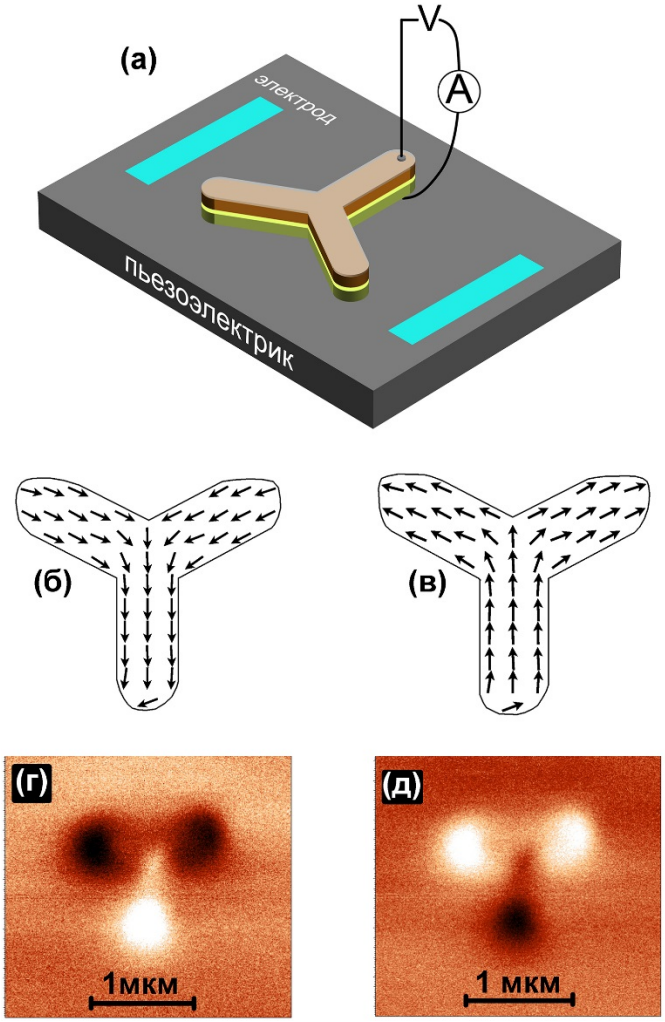


Рис.1. Схема стрейнтронной ячейки памяти с из двух Y-частиц (а). Две возможные структуры намагниченности Y-частицы (б, в). Экспериментальные МСМ изображения Y-частиц (г, д) с размерами: 1350 нм– расстояние между вершинами, 400 нм – ширина выступов, 30 нм – высота частиц.

Результат моделирования двух возможных распределений намагниченности для субмикронной Y-частицы из пермаллоя марки 79НМ (Ni79%, Fe16%, Mo4%), выполненный с помощью программы OOMMF [8], представлен на рис. 1б и рис.1в. Для подтверждения распределения намагниченности в Y-частицах были получены их экспериментальные изображения (рис. 1г, д) с помощью магнитно-силового микроскопа (МСМ). Для этого отдельно расположенные Y частицы, были сформированы на подложке из Si методом сканирующей зондовой нанолитографии [7]. Модельные МСМ изображения, рассчитанные на основе распределения намагниченности, представленной на рис. 1б и рис.1в, хорошо совпали с полученными экспериментальными МСМ изображениями.

Для оценки магнитосопротивления (R_m) применялся подход, используемый, в частности, в спин-поляризованной туннельной микроскопии [9]. В рамках этого подхода наша многослойная модельная гетероструктура разбивалась на вертикальные ячейки сечением 2×2 нм^2, ориентация намагниченности в каждой из них определялось с помощью OOMMF. В каждой ячейке рассчитывалось сопротивление в зависимости от взаимной ориентации их магнитных моментов, на конечном этапе оценивалось общее сопротивление всего ансамбля ячеек. В отличии от упрощенного подхода,

использованного для такой оценки ранее [10], на данном этапе дополнительно использовались результаты работы [11], в которой коэффициент прохождения туннельного тока зависит от угла между направлениями намагниченностей [12]. Кроме того, оценивался вклад взаимного магнитного взаимодействия между слоями на структуру их намагниченности. Предварительные оценки показали, что в зависимости от вида используемого сплава и размеров частицы, максимальное значение R_m может достигать 20%. Оптимальным ферромагнитным сплавом для MeRAM ячейки является Terfenol-D, латеральные размеры частиц должны быть не более 1мкм, а их толщина порядка 10 нм. Для существенного уменьшения поля переключения частицы из одного стабильного состояния в другое в частицах с помощью пьезоподложки необходимо создавать механическое напряжение не менее 20 МПа.

Таким образом, выполненные численные оценки и экспериментальные МСМ измерения подтверждают потенциальную возможность использования частиц с конфигурационной анизотропией для создания стрейнтронных ячеек памяти MeRAM, магнитосопротивление которых может переключаться комбинированным воздействием магнитных и электрических полей. Одним из оптимальных видов таких частиц является Y-частица.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 18-02-00204).

1. J. Atulasimha, S. Bandyopadhyay / Nanomagnetic and Spintronic Devices for Energy-Efficient Memory and Computing. WILEY, (2016)
2. M. Barangi and P. Mazumder // IEEE Nanotechnol. Mag., **9**, 15 (2015).
3. Z. Zhao, M. Jamali., N.D'Souza et al. // Appl. Phys. Lett., **109**, 092403 (2016).
4. P. Li, A. Chen, D. Li, Y. Zhao et al. // Adv. Mater., **26**, 4320 (2014).
5. M. Salehi-Fashami, N. D'Souza // JMMM, **438**, 76 (2017).
6. K. Nanayakkara, I. S. Vasil'evskii, I. S. Eremin et al., // J. Appl. Phys.,**119**, 233906 (2016).
7. Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев, Н.И. Нургазизов // Труды XXII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 12–15 марта 2018 г., Нижний Новгород **1,** 142 (2018).
8. M.J. Donahue, D.G. Porter // OOMMF, http://math.nist.gov/oommf.
9. B.K. von Bergmann, M. Bode, A. Kubetzka et al. // Microscopy Research and Technique, **66**, 61 (2005).
10. А. А. Бухараев, Д. А. Бизяев, А. П. Чукланов, Н.И. Нургазизов // Труды XXII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 12–15 марта 2018 г., Нижний Новгород, **1,** 148 (2018).
11. A.N. Useinov, R.G. Deminov, N.Kh. Useinov, L.R. Tagirov // Physica Status Solidi B, **247**,1797 (2010).
12. J. C. Slonczewski // Phys. Rev. B **39**, 6995 (1989).

МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В СЛОИСТЫХ ФЕРРИТ-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

В.М. Петров, А.С. Татаренко, М.И. Бичурин

Новгородский государственный университет, Великий Новгород

Целью данной работы является исследование магнитоэлектрического (МЕ) эффекта в области ферромагнитного резонанса (ФМР) в слоистых структурах на основе феррита и пьезоэлектрика. В работе показано, что в несимметричных структурах внешнее электрическое поле вызывает сдвиг и уширение линий ФМР. В симметричных слоистых структурах наблюдается сдвиг линий без изменения ширины линий.

МЭ эффект, как известно, состоит в индуцировании поляризации во внешнем магнитном поле и, наоборот, в индуцировании намагниченности во внешнем электрическом поле. В слоистых магнитострикционно-пьезоэлектрических структурах этот эффект обусловлен механическими деформациями. Приложение постоянного электрического поля к пьезоэлектрическому слою несимметричной структуры приводит к появлению неоднородных по толщине механических напряжений вследствие изгибных деформаций образца, которые в свою очередь приводят к появлению наведенной магнитной анизотропии в ферритовом слое и, как следствие, к сдвигу резонансного магнитного поля и неоднородному уширению линий ФМР [1].

Для теоретического моделирования изменения магнитной восприимчивости ферритового слоя при приложении внешнего электрического поля необходимо решить уравнение движения намагниченности.

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\gamma[M, H_{eff}], \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{M}$ – намагниченность ферритового слоя. Эффективное поле H_{eff} определяется соотношением

$$H_{eff} = -\frac{\partial^m W}{\partial M}. \qquad (2)$$

В выражении (2) ${}^mW$ - плотность свободной энергии феррита, которая включает энергию магнитной кристаллографической анизотропии, анизотропии формы, а также магнитоупругую энергию. Компоненты механических напряжений, которые входят в выражение для магнитоупругой энергии, индуцируются приложенным электрическим полем. Компоненты механических напряжений могут быть найдены на основе уравнений упругости для слоев феррит-пьезоэлектрической структуры. Для учета изгибных деформаций, продольную деформацию слоя j следует рассматривать как линейную функцию от вертикальной координаты ${}^jS_1 = {}^jS_{10} + {}^{z_j}/_{R}$, (3)

где ${}^{J}S_{10}$ – осевая деформация слоя j вдоль длины образца (оси x) R радиус кривизны, z_j отсчитывается от срединной плоскости слоя [2, 3].

Сдвиг резонансных линий для слоистой структуры при приложении электрического поля определяется средним значением продольных напряжений ферритового слоя, а уширение линий ФМР связано с возникновением изгибных деформаций, поэтому в работе рассмотрены 3 варианта структур, отличающихся условиями возбуждения продольных и изгибных деформаций.

(1) Двухслойная феррит-пьезоэлектрическая структура. В этом случае приложение электрического поля вызывает изгиб образца, при этом среднее значение осевой деформации отлично от нуля. Как следствие, наблюдается сдвиг и уширение резонансных линий [1].

(2) Трехслойная структура пьезоэлектрик-феррит-пьезоэлектрик с одинаковыми направлениями поляризации. Приложение равных по величине и направлению электрических полей к слоям пьезоэлектрика перпендикулярно плоскости слоев приводит к продольным деформациям, при этом изгиб образца отсутствует. В результате наблюдается сдвиг резонансных линий, уширение линий отсутствует.

(3) Трехслойная структура пьезоэлектрик-феррит-пьезоэлектрик с противоположными направлениями поляризации. Приложение к слоям пьезоэлектрика равных по величине и направлению электрических полей приводит к чистому изгибу образца. При этом наблюдается только неоднородное уширение резонансных линий.

В качестве примера, рассмотрено влияние внешнего электрического поля на параметры линии однородной прецессии для слоистой структуры на основе железоиттриевого граната (ЖИГ) и пьеоэкерамики титаната-цирконата свинца (ЦТС), а также для структур ЦТС-ЖИГ-ЦТС с параллельными и противоположными направлениями поляризации слоев ЦТС. Для слоистой структуры ЖИГ-ЦТС получено, что наибольшее значение сдвига линии ФМР наблюдается при толщине слоя ЖИГ, малого по сравнению с толщиной ЦТС, а наибольшее уширение линии – при отношении толщины ЖИГ к толщине ЦТС, равном 1.2. Результаты моделирования показали, что наибольшее уширение линии ФМР для структуры ЦТС-ЖИГ-ЦТС с противоположными направлениями поляризации слоев ЦТС наблюдается при отношении толщины ЖИГ к толщине ЦТС, равном 1.5. На рисунке 1 показано влияние электрического поля E=30 кВ/см на мнимую часть магнитной восприимчивости χ''/χ_0 (χ_0 – статическая магнитная восприимчивость) для структур ЦТС-ЖИГ-ЦТС с параллельными и противоположными направлениями поляризации слоев ЦТС.

Как следует из данных рис. 1, для структуры с параллельными направлениями поляризации слоев ЦТС приложение электрического поля приводит к сдвигу линии ФМР при отсутствии уширения резонансной линии. Для структуры с противоположными направлениями поляризации

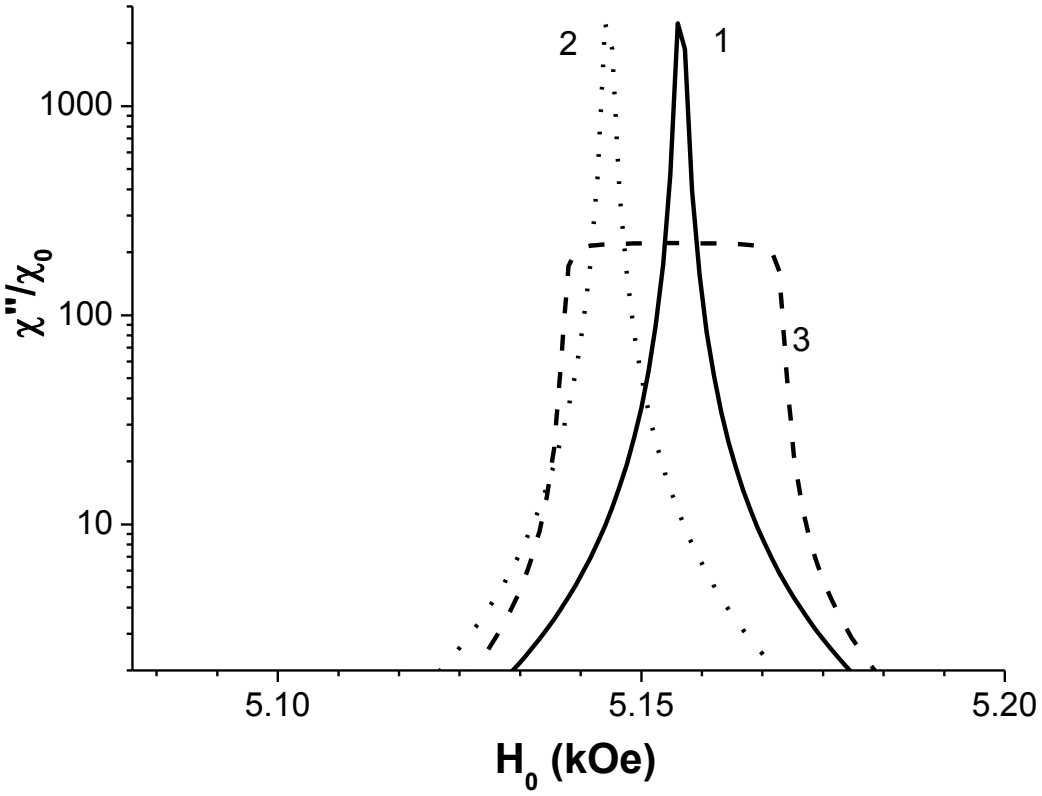


Рис. 1. Зависимость мнимой части магнитной восприимчивости от подмагничивающего поля для структур ЦТС-ЖИГ-ЦТС при 9.3 ГГц: 1 - для E=0, 2 – для E=30 кВ/см для структуры с параллельными направлениями поляризации слоев ЦТС для отношения толщины слоя ЖИГ к ЦТС, равному 0.1, 3 – для E=30 кВ/см для структуры с противоположными направлениями поляризации слоев ЦТС для отношения толщины слоя ЖИГ к ЦТС, равном 1.5.

слоев ЦТС приложение электрического поля приводит только к уширению линии ФМР при отсутствии сдвига резонансной линии.

Полученные результаты могут быть использованы при проектировании частотно-избирательных устройств СВЧ с электрическим управлением частотой и рабочим диапазоном частот.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 16-12-10158).

1. V. Petrov, M. Bichurin, A. Saplev, A. Tatarenko, V. Lobekin., J. Appl. Phys. 121, 224103 (2017).
2. M.I. Bichurin and V.M. Petrov, Modeling of Magnetoelectric Effects in Composites. Springer Series in Materials Science, Book 201(2014).
3. Bichurin M.I., Petrov V.M., and Galkina T.A., Eur. Phys. J. Appl. Phys, **45**, 30801 (2009).

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ПРИ ОБРАТНОМ МАГНИОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ

Д.А. Бурдин[1], П. Хайес[2], Н.А. Экономов[1], Д.В. Чашин[1], Ю.К. Фетисов[1]

[1]*Российский Технологический Университет (МИРЭА), 119454, Москва, Россия*
[2]*Институт Материаловедения Университета г. Киль, 24143, Киль, Германия*

Целью данной работы было изучение параметрического преобразования частоты в композитном магнитоэлектрическом резонаторе. Для исследования была создана трёхслойная структура, состоящая из слоя боросиликатного стекла толщиной 150 мкм с нанесённым с одной стороны слоем пьезоэлектрического (ПЭ) AlN толщиной 2 мкм и с другой – аморфного магнитострикционного сплава (Fe90Co10)78Si12B10 толщиной 2 мкм. Структура крепилась с одной стороны и помещалась в съёмную катушку (рис.1). На обкладки пьезоэлектрического слоя подавалось напряжение с генератора сигналов *U*, с катушки снималось напряжение *u*, генерируемое в результате обратного магнитоэлектрического эффекта. Вдоль оси катушки одновременно прикладывалось постоянное магнитное поле *H* величиной 0-50 Э.

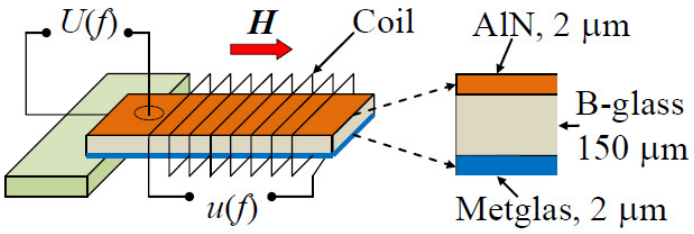


Рис.1 Схематическое изображение резонатора и сечение структуры.

Было обнаружено, что при совпадении частоты напряжения *U* с частотой второй моды продольных акустических колебаний *f*r=300 кГц в выходном сигнале *u* возникает составляющая с частотой *f*r/2=150 кГц, что характерно для нелинейных систем, в которых один из энергетических параметров зависит от амплитуды колебаний [1].

С помощью анализатора спектра были измерены зависимости составляющих сигнала *u* с частотами возбуждающего сигнала *f* и с половинной частотой *f*/2 от амплитуды *U* (рис.2), частоты *f* и постоянного поля *H*. На частотной и амплитудной характеристиках наблюдалось пороговое возникновение сигнала с половинной частотой, причём для

разных направлений варьирования параметра величина порога разная, то есть имеет место гистерезис.

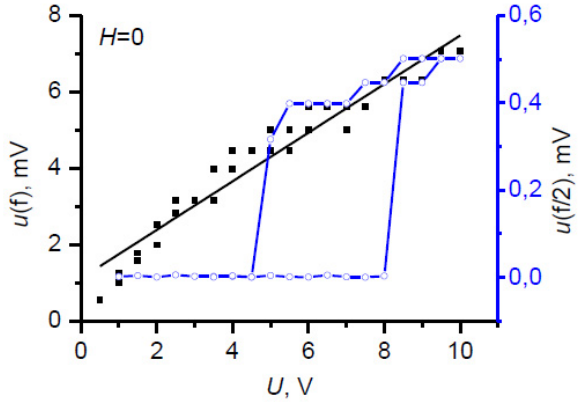


Рис.2 Зависимость амплитуды составляющих выходного сигнала *u* с частотами *f* (-■) и *f*/2 (-o) от амплитуды сигнала возбуждения *U* при *H*=0.

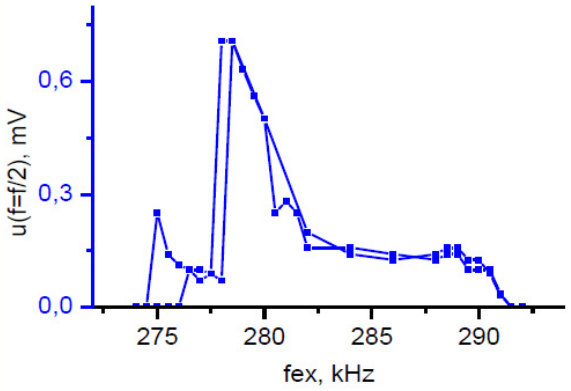


Рис.3 Зависимость амплитуды составляющей выходного сигнала *u* с частотой *f*/2 от частоты сигнала возбуждения *U*(*f*) при *H*=0.

Таким образом обнаружено и исследовано параметрическое деление частоты при обратном магнитоэлектрическом эффекте в композитном резонаторе. По всей видимости, основную роль здесь играет нелинейность магнитоупругой связи в магнитострикционном слое структуры. Данный эффект может быть использован для создания новых устройств твердотельной электроники на основе композитных магнитоэлектрических структур.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, договор № 17-12-01435.

1. Основы теории колебаний. / Мигулин В. В., Медведев В. И., Мустель Е. Р., Парыгин В. Н.; Под ред. В. В. Мигулина. - М.: Наука, 1978.

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПЛАНАРНОЙ СТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНЕТИК-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК, ВОЗБУЖДАЕМЫЙ ЛИНЕЙНЫМ ТОКОМ

Д.В. Савельев, Д.Д. Плеханова, Л.Ю. Фетисов, Д.В. Чашин, Н.В. Зенченко, Ю.К. Фетисов

Московский технологический университет (МИРЭА)

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект в композитных структурах, содержащих ферромагнитные (ФМ) и пьезоэлектрические (ПЭ) слои, возникает в результате комбинации магнитострикции ФМ слоя и пьезоэффекта в ПЭ слое из-за механической связи слоев [1]. При воздействии на структуру возбуждающего магнитного поля $h(f)$ и постоянного поля смещения H она генерирует электрическое напряжение $u(f)$. Возбуждающее поле обычно создают с помощью объемных катушек. Однако катушки имеют большой объем, нетехнологичны в изготовлении, их индуктивность ограничивает частоту и амплитуду возбуждающего поля.

В настоящей работе предложен и исследован новый метод возбуждения МЭ эффекта в планарных композитных структурах - с помощью линейного переменного тока, протекающего через микрополосок.

Исследуемая структура схематически изображена на рис.1. Она содержала ФМ слой из аморфного сплава FeBSiC размерами 30x3x0.03 мм^3 и ПЭ слой из пьезокерамики ЦТС-19 размерами 30x3x0.2 мм, соединенные клеем. На поверхности ЦТС-пластины нанесены Ag-электроды и она поляризована перпендикулярно к плоскости. Структура расположена над Cu-полоском толщиной 20 μм, через который пропускали переменный ток $I\cos(2\pi ft)$ амплитудой до 200 мА с частотой до 100 кГц. Использовали полоски шириной от 1 до 5 мм. Линейный ток создает в ФМ слое структуры возбуждающее поле $h(f)$. Постоянное поле H=0-600 Э приложено в плоскости структуры перпендикулярно ее оси. Регистрировали МЭ напряжение u при изменении амплитуды I и частоты f тока и поля H. Для сравнения, аналогичные измерения выполнены при возбуждении МЭ эффекта однородным полем $h(f)$, созданным катушками Гельмгольца.

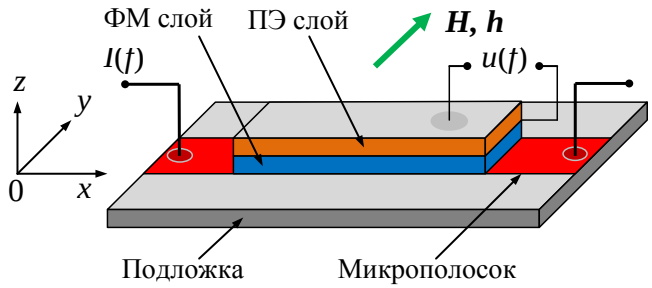


Рис.1. Исследуемая структура на полоске с током.

На рис. 2 показана зависимость генерируемого напряжения u от частоты f возбуждающего тока через полосок при I=0.1 А и H=130 Э. Ток такой амплитуды создает около поверхности полоска переменное поле h ~0.2 Э.

Пик вблизи частоты f_m≈55.6 кГц с добротностью Q_2≈128 соответствует первой моде продольных акустических колебаний структуры. На рис.3 приведена зависимость u от H на частоте резонанса при I=0.1 А. Напряжение максимально в поле H_m≈130 Э, при котором максимален пьезомагнитный коэффициент $q = \partial\lambda / \partial H$ (λ(H) - магнитострикция) ФМ слоя. На рис. 2 и 3 приведены также аналогичные зависимости при возбуждении МЭ эффекта однородным полем с амплитудой h=0.2 Э. МЭ коэффициент на частоте резонанса в обоих случаях равнялся $\alpha_E = u/(hb)$≈23 В/(Э·см).

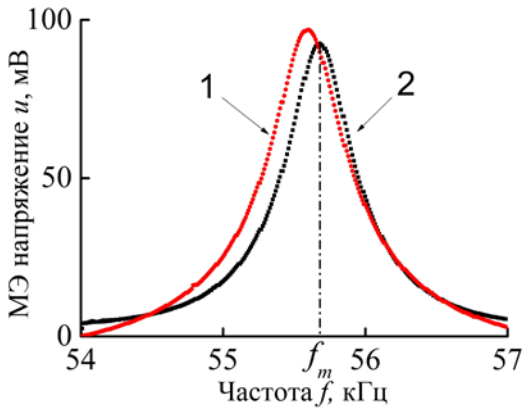


Рис. 2 Зависимость МЭ напряжения от частоты при возбуждении линейным током (1) и однородным магнитным полем (2).

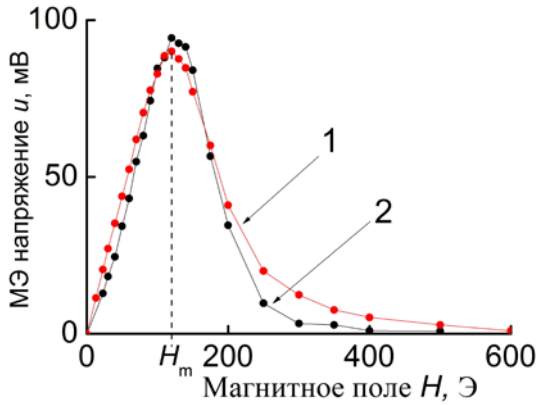


Рис. 3 Рис. 2б. Зависимость МЭ напряжения от магнитного поля при возбуждении линейным током (1) и однородным магнитным полем (2).

Установлено, что амплитуда МЭ напряжения на частоте резонанса линейно растет при увеличении тока через полосок с коэффициентом u/I = 0.9 В/А. Мощность тока, необходимая для возбуждения МЭ эффекта в описанных экспериментах, не превышала 0.1 мВт. Особенностью резонансного возбуждения МЭ эффекта линейным током является неоднородное распределение поля h по ширине структуры, обусловленное одномерным скин-эффектом. Расчеты показали, что неоднородность возбуждающего поля уменьшается с увеличением длины композитной структуры и уменьшением ширины полоска.

Таким образом, продемонстрировано эффективное возбуждение МЭ эффекта в композитных структурах переменным током, протекающим по микрополоску. Частотная и полевая характеристики МЭ эффекта, возбуждаемого микрополоском, аналогичны характеристикам эффекта, возбуждаемого магнитным полем объемной катушки. Результаты показывают возможность создания полностью интегральных МЭ устройств, таких как датчики магнитных полей и токов и устройства обработки радиосигналов.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ, грант 8.1183.2017/ПЧ.

1. C.-W. Nan et al., J. of Appl. Phys., **103**, 031101 (2011).

MAGNETO-OPTICAL STUDY OF ANISOTROPIC PIEZOELECTRIC EFFECT IN A FERROELECTRIC CRYSTAL

A.Klimov[1,2], N.Tiercelin[2], V.Preobrazhensky[2,3], A.Sigov[1,2], P.Pernod[2]

Joint International Laboratory LIA LICS:

[1] *Moscow Technological University (MIREA) 86 Vernadsky Avenue, Moscow 119454*

[2] *Univ. Lille, CNRS, Centrale Lille, ISEN, Univ. Valenciennes, UMR 8520 - IEMN, F-59000 Lille, France*

[3] *Wave Research Center, A.M.Prokhorov GPI, RAS, ul. Vavilova 38, Moscow, 119991 Russia.*

The recent development of the straintronic principle of multiferroic devices [1,2] stimulates the studies of anisotropic and nonlinear features of the piezoelectric effect in various ferroelectric (FE) materials. The nonlinearity contributes to the magnetoelectric characteristics of the composite structures and should be taken into account when designing devices. Usually the piezoelectric effect is studied by means of a resistive strain gauge glued on the surface of the FE sample, or by ultrasonic and resonance methods. Realization of these methods becomes difficult when the sample is of a small size or complex topology. As an alternative, a thin magnetostrictive film locally deposited on the FE can be used as a sensor with contactless magnetooptical detection of the strain induced by the piezoelectric effect. In the present paper we demonstrate the principle of reproduction of the piezoelectric strain using magnetooptic Kerr-effect (MOKE) in nanostructured magnetostrictive film 20*($TbCo_{2\,5nm}$/$FeCo_{\,5nm}$) deposited on the ferroelectric crystal PMN-PT <011> of 300μm thick. The film has the uniaxial inplane magnetic anisotropy and a well-defined relationship between applied strain and orientation of magnetization. Scheme of the sensor is shown in Fig.1.

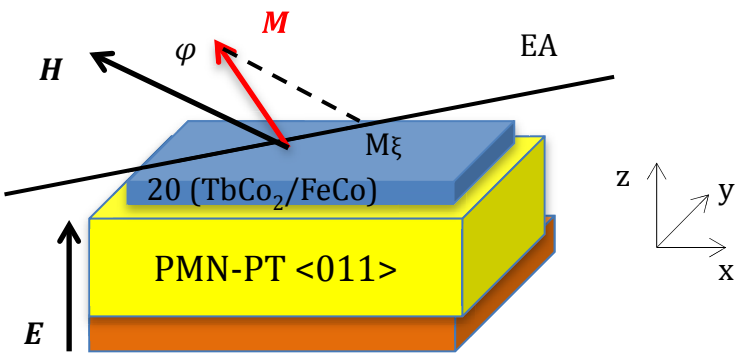


Fig.1. Geometry of the experiment on magnetooptic detection of anisotropic piezoelectric strain in PMN-PT ferroelectric. Easy axis of the magnetic film is turned by 45° relatively to the crystallographic axis of PMN-PT.

When the magnetic field ***H*** is directed in the plane normally to the anisotropy easy axis (EA) the energy density of magnetic system has the following dependence on the angle φ between ***H*** and magnetization ***M***:

$$F_m = -MH\cos\varphi - \frac{1}{2}MH_A\sin^2\varphi + \frac{1}{2}B\left(u_{xx} - u_{yy}\right)\sin 2\varphi \qquad (1)$$

where B is the magnetostriction constant, H_A is the anisotropy field strength.
If the magnetic field is stronger then the anisotropy field $H>H_A$, the certain relationship between deformation and normalized projection $m_\xi = M_\xi / M_0$ of magnetization on the EA takes place:

$$u_{xx} - u_{yy} = \frac{MH_A}{B} \frac{m_\xi (h - \sqrt{1 - m_\xi^2})}{(1 - 2m_\xi^2)} \qquad (2)$$

where $h=H/H_A$.

To use the relationship (2) the MOKE signal should be normalized by the signal detected when magnetization is saturated along the EA.
Measurement of the MOKE signal as a function of the electric tension applied to the sample reflects anisotropic piezoelectric characteristics of FE. Sensitivity of the method increases when the magnetic field strength tends to the spin reorientation point $H \to H_A$. An increase of the MOKE signal generated by a small alternative piezoelectric stress when $H \approx H_A = 1.4kOe$ is demonstrated in Fig.2.

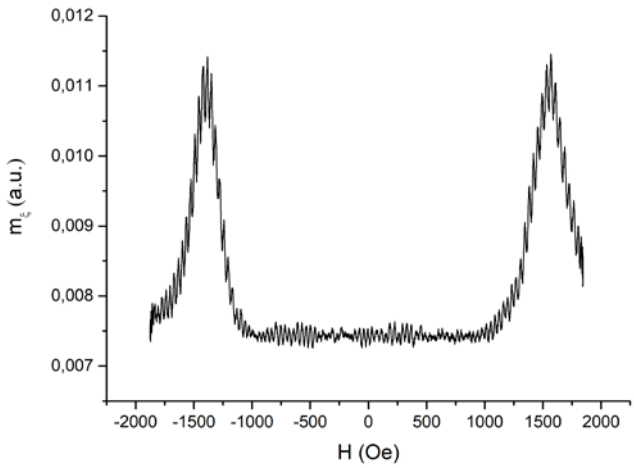


Fig.2. Amplitude of the MOKE signal *vs* magnetizing field. The signal is generated by an alternative electric tension applied to the PMN-PT crystal.

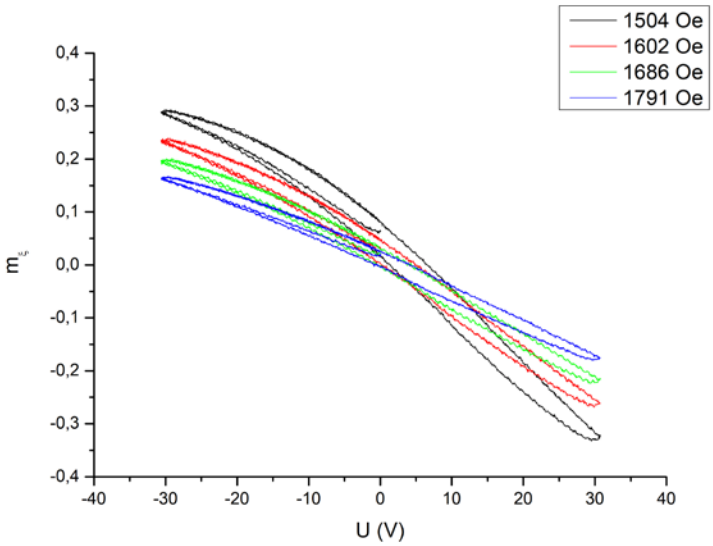


Fig.3. Dependences of the normalized projection of magnetic moment on the EA on electric tension applied to the PMN-PT crystal for different values of magnetizing field.

The results of MOKE measurements of magnetization projection on the EA vs electric voltage U applied to the sample are shown in Fig.3. The sensitivity of MOKE to the electric voltage increases when magnetizing field is approaching H_A.

Using equation (2) the data shown in fig.3 were recalculated to the strain dependence on applied voltage (Fig.4). The strain range corresponds to the results obtained in similar crystals by means of the resistive strain gauge [3,4]. The results demonstrate hysteretic behavior of the anisotropic piezo-effect with coercive voltage about 5V even for relatively small applied electric field *E*=0.1 MV/m.

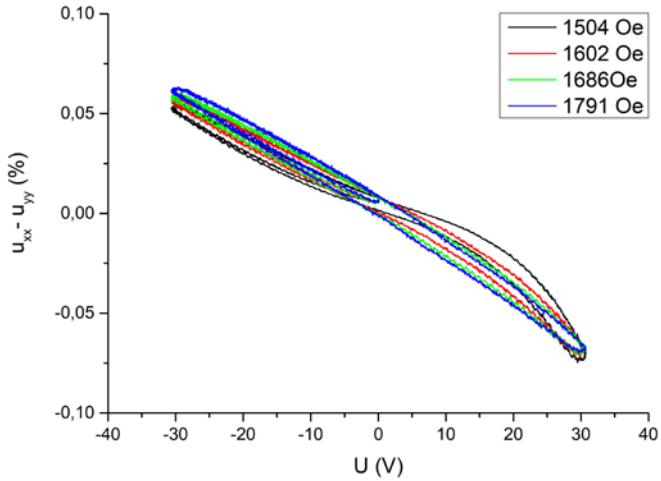


Fig.4. Anisotropic piezoelectric strain recalculated using the data of MOKE measurements.

Using the known parameters of the film (*M*=800 emu/cm^3 and *B*=10 MPa) and the data presented in Fig.4 the anisotropic piezoelectric constant for the particular hysteresis cycle was found d_{32}-d_{31}= 6.7 10^{-9} C/N.

Thus the demonstrated magnetoelectric approach can be useful for quantitative study of anisotropic piezo-effect in ferroelectric materials.

The work was carried out in the framework of the State program 0024-2018-0001and supported by the grant RFBR 16-29-14022

[1] Nanomagnetic and Spintronic Devices for Energy-Efficient Memory and Computing, First Edition. Edited by Jayasimha Atulasimha and Supriyo Bandyopadhyay.© 2016 John Wiley & Sons, Ltd.

[2] Klimov A., Tiercelin N., Dusch Y., Giordano S., Maturin T., Pernod P., Preobrazhensky V., Churbanov A., Nikitov S. Magnetoelectric write and read operations in a stress-mediated multiferroic memory cell. Appl. Phys. Lett. **110**, 22 (2017) 222401

[3] T. Mathurin. Manipulation magnétoélectrique de parois de domaine transverses dans des nanostructures magnétoélastiques. Thèse de doctorat en Micro et Nanotechnologies. EC Lille. (2017).

[4] Tao Wu , Ping Zhao , Mingqiang Bao , Alexandre Bur , Joshua L. Hockel , Kin Wong , Kotekar P. Mohanchandra ,Christopher S. Lynch , and Gregory P. Carman. Domain engineered switchable strain states in ferroelectric (011) [Pb(Mg1=3Nb2=3)O3](1-x)-[PbTiO3]x (PMN-PT, x _ 0:32) single crystals. Journ. of Applied Physics 109 , 124101 (2011)

ПЕРЕСТРОЙКА ЧАСТОТЫ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА В МУЛЬТИФЕРРОИДНЫХ СТРУКТУРАХ

Л.Ю. Фетисов

Московский Технологический Университет (МИРЭА), Российская Федерация

В мультиферроидных структурах, содержащих чередующиеся ферромагнитные (ФМ) и сегнетоэлектрические (СЭ) слои, магнитоэлектрический (МЭ) эффект проявляется в виде поляризации образца под действием внешнего магнитного поля (прямой эффект) либо в изменении его намагниченности под действием электрического поля (обратный эффект) [1]. При совпадении частоты возбуждающего поля с частотой акустического резонанса структуры величина МЭ эффекта резко возрастает из-за резонансного увеличения деформаций. В настоящей работе исследованы возможности перестройки частоты резонансного МЭ эффекта в мультиферроидных структурах с помощью внешних постоянных электрического E и магнитного H полей, приложенных к структуре.

Частоты изгибных f_1 и продольных f_2 акустических колебаний в композитной структуре даются следующими формулами, соответственно:

$$f_1 = \frac{k^2}{2\pi L^2}\sqrt{\frac{YI}{\rho S}} \quad \text{и} \quad f_2 = \frac{1}{2L}\sqrt{\frac{Y}{\rho}},$$

где $Y = (Y_p d_p + Y_m d_m)/(d_p + d_m)$ и $\rho = (\rho_p d_p + \rho_m d_m)/(d_p + d_m)$ – эффективный модуль юнга и плотность структуры, L и d – длина и толщина структуры, k – коэффициент, S – площадь поперечного сечения, I – момент инерции. Отсюда следует, что частоту резонанса можно перестраивать, изменяя электрическим полем E модуль Юнга Y_p СЭ слоя или магнитным полем H модуль Юнга Y_m ФМ слоя структуры.

Перестройку частоты прямого резонансного МЭ эффекта E-полем наблюдали в двухслойной структуре Ni – цирконат титанат свинца (PZT). Структуру возбуждали переменным магнитным полем с амплитудой h = 1 Э и регистрировали напряжение, генерируемое PZT слоем (см. рис. 1). На

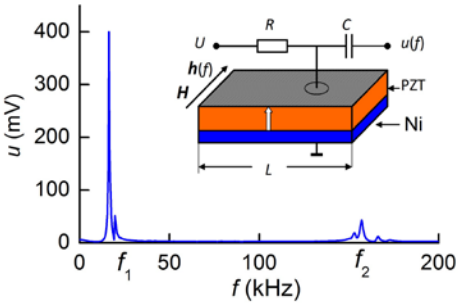


Рис. 1 Зависимость напряжения u от частоты магнитного поля f для прямого МЭ эффекта в структуре PZT-Ni.

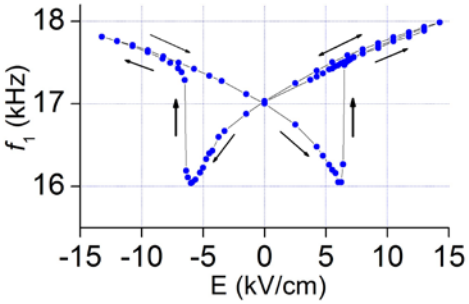


Рис. 2 Перестройка частоты резонанса f_1 электрическим полем в структуре PZT-Ni.

рисунке 2 показана зависимость частоты изгибного резонанса структуры f_1 от поля E. Максимальное изменение частоты резонанса достигало Δf = 2 кГц или ~11.7 % в электрическом поле E = 15 кВ/см [2].

Перестройку частоты обратного МЭ эффекта H-полем наблюдали в двухслойной структуре аморфный ферромагнитный сплав FeBSiC (Metglas) – электрострикционная керамика марки МНС-7.5. К слою керамики прикладывали возбуждающее переменное напряжение амплитудой до 10 В и с помощью намотанной на структуру катушки регистрировали изменение намагниченности структуры (см. рис.3). При увеличении магнитного поля смещения H от нуля до 100 Э частота планарных колебаний структуры монотонно возрастала на Δf = 9 кГц, т.е на ~7.3 % (см. рис.4).

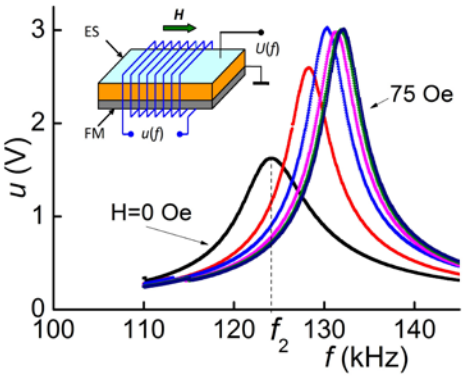


Рис. 3 Зависимость напряжения u от частоты электрического поля f для обратного МЭ эффекта в структуре Metglas-электростриктор при разных H.

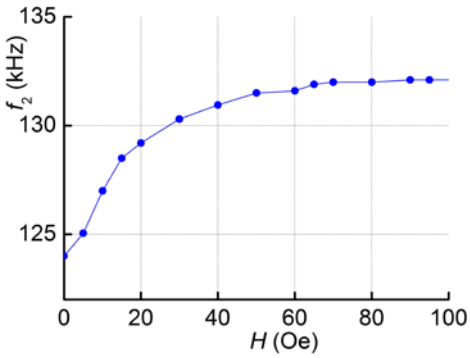


Рис. 4 Перестройка частоты резонанса f_2 магнитным полем в структуре Metglas-электростриктор.

Перестройку частоты МЭ резонанса ранее наблюдали в композитной структуре Terfenol-D/PZT/Terfenol-D, где был достигнут сдвиг частоты продольных колебаний на Δf =14 кГц или ~34 % , однако в значительно большем магнитном поле 5 кЭ [3]. Максимальный сдвиг частоты акустического резонанса в магнитных резонаторах был обнаружен в монокристаллах антиферромагнитного гематита α-Fe_2O_3 и составил $\Delta f \approx$ 200 кГц или ~65 % в поле H = 2.5 кЭ [4].

Результаты исследований демонстрируют возможности создания МЭ структур и устройств на их основе, резонансная частота которых эффективно перестраивается с помощью внешних управляющих полей.

Работа поддержана Российским Научным Фондом, грант № 17-12-01435.

1. C.-W. Nan, M. I. Bichurin, S. Dong et al, JAP, **103**, 031101 (2008).
2. Fetisov L.Y., Srinivasan G., Fetisov Y.K. APL, **94**, 1325007 (2009).
3. J.Y. Zhai, S. Dong et al, J. Phys. D: Appl. Phys., **42**, 122001 (2009).
4. M. H. Seavey, Solid State Commun., **10**, 219 (1972).

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПЛАНАРНОЙ СТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНЕТИК-ЭЛЕКТРОСТРИКТОР

Л.Ю. Фетисов[1], Д.В. Савельев[1], Д.В. Чашин[1], Д.А. Бурдин[1], Ю.К. Фетисов[1]
Э.А. Бикяшев[2], Е.С. Алексюнин[2]

[1]*Московский технологический университет (МИРЭА)*
[2]*Южный федеральный университет*

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект наблюдается в однофазных мультиферроидных материалах, а также в композитных структурах, содержащих механически связанные ферромагнитные (ФМ) и пьезоэлектрические (ПЭ) слои [1]. При воздействии на структуру возбуждающего магнитного поля $h(f)$ она генерирует электрическое напряжение $u(f)$ (прямой эффект), а приложение к ПЭ слою электрического поля $E(f)$ приводит к модуляции намагниченности структуры $\delta M(f)$ (обратный эффект). В композитных структурах МЭ эффект возникает в результате комбинации магнитострикции ФМ слоя и пьезоэффекта в ПЭ слое.

В настоящей работе обнаружен и исследован МЭ эффект в планарной композитной структуре, содержащей ФМ слой и слой электрострикционного (ЭС) материала вместо пьезоэлектрика.

Структура схематически изображена на вставке рис.1. Она содержала ФМ слой из аморфного сплава FeBSiC размерами 20×6×0.02 мм^3 и ЭС-слой из керамики МНС-7.5 размерами 20×6×0.4 мм^3, соединенные с помощью эпоксидного клея. Магнитострикция насыщения ФМ сплава достигала $\lambda_S \approx 20 \cdot 10^{-6}$ в полях H~30 Э. Керамика была изготовлена на основе твердого раствора системы магнониобат-титанат свинца, включала PbO, MgO, Nb_2O_5 и TiO_2 и дополнительно содержала La_2O_3 для повышения электрострикции [2]. На поверхности ЭС-пластины были нанесены Ag-электроды. Постоянное поле смещения H= 0-200 Э создавали электромагнитом.

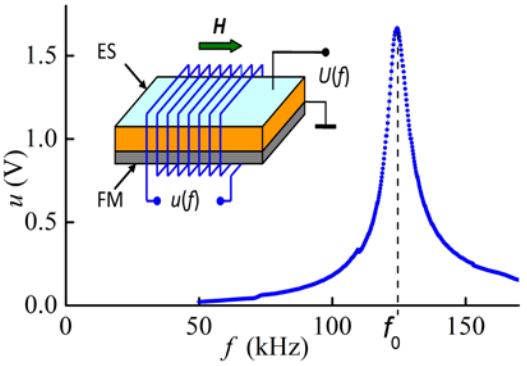


Рис.1. Зависимость напряжения u от частоты f электрического поля при обратном МЭ эффекте в структуре Metglas-электростриктор при H=0. На вставке показана геометрия измерений.

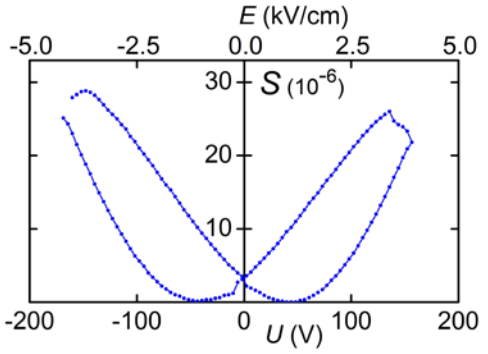


Рис. 2 Зависимость деформации S от напряжения U для слоя электрострикционной керамики МНС-7.5, измеренная с помощью тензодатчика.

При исследовании прямого МЭ эффекта структуру возбуждали полем $h\cos(2\pi ft)$ с амплитудой h=1 Э и частотой 1-200 кГц, созданном катушкой, и регистрировали генерируемое ЭС-слоем напряжение $U(f)$. При исследовании обратного МЭ эффекта к ЭС-слою прикладывали напряжение $U\cos(2\pi ft)$ амплитудой U до 10 В и регистрировали напряжение $u(f)$, индуцированное в измерительной катушке.

На рис.2 показана зависимость деформации S слоя керамики от U при циклическом изменении напряжения, измеренная с помощью тензодатчика. Коэффициент электрострикции слоя ($S=AU^2$) равнялся $A=1.65\cdot10^{-9}$ В$^{-2}$. Величина коэрцитивного напряжения электростриктора составляла ~42 В. Диэлектрическая проницаемость керамики достигала $\varepsilon \approx 6\cdot10^3$.

Проведенные измерения позволили установить следующие особенности МЭ эффекта в ФМ-ЭС структуре.

- Прямой МЭ эффект в описанной структуре отсутствует, т.е при возбуждении структуры переменным магнитным полем для любых постоянных H и E=0 ЭС-слой не генерирует переменного электрического напряжения.
- В случае обратного МЭ эффекта, т.е при возбуждении структуры переменным напряжением, фрагмент частотной зависимости генерируемого катушкой напряжения $u(f)$ показан на рис. 1. Пик на графике вблизи частоты f_0≈124 кГц соответствует возбуждению в структуре основной моды планарных акустических колебаний. Высота пика монотонно росла от 1.6 В до 2 В с увеличением поля H от нуля до 30 Э и затем оставалась постоянной. Величина МЭ коэффициента достигала $\alpha_H = \delta M / \delta E = 26$ мГс·см/В.
- На зависимости $u(f)$ для обратного МЭ эффекта вблизи частоты ~37 кГц наблюдали второй более слабый пик высотой ~11 мВ. Частота генерируемого напряжения в этом пике составляла ~74 кГц, т.е. имело место резонансное удвоение частоты возбуждающего напряжения. Удвоение частоты возникает из-за квадратичной зависимости деформации ЭС-слоя от приложенного напряжения (см. рис. 2).

Предложена теоретическая модель, качественно описывающая нелинейные МЭ эффекты удвоения частоты и смешения частот электрических полей в структуре ферромагнетик-электростриктор, обусловленные нелинейностью электрострикционного слоя структуры.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант No 16-29-14017 офи_м.

1. C.-W. Nan et al., J. of Appl. Phys., **103**, 3, 031101 (2011).
2. А.Е. Панич, В.Г. Смотраков, В.В. Еремкин и др., НМСТ, **2**, 21 (2002).

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТОНКИХ СЛОЕВ ФЕРРОМАГНЕТИКА НА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ

А.И. Стогний[1], Н.Н. Новицкий[1], С.А. Шарко[1], А.И. Серокурова[2], Л.Ю. Фетисов[3]

[1] *Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, Минск, Беларусь*
[2] *Минский НИИ радиоматериалов, Минск, Беларусь*
[3] *Московский государственный университет информационных технологий, радиотехники и электроники, Москва, Россия*

В последнее время интенсивно исследуется магнитоэлектрический (МЭ) эффект (МЭЭ) [1] в связанных слоистых структурах ферромагнетик-сегнетоэлектрик, обусловленный взаимодействием ферромагнитной (ФМ) и сегнетоэлектрической (СЭ) компонент посредством механической деформации. Практический интерес к таким объектам вызван, прежде всего тем, что, в отличие от объемных композиционных материалов, МЭЭ выражен в них значительно сильнее [1]. Они могут быть использованы в различных устройствах взаимного преобразования электрической и магнитной энергии, хранения и считывания информации. При этом открытым является вопрос о том, насколько однородно по толщине реализуется МЭ взаимодействие в слоистых структурах, полученных такими распространенными методами, как спекание или склеивание [2].

В структурах в виде тонкого слоя ФМ металла на плоской поверхности СЭ подложки существуют интенсивные МЭ взаимодействия, которые из-за сосредоточения в области непосредственного контакта металл – керамическая подложка классифицируются как интерфейсный МЭЭ [3, 4]. Данные структуры формируются методом ионно-лучевого распыления-осаждения [3-5] и отличаются высокой адгезией слоя металла к подложке.

На **рис. 1** показан участок поверхности структуры Co (2 мкм) / СЭ подложка (400 мкм) на основе керамики из цирконата-титаната свинца (ЦТС) с поперечным резом глубиной более 20 мкм, полученным при помощи фокусированного ионного пучка (ФИП). На поперечном резе отчетливо наблюдается разрыв в виде трещины, тянущейся неровной темной полосой.

Ранее при исследовании аналогичных структур [4], полученных методом ионно-лучевого распыления, было показано, что пленка кобальта толщиной 1,5-2,5 мкм на сглаженной подложке ЦТС обладает относительно совершенной кристаллической структурой, наибольшей намагниченностью насыщения [3] и наводит наибольшие упругие напряжения в подложке. Об этом же свидетельствуют максимальные величины МЭЭ в таких

структурах. Следует отметить, что на поверхности образца, прилегающей к области реза (**рис. 1**, вставка), не видно никаких особенностей, связанных с разрушением структуры. Пленка кобальта лежит сплошным ровным слоем на поверхности подложки и имеет характерный металлический блеск, что говорит о хорошем качестве, как самой пленки, так и всей структуры в целом.

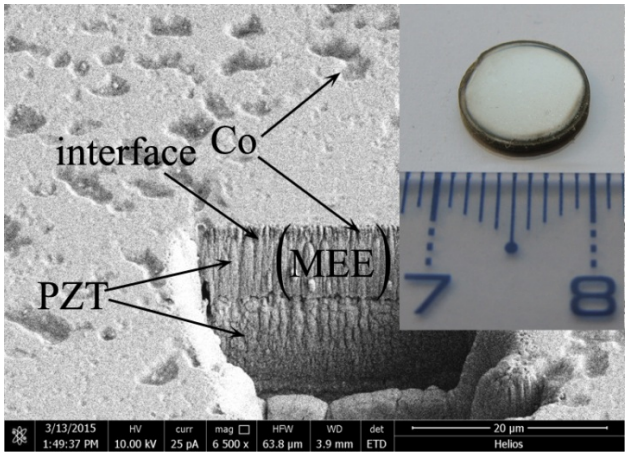


Рис. 1. Характерный вид образца Co (2 мкм) /ЦТС в области реза поперечного сечения. Внешний вид элемента на основе структуры Co (2 мкм) /ЦТС (400 мкм) /Co (2 мкм) (вставка, шкала в сантиметрах)

При формировании поперечного реза посредством ФИП соответствующего участка поверхности на нем образуется боковая поверхность, что сопровождается появлением свободной поверхностной энергии. Исходное состояние структуры является упруго-связанным, поэтому в области поперечного сечения реза с максимальными упругими напряжениями дополнительный вклад от поверхностной энергии приводит к разрыву связанной керамической подложки. Это и является причиной образования характерной трещины в объеме ЦТС.

В рассматриваемых структурах сегнетоэлектрик – ферромагнетик с характерным упруго-связанным состоянием кривые МЭ гистерезиса имеют полуширину до 0,01 мТл (**рис. 2**). Связанные с ними кривые перемагничивания также являются узкими. Это означает, что энергия магнитной анизотропии достаточно мала, и перемагничивание ФМ слоя осуществляется в слабых магнитных полях. При этом в магнитном слое отсутствуют структурные неоднородности и дефекты, способные существенно повлиять на магнитные свойства. Этому соответствует слой кобальта на достаточно гладкой подложке: он является сплошным и образует с ней упруго-связанную систему.

Если же слой ФМ металла находится на естественной поверхности сегнетокерамической подложки, он сплошным не является. В данном случае области несплошности создают значительные затруднения процессам перемагничивания. В результате петли гистерезиса становятся шире.

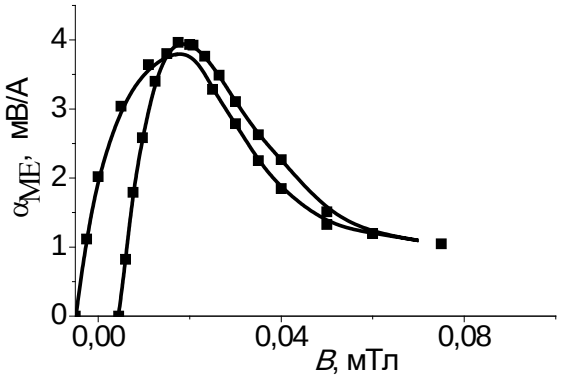


Рис. 2. Фрагмент кривой МЭ гистерезиса образца слоистой структуры Co (2,5 мкм) /ЦТС (400 мкм) /Co (2,5 мкм) с максимальным МЭЭ

На основании полученных результатов сделан вывод о том, что толщина области МЭ взаимодействия для рассматриваемых образцов составляет примерно 10 мкм. Данная область сосредоточена вблизи границ перехода ФМ-СЭ. Максимальная величина МЭЭ в слоистых структурах Co /ЦТС /Co при толщине слоя Co 2…2,5 мкм достигает 4 мВ/А в магнитном поле 0,02…0,04 мТл (**рис. 2**). На кривой зависимости низкочастотного МЭ коэффициента по напряжению α_{ME} от толщины магнитного слоя d_{FM} в области указанных толщин ФМ пленки имеется максимум [4]. Это согласуется с представлениями о том, что наибольший вклад в МЭЭ вносит область вблизи границы раздела ФМ-СЭ. При этом с ростом толщины СЭ подложки МЭЭ ослабляется.

Полученные результаты позволяют оптимизировать толщину слоев кобальта и ЦТС при формировании сенсоров магнитных полей на основе МЭЭ. Это даст возможность в перспективе расширить границы применимости МЭЭ при комнатных температурах на полупроводниковые материалы A3B5 и A2B6 с последующей их интеграцией в устройства формирования-обработки сигнала на единой подложке.

1. А.П. Пятаков, А.К. Звездин, УФН, **182**, 5 (2012), 593–620.

2. Л.Ю. Фетисов, Ю.К. Фетисов, Н.С. Перов, Д.В. Чашин, ЖТФ, **81**, 4 (2011), 56-61.

3. А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, В.А. Кецко, С.А. Шарко, Н.Н. Поддубная, В.М. Лалетин, А.В. Беспалов, О.Л. Голикова, М.Н. Смирнова, Л.Ю. Фетисов, А.О. Титова, Неорганические материалы. **52**, 10 (2016), 1141–1147.

4. А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, С.А. Шарко, А.В. Беспалов, О.Л. Голикова, A. Sazanovich, V. Dyakonov, H. Szymczak, В.А. Кецко, Неорганические материалы, **50**, 3 (2014), 303-307.

О ВЛИЯНИИ СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧНОСТЬ И МИКРОТВЕРДОСТЬ ЦИНКОВЫХ СПЛАВОВ

А. Велиханов

Институт физики им. Х.И.Амирханова ДагНЦ РАН, Россия

Магнитопластический эффект в условиях нагрузки, так и без нее, на различных немагнитных кристаллах исследован разными научными коллективами, которыми получены зависимости, характеризующие установленные закономерности [1]. Однако исследований, посвященных анализу влияния слабого магнитного поля на изменение пластических и прочностных свойств металлических сплавов в условиях их нагрева электрическим током практически нет. В связи с этим, представляется интересным выяснить влияние слабых магнитных полей с различными величинами магнитной индукции на изменение электропластичности и микротвердости поликристаллического цинкового сплава в динамическом режиме.

Объектом исследования выбран многокомпонентный металлический сплав Zn–Al–Cu, представляющий гомогенный раствор, полученный сплавлением исходных компонентов, взятых в процентном соотношении 89.5 : 9 : 1.5 соответственно, с примесью Mg, составляющую менее 1% (~0.93%). Образцы данного сплава имели размеры 13×9×5 мм^3. Использовалась камера, в которой создавался вакуум, и деформировали образец. Постоянное электрическое поле и ток, служащие для нагрева образца, снимали с источника постоянного напряжения. Постоянное магнитное поле прикладывали перпендикулярно оси нагружения, а электрический ток пропускали через образец вдоль направлениояси нагружения. Магнитная индукция менялась в пределах от 0 до 0,09 Тл, плотность тока, проходящего через образец – 80 А/см^2. Напряжение сдвига менялось от 0 до 140 МПа. Деформацию сжатием проводили при температуре 70°С за счет разогрева образца постоянным током. Датчиком для записи механического нагружения служил тензодинамометр, для линейной деформации – механический микрометр, который фиксировал деформацию с точностью ±1 мкм. Измерения микротвердости сплава Zn–Al–Cu–Mg проводились с помощью микротвердомера ПМТ-3 без воздействия магнитного поля сразу после выдержки в магнитном поле. Относительное изменение микротвердости в зависимости от влияния магнитного поля определялось следующим образом

$$\delta = \frac{HV - HV_0}{HV_0},$$

где HV – значение микротвердости образца, выдержанного в магнитном поле, HV_0 – исходное значение микротвердости [2].

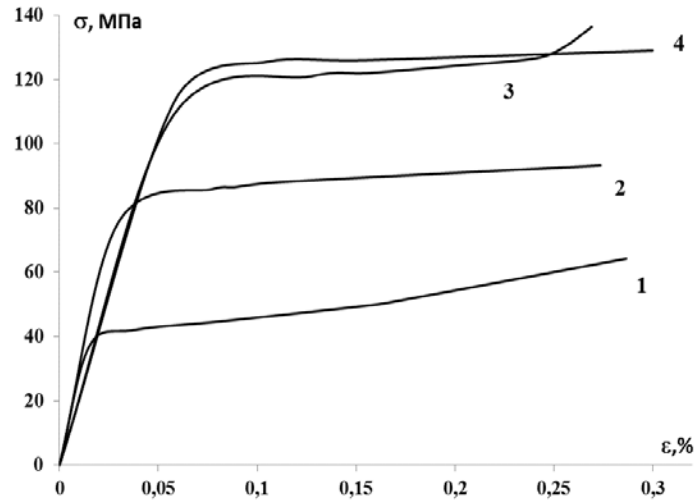


Рис.1. Кривые ЭПД кристаллов Zn-Al-Cu-Mg при T=70°C в магнитном поле с разными величинами магнитной индукции: **1** - B = 0.005 Тл, **2** - B = 0.03 Тл, **3** - B = 0.09 Тл, **4** - B = 0 Тл. (Магнитное поле Земли составляет B = 0,00005 Тл)

На рис.1 приведены кривые сжатия 4-х образцов Zn-Al-Cu-Mg в условиях электропластической деформации (ЭПД) в магнитных полях с различной магнитной индукцией (кривые 1,2,3) так и без поля (кривая 4). При сравнении хода данных кривых с уменьшением величины магнитной индукции B наблюдается уменьшение предела текучести $\sigma_т$, увеличение протяженности стадии легкого скольжения. Обращает на себя внимание одностадийность кривых сжатия, полученных при значении 0,03 Тл и 0 Тл, двустадийность кривых полученных при самом малом (0,005 Тл) и трехстадийность - при наибольшем (0,09 Тл) значении B. Можно заметить для данных кривых, плавный рост предела текучести $\sigma_т$ с ростом B. Из рис.1 для кривой 2, полученной при B = 0,03 Тл, видно существование одной заключительной стадии хода спада коэффициента деформационного упрочнения γ. Это изменение гораздо заметнее, чем на первой стадии у кривой 1, полученной при наименьшем значении B = 0,005 Тл. У кривой 3 полученной при магнитной индукции B = 0,09 Тл на первой стадии спад γ заметен еще больше. Можно предположить, что увеличение снижения γ на начальном этапе пластического течения тем больше, чем выше B. Угол наклона упругого линейного участка для малых (0,005 Тл и 0,03 Тл) и больших (0,09 Тл) значений B заметно отличается. Заметны и различия в протяженности данного участка приведенных кривых, указывающие на то, что с ростом величины магнитной индукции B обнаруживается и увеличение предела упругости.

Анализ рис.2 показывает, что с ростом величины индукции магнитного поля увеличивается относительное изменение микротвердости - δ. Увеличение индукции магнитного поля в интервале 0 Тл $<B<$ 0,005 Тл приводит к резкому увеличению δ, а в интервале 0,005 Тл $<B<$ 0,09 Тл наблюдается уже плавный рост δ. Процесс ЭПД Zn-Al-Cu-Mg

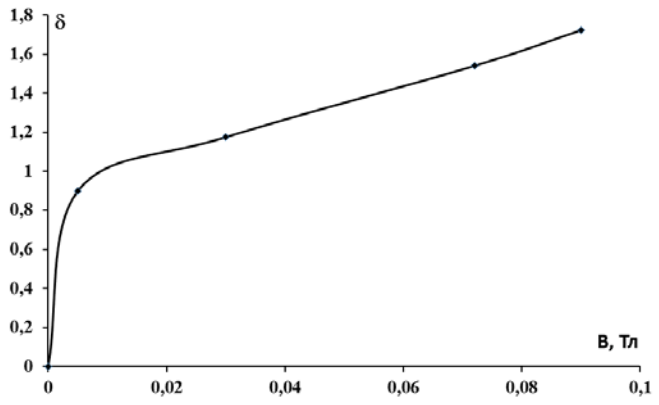


Рис.2. Зависимость относительного изменения микротвердости от индукции магнитного поля для сплава Zn-Al-Cu-Mg

сопровождается взаимодействием в объеме кристалла дислокаций как друг с другом, так и с электронной подсистемой и с парамагнитными атомами Mg. В условиях дополнительного влияния магнитного поля такое взаимодействие дефектов и электронов в электромагнитном поле носит ускоренный характер. Несмотря на то, что магнитное поле способствует открепленню дислокаций от парамагнитных центров [3], с ростом степени ЭПД неизбежно увеличивается плотность дислокаций в поликристалле Zn-Al-Cu-Mg. Интенсивное упругое взаимодействие дислокаций между собой и примесями Mg может сопровождаться образованием и разрывом связей между ними, что должно приводить к торможению дислокаций. Снижение подвижности дислокаций приводит к увеличению микротвердости сплава Zn-Al-Cu-Mg.

1. Альшиц В.И. и др., Письма в ЖЭТФ, **67**, 10, 788 (1998).
2. Загуляев Д.В. и др., Фундаментальные проблемы современного материаловедения, **9**, 1, 101 (2012).
3. Molotskii M.I., Fleurov V.N. Phys.Rev., **52**, 22 (1995).

СРАВНЕНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ $Ho_{1-X}Nd_XFe_3(BO_3)_4$, ВЫРАЩЕННЫХ ИЗ РАСТВОРОВ-РАСПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ТРИМОЛИБДАТА ВИСМУТА И ВОЛЬФРАМАТА ЛИТИЯ

И.А. Гудим[1], А.А. Демидов[2], Е.В. Еремин[1], Д.К. Шукла[3], М.В. Раутский[1], И.А. Бондарев[4]

[1]*Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, 660038 Красноярск, Россия, Академгородок 50, стр. 38, irinagudim@mail.ru*
[2]*Брянский государственный технический университет, 241035 Брянск, Россия, бул. 50-лет Октября 7*
[3]*UGC-DAE Консорциум научных исследований, Квандва Роад, Индор 01, Индия*
[4]*Сибирский Федеральный Университет, 660041, Красноярск, Россия, пр.Свободный, 79*

Создание современных приборов требует разработки новых материалов, способных высокоэффективно преобразовывать одни виды энергии в другие. Поэтому так высок интерес к кристаллам мультиферроиков, в частности к кристаллам сегнетоэлектриков и магнитоактивным кристаллам [1-3]. Чаще всего такие кристаллы имеют нецентросимметричную кристаллическую ячейку. Одними из представителей таких кристаллов являются редкоземельные тригональные ферробораты со структурой, аналогичной природному минералу хантиту $CaMg_3(CO_3)_4$.

Данные кристаллы, имея две подсистемы активных ионов (редкоземельную и систему переходных металлов), позволяют достаточно широко варьировать состав кристаллов, и соответственно их свойства.

Данная работа посвящена свойствам кристаллов семейства $Ho_{1-X}Nd_XFe_3(BO_3)_4$, выращенных из разных растворов-расплавов. Нами предложены две системы для выращивания таких кристаллов: $Bi_2Mo_3O_{12} + B_2O_3$ и $Li_2WO_4 + B_2O_3$.

На кристаллах $Ho_{1-X}Nd_XFe_3(BO_3)_4$ (x=0;0,5;1), выращенных из системы $Bi_2Mo_3O_{12} + B_2O_3$, измерены магнитные характеристики [4,5]. Показано, что магнитные характеристики замещенных кристаллов не являются простой суммой соответствующих долей крайних членов ряда [5]. Проведен теоретический расчет свойств выращенных кристаллов, основывающийся на модели кристаллического поля для R-иона и приближении молекулярного поля. В частности сравнение результатов расчета с полученными экспериментальными данными позволило определить набор актуальных параметров для $Ho_{0.5}Nd_{0.5}Fe_3(BO_3)_4$: внутрицепочечное Fe-Fe обменное поле $B_{dd1} \approx 53$ Тл, межцепочечное Fe-Fe обменное поле $B_{dd2} \approx 29$ Тл, поле *f-d*-взаимодействия $B_{fd}^{Ho} \approx 3.5$ Тл и $B_{fd}^{Nd} \approx 7.1$ Тл.

Исследования, проведенные на других кристаллах со структурой хантита показали, что и структурные параметры выращенных кристаллов и их магнитные свойства могут зависеть от вхождения в кристалл ионов висмута [6]. Поскольку ионы висмута замещают ионы редких земель, то

представляется важным оценить их влияние на свойства кристаллов ферроборатов. Для этого были выращены кристаллы семейства $Ho_{1-X}Nd_XFe_3(BO_3)_4$ (x=0;0,5;1) из системы свободной от висмута, а именно $Li_2WO_4 + B_2O_3$.

Для кристаллов, выращенных из этой системы, определены магнитных характеристики.

Следующим этапом работы будет контролируемое введение примеси висмута и оценка влияния его на структурные и магнитные характеристики кристаллов тригональных ферроборатов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ № 17-52-45091 ИНД_а и № 18-02-00696.

1. Кадомцева А.М., Попов Ю.Ф., Воробьев Г.П., Камилов К.И., Иванов В.Ю., Мухин А.А., Балбашов А.М. Магнитоэлектрические явления в манганитах ***(R*** = Pr, Nd) при подавлении зарядового упорядочения магнитным полем, ЖЭТФ, 2008 г., Том 133, Вып. 1, стр. 156 2.
2. Yutaro Kitagawa, Yuji Hiraoka, Takashi Honda, Taishi Ishikura, Hiroyuki Nakamura and Tsuyoshi Kimura, Low-field magnetoelectric effect at room temperature, Nature [5] Materials, Vol 9, October 2010, 797-802.
3. Yu.F. Popov, G.P. Vorob'ev, A.K. Zvezdin, A.M. Kadomtseva, V.A. Murashov, D.N. Rakov, I. S. Dubenko, High magnetic field investigations of the magnetoelectric effect in g magnetic ferroelectrics $(RBi)FeO_3$, Ferroelectrics, v. 169, p. 85-95 (1995).
4. R. P. Chaudhury, B. Lorenz, Y. Y. Sun, L. N. Bezmaternykh, V. L. Temerov, and C. W. Chu. Magnetoelectric effect and spontaneous polarization in HoFe3(BO3)4 and Ho0.5Nd0.5Fe3(BO3)4, Phys. Rev. B 81, 220402 (2010).
5. Гудим И. А., Демидов А. А., Еремин Е. В., Шукла Д. К., Бондарев И. А., Раутский М. В. Магнитные свойства монокристаллов Ho1-xNdxFe3(BO3)4 (x = 0;0,5;1) // Среды со структурным и магнитным упорядочением (Multiferroics-6). 2017. С. 25-26.
6. Olga A. Alekseeva , Ekaterina S. Smirnova , Alexander P. Dudka , Igor A. Verin , Vladimir V. Artemov , Leonard N. Bezmaternykh, Irina A. Gudim, Kirill V. Frolov, Igor S. Lyubutin, Structural phase transition in (Y0.95Bi0.05)Fe3(BO3)4 iron borate // 24th Congress and General Assembly of the International Union of Crystallography, poster # MS103.P01.

ПРОСТРАНСТВЕННО – МОДУЛИРОВАННЫЕ СТРУКТУРЫ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ ФЕРРИТА ВИСМУТА

А.К. Звездин[1], З.В. Гареева[2], К.А. Звездин[1], А.П. Пятаков[3], И.Р. Каюмов[2]

[1]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова, РАН, Москва, Россия*
[2]*Институт физики молекул и кристаллов (ИФМК УФИЦ РАН), Уфа, Россия*
[3]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

В настоящее время в связи с активным развитием стрейнтроники возрастает интерес к исследованию тонкопленочных мультиферроидных структур, перспективных для энергосберегающих технологий, в которых проявление ряда физических свойств имеет особенности по сравнению с объемными кристаллами.

Целью данной работы является исследование магнитных состояний и фазовых переходов в эпитаксиальных пленках высокотемпературного мультиферроика феррита висмута $BiFeO_3$. Основным магнитным состоянием $BiFeO_3$ является пространственно – модулированная структура циклоидного типа, которая стабилизируется неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием [1, 2]. Действие ряда факторов: магнитного поля, механических деформаций, легирования, изменения температуры приводит к трансформации циклоид и переходу в состояние однородной намагниченности [3, 4].

В работе исследованы (110) – ориентированные пленки $BiFeO_3$, показано, что циклоидные структуры в пленках отличаются от циклоид в объемных кристаллах. В пленках $BiFeO_3$ выделяются циклоиды с определенным направлением спиновой модуляции, в то время как в монокристаллах $BiFeO_3$ возможно существование нескольких энергетически эквивалентных циклоид, модулированных вдоль кристаллографических направлений <110>, <112>. В ультратонких (110) - пленках $BiFeO_3$ с толщиной $D << 62$ nm (при напряжениях всестороннего сжатия) энергетически выгодными являются циклоиды с вектором модуляции $\boldsymbol{q}\|[001]$, в пленках с большой наведенной магнитной анизотропией (при напряжениях всестороннего растяжения) реализуются циклоиды $\boldsymbol{q}\|[1\bar{1}0]$. В отличие от объемных образцов плоскость разворота спинов в циклоидах в пленках не содержит вектор электрической поляризации, что необходимо учитывать при переключении магнитного состояния $BiFeO_3$ внешним электрическим полем, действующим на электрическую поляризацию.

Циклоиды в пленках трансформируются, при изменении наведенной магнитной анизотропии имеют место фазовые переходы между пространственно – модулированными состояниями и однородными магнитными фазами. На рис. 1 показан график зависимости периода циклоиды с $\boldsymbol{q}\|[001]$ от константы наведенной магнитной анизотропии.

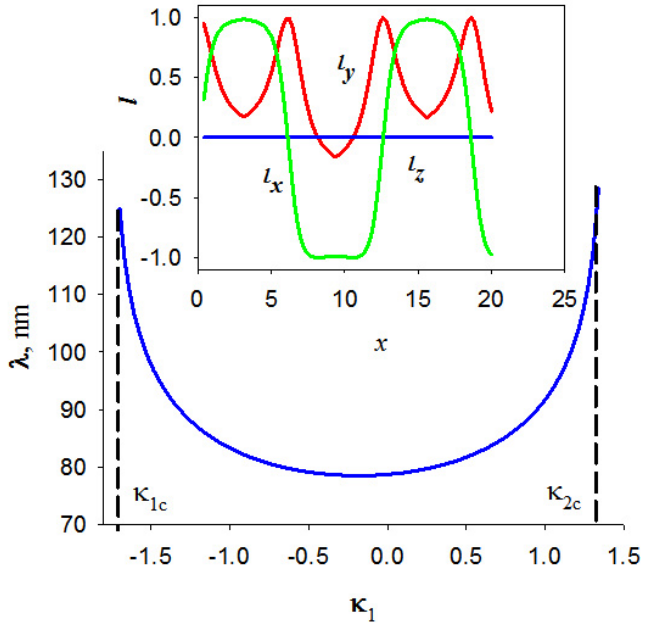


Рис. 1. График зависимости периода плоской циклоиды от константы магнитной анизотропии, на вкладыше показано распределение компонент вектора антиферромагнетизма в циклоиде, $\kappa_d = 0.556$, $\kappa_m = 2.28 \cdot 10^{-5}$.

На графике видно, что при критических значениях параметра κ_1 период циклоиды неограниченно возрастает, что указывает на фазовый переход в новое магнитное состояние. В области положительных значений параметра κ_1 плоская циклоида существует вплоть до критического предела κ_{c2}, при котором происходит фазовый переход в модулированную фазу конического типа. В области отрицательных значений κ_1 при увеличении $|\kappa_1|$ и приближении к критическому значению κ_{c1} период циклоиды неограниченно возрастает, в этом случае возникают домены новой однородной фазы с $\tilde{\varphi} = \frac{\pi}{2} + \varphi + \gamma \to \frac{\pi}{n}$ (участки с постоянным значением l_x на вкладыше к рис.1), границы между ними сужаются, модулированная структура плавно исчезает и при достижении критического значения κ_{c1} происходит фазовый переход в однородно-намагниченное состояние – угловую фазу. В работе исследованы фазовые переходы, индуцированные внешним магнитным полем в двух геометриях (магнитное поле, ориентированное в плоскости пленки и по нормали к поверхности пленки).

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-02-00336-А.

1. I. Sosnowska, T.P. Neumaier, E.J. Steichele, J. Phys. C: Solid State Physics **15**, 23 (1982).
2. I. Sosnowska and A. Zvezdin, J. Magn. Magn. Mater. **140**, 167 (1993).
3. Ю.Ф. Попов, А.К. Звездин, Г.П. Воробьев и др. Письма в ЖЭТФ 57, 65 (1995).
4. D. Sando et al., Nature Materials **12**, 641 (2013).

ТЕРАГЕРЦОВАЯ ОПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ В ОБЛАСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДОВ ИОНОВ Tm^{3+} В МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АЛЮМОБОРАТАХ

А.М. Кузьменко[1], А.А. Мухин[1], В.Ю. Иванов[1], А.Пименов[2], А.М. Шуваев[2], В. Е. Дём[2], К.Н. Болдырев[3], И. А. Гудим[4]

[1]*Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва*

[2]*Institute of Solid State Physics, Vienna University of Technology, Vienna, Austria*

[3]*Институт спектроскопии РАН, Москва*

[4]*Институт физики им. Л.В.Киренского СОРАН, Красноярск*

Редкоземельные (R) алюмобораты $RAl_3(BO_3)_4$ являются новым семейством магнитоэлектриков с нецентросимметричной тригональной (R32) структурой, которые проявляют интересные магнитоэлектрические, оптические, магнитные и др. свойства, сильно зависящие от состояния R иона в кристаллическом поле. В данной работе мы исследовали терагерцовые свойства монокристаллов чистого $TmAl_3(BO_3)_4$ и разбавленного $YAl_3(BO_3)_4$: Tm^{3+} (5%). Обнаружены электронные переходы в основном мультиплете $^3H_6$ иона Tm^{3+} расщепленного в кристаллическом поле, которые идентифицированы как переходы с основного синглета A_1 на следующий возбужденный дублет E. Обнаружена тонкая структура (расщепление) дублета $E^{\pm}$, которая обусловлена локальными искажениями позиций Tm^{3+} симметрии D_3 внутренними напряжениями и/или примесями Bi^{3+}. В $TmAl_3(BO_3)_4$ установлено наличие нескольких типов искаженных позиций [1], а в $YAl_3(BO_3)_4$: Tm^{3+} - только один тип (Рис.1). В области электронных переходов обнаружена естественная оптическая активность (вращение плоскости поляризации), разрешенная в данных нецетросимметричных кристаллах (Рис.1). Вращение поляризации достигает 20-25° как в концентрированном, так и в разбавленном составах, что может быть обусловлено инверсионными двойниками в чистом $TmAl_3(BO_3)_4$. Разработана теория естественной оптической активности, учитывающая вклад магнитных и электрических дипольных переходов в магнитную, электрическую и магнитоэлектрическую восприимчивости, а также локальные искажения кристаллического поля.

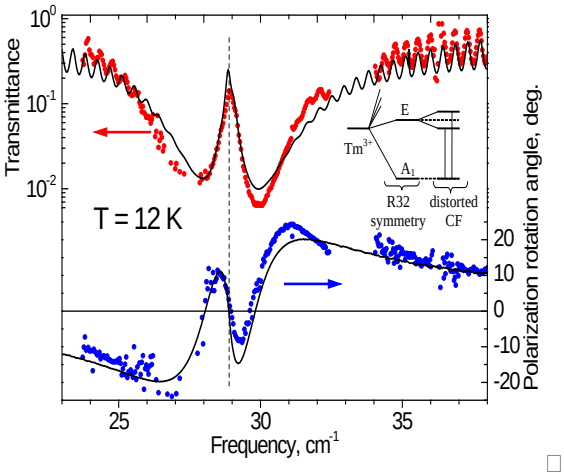


Рис. 1. Спектры пропускания (сверху) и спектры вращения поляризации (снизу) монокристаллической пластинки c-среза $YAl_3(BO_3)_4$ в области переходов $A \rightarrow E^{\pm}$. Точки - эксперимент, линии теория.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-12-10531).

[1] A. M. Kuzmenko, A. A. Mukhin, V. Yu. Ivanov, et al., *Phys. Rev. B* 94, 174419 (2016).

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ОКРЕСТНОСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, Фрязино, Россия

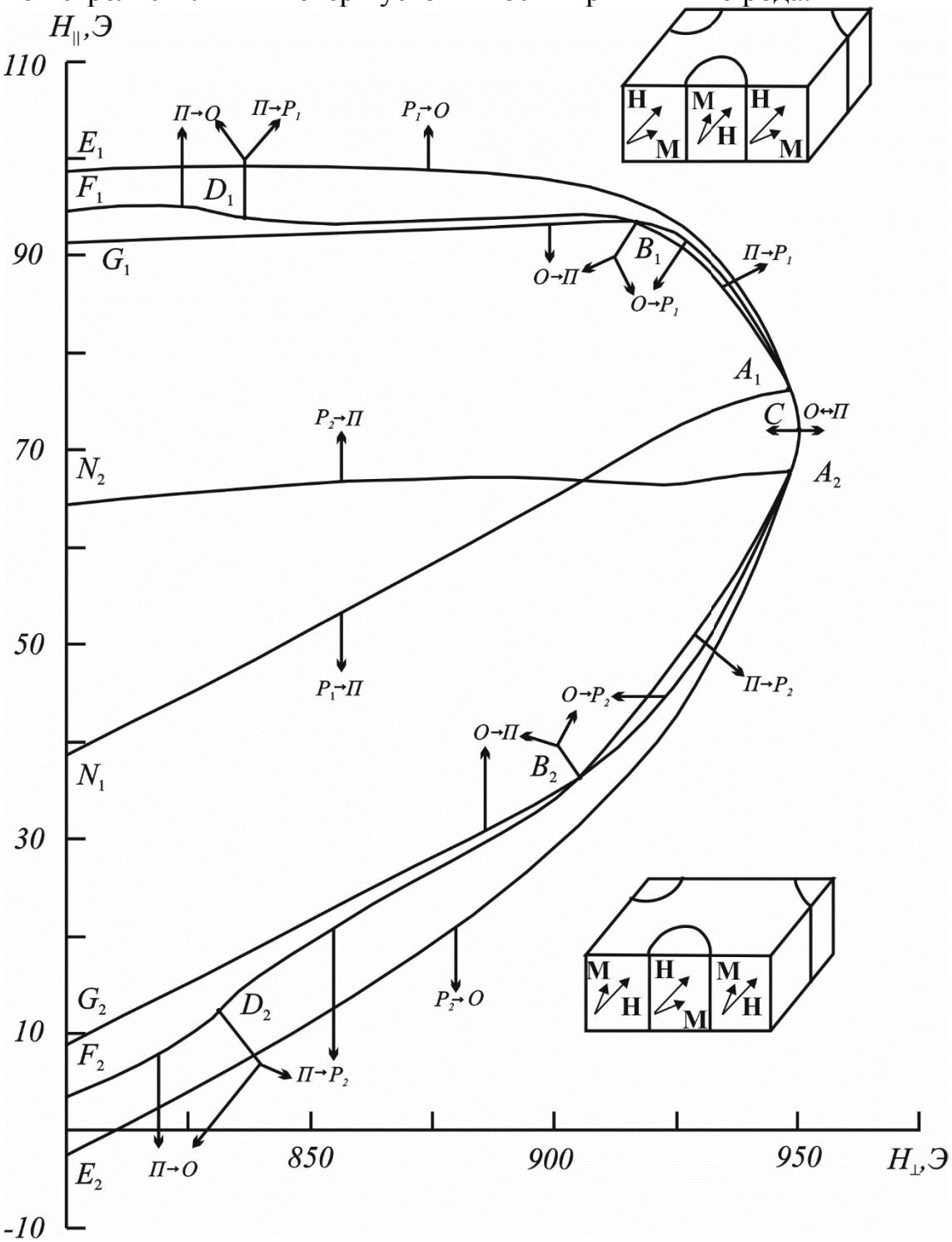
Среди многочисленных проявлений связи между магнитной и электрической подсистемами в магнитоупорядоченных средах можно выделить группу эффектов, обусловленных влиянием однородного или неоднородного электрического поля **E** на энергию магнитной анизотропии. Изменение констант кристаллографической магнитной анизотропии под действием однородного электрического поля впервые было обнаружено почти полвека назад в монокристаллах магнетита и литиевого феррита [1,2]; десятилетием позже – в эпитаксиальных пленках редкоземельных ферритов-гранатов, где наблюдалось влияние однородного электрического поля на константу наведенной одноосной магнитной анизотропии [3].

Хотя определенное по результатам экспериментов с эпитаксиальными пленками значение константы линейной магнитоэлектрической связи оказалось на порядок больше, чем у классических массивных мультиферроиков (например, оксида хрома), электрическое поле с напряженностью 12 кВ/см вызывало ничтожно малое (на 0.00375 %) изменение эффективного поля одноосной анизотропии [3]. Это объясняется тем, что при поляризации ионного кристаллического диэлектрика в однородном электрическом поле все однотипные ионы смещаются практически одинаково и при этом возникшее в процессе выращивания пленок некубическое упорядочение ионов меняется слабо.

В [4] для объяснения результатов экспериментов группы ученых из МГУ, обнаруживших смещение доменных границ в эпитаксиальных магнитных пленках с определенной кристаллографической ориентацией под действием электрического поля [5], была высказана гипотеза о возможности достижения значительно больших локальных изменений наведенной анизотропии при поляризации диэлектрика сильно неоднородным электрическим полем, когда однотипные ионы испытывают разное смещение.

Там же было показано, что наблюдаемое авторами работы [5] сильное влияние электрического поля на доменную структуру (ДС), было обусловлено тем, что основное состояние используемых ими пленок соответствовало окрестности ориентационного фазового перехода (ФП). Это обстоятельство наводит на мысль, что такое же влияние неоднородного электрического поля на ДС эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов любой ориентации должно наблюдаться в окрестности спонтанных и индуцируемых магнитным полем ориентационных ФП [6].

Для примера на рисунке в координатах $(H_{\parallel}, H_{\perp})$ приведена диаграмма состояний для ориентационного ФП в пленке состава $(YEu)_3(FeGa)_5O_{12}$ при T=290 K, где $H_{\parallel}$ и $H_{\perp}$ – компоненты поля вдоль нормали и в плоскости пленки. Различные основные состояния пленки обозначены так: О – однородное намагниченное состояние, П – полосовая ДС, P_1 и P_2 – разнополярные решетки ЦМД (см. врезки). Однонаправленным стрелкам соответствуют линии потери устойчивости при ФП 1-го рода, а двунаправленной стрелке – линия потери устойчивости при ФП 2-го рода.



Положение линий на рисунке зависит от констант кристаллографической ($\beta_c = K_c / 2\pi M^2$) и наведенной одноосной ($\beta_u = K_u / 2\pi M^2$) и ромбической ($\beta_p = K_p / 2\pi M^2$) магнитной анизотропии. Например, линия потери устойчивости однородного состояния относительно возникновения ДС (кривая A_1CA_2) в переменных $h_{\perp,\|} = H_{\perp,\|} / 4\pi M$ описывается выражением $h_\perp^{(\text{О}\to\text{П})} = \left(1 - 3/2\eta_c^2\right)h_{\perp c}$, где $\eta_c^2 == \left(h_\| - h_{\|c}\right)^2$, а $h_{\perp c}, h_{\|c}$ – координаты точки *C*, равные

$$h_{\perp c} = \beta_u + 1/2\left(\beta_p + \beta_{pc}\right) - \beta_{2c} - 2\pi L^{-1} D^{1/2} \mu^{-1/2},$$

$$h_{\|c} = -\beta_{uc}\left(1 + \beta_u^{-1}\right) - \beta_{pc}^* - \beta_{1c}\left(1 + 3\beta_u^{-1}\right);$$

$$\mu = 1 + \left(1 + 2m_{0x}{}^2\right)\beta_2^{-1}, \;\; \beta_2 = \left(1 + 1/2m_{0z}{}^2\right)h_\perp - \beta_{pc} - 2\beta_{4c},$$

$$m_{0x} \approx \left(\beta_1 m_{0z} + 1/2\beta_{ps} + \beta_{3c}\right)\left(h_\perp - \beta_{pc} - \beta_{4c}\right)^{-1},$$

$$m_{0z} \approx \left(h_\| + \beta_{uc} + \beta_{ps}{}^* + \beta_{1c}\right)\left(1 + h_\perp - \beta_u - 1/2\beta_p + \beta_{2c} - 1/2\beta_{pc}\right)^{-1},$$

$$\beta_1 = \beta_{us} + \beta_{ps}{}^* + \beta_{1c};$$

константы β и β^*, содержащие в качестве первого индекса *u* и *p,* и константы β_{ic}, (*i* = 1–4), пропорциональны соответственно β_u ,β_p ,β_c и зависят в общем случае от углов , характеризующих положение оси легкого намагничивания, оси ромбической анизотропии и ориентации подложки.

Особо чувствительной к изменению констант наведенной анизотропии под действием электрического поля будет положение точки *C* фазовой диаграммы, в окрестности которой при потере устойчивости однородного состояния возникает так называемое «смешанное состояние», то есть полностью аморфизованная ДС, содержащая примерно в равной пропорции обрывки полосовых доменов и кластеры разнополярных ЦМД [6].

Диаграмма состояний пленок вблизи температуры Кюри T_C на плоскости $(T, H_\|)$ аналогична показанной на рисунке (за исключением симметрии относительно оси абсцисс), а положение линий ФП и линий потери устойчивости фаз зависит от констант наведенной анизотропии [6].

1. G.T. Rado, J.M. Ferrari, Phys.Rev. B, **12**, 5166 (1975).
2. G.T. Rado, J.M. Ferrari, J.P. Remeika, J. Appl. Phys., **49**, 1953 (1978).
3. Б.Б.Кричевцов, В.В.Павлов, Р.В.Писарев, Письма в ЖЭТФ, **49**, 466 (1989).
4. А.Ф. Кабыченков, Ф.В. Лисовский, Е.Г Мансветова, Письма в ЖЭТФ, **97**, 304 (2013).
5. А.С. Логгинов, Г.А. Мешков, А.В Николаев, А.П Пятаков, Письма в ЖЭТФ, **86**, 124 (2007).
6. И.Е. Дикштейн, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, В.В. Тарасенко, ЖЭТФ, 1**86**, 1473 (1984).

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПОЛУМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ Co_2MeZ (Me = Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni; Z = Al, Si, Ga, Ge, In, Sn, Sb)

Ю.А. Перевозчикова[1], Н.И. Коуров[1], M. Eisterer[2], В.В. Марченков[1,3]

[1]*ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия*
[2]*TU Wien, Atominstitut, Vienna, Austria*
[3]*УрФУ, Екатеринбург, Россия*

В настоящее время все сильнее привлекает к себе внимание перспективное направление науки – спинтроника. В связи с этим, возникает необходимость создания и исследования новых материалов. Одними из перспективных видов материалов в этой области являются полуметаллические ферромагнетики на основе сплавов Гейслера Co_2MeZ (Me = Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni; Z = Al, Si, Ga, Ge, In, Sn, Sb) – материалы с высокими значениями намагниченности и температуры Кюри. Главная особенность таких ферромагнетиков – существование вблизи уровня Ферми щели в зонной структуре для электронных состояний с одним направлением спина и ее отсутствие для носителей заряда с противоположным направлением спина. Это может привести к 100% поляризации носителей заряда, использующейся в спинтронных устройствах. Следовательно, получение новой информации об электронных транспортных свойствах таких материалов представляет большой интерес.

Вариацией 3d, s- и p-элементов можно изменять электронные свойства материала. Поэтому мы исследовали электрические и гальваномагнитные свойства полуметаллических ферромагнитных сплавов Гейслера Co_2MeAl и Co_2FeZ при изменении 3d-компоненты (Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni) и s- и p-элементов (Al, Si, Ga, Ge, In, Sn, Sb). Сплавы были выплавлены в индукционной печи методом дуговой плавки в атмосфере очищенного аргона с последующим отжигом при 800 К в течение 48 часов. Измерения холловского, электро- и магнитосопротивления проводились 4-контактным способом на постоянном токе в температурном диапазоне от 4.2 до 1100 К и в магнитных полях до 100 кЭ.

Электросопротивление. Варьирование 3d-компонента в сплавах Co_2MeAl приводит к экстремумам вблизи температуры Кюри на температурных зависимостях электросопротивления, что говорит о сильной перестройке энергетического спектра вблизи уровня Ферми E_F. В сплавах серии Co_2FeZ, при варьировании s,p-элементов, зависимости электросопротивления от температуры подобны друг другу. На зависимостях наблюдаются перегибы (скачки) вблизи температуры Кюри, означающие структурные (магнитные) переходы в данных сплавах.

Эффект Холла. Из полевых зависимостей эффекта Холла были определены коэффициенты нормального R_0 и аномального R_S эффекта

Холла. Из коэффициента нормального эффекта Холла, были оценены тип, концентрация и подвижность носителей заряда, которые оказались типичными для металлов. Из данных по коэффициенту аномального эффекта Холла стало понятно, что в сплавах серии Co_2FeZ определяющим является механизм асимметричного рассеяния носителей заряда, а в сплавах серии Co_2MeAl следует учитывать дополнительные вклады в аномальный эффект Холла.

Магнитосопротивление. Для всех исследованных сплавов магнитосопротивление составляет по величине несколько десятых процента (кроме Co_2TiAl, Co_2NiAl, Co_2FeIn и Co_2FeSn, в которых магнитосопротивление достигает 4-5 %), имеет линейный вид и для разных образцов как отрицательный, так и положительный знаки, связанные с конкуренцией механизмов лоренцевского закручивания носителей заряда и упорядочения неоднородностей в магнитном поле.

Таким образом, показано, что изменение 3d-компонента в Co_2MeAl сильно влияет на число носителей заряда и изменение электронной структуры вблизи уровня Ферми E_F, и, следственно, на электрические и гальваномагнитные свойства сплавов Co_2MeAl. В случае серии сплавов Co_2FeZ, варьирование Z элемента не сильно изменяет электронные транспортные свойства. Анализ полученных данных позволяет заключить, что для использования в качестве материалов для устройств спинтроники больше подходят полуметаллические ферромагнитные сплавы Гейслера серии Co_2FeZ.

Данная работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № АААА-А18-118020290104-2) при частичной поддержке РФФИ (проекты № 18-02-00739 и № 18-32-00686), программы фундаментальных научных исследований УрО РАН (проект № 18-10-2-37) и гранта № 14.Z50.31.0025 Министерства образования и науки РФ.

МАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ, ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ДИПОЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ В ФЕРРИТЕ-ГРАНАТЕ САМАРИЯ

А.И. Попов[1], Д.И. Плохов[2], А.К. Звездин[2,3]

[1]Московский институт электронной техники,
124498, г. Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, д. 1
[2]Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991, г. Москва, ул. Вавилова, д. 38
[3]Российский квантовый центр,
143025, г. Москва, Сколково, Новая ул., д. 100-а

Продолжающееся интенсивное исследование физических свойств магнитоупорядоченных кристаллов и пленок требует все более глубокого изучения широкого спектра магнитных явлений. Особое внимание в последнее время привлекает изучение эффектов, обусловленных взаимодействием различных параметров порядка (магнитоупругих, магнитоэлектрических и др.). Подобные исследования актуальны не только с точки зрения фундаментальной физики, но и в прикладном плане.

Настоящая работа продолжает проведенные ранее авторами исследование магнитоэлектрических свойств ряда кристаллов гранатов и их пленок, см. Phys. Rev. B 90, 214427 (2014).

Вообще, семейство гранатов характеризуется исключительным многообразием интереснейших свойств, возникающим благодаря возможности варьирования состава по редкоземельному ряду. Однако эти материалы не рассматриваются в качестве традиционных магнитоэлектрических из-за специфической симметрии упорядочения таких кристаллов. Вместе с тем, в них имеется возможность реализации линейных по полю эффектов (антисегнетоэлектрического, пьезоэлектрического, пьезомагнитного и др.) в связи с возможностью формирования электрических дипольных моментов за счет магнитного поля непосредственно в 4*f*-оболочках редкоземельных ионов.

В настоящей работе детально описываются магнитные структуры и ориентационные фазовые переходы в феррите-гранате самария. Причина фазовых переходов заключается в особенностях расщепления уровней ионов Sm^{3+} в обменном поле взаимодействия *f*- и *d*-ионов. Также получен магнитоэлектрический гамильтониан, на основе которого описываются индуцированные магнитным порядком структуры электрических дипольных моментов ионов самария. Получены выражения для вектора поляризации в различных фазах.

Работа поддержана РФФИ (грант № 18-02-00994).

ЗАРОЖДЕНИЕ И ТРАНСФОРМАЦИЯ МИКРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУР В НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ В ОДНООСНЫХ МУЛЬТИФЕРРОИКАХ

Р.М. Вахитов[1], З.В. Гареева[2], Ф.А. Мажитова[1], Р.В. Солонецкий[3]

[1] *Башкирский государственный университет, Уфа, Россия*
[2]*Институт физики молекул и кристаллов* (*ИФМК УФИЦ РАН*)*, Уфа, Россия*
[3]*Уфимский государственный авиационный технический университет, Уфа, Россия*

В последнее время существенно возросла исследовательская активность в области изучения магнитоэлектрических материалов, которые проявляют необычные свойства и характеризуются двумя или более параметрами порядка [1]. В частности в них наблюдается магнитоэлектрический эффект, что вызывает к ним интерес в связи с открывающими возможностями их применения в микро - и наноэлектронике. К таким материалам относится и пленки ферритов - гранатов, в которых был обнаружен эффект смещения доменных границ (ДГ) под действием неоднородного электрического поля, создаваемого заряженной иглой поднесенный к поверхности пленки. В ходе обсуждения полученных результатов, были высказаны два основных предположения, касающиеся природы наблюдаемого явления: первое – это проявление флексомагнитоэлектрического механизма, обусловленного наличием в образце неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия [1-3], второе – это механизм, связанный с условиями проведения эксперимента и особенностью магнитных состояний (210) - ориентированной пленки ферритов - гранатов [4,5]. Кроме того в работе [6], являющейся продолжением экспериментальных исследований начатых в [2], было выявлено, что в сильно неоднородном электрическом поле возможно зарождение (в тех же материалах) заряженного цилиндрического домена. Эти исследования позволяют скорректировать оба механизма и предложить объяснение наблюдаемым явлениям в [2,6] на основе флексомагнитоэлектрического механизма с учетом действия существенно неоднородного электрического поля.

В работе рассмотрена модель одноосного ферромагнетика с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием (НМЭВ), на который действует в некоторой области пространства неоднородное электрическое поле вида:

$$\boldsymbol{\mathcal{E}} = \mathcal{E}_0/\mathrm{ch}(\mathrm{y}/\mathrm{L}), \qquad (1)$$

где L – определяет размер этой области вдоль оси Oy, совпадающей с направлением, вдоль которой магнетик неоднороден, $\mathcal{E}_0$ – величина

напряженности поля в центре области действия поля ($y=0$). Предполагается, что электрическое поле $\mathcal{E}$||Oz и направлено вдоль оси симметрии магнетика, энергия, приведенная к площади сечения пластины плоскостью xOz, записывается в виде:

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty}\{A\left[\left(\frac{d\varphi}{dy}\right)^2 + \cos^2\varphi\left(\frac{d\theta}{dy}\right)^2\right] + K_u(\sin^2\theta\cos^2\varphi + \sin^2\varphi) +$$
$$2\pi M_s^2\sin^2\varphi + \mathcal{E}M_s^2\left[(b_1\cos^2\varphi + b_2\sin^2\varphi)\cos\theta\frac{d\varphi}{dy}b_2\sin\theta\sin\varphi\cos\varphi\frac{d\theta}{dy}\right]\}dy, \quad (2)$$

где θ, φ –углы, определяющие единичный вектор намагниченности $\mathbf{m}=\mathbf{M}/M_s$, причем $\mathbf{m}$=(cosφsinθ sinφ,cosφcosθ), A – обменный параметр, K_u– константа одноосной анизотропии, M_s намагниченность насыщения, b_1, b_2– константы НМЭВ.

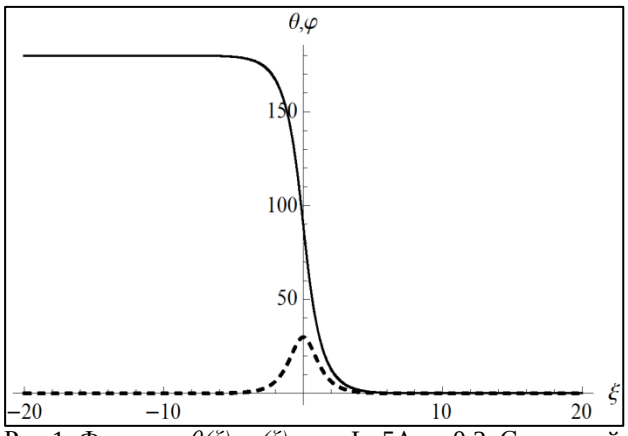
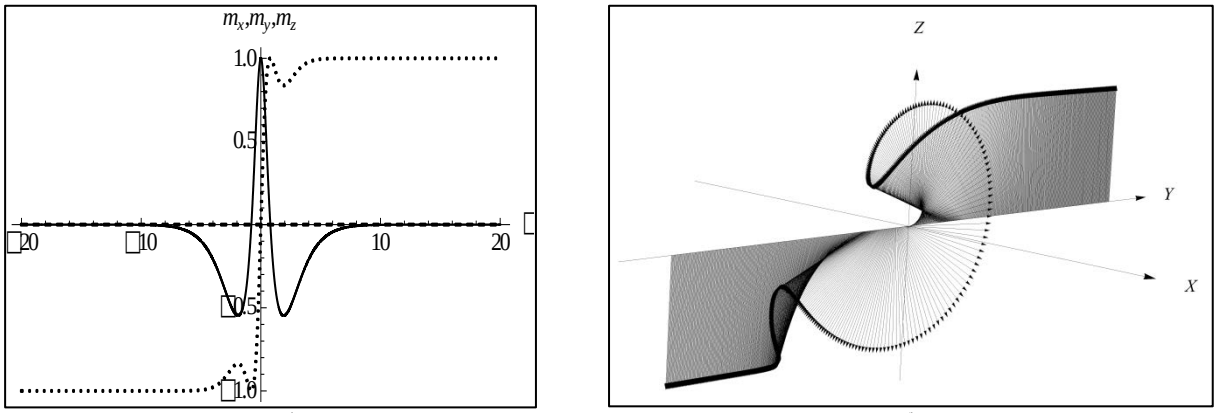


Рис.1. Функции *θ(ξ), φ(ξ)* при L=5Δ, e=0.2. Сплошной линией обозначена функция *θ(ξ)*, а штриховой *φ(ξ)*.

Численный анализ уравнений Эйлера-Лагранжа, соответствующих энергии (2), показывает, что при включении электрического поля 180^0 ДГ блоховского типа преобразуется в аналогичную структуру с выходом намагниченности из плоскости ДГ, характеризуемого углом φ. Зависимость $\varphi = \varphi(y)$ имеет колоколообразную форму (Рис.1) и достигает максимального значения в центре стенки ($y=0$). Благодаря флексомагнитоэлектрическому механизму ДГ становится заряженной. При этом зависимость поляризации $P=P(y)$ имеет вид, аналогичный графикам на Рис.1(здесь $\Delta = \sqrt{A/K_u}$, $Q = K_u/2\pi M_s^2$, $e = \mathcal{E}_0/\mathcal{E}_i$, $\mathcal{E}_i = 2K_u\Delta/M_s^2 b_i$ ($i = 1,2$) – характерные поля, $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$, т. к. $b_1 = b_2$). Размер угловой зависимости $\varphi(y)$, определяемой по её точкам перегиба [6] (как впрочем и поляризации $P(y)$) коррелирует с шириной L полосы действия неоднородного электрического поля. С возрастанием величины поля $\mathcal{E}_0$, увеличивается и максимальное значение угла $\varphi_m = \varphi(0)$, которое при некотором значении $\mathcal{E}_0$ достигает $\varphi_m=\pi/2$, а при последующим возрастании $\mathcal{E}_0$ 180^0 ДГ становится полностью неелевской, в дальнейшем её структура претерпевает ряд трансформаций, связанных с возникновением дополнительных экстремумов на графиках зависимостей $\theta = \theta(y)$, $\varphi = \varphi(y)$ (Рис.2), оставаясь при этом неелевской стенкой. Кроме того при определенных значениях поля $\mathcal{E}_0$ уравнения Эйлера - Лагранжа допускают решения, соответствующие 0^0 ДГ с неблоховской структурой.



а) б)

Рис.2. Распределения намагниченности для 180^0 ДГ при L=5Δ, Q=3, $e_1=e_2=8$: а) через компоненты m_x (штриховая линия), m_y (сплошная), m_z (пунктирная); б) вектора намагниченности через пространственного 3d-изображения.

Расчеты показывают, что данные неоднородности являются заряженными с величиной поляризации *P*, зависящий от значения $\mathcal{E}_0$ и ширины *L* области действия электрического поля. Это означает, что существенно неоднородное электрическое поле может породить и заряженный цилиндрический домен, который наблюдался в [7]. Более того, при определенных условиях согласно [7] вышеуказанный домен трансформировался в заряженный полосовой домен, что согласуется с приведенными расчетами.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-02-00336-А

1. А.П. Пятаков и др. *УФН*, **185**:10 (2015)
2. А.С. Логгинов и др.Письма в ЖЭТФ **86**, 2 (2007).
3. Р.М. Вахитов, А.Т. Харисов, Ю.Е. Николаев. ДАН. Физика **455**, 150 (2014).
4. А.Ф. Кабыченков, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова. Письма в ЖЭТФ **97**, 304 (2013).
5. Г.В. Арзамасцева и др. ЖЭТФ 1**47**, 793 (2015).
6. A. Hubert, R. Schäfer. Magnetic domains. Springer-Verlag. Berlin(2009), 696
7. Д.П.Куликова и др. *Письма в ЖЭТФ*, **104**:3 (2016).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ СТРУКТУРЫ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ЗАМЕЩЕННОГО ГЕКСАГОНАЛЬНОГО ФЕРРИТА $BaFe_{12-x}Sc_xO_{19}$

А.В. Труханов[1,2,3], К. А. Судиловская[1*], С. В. Труханов[1,2], В. А. Турченко[4,5], В. Г. Костишин[2], Л. В. Панина[2], В.В. Коровушкин[2], М.М. Салем[2], М.А. Дарвиш[2], М.Н. Шипко[6], А.Ю. Миронович[2], Е.Л. Труханова[1,2]

[1] *ГНПО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», 220072, Минск, ул. Петруся Бровки 19, [*]автор для переписки e-mail: ks-sd@mail.ru*
[2]*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», 119049, Москва, пр. Ленина, 4, Россия*
[3]*Южно-Уральский государственный университет, 454080, Челябинск, пр. Ленина, 76, Россия*
[4]*Объединённый институт ядерных исследований, 141980, Дубна, ул. Жолио Кюри, 6, Россия*
[5] *Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, 03680, Киев, пр. Науки, 46, Украина*
[6]*Ивановский государственный энергетический университет, 153025, Иваново, ул. Рабфаковская, 34, Россия*

Сильно-коррелированные сложные оксиды переходных металлов демонстрирует широкий спектр необычных электронных и магнитных явлений, обусловленный кооперативными эффектами зарядового и спин-орбитального упорядочения. Интерес к исследованию гексаферритов М-типа и твердых растворов на их основе, замещенных различными концентрациями диамагнитных ионов (Al, In, Ga и др.) [1, 2], обусловлен их высокими функциональными свойствами. Именно в этом классе материалов наиболее ярко проявляется мультиферроидность (сосуществование магнитного и сегнетоэлектрического упорядочения).

Керамические образцы твердых растворов $BaFe_{12-x}Sc_xO_{19}$ при x=0,1; 0,3; 0,6; 0,9 и 1,2 были получены методом твердофазных реакций. Исследования магнитных характеристик синтезированных образцов были проведены методом вибрационной магнитометрии в широком диапазоне магнитных полей и температур. Выполненные исследования влияния замещения ионов Fe^{3+} ионами Sc^{3+} на магнитные свойства и кристаллическую структуру гексаферрита $BaFe_{12-x}Sc_xO_{19}$ позволили установить зависимость удельной намагниченности и коэрцитивной силы от места локализации и содержания ионов скандия в кристаллической структуре, а также выявить неколлинеарную магнитную структура гексаферрита при степени замещения x>0,6. Из полученных данных стало очевидно, что с ростом значения параметра x наблюдается немонотонное уменьшение удельной намагниченности и коэрцитивной силы. Поскольку такое уменьшение не может быть связано только с замещением ионов Fe^{3+} ионами Sc^{3+}, можно

отметить фрустрацию магнитной структуры в замещенных гексаферритах бария с ионами скандия. Для выяснения механизма наблюдаемых изменений магнитных параметров стало необходимым привлечение дополнительных данных по катионному распределению, особенностям электронной конфигурации магнитоактивных ионов и дефектов кристаллической структуры. Эти данные были получены в результате проведения исследования характера распределения ионов-заместителей в структуре гексагонального феррита методом Мессбауэровской спектроскопии.

Несмотря на то, что исследования выполнены на поликристаллах, можно заключить, что в ферритах с x=0,6; 0.9 и 1,2 наблюдаемое отклонение соотношения интенсивностей от 3:2 связано с отклонением от коллинеарности магнитных моментов ионов Fe^{3+}, локализованных преимущественно в шпинельном блоке. Кроме этого величина угла между магнитными моментами ионов Fe^{3+} и гексагональной осью изменяется с увеличением параметра x. Этот результат находится в соответствии с данными работы [3], согласно которым введение ионов Sc^{3+} оказывает влияние на интенсивность обменных взаимодействий за счет нарушения связей Fe_{12k}-O-Fe_{4f2}, Fe_{12k}-O-Fe_{2b}, что и является причиной неколлинеарности.

1. Trukhanov, A.V. Evolution of structure and physical properties in al-substituted Ba-hexaferrites / A.V. Trukhanov, L.V. Panina, S. V. Trukhanov, S.V. Turchenko, M. Salem // Chinese Physics B. – 2016. – Vol. 25, Issue 1. – P. 016102.
2. Trukhanov, A.V. Magnetic properties and Moessbauer study of gallium doped M-type barium hexaferrites / A.V. Trukhanov, L.V. Panina, S.H. Jabarov, V.V. Korovushkin, S.V. Trukhanov, E.L. Trukhanova // Ceramics International. – 2017. – Vol. 43, Issue 15. – P. 12822-12827.
3. А.С. Камзин, Л.П. Ольховик, В.Л. Розенбаум. Мессбауэровские исследования магнитной структуры поверхности и объема скандий – замещенных гексаферритов типа Ba-M // ФТТ. – 1999. – Т. 41. №3. – С.483-490.

ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ СТРЕЙНТРОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ, ВОСПРОИЗВОДЯЩАЯ ФИЗИОЛОГИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ЗРИТЕЛЬНОГО ВОСПРИЯТИЯ

О.А.Тышова[1], Е.В. Ломов[1], А.П. Пятаков[1], А.К. Звездин[2]
1) Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
2) Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН

В последнее время в магнитной электронике выделилось направление, в котором управление магнитным состоянием элементов памяти и логических схем осуществляется с помощью приложения механических напряжений. Оно получило название стрейнтроники (от англ. strain- механическая деформация) [1]. Отличительной чертой стрейнтронных устройств является низкое энергопотребление, что может найти применение в магнитной памяти и логических схемах, а также в устройства обработки информации.

В недавней публикации [2] была предложена идея обработки изображений на основе стрейнтронных схем, представляющих собой двумерные матрицы эллиптических магнитных наночастиц, нанесенных на пьезоэлектрическую подложку. Каждый наномагнит представляет собой слоистую структуру из мягкого и жесткого магнетика, разделенных слоем диэлектрика. Намагниченность мягкого слоя имеет два устойчивых направления в горизонтальной плоскости, кодирующих два цвета пикселей: «белый» и «черный»; считывание информации осуществляется благодаря эффекту туннельного магнитосопротивления. Сама же обработка изображений осуществляется при помощи магнитного дипольного взаимодействия между элементами матрицы, которое становится значимым фактором при уменьшении магнитной анизотропии за счет механических деформаций, возникающих при подаче напряжение на пьезоэлектрическую пленку. Такая система обладает функциями коррекции ошибочного пикселя и выправления неровностей контуров. Однако, описанная в [2] система не воспроизводит внутренние механизмы распознавания образов в системе зрительного восприятия человека, которые позволяют осуществлять оконтуривание объектов и другие операции по первичной обработке изображений в сетчатке глаза.

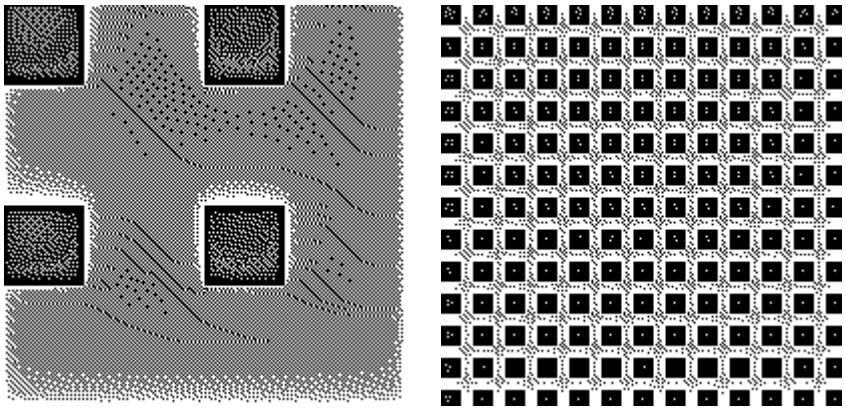


Рис. 1. Результаты численного моделирования обработки изображений в стрейнтронных схемах 200×200 элементов на примере черных квадратов на белом фоне: а) оконтуривание предметов б) иллюзия Германна (возникновение ложных серых пятен в узлах белой решетки).

С целью приближения взаимодействия стрейнтронных элементов к механизму физиологического торможения в рецептивных полях первичных нейронов мы предлагаем видоизменение предложенной в [2] схемы, при котором элементы будут иметь перпендикулярную магнитную анизотропию и оказывать размагничивающее влияние друг на друга за счет магнитных полей рассеяния. Предварительные результаты численного моделирования таких систем в приближении модели Изинга путем минимизации энергии каждого элемента, показывают, что матрица взаимодействующих стрейнтронных элементов позволяет определять контуры предмета (рис. 1 а), а также подвержена тем же оптическим иллюзиям, что и системы зрительного восприятия (рис.1б).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-29-14037_офи_м.

[1] K. Roy, S. Bandyopadhyay, and J. Atulasimha, “Hybrid spintronics and straintronics: A magnetic technology for ultra low energy computing and signal processing,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 6, p. 63108, 2011.

[2] M. A. Abeed, A. K. Biswas, M. M. Al-Rashid, J. Atulasimha, and S. Bandyopadhyay, “Image Processing with Dipole-Coupled Nanomagnets: Noise Suppression and Edge Enhancement Detection,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 64, no. 5, pp. 2417–2424, 2017.

АНАЛИЗАТОР СПЕКТРА ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНОГО МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В СТРУКТУРЕ «ФЕРРОМАГНЕТИК-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК»

Ф.А. Федулов, Д.А. Бурдин, Д.В. Чашин, А.А. Морозов, Л.Ю. Фетисов

Московский Технологический Университет (МИРЭА), Москва, Россия

Исследования нелинейного магнитоэлектрического (МЭ) эффекта в композитных слоистых структурах «ферромагнетик-пьезоэлектрик» показали, что данный эффект может быть использован для увеличения чувствительности МЭ датчиков магнитных полей [1], а также для создания новых типов датчиков на основе нелинейных эффектов [2].

В данной работе впервые представлен анализатор спектра переменных магнитных полей на основе нелинейного МЭ эффекта в композитной структуре «ферромагнетик-пьезоэлектрик». Созданный анализатор имеет широкий рабочий диапазон частот от 1 кГц до 30 кГц и способен детектировать переменные магнитные поля с минимальной величиной действующей напряжённости 0.01 Э. Блок-диаграмма анализатора спектра представлена на рис.1, а внешний вид прибора показан на рис.2.

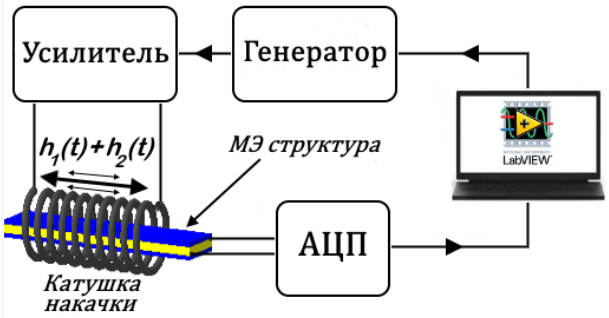


Рис.1. Блок-диаграмма МЭ анализатора спектра.

Рис.2. Внешний вид анализатора спектра.

Чувствительный элемент анализатора представляет собой МЭ структуру, состоящую из пластинки пьезоэлектрика лангатата $La_3Ga_{5.5}Ta_{0.5}O_{14}$ размерами 30 × 7 × 0.5 мм^3, помещённую между двумя слоями аморфного ферромагнетика Metglas размерами 30 × 7 × 0.03 мм^3. Слои были склеены между собой при помощи эпоксидного клея.

МЭ структура помещалась одновременно в измеряемое магнитное поле $h_1(t)$ с частотой f_1 и магнитное поле накачки $h_2(t)$ с амплитудой 2 Э и частотой f_2, создаваемое электромагнитной катушкой так, чтобы на выходе структуры появлялся сигнал с суммарной частотой $f_0 = f_1 + f_2 = 82666$ Гц, равной частоте продольного акустического резонанса структуры. Резонансный сигнал оцифровывался и обрабатывался на компьютере в среде LabVIEW. Таким образом, определение неизвестной частоты f_1 и

амплитуды измеряемого поля h_1 осуществляется путём перестройки известной частоты накачки генератора f_2.

Пример измеренного магнитного спектра в диапазоне 1 – 20 кГц представлен на рис.3, на котором видны два пика с частотами f_1 = 4 кГц и 14 кГц соответственно.

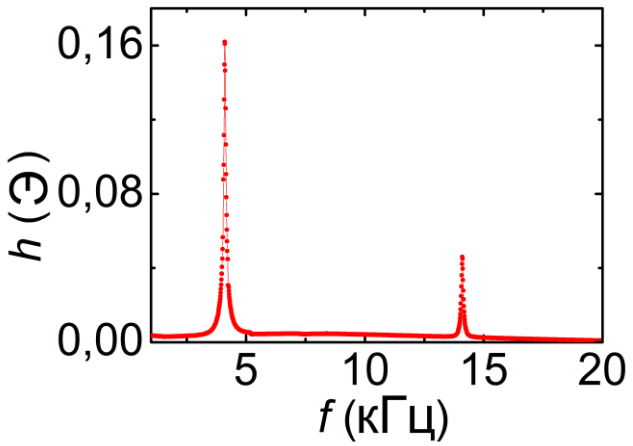


Рис.3. Пример измеренного магнитного спектра.

Диапазон рабочих частот анализатора может быть перенесён в область низких частот 0.01 – 1 кГц при возбуждении в МЭ структуре изгибного акустического резонанса (~1 кГц).

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, проект № 8.1183.2017/ПЧ.

1. S.M. Gillette et al, Improved sensitivity and noise in magneto-electric magnetic field sensor by use of modulated ac magnetostriction, IEEE Magn. Letters, 2011, v. 2, p. 2500104.
2. L.Y. Fetisov et al, A magnetoelectric sensor of threshold DC magnetic fields, J. Appl. Phys., 2017, v. 121, № 154503.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ДВУХСЛОЙНОЙ ОГРАНИЧЕННОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЁНКИ

Н.В. Шульга, Р.А. Дорошенко

ИФМК УФИЦ РАН

Проведено численное исследование основного состояния и электрической поляризации двухслойной обменно-связанной ограниченной ферромагнитной плёнки. Слои плёнки обладают одноосной магнитной анизотропией «лёгкая плоскость» и «лёгкая ось». Исследуемые образцы представляют собой параллелепипеды, их поперечные размеры варьируются от 200 до 500 нм, а толщины слоёв составляют по 60 нм. Расчеты производились с использованием пакета программ трёхмерного моделирования OOMMF [1].

Показано, что наряду с однородным основным состоянием реализуется устойчивое вихревое распределение намагниченности. Для вихревого распределения исследован магнитоэлектрический эффект. Вычислена усреднённая по объёму образца электрическая поляризация. Компонента вектора поляризации перпендикулярная плоскости плёнки значительно превышает компоненты, находящиеся в плоскости. Это объясняется тем, что намагниченность к центру вихря разворачивается в направлении перпендикулярном плоскости плёнки. С уменьшением размеров плёнки величина усреднённой по объёму поляризации возрастает.

Для образцов с малыми поперечными размерами вклад в среднюю поляризацию слоя с анизотропией «лёгкая ось» незначителен. Однако его наличие определяет направление намагниченности в ядре и делает вихревое образование более устойчивым. С увеличением размеров плёнки вклад слоя с анизотропией «лёгкая ось» в среднюю поляризацию растёт.

При намагничивании плёнки внешним магнитным полем поляризация растёт до тех пор, пока большая часть намагниченности образца не будет направлена по полю. Для образца с меньшими поперечными размерами намагниченность разворачивается быстрее, соответственно поляризация достигает максимума в меньшем поле, при этом её величина оказывается больше. После этого рост поляризации прекращается и начинается её снижение вплоть до нуля в насыщающем поле.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-02-00336-А.

1. M.J Donahue, D.G. Porter. OOMMF User’s Guide. Version 1.0 NISTIR 6376. National institute of standards and technology: Gaithersburg, MD (1999).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В (210)-ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

Р.М. Вахитов, Р.Р. Исхакова, А.Р. Юмагузин

Физико-технический институт ФГБОУ ВО БашГУ, Уфа, Россия,

После обнаружения в пленках ферритов-гранатов гигантского магнитоэлектрического (МЭ) эффекта при комнатных температурах [1] о них заговорили как о магнитоэлектрических материалах. Кроме того, в последующих исследованиях в них был открыт новый сильный МЭ эффект, который заключался в смещении доменных границ (ДГ) под действием внешнего электрического поля [2]. Интересной особенностью наблюдаемого эффекта явилось его зависимость от ориентации пленки: в пленках ферритов-гранатов с ориентацией (210) МЭ эффект проявлялся наиболее сильно, в пленках с ориентацией (011) — более слабо, а в пленках с ориентацией (111) МЭ эффект вообще не наблюдался.

Таким образом, для объяснения результатов [2] необходимо провести анализ однородных и неоднородных магнитных состояний, возможных в пленке типа (210) ферритов-гранатов, т. к. подобные исследования в них до сих пор не проводились (за исключением работы [3], где приведен анализ ОФД пленки типа (210) в пренебрежении вкладом кубической анизотропии).

Первоначально были изучены равновесные направления вектора намагниченности **M** в кубическом ферромагнетике с наведенной вдоль оси [210] одноосной анизотропией. Образец представляет собой однородно намагниченную пластину конечной толщины. Систему координат выбираем так, что ось OZ перпендикулярна плоскости пластины и совпадает с направлением [210], ось OX параллельна направлению $[\bar{1}20]$, OY — направлению [001]. Тогда плотность энергии однородных состояний магнетика ε_{ma} , включающая плотности энергий наведенной одноосной и кубической анизотропий, а также плотность энергии размагничивающих полей пластины, запишется в виде

$$\varepsilon_{\text{ма}} = K_u \sin^2\theta + K_p \sin^2\theta\cos^2\varphi - \frac{3}{2}K_{\text{p}}\sin\theta\cos\theta\cos\varphi + \frac{K_1}{25}(25\sin^4\theta\sin^2\varphi\cos^2\varphi +$$

$$25\sin^2\theta\cos^2\theta\sin^2\varphi + 4\sin^4\theta\cos^4\varphi + 4\cos^4\theta + \sin^2\theta\cos^2\theta\cos^2\varphi +$$

$$12\sin\theta\cos^3\theta\cos\varphi - 12\sin^3\theta\cos\theta\cos^3\varphi), \qquad (1)$$

где θ и φ — полярный и азимутальный углы вектора **M**, *Ku*, *Kp* — константы, соответственно перпендикуляр ной и ромбической компонент наведенной одноосной анизотропии [3], K_1 — первая константа кубической анизотропии.

Однородные магнитные состояния рассматриваемого магнетика находятся из минимума (1), т.е. из следующих уравнений:

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial\theta} = 0,\ \frac{\partial\varepsilon}{\partial\varphi} = 0 \tag{2}$$

при выполнении условий

$$\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial\theta^2} > 0,\quad \frac{\partial^2\varepsilon}{\partial\varphi^2} > 0,\quad \frac{\partial^2\varepsilon}{\partial\theta^2}\cdot\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial\varphi^2} - \left(\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial\theta\partial\varphi}\right)^2 > 0 \tag{3}$$

Из анализа полученных соотношений для случая $K_1 = 0$ следует, что в рассматриваемом магнетике возможно существование трех типов магнитных фаз; их обозначения, ориентации и области существования имеют вид [4]:

1. $\theta = {}^{\pi}/_{2},\ \varphi = {}^{\pi}/_{2}, {}^{3\pi}/_{2}$; $\mathbf{M} \parallel [001], [00\bar{1}]$ – симметричная фаза $\mathrm{P}_{[001]}$.

Область ее существования определяется соотношениями: $K_{\mathrm{p}} > 0,\ K_u < -\frac{9}{16}K_{\mathrm{p}}$.

2. $\theta = \theta_0,\ \varphi = 0$ и $\theta = \pi - \theta_0,\ \varphi = \pi$; $\mathbf{M} \parallel [uv0]$ – угловая фаза $\mathrm{P}_{[uv0]}$. Область ее устойчивости – $K_u < 0 \cup K_p > 0,\ K_u > -\frac{9}{16}K_p$. Здесь $\theta_0 = arctg\{[\sqrt{4(K_u + K_p)^2 + 9K_p^2} - 2(K_u + K_p)]/3K_p\}$.

3. Третье возможное состояние магнетика представляет собой фазу типа «наклонная легкая плоскость», которая задается соотношением:

$$\mathrm{tg}\theta = \frac{3}{4}\cos\varphi, \tag{4}$$

а её ориентация определяется нормалью $\mathbf{n} = (0, 4/5, -3/5)$. Существование этой фазы возможно на линии $K_u = -\frac{9}{16}K_p$. Выполнение последнего соотношения (вполне достижимого для пленок ферритов-гранатов [5]), дает возможность зафиксировать с помощью (210)-ориентированной пленки сколь угодно малые поля, действующие на исходный образец. Данное свойство таких пленок может найти применение в высокочувствительных датчиках малых неоднородных полей.

Исследования показывают, что (210)- ориентированная пластина ферритов-гранатов является достаточно сложным объектом для изучения ее магнитных состояний, что обусловлено низкой симметрией магнитной системы.

Между первыми двумя фазами могут иметь место только место спин-переориентационный фазовый переход (СПФП) I рода, а между двумя последними фазами – СПФП как первого, так и второго рода. Кроме того, в области существования низкосимметричных фаз возможны изоструктурные СПФП I рода.

Неоднородные магнитные состояния магнетика также обладают рядом особенностей, однако характерной их чертой является выход намагниченности из плоскости стенки, т.е. доменные границы (ДГ), возможные в (210)– пластине, всегда имеют неблоховскую структуру. По этому признаку изучаемый магнетик существенно отличается от (011)– и (111) – ориентированных пластин ферритов-гранатов [6], в которых 180^0 ДГ с некруговой траекторией вектора намагниченности могут существовать не при всех значениях параметров материала, а лишь при определенных их значениях. Последнее, возможно и является причиной, объясняющей особенности проявления МЭ в феррит-гранатовых пленках с разной ориентацией развитой поверхности, обнаруженной в [2].

1. Б.Б. Кричевцов, В.В. Павлов, Р.В. Писарев. Письма в ЖЭТФ, **49**, 466 (1989).
2. A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev, E.P. Nikolaeva, A.P. Pyatakov. Appl. Phys. Lett. **93**, 182510 (2008).
3. А.Ф. Кабыченков, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова. Письма в ЖЭТФ, **97**, 304 (2013).
4. К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979) 320 с.
5. S. Tkachuk, D. Bowen, C. Krafft, I. D. Mayergoyz. J. of Appl. Phys. **105**, 07A524 (2009).
6. Р.М. Вахитов, Е.Г. Шанина. ЖТФ, **73**, 67 (2003).

И, слушая курс лекций о таинствах магнитных,
Краснеет пол прекрасный, в смущеньи оробев.
Снимает все вопросы без всяких формул хитрых
Антонов Лев Иваныч, для женщин просто лев.

Ф. Лисовский, «Ода» (в честь 60-летия человека,
сделавшего НМММ одним из лучших научных форумов по магнетизму)

ПРЕПОДАВАНИЕ ПО РАЗДЕЛАМ «МАГНЕТИЗМ» И «МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ» В ВЫСШЕЙ ШКОЛЕ

УЧЕБНО-НАУЧНЫЙ СПЕЦИАЛЬНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИКЕ МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

В.Н. Прудников, А.Б. Грановский, И.Д. Родионов, М.В. Прудникова, А.А. Радковская

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

На кафедре магнетизма физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова создан комплекс задач специального практикума по физике магнитных явлений.

Задачи практикума охватывают практически все основные магнитные состояния вещества. Комплекс оснащен современным отечественным и зарубежным оборудованием, приобретённым в рамках «Программы развития МГУ до 2020 года». Одна из основных особенностей спецпрактикума состоит в том, что по рекомендации научного руководителя магистрант, который выполнил цикл обязательных задач спецпрактикума, может провести исследования уникальных свойств современных магнитных материалов, результаты которых могут быть им использованы при написании статей и дипломных работ.

Для знакомства с теоретическими вопросами и порядком работы на установках изданы соответствующие хорошо иллюстрированные описания, которые включают необходимый теоретический материал, подробное описание работы экспериментальной установки, порядок проведения эксперимента, а также вопросы для самостоятельной подготовки (рис.1).

Рис.1. Внешний вид описаний специального физического практикума.

Полный комплект «Учебно-научного специального практикума по физике магнитных явлений» состоит из 9 задач, которые структурированы следующим образом.

Задачи: «Вибрационный магнитометр» [1], «Исследование температурной зависимости намагниченности ферромагнетика с помощью вибра-

ционного магнитометра» [2] - являются обязательными для выполнения. Цель этих задач – ознакомление с устройством и принципами работы вибрационного магнитометра, изучение поведения намагниченности ферромагнетика под действием магнитного поля и температуры. Выполнение задач производится с помощью вибрационного магнитометра «VSM 7400» американской фирмы «LakeShore», который является высокотехнологичным инструментом для исследования магнитных свойств, используемым практически во всех современных магнитных лабораториях мира.

Задача «Исследование влияния размагничивающего магнитного поля ферромагнитного образца на кривую намагничивания» [3] содержит основы теории по курсу физики магнитных явлений и призвана закрепить навыки работы на экспериментальной установке. Эта задача также является обязательной.

Задачи: «Исследование температурной зависимости намагниченности аморфного ферромагнетика» [4], «Нескомпенсированные антиферромагнетики (ферримагнетики)» [5], «Исследование температурной зависимости намагниченности системы суперпарамагнитных частиц» [6] - являются более углублёнными, содержат дополнительный материал по курсу физики магнитных явлений и предлагаются для выполнения тем студентам, темы научных работ которых имеют близкий профиль.

Основной целью задачи «Магнитокалорический эффект» [7] специального физического практикума является изучение технологии магнитного охлаждения, в основе которой лежит способность любого магнитного материала изменять температуру и энтропию под воздействием внешнего магнитного поля. Для выполнения работы по экспериментальному исследованию магнитокалорического эффекта в широком интервале температур и магнитных полей используется измерительный комплекс «MagEq MMS 801» компании «AMT&C» (Россия).

Лабораторная работа «Гальваномагнитные явления в ферромагнитных металлах и сплавах» [8] посвящена экспериментальному изучению особенностей эффектов переноса электрического заряда в ферромагнитных металлах и сплавах в присутствии (и без) внешнего магнитного поля. Проводятся исследования электрического сопротивления, магнитосопротивления и эффекта Холла с помощью автоматизированного измерительного комплекса «Кинетика».

Важное место в учебно-научном практикуме по физике магнитных явлений занимает задача «Волны в магнитных метаматериалах с сильным взаимодействием между элементами. Суперлинза» [9]. Основная цель данной задачи практикума: изучение микроскопических свойств метаматериалов с учётом взаимодействия между микрорезонаторами (элементарными ячейками среды метаматериала) и исследование медленных магнитоиндуктивных волн, определяющих электромагнитный отклик в магнитных метаматериалах в широком частотном диапазоне. Работа выполняется на изме-

рительной установке, построенной на базе векторного анализатора цепей фирмы «Rohde&Schwarz» «ZVB20» (Германия).

При подготовке к выполнению задач «Учебно - научного специального практикума по физике магнитных явлений» используются материалы книги В.Н. Прудникова «Экспериментальные методы в магнетизме. Лекции» [10].

Обучение студентов и аспирантов физического факультета на подобном оборудовании позволяет подготовить специалистов мирового уровня в таких стратегически важных областях науки, как физика магнитных явлений, физика наноструктур и нанотехнологии.

1. Н.С. Перов, В.В. Родионова, М.В. Прудникова, А.Б. Грановский, В.Н. Прудников, «Вибрационный магнитометр», М.: Физический факультет МГУ, 2016 г., 32 стр.
2. В.Н. Прудников, Н.С. Перов, А.Б. Грановский, И.Д. Родионов, М.В. Прудникова «Исследование температурной зависимости намагниченности ферромагнетика с помощью вибрационного магнитометра», М.: Физический факультет МГУ, 2017г., 44 стр.
3. В.Н. Прудников, А.Б. Грановский, И.Д. Родионов, М.В. Прудникова, «Исследование влияния размагничивающего магнитного поля ферромагнитного образца на кривую намагничивания», М.: Физический факультет МГУ,2017г., 34стр.
4. «Исследование температурной зависимости намагниченности аморфного ферромагнетика», М.: Физический факультет МГУ, 2017г., 45 стр.
5. В.Н. Прудников, А.Б. Грановский, И.Д. Родионов, М.В. Прудникова, М.И. Блинов, «Нескомпенсированный антиферромагнетизм. Ферримагнетизм», М.: Физический факультет МГУ, 2017 г., 45 стр.
6. В.Н. Прудников, А.Б. Грановский, И.Д. Родионов, М.В. Прудникова, «Исследование температурной зависимости намагниченности системы суперпарамагнитных частиц», М.: Физический факультет МГУ, 2017 г., 41 стр.
7. А.М. Салецкий, И.Д. Родионов, М.В. Прудникова, А.Б. Грановский, В.Н. Прудников, «Магнитокалорический эффект», М.: Физический факультет МГУ, 2015 г., 36 стр.
8. В.Н. Прудников, А.Б. Грановский, А.П. Казаков, Д.Е. Меттус, М.В. Прудникова, «Гальваномагнитные явления в ферромагнитных металлах и сплавах», М.: Физический факультет МГУ, 2012 г., 32 стр.
9. А.А. Радковская, В.Н. Прудников, П.Н. Захаров, А.Ф. Королёв, А.П. Сухоруков, «Волны в магнитных метаматериалах с сильным взаимодействием между элементами. Суперлинза», М.: Физический факультет МГУ, 2010 г., 44 стр.
10. В.Н. Прудников «Экспериментальные методы в магнетизме. Лекции», М.: Физический факультет МГУ, 2009 г., 236 стр.

ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ ПО МАГНЕТИЗМУ

В.В. Смирнов[1,2], О.М. Алыкова[1], М.Ф. Булатов[3]
[1]*Астраханский государственный университет, Россия*
[2]*Каспийский институт морского и речного транспорта*
[3]*МИРЭА - Российский технологический университет, Москва, Россия*

Монокристаллические пленки феррит гранатов (МПФГ) являются средой, чрезвычайно удобной как для фундаментальных исследований, так и для прикладного использования [1]. Развитая теория [2] позволяет использовать данную среду и для решения учебных задач, связанных с расчетом параметров сложных магнитных систем.

Рассмотрим решение задачи: рассчитать основные параметры МПФГ состава $Sm_{0,41}Lu_{2,07}La_{0,52}Ga_{0,58}Fe_{4,42}O_{12}$, полученные данные сравнить с экспериментальными.

Намагниченность насыщения гранатов M_s может быть записана через намагниченности отдельных подрешеток:

$$M_s = N_aM_a - N_dM_d + N_cM_c ,$$

где N_d, N_a, N_c – количество подрешеток типа *d, a, c* соответственно в единице объёма граната.

Намагниченности отдельных подрешеток определяются алгебраической суммой магнитных моментов ионов Fe^{3+} (равен 5,92 μ_B, μ_B – магнетон Бора) или Re^{3+} и окружающих его ионов кислорода O^{2-}. Так как магнитный момент иона кислорода O^{2-} равен нулю, то намагниченность подрешетки равна магнитному моменту иона, расположенному в пустоте подрешетки.

Для определения намагниченности насыщения граната необходимо знать количество подрешеток каждого типа *a, d*, и *c* в единице объёма граната. Определить это значение можно зная количество подрешеток в элементарной ячейке и объём этой ячейки. Количество подрешеток в элементарной ячейке равно количеству ионов находящихся в пустотах этих подрешеток.

Кубическая элементарная ячейка граната содержит восемь формульных единиц $Re_3Fe_5O_{12}$ и содержит 160 атомов: n_O – 96 атомов кислорода; n_c – 24 иона Re^{3+}, принадлежащих додэкаэдрической подрешетке *c*; n_a – 16 ионов Fe^{3+}, принадлежащих октаэдрической подрешетке *a*; n_d – 24 иона Fe^{3+}, принадлежащих тетраэдрической подрешетке *d*.

Объем элементарной ячейки $V_{ЭЛ} = a^3$, где, *a* - постоянная решетки (у гранатов изменяется в пределах от 1,22 до 1,26 нм). Возьмем среднее значение 1,24 нм.

Тогда количество подрешеток в единице объёма граната найдём как произведение количества ионов в элементарной ячейке помноженное на количество элементарных ячеек, содержащихся в 1м^2.

$$N_c = n_c \times \frac{V}{V_{эл}},\ N_d = n_d \times \frac{V}{V_{эл}},\ N_a = n_a \times \frac{V}{V_{эл}},\ \text{, где } V = 1\ \text{м}^3.$$

Тогда $M_s = \frac{V}{V_{эл}} \times (n_a M_a - n_d M_d + n_c M_c)$ (1)

Вычислим намагниченность насыщения плёнки феррит-граната состава $Sm_{0,65}Lu_{0,27}Tm_{1,2}\ Y_{0,82}Gd_{0,24}Al_{0,2}Fe_{4,8}O_{12}$.

Найдем $n_c M_c$ для $Sm_{0,65}Lu_{0,27}Tm_{1,2}\ Y_{0,82}Gd_{0,24}$.

$$n_c M_c = n_{Sm} M_{Sm} + n_{Lu} M_{Lu} + n_{Tm} M_{Tm} + n_Y M_Y + n_{Gd} M_{Gd}$$

Из работы [3] $M_{Sm} = 0,72\mu_B$, $M_{Lu} = 0$, $M_{Tm} = 7\mu_B$, $M_Y = 0$, $M_{Gd} = 7\mu_B$.

$$n_c = n_{Sm} + n_{Lu} + n_{Tm} + n_Y + n_{Gd} = 24,$$

где n_{Sm}, n_{Lu}, n_{Tm}, n_Y, n_{Gd} – число ионов Sm, Lu, Tm, Y и Gd в элементарной ячейке. Найдем эти значения, решив следующие пропорции:

$\frac{n_{Sm}}{0,65} = \frac{n_c}{3}$, $n_{Sm} = 0,65 \times \frac{n_c}{3} = 5,2$. Аналогично $\frac{n_{Lu}}{0,27} = \frac{n_c}{3}$, $\frac{n_{Tm}}{1,2} = \frac{n_c}{3}$, $\frac{n_Y}{0,82} = \frac{n_c}{3}$, $\frac{n_{Gd}}{0,24} = \frac{n_c}{3}$. Далее находим $n_d M_d$ и $n_a M_a$.

В случае, когда замещения железа отсутствуют $n_d = 24$ и $n_a = 16$, а M_d и M_a равны магнитному моменту иона Fe^{3+}. Когда замещение присутствует необходимо учитывать, что ионы Ga^{3+}, Al^{3+} и Ge^{3+} замещают Fe^{3+} в тетраэдрической подрешетке d:

$$n_d M_d = n_{Fe} M_{Fe} + n_{Al} M_{Al}, \text{ где } M_{Fe} = 5,92\mu_B,\ M_{Al} = 0.$$

$n_d = n_{Fe} + n_{Al} = 24$, где n_{Fe}, n_{Al} – число ионов *Fe* и *Al* в элементарной ячейке. Найдем эти значения, решив следующие пропорции:

$$\frac{n_{Fe}}{3-0,2} = \frac{n_d}{3},\ \frac{n_{Al}}{0,2} = \frac{n_d}{3},\quad n_{Fe} = 2,8 \times \frac{n_c}{3} = 22,4,\ n_{Al} = 0,2 \times \frac{n_c}{3} = 1,6$$

Подставляя найденные значения в формулу (1) получим M_s = 176,97 кА/м для данного состава плёнки.

Так находится намагниченность насыщения при абсолютном нуле температуры. При данной температуре магнитные моменты ориентированы параллельно и антипараллельно друг другу. С повышением температуры направления магнитных моментов меняются и намагниченности подрешеток убывают по законам, которые аппроксимируется выражениями (2-4).

$$M_c:\ f(x) = 1,12\left(1+\frac{T}{T_N}\right)^{-4,93},\ M_a:\ f(x) = 1,18\left(1-\frac{T}{T_N}\right)^{0,323},\ M_d:\ f(x) = 1,2\left(1-\frac{T}{T_N}\right)^{0,349} \quad (2\text{-}4)$$

где T_N – температура Нееля.

С учётом температурной зависимости выражение (1) запишется в конечном виде:

$$M_s = \frac{V}{V_{эл}} \times \left(n_a M_a \times 1,18\left(1-\frac{T}{T_N}\right)^{0,323} - n_d M_d \times 1,2\left(1-\frac{T}{T_N}\right)^{0,349} + n_c M_c \times 1,12\left(1+\frac{T}{T_N}\right)^{-4,93}\right)$$

Значение намагниченности M_s для состава $Sm_{0,65}Lu_{0,27}Tm_{1,2}\ Y_{0,82}Gd_{0,24}Al_{0,2}Fe_{4,8}O_{12}$ с T_N = 529К при T = 300К составило 112,76 кА/м. Экспериментальное значение намагниченности данной плёнки M_s = 102,8 кА/м [1]. Основными статическими магнитными параметрами МПФГ яв-

ляются средняя равновесная ширина лабиринтных (полосовых) доменов в отсутствие поля смещения $\omega = P_0/2$ (P_0 – равновесный период), характеристическая длина l, намагниченность насыщения M_s, поле коллапса ЦМД H_0 и поле эллиптической неустойчивости H_2. Любой их этих параметров можно рассчитать, зная всего три параметра из следующих наборов: 1) H_0, w, h; 2) H_0, H_2, h; 3) H_0, H_2, x_0h; 4) H_0, x_0h, h; 5) H_2, x_0h, h; 6) M, h, l; Теория полосовых доменов позволяет определить зависимости l/h от P_0/h, x_0 от P_0/h, x_0 и w/h от l/h.

Для расчета параметров используют эмпирические соотношения. В интервале $2 \le P_0/h \le 4$ с точностью до 0,3%:

$$l/h = \left(rP_0^2/\pi^3h^2\right)\left[1.0518 - \left(1 + 2\pi h\sqrt{\varepsilon/P_0}\right)\right] \times \exp\left(-2\pi h\sqrt{\varepsilon P_0}\right), \quad (5)$$

$$l/h = \left(rP_2^2/\pi^3h^2\right) \times \left[0{,}65735 - \sum_{n=1}^{2}\sin^2\left(0{,}75n\pi\sqrt{\varepsilon/P_2}\right)\right], \quad (6)$$

$$H_{см}/M = 1/2 + \left(rP_2/\pi^2h\right)\left[-0{,}91596 + \exp\left(-2\pi h\sqrt{\varepsilon/P_2}\right)\right], \quad (7)$$

где $r = 2/\left(1+\sqrt{\varepsilon}\right); \varepsilon = 1 + 1/Q;$; P_2 – период полосовых доменов при $\frac{m}{M}$ = 0,5

Формула (5) была приведена к виду:

$$\frac{l}{h}e^{6,28hP_0^{\frac{1}{2}}A} = \frac{0{,}1036P_0^2 - 12{,}56hP_0^{\frac{3}{2}}A}{30{,}96h^2(1+A)}, \quad (8)$$

$$A = \sqrt{1 + \frac{1}{Q}}, \quad (9)$$

где Q – фактор качества.

По формуле (7) была рассчитана намагниченность насыщения M_s для 20 МПФГ различного состава. В таблице 1 приведено сравнение теории с экспериментом. Экспериментальные данные были взяты из справочника [1]. Результаты расчета остальных параметров пленки состава $Sm_{0,41}Lu_{2,07}La_{0,52}Ga_{0,58}Fe_{4,42}O_{12}$ и сравнение их с экспериментальными данными приведено в таблице.

Таблица 1

Состав	M_s, кА/м		H_0, кА/м		Q		K_u, кДж/м^3		А, пДж/м	
	Теория	Эксперимент	Теория	Эксперимент	Теория	Эксперимент	Теория	Эксперимент	Теория	Эксперимент
$Sm_{0,41}Lu_{2,07}La_{0,52}Ga_{0,58}Fe_{4,42}O_{12}$	74,5	76,4	35,16	36,2	1,67	1,8	6,6	6,68	2,46	2

Наличие разнообразия состава МПФГ позволяет реализовать индивидуальную образовательную траекторию для каждого студента.

Список литературы

1. Балбашов А.М. Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах: Справочник / А.А. Балбашов, Ф.В. Лисовский, В.К. Раев и др. М.: Радио и связь, 1987. 488 с.
2. Крупичка С. Физика ферритов. – М., Мир, 1976, ч. 1.
3. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма / С. Тикадзуми. М.: 1987.

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПРЕПОДАВАНИЯ РАЗДЕЛА «МАГНЕТИЗМА» В КУРСЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ В ТЕХНИЧЕСКИХ ВУЗАХ

О.К. Кувандиков[1], У.Т. Усаров[2]
[1]Самаркандский государственный университет, [2]Самаркандский государственный архитектурно-строительный институт.
Узбекистан, 140104, Самарканд, Университетский бульвар, 15.
quvandikov@rambler.ru.

С переходом на двухступенчатую систему обучения (бакалавриат, магистратура) в высших технических учебных заведениях количество учебных часов по курсу общей физики сократилось. Ранее в пятилетнем обучении (при подготовке дипломированных специалистов) курс общей физики велась в четырёх семестрах (первых и вторых курсах), ныне ведутся – в два семестра (на первом курсе).

В статье «Как преподавать физику?» Р. Сагдеева, В. Фабриканта, Л. Грибова, С. Капицы говорится: «Сама физика как наука демонстрирует тот идеал, к которому должна стремиться любая область знаний, когда на основании сравнительно небольшого числа хорошо обоснованных экспериментально принципов, опираясь на мощный математический аппарат, можно логически совершенно строго вывести массу следствий и точно предсказать конечный результат по исходным данным. Последовательное изучение курса физики вырабатывает специфический логический метод мышления, физическую интуицию, которые оказываются чрезвычайно плодотворными и в других науках» [1].

В типовых учебных программах по курсу общей физики технических вузов, в частности строительных вузах нашей республики учебные часы на магнитные свойства вещества не отведены. Но с бурным развитием в последнее время вычислительной техники, спинтроники, где для передачи, переработки и хранения информации наряду с зарядом электрона используется его спин, синтезированием множества разбавленных полупроводников и полупроводниковых соединений с ферромагнитными свойствами, которые успешно используются в устройствах информатики необходимо студентам дать основные понятия о свойствах этих материалов.

Физика – это такая наука, его можно назвать источниками инноваций и инновационных технологий.

Ввиду того, что основная масса технический изделий (в первую очередь – машиностроения) ферромагнитны (железа, сталь) открывается широкая возможность для магнитного контроля их структуры (магнитно-структурный анализ), с сильно, их механических прочностных и пластических свойств, а также для выявления дефектов типа нарушений

сплошности металла, инородных включений и т.д. (магнитная дефектоскопия).

Магнитоструктурный анализ основан на использовании связи между основными характеристиками ферромагнитного материала (намагниченностью насыщения, проницаемостью или восприимчивостью, гистерезисными потерями и т.д.) и другими немагнитными физическими свойствами этого материала – механическими, электрическими, оптическими, фазовым составам и т.д. важным обстоятельством является то, что магнитные характеристики легко поддаются измерению без какого либо разрушения исследуемых деталей. Поэтому магнитные методы исследования открывающей широкую возможность для неразрущающих методов контроля [2].

Магнитоструктурный анализ также может применяться для контроля (например, немагнитных цветных металлов), для обнаружения ферромагнитных составляющих (например, соединений железа) в горных порядок и т.д.

В последнее время магнитоструктурный анализ начали использовать и для исследований и контроля качества изделий из слабомагнитных материалов: диа- и парамагнитных сплавов и соединений, применяя более также методы измерения малых намагниченностей этих тел. Назначение методов магнитной дефектоскопии – обнаружить в контролируемых телах из ферромагнитных веществ различные нарушения сплошности металла и чужеродные включения, которые зачастую могут быть невидимы невооруженным и даже вооруженным (например, лупой) глазом, если они выходят на поверхность изделия, тем более, когда эти дефекты находятся внутри изделия.

Ферромагнетизм используется не только в электротехнический и радиоэлектронной промышленности, не только для целей магнитного структурного анализа и магнитной дефектоскопии в металлургической, машиностроительной и приборостроительной промышленностях, по также в геологии, геофизики и горнодобывающей промышленности. Одним из эффективных методов поиска новых залежей железных руд является магнитный метод разведки. В горном деле применяются так называемые сепараторы, которые используются для обогащения полезные испокаемых.

Перспективы применения магнитной жидкости неисчерпаемы. Данный продукт может служить, и в качестве заменителя элементов гидравлической техники, и для преобразования энергии колебательного движения в электрическую, и для уничтожения раковых клеток (разогревом в переменном магнитном поле). Также возможно применение для очистки сточных вод в качестве сорбента; выделения углеводородов из нефтешламов; в автомобилестроении.

В работе [3] проведён общий обзор магнитных способов контроля для выявления дефектов, измерения толщины изделий и покрытий,

определения твёрдости, прочности и других свойств материалов. Они могут быть использованы при преподавании курса общей физики в технических вузах.

Вышеперечисленные применения магнетизма можно продолжить. Для подготовки качественных, компетентных специалистов в технических вузах, считаем необходимым увеличение количество учебных часов по курсу общей физики, также включить в программу подготовки специалистов по техническим направлениям, и учебные курсы по выбору: Магнитоструктурный анализ, магнитная дефектоскопия, магнитная жидкость, магнетизм в природе и технике, магнетизм коммуникационных систем.

Литература

1. А. М. Мелёшина, И. К. Зотова. О преподавании физики в вузе. Воронеж. Изд. Воронежского университета. 1989 г.
2. С. Вонсовский. Магнетизм. Москва. Наука. 1984 г.
3. Хептнер Х., Штронис Х. «Магнитные и токовихревые способы испытания материалов». Перевод с немец.языка, М. 1978 г.

О НЕДОСТАТКАХ ИСПОЛЬЗУЕМОГО В УЧЕБНОЙ ЛИТЕРАТУРЕ ПОДХОДА ПРИ ВЫВОДЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПАРАМАГНЕТИКОВ

Ю.И.Диканский, С.А. Куникин

Северо-Кавказский Федеральный университет, Ставрополь, Россия

При выводе формулы для магнитной восприимчивости в основных отечественных учебниках (например [1,2,3]) зависимость намагниченности парамагнитного газа от напряженности поля полагается равной $M = M_\infty L\left(\frac{mB}{kT}\right)$, при этом под B подразумевается макроскопическое (усредненное по объему) поле в магнетике. В случае малых полей из нее следует $M = \frac{nm^2}{3kT}B$, откуда, с учетом $M = \chi H$ получают:

$$\frac{\chi}{\mu} = \frac{\chi}{1+4\pi\chi} = \frac{nm^2}{3kT}. \qquad (1)$$

Для парамагнитного газа магнитная восприимчивость χ мала, поэтому считается возможным пренебречь слагаемым $4\pi\chi$ вследствие его малости по сравнению с единицей [1,2], что дает возможность получить

для магнитной восприимчивости выражение $\chi = nm^2 / 3kT$, которое и выражает известный закон Кюри $\chi = C / T$.

Однако**,** строгий расчет восприимчивости из выражения (1) без каких либо пренебрежений (что должно было бы привести к более точному результату) дает выражение, аналогичное не закону Кюри, а аналогу закона Кюри-Вейсса – $\chi = \dfrac{C}{T - 4\pi C}$ (здесь $C = nm^2/3k$). Это может указывать на то, что пренебрежение магнитной восприимчивостью в знаменателе выражения (1) является не совсем оправданным, так как оно изменяет закон зависимости магнитной восприимчивости от температуры. Кроме того, в этом случае магнитная проницаемость фактически принимается равной единице, т. е. полагается $B = H$. Это означает, что, вышеуказанное приближение равносильно пренебрежению намагниченностью среды при выполнении процедуры нахождения выражения для магнитной восприимчивости, поскольку в магнетике $B = H + 4\pi M$. Однако подчинение температурной зависимости магнитной восприимчивости парамагнетиков закону Кюри не вызывает сомнения, вследствие его подтверждения многочисленными экспериментальными исследованиями. Представляется, что описанные выше противоречия следует связать с проблематичностью некоторых приближений, обычно используемых авторами отечественных учебников, посвященных классической теории магнетизма. Действительно, энергия дипольной молекулы в магнитном поле, фигурирующая в аргументе функции Ланжевена, очевидно должна определяться произведением магнитного момента молекулы на индукцию поля B', непосредственно действующего на молекулу, а не на индукцию макроскопического (усредненного) поля, как это принято в [1-2]. В результате выражение для намагниченности запишется в виде: $M = \dfrac{nm^2}{3kT} B'$. Так как B' нельзя положить равным μH , то получение выражения (1) становится невозможным. В случае пренебрежения магнитодипольным взаимодействием (что вполне допустимо для парамагнетиков) индукцию действующего поля B' можно положить равной напряженности внешнего поля H , что и дает, вполне обоснованно, для магнитной восприимчивости формулу, выражающую закон Кюри $\chi = \dfrac{nm^2}{3kT}$. Заметим, что при таком рассмотрении мы не пренебрегаем собственным макроскопическим полем магнетика (как это фактически предлагается в [1,2]), а лишь считаем, что в точке расположения выбранной молекулы собственные поля остальных молекул пренебрежимо малы.

Известно [1,2,4], что при проведении аналогии между магнитными и электрическими явлениями следует считать, что аналогом E является не H, а B, так как именно B является силовой (как и E) характеристикой поля. Кроме того, в [2] утверждается, что аналогом диэлектрической восприимчивости α, является не магнитная восприимчивость χ, а отношение χ/μ. Действительно, из выражения $M=\chi H$ следует $M=(\chi/\mu)B$, которое полагают аналогом выражения $P=\alpha E$, из чего и следует аналогия между α и χ/μ. Однако эта аналогия не совсем безупречна, так как, B в представленном выражении - это усредненное (макроскопическое) значение напряженности поля внутри магнетика, которое превышает индукцию внешнего поля, тогда как E – это напряженность поля, в которое помещен диэлектрик, которая, общем случае, равна напряженности внешнего поля (например, при сильно вытянутой формы диэлектрика, когда его деполяризацией можно пренебречь). Следует отметить, что выражение $M=\chi H$ справедливо в случае полного заполнения магнетиком пространства между силовыми линиями поля (или для сильно вытянутых образцов, размещенных вдоль направления поля, когда их размагничиванием за счет незамкнутой формы можно пренебречь). При такой ситуации напряженность поля внутри образца равна напряженности вне его (тангенциальные составляющие напряженности поля на границах магнетика с вакуумом разрыва не претерпевают), а поскольку в вакууме $B_0=H$, то из выражения $M=\chi H$, кроме, $M=(\chi/\mu)B$, можно также получить $M=\chi B_0$. Последнее выражение действительно является аналогом $P=\alpha E$, что подтверждает аналогию, все-таки, между α и χ, а не между α и χ/μ.

Отметим также, что согласно [4], выражения для термодинамических величин в магнитном поле формально можно получить из соответствующих выражений в электрическом поле лишь заменой E и D, соответственно на H и B, и, следовательно, ε – на μ.

Литература

1. И.Е. Тамм. Основы теории электричества. М.: ФИЗМАТЛИТ (2003).

2. Д.В.Сивухин. Общий курс физики. Т. 3.Электричество. М.:ФИЗМАТЛИТ (2016).

3. И.В. Савельев. Курс общей физики. Т.2. М.:Лань (2011).

4. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. М.: ФИЗМАТЛИТ (2003).

ЗАДАЧИ СПЕЦРАКТИКУМА КАФЕДРЫ МАГНЕТИЗМА ДЛЯ СТУДЕНТОВ МЛАДШИХ КУРСОВ

Н.С. Перов, Т.Б. Шапаева, С.А. Грановский, Н.В. Стрелков, Л.А. Макарова, А.В. Богомолов, Б.А. Шапаев

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра магнетизма

В последние годы на физическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова распределение студентов по кафедрам происходит на 2 курсе. В связи с этим возникла необходимость в создании новых задач практикума, выполнение которых с одной стороны помогло бы студентам младших курсов более детально познакомиться с тематикой исследований, проводимых на кафедре, а с другой стороны не требовало бы серьезной подготовки. Кроме того, учебная нагрузка студентов 3 курса, не позволяет выделять для выполнения практикума много аудиторных часов, поэтому планировалось, что часть практической работы может быть выполнена студентами дистанционно. При подготовке описаний задач предполагалось, что измерения могут быть сделаны в течение 2 академических часов.

В настоящее время в спецпрактикуме кафедры магнетизма создана серия задач для студентов 3 курса: некоторые из них представляют собой законченные измерения, а другие состоят из отдельных небольших упражнений. К первому типу относятся две задачи: «Измерение величины магнитного поля Земли» и «Исследование магнитной восприимчивости гадолиния вблизи температуры Кюри». Ко второму типу относится задача «Изучение постоянного магнитного поля: численное моделирование и эксперимент» (рис.1).

При изучении магнитного поля Земли студенты не только измеряют три компоненты геомагнитного поля, определяют магнитное наклонение и вычисляют магнитный момент Земли, но и определяют влияние электронных устройств на величину геомагнитного поля.

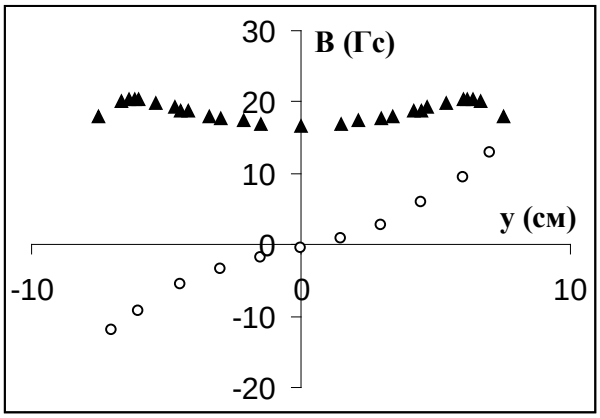
При исследовании магнитной восприимчивости гадолиния вблизи температуры Кюри с помощью элемента Пельтье проводят охлаждение и нагрев образца в диапазоне температур от –10 до 50°C (рис.2). По результатам измерений индуктивности катушки с образцом в зависимости от температуры определяют температуру Кюри и эффективный магнитный момент образца.

Целью первой части задачи по изучению постоянного магнитного поля является численный расчет осевой и радиальной компонент магнитного поля витка с током, а также расчет величин магнитных полей, создаваемых соленоидами с разной геометрией. Эту часть задачи студенты могут выполнять дистанционно. Во второй части задачи необходимо экспериментально определить постоянную катушки с помощью датчика Холла,

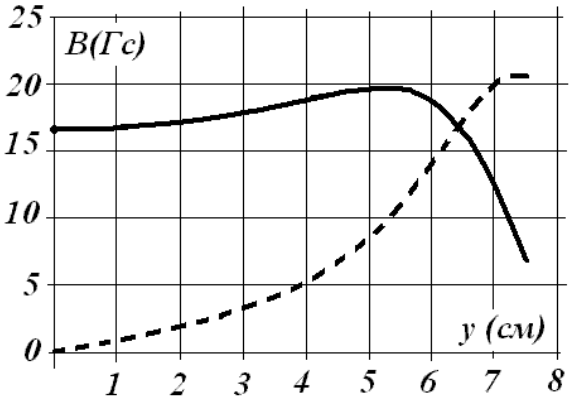
а также исследовать топологию магнитного поля плоского соленоида с помощью магнетометра.

С описанием всех задач практикума можно познакомиться на сайте: http://magn.phys.msu.ru/Rus/prac.html.

Новые задачи спецпрактикума кафедры магнетизма работают уже несколько лет. За это время с ними могли познакомиться не только студенты кафедры магнетизма физического факультета МГУ, но и студенты других вузов, в частности, студенты Московского института инженеров геодезии, аэрофотосъемки и картографии (МИИГАиК) и студенты Балтийского Федерального Университета им. И. Канта (г. Калининград).



а



б

Рис.1. (а) Экспериментальная зависимость осевой B_z (▲) и радиальной B_y (○) компонент магнитного поля, создаваемого катушкой (R=7,5 см; I=0,5 А; N=200 витков на расстоянии 2 см от ее центра), как функция расстояния от центра катушки. (б) Результаты моделирования зависимостей B_z (сплошная линия) и радиальной B_y (пунктирная линия) при тех же параметрах.

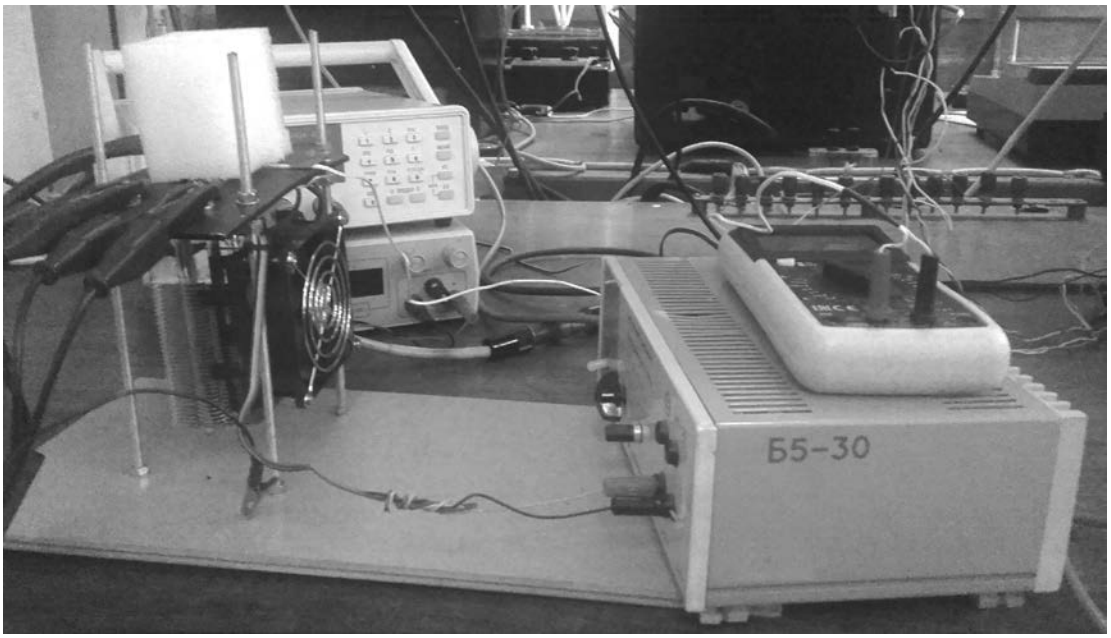


Рис.2. Общий вид задачи «Исследование магнитной восприимчивости гадолиния вблизи температуры Кюри».

О МАГНЕТИЗМЕ В КУРСАХ ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ ДЛЯ ВСЕХ ЕСТЕСТВЕННЫХ ФАКУЛЬТЕТОВ ВУЗОВ

В.В.Суриков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

В докладе обобщается опыт чтения вводных односеместровых курсов естествознания в МГУ (экономический факультет и факультет глобальных процессов) и в его филиалах в Севастополе и в Баку. Только что вышло шестое издание соответствующего учебного пособия с двумя грифами [1]. Гриф УМО рекомендует его для студентов вузов, обучающихся по естественнонаучным направлениям. Можно отметить, что по просьбе руководства филиала в г. Баку курс был прочитан для всех шести факультетов. В 2018 г. на экономическом факультете курс читается в 25-й раз. Общее количество слушавших студентов превышает 7000 человек.

При всем многообразии уровня подготовки студентов по физике и несмотря на ограниченность аудиторных часов, включение магнитных вопросов никогда не вызывает элементов отторжения (типа – а зачем нам это?). Можно сказать, что магнитная тематика является выигрышным звеном, тем более что она позволяет варьировать круг рассматриваемых вопросов весьма в широких пределах в зависимости от конкретной аудитории.

Конечно, есть ряд вопросов, которые входят в любой курс: основные законы магнетизма, современные представления о природе магнитных взаимодействий, простейшая классификация магнитных веществ, магнитное поле Земли и его динамика, основные положения теории Максвелла, электромагнитные волны. Практика показывает, что не стоит заблуждаться относительно того, что простое включение этих вопросов в программу автоматически убедит студентов в необходимости их изучения. Очень важными представляются первые лекции курса, актуализирующие материал программы. В докладе подробно будет показано, как это делает автор на различных факультетах. Разумеется, возможны и альтернативные подходы, которые интересно будет обсудить.

1. В.В.Суриков. Введение в основы естествознания с приложением на китайском языке. Москва, Юрайт, 2018.

НОВАЯ ЗАДАЧА ПРАКТИКУМА «ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИВОЙ НАМАГНИЧИВАНИЯ И ПЕТЛИ ГИСТЕРЕЗИСА ПО АНАЛИЗУ ФОТОГРАФИЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ»

Т.Б. Шапаева, Ю.Н. Курбатова, А.И. Ахуткина

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра магнетизма

В настоящее время во многих вузах на изучение общего курса физики отведено значительно меньше часов, чем в предыдущие годы. В связи с этим на лекциях и семинарах материал дается более сжато, преподаватели не имеют времени для демонстраций, а выполнение лабораторных работ и проведение практических занятий или полностью отсутствует в учебном плане или заменено виртуальными задачами, при выполнении которых студенту отводится роль зрителя, а не участника эксперимента. В таких условиях трудно подготовить высококвалифицированных технических специалистов, в которых так нуждается современная отечественная наука и производство.

Известно, что в последние годы развитие технологий происходит на стыке нескольких направлений. Именно поэтому представляется актуальным создание таких физических демонстраций и задач практикума, в рамках которых для объяснения наблюдаемых явлений были бы использованы законы разных разделов физики. С другой стороны, реализованные идеи были бы наглядны, достаточно просты в интерпретации и интересны не только людям с техническим образованием и студентам, изучающим физику, но и более широкой аудитории. Кроме того, немаловажным является доступность и удобство в эксплуатации используемого оборудования.

На кафедре магнетизма была разработана и создана демонстрация, благодаря которой студенты могут увидеть доменную структуру прозрачного ферромагнетика – феррита-граната с помощью поляризационного микроскопа, а также результат воздействия на эту структуру постоянного магнитного поля и поля, создаваемого широко используемыми пластиковыми картами. Эту демонстрацию уже несколько лет показывают не только на лекциях по общему курсу физики на физическом факультете МГУ, но и в рамках межфакультетского курса «Магнетизм вокруг нас», разработанного сотрудниками кафедры магнетизма МГУ. Этот курс могут посещать все желающие студенты МГУ, в том числе и студенты нетехнических специальностей. В 2017 году эта демонстрация была успешно показана на Дне Науки в Университете св. Радбоуда в г. Неймеген (Нидерланды).

Идея, использованная при разработке описанной выше демонстрации, легла в основу создания новой задачи спецпрактикума кафедры магнетизма физического факультета МГУ, в которой измерение кривой

намагничивания и петли гистерезиса проводится с помощью анализа изображений доменной структуры при перемагничивании. Эти изображения получают с помощью микроскопа и камеры для микросъемки, используя магнитооптический эффект Фарадея (рис.1), и затем анализируют с помощью специальной программы.

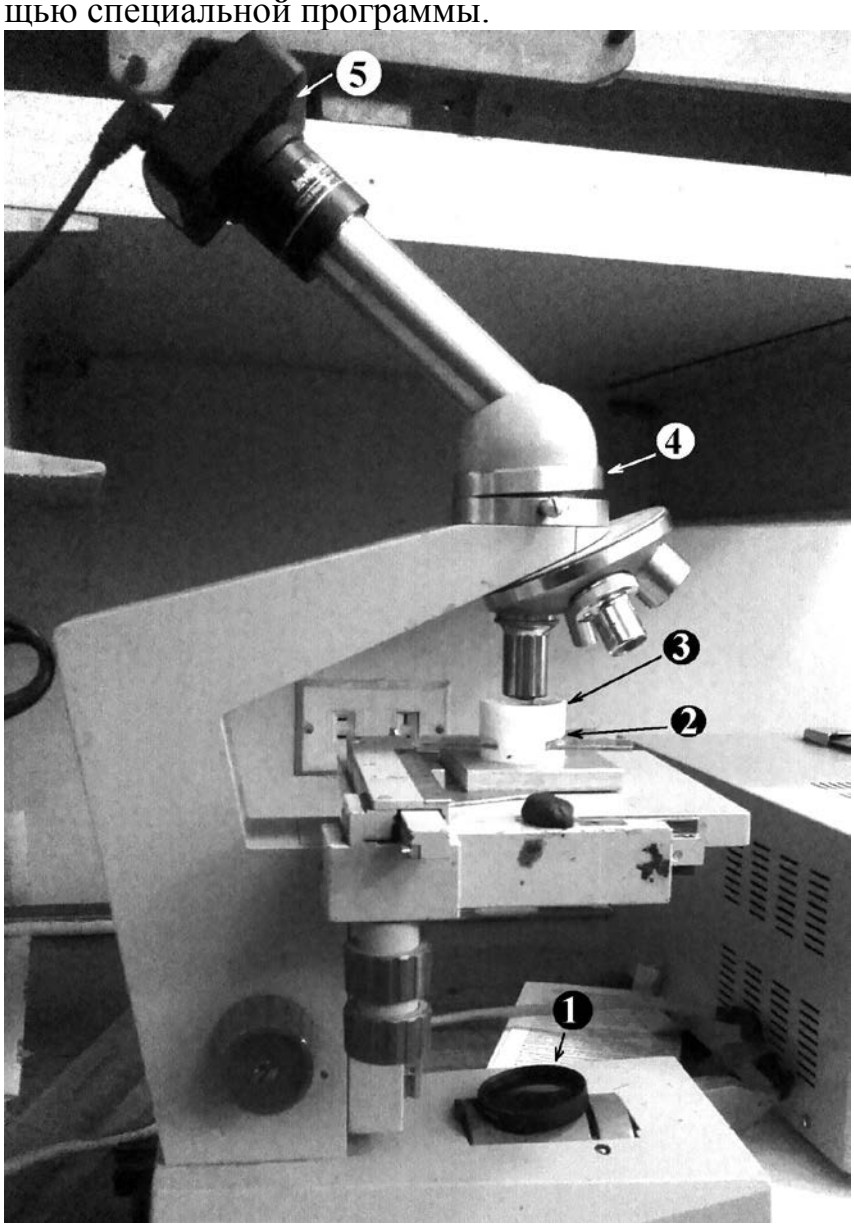


Рис.1. Фрагмент установки: 1 – поляризатор, 2 – стекло, на котором находится образец, 3 – намагничивающие катушки, 4 – анализатор, 5 – камера для микросъемки.

Суть анализа доменной структуры заключается, во-первых, в определении отношения площадей доменов с противоположной намагниченностью к площади всей фотографии в зависимости от внешнего магнитного поля и, во-вторых, в измерении периода доменной структуры и ширины доменов с выбранным направлением намагниченности в зависимости от внешнего магнитного поля. Используя эти подходы, можно получить кривую намагничивания и петлю гистерезиса в относительных единицах.

С описанием задачи «Определение кривой намагничивания и петли гистерезиса по анализу фотографий доменной структуры при перемагничивании» можно ознакомиться на сайте: http://magn.phys.msu.ru/Rus/prac.html. В спецпрактикуме кафедры магнетизма физического факультета МГУ задача существует уже два года, за это время ее смогли выполнить студенты различных кафедр. При создании описания задачи была подготовлена выпускная работа бакалавра.

«Нигде радио не значило так много, как в нашем городе в дни войны»

Ольга Берггольц

МАГНИТОАКУСТИКА И ОПТОАКУСТИКА

ОБУСЛОВЛЕННАЯ ПОПЕРЕЧНЫМИ АКУСТИЧЕСКИМИ МОДАМИ И УПРАВЛЯЕМАЯ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ТРАНСФОРМАЦИЯ ПРОДОЛЬНОГО ЗВУКА В БОРАТЕ ЖЕЛЕЗА

М. Стругацкий[1], К. Скибинский[1], В. Хижный[2]

[1] *Физико-технический институт, Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, Россия*
[2]*Институт Радиофизики и Электроники им. А.Я. Усикова НАНУ, Украина*

Сильная магнитоупругая связь, которая присуща тригональным легкоплоскостным слабым антиферромагнетикам, таким как $FeBO_3$, гематит и др., проявляется в значительном взаимном влиянии упругой и магнитной подсистем кристалла. Это дает возможность контролировать параметры распространяющихся в кристаллах упругих волн даже небольшим внешним магнитным полем, что является привлекательным с точки зрения приложений в спинтронике, акустооптике и акустоэлектронике. До настоящего времени такие эффекты на гиперзвуковых частотах (более 10^8 Гц) в $FeBO_3$ в основном наблюдались и исследовались для поперечных акустических мод [1,2].

Ранее авторами была экспериментально обнаружена линейная генерация звуковой волны продольной поляризации переменным магнитным полем, указывающая на наличие связи между магнитной подсистемой $FeBO_3$ и продольной звуковой волной [3]. Этот факт инициировал проведение экспериментов по прохождению продольной звуковой волны в $FeBO_3$ при намагничивании образца во внешнем магнитном поле. Уже в первых экспериментах на тонких (~130-140 мкм) пластинках бората железа был обнаружен ряд резонансных особенностей коэффициента прохождения и фазы гиперзвука, при намагничивании монокристалла [4,5].

В работе [6] наблюдались магнитные осцилляции, индуцированные фемтосекундными лазерными импульсами. Установлено, что лазерные импульсы возбуждают непосредственно продольный звук, который через магнитоупругую связь генерирует наблюдаемые магнитные колебания. Нам удалось интерпретировать эти эффекты в рамках построенной теории, учитывающей магнитоупругие инварианты более высоких порядков по сравнению с традиционно используемыми. Сложность состояла в том, что амплитуда упругих возбуждений существенно превосходила равновесные магнитострикционные деформации. При этом связь магнитных колебаний с упругими оказывалась нелинейной.

В настоящей работе проведены комплексные экспериментальные и теоретические исследования полевых зависимостей коэффициента прохождения продольных гиперзвуковых волн различных частот при комнатной температуре. Эксперименты выполнены методом стандартного аку-

стического резонансного интерферометра в режиме непрерывной генерации. Измерительная ячейка представляла собой составной акустический резонатор, состоящий из образца $FeBO_3$, двух одномодовых пьезопреобразователей $LiNbO_3$ продольного звука и экранирующих медных прокладок. Образцы имели форму базисных пластинок площадью ~ 10 мм^2 и толщиной ~ 80 ÷ 130 мкм. Рабочие частоты f ≈ 210 МГц были близки к частотам резонанса Фабри-Перо составного акустического резонатора на продольном звуке. Эксперименты показали, что кривые полевой зависимости коэффициента прохождения продольного звука имеют осцилляционный характер. Экспериментальные результаты промоделированы на основе развитой теории. Показано, что наблюдаемые осцилляции возникают вследствие примешивания к продольному звуку поперечных акустических мод. Механизм примешивания обусловлен магнитоупругой связью и реализуется через возбуждение магнитной подсистемы.

Таким образом, по-видимому, в представленных экспериментах в борате железа, впервые обнаружено явление управляемой магнитным полем гибридизации продольно и поперечно поляризованных гиперзуковых мод.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Совета министров Республики Крым (проект № 17-42-92015), а также в рамках Программы развития ФГАОУ ВО «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского» на 2015-2024 годы.

1. Yu.N. Mitsay, K.M. Skibinsky, M.B. Strugatsky, A.P. Korolyuk, V.V. Tarakanov, and V.I. Khizhnyi, JMMM, **219**, 340 (2000).
2. M.B. Strugatsky, K.M. Skibinsky, JMMM, **309**, 64 (2007).
3. В.И. Хижный, В.В. Тараканов, А.П. Королюк, Т.М. Хижная, ФНТ, **32**, 838 (2006).
4. V.I. Khyzhnyi, V.V. Tarakanov, A.P. Korolyuk, T.M. Khyzhnaya, and M.B. Strugatsky, Telecom. and Radio Eng., **69**, 1827 (2010).
5. V.I. Khizhnyi, T.M. Khizhnaya, V.V. Tarakanov, and A.P. Korolyuk, Telecom. and Radio Eng., **73**, 435 (2014).
6. D. Afanasiev, I. Razdolski, K.M. Skibinsky, D. Bolotin, S.V. Yagupov, M.B. Strugatsky, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, Phys. Rev. Lett., **112**, 147403 (2014).

МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В ОДНООСНЫХ ХИРАЛЬНЫХ ГЕЛИМАГНЕТИКАХ ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

А. А. Терещенко[1], А. С. Овчинников[2, 1]

[1] *Институт естественных наук и математики УрФУ*
[2] *Институт физики металлов УрО РАН*

В последние годы одноосные хиральные гелимагнетики, антисимметричное обменное взаимодействие Дзялошинского-Мория в которых приводит к длиннопериодической модуляции магнитного порядка, стали предметом активных экспериментальных и теоретических исследований. Этот интерес вызван наблюдением устойчивых магнитных топологических структур либо в виде скирмионов, либо в виде гелимагнитной спирали, которая может быть деформирована внешним магнитным полем.

Взаимосвязь магнитной и упругой подсистем кристалла на уровне статики приводит к явлению магнитострикции, когда изменение намагниченности кристалла вызывает его деформацию, а на уровне динамики – к существованию связанных магнитоупругих волн. В случаях, когда совпадают частоты и волновые вектора упругих и спиновых волн, наблюдается магнитоакустический резонанс (МАР). Проблема исследования МАР в кристаллах, обладающих геликоидальной магнитной структурой, имеет достаточно длинную историю. В частности, в литературе имеются хорошо разработанные теории МАР для относительно простых магнитных упорядочений, таких как состояние вынужденного ферромагнетизма [1] или коническая фаза [2] в случае кристаллов кубической симметрии, но при этом полностью отсутствует соответствующая теория для одноосных хиральных гелимагнетиков гексагональной симметрии, например, $CrNb_3S_6$.

Нами сформулирована соответствующая феноменологическая теория. В этом подходе свободная энергия магнитоупорядоченного кристалла включает в себя: однородный обмен Гейзенберга, антисимметричный обмен Дзялошинского-Мория, взаимодействие Зеемана, упругую энергию и магнитоупругое взаимодействие:

$$\mathcal{F} = \frac{J}{2}(\partial_z \boldsymbol{M})^2 + D\hat{z}\cdot[\boldsymbol{M}\times\partial_z\boldsymbol{M}] - \boldsymbol{H}\cdot\boldsymbol{M} + \mathcal{F}_{ME} + \mathcal{F}_E$$

В качестве уравнений движения магнитной и упругой подсистем кристалла используются уравнения Ландау-Лифшица и уравнения теории упругости; дисперсионные уравнения получаются из них стандартным образом.

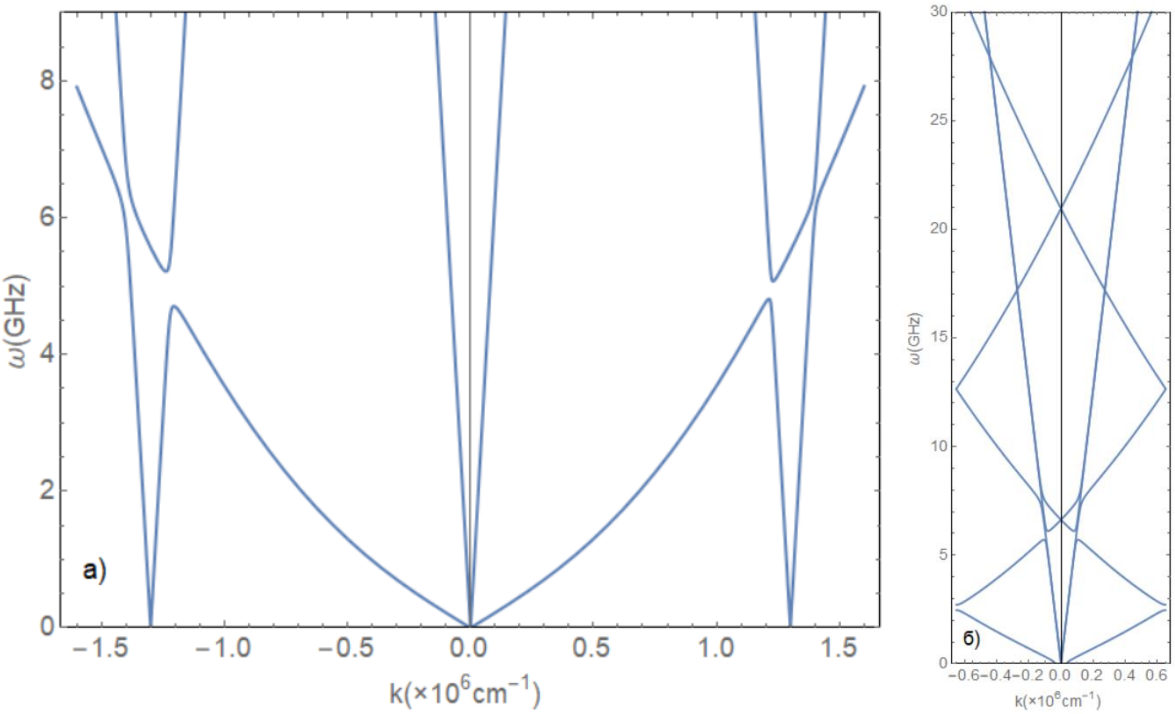


Рис.1. Спектр магнитоупругих волн а) коническая фаза б) фаза солитонной решетки

Анализ спектра магнитоупругих волн демонстрирует, в общем случае, различные виды точек гибридизации: фонон-магнонные, фонон-фононные и магнон-магнонные. Показано, как значения фонон-магнонных щелей спектра могут быть использованы для оценки магнитоупругих констант, связанных с торсионными деформациями. Выявлены особенности МАР для конической фазы и фазы солитонной решетки, возникающих при различном направлении внешнего магнитного поля относительно оси магнитной спирали. Отметим, что в первом случае имеется заметная невзаимность спектра относительно отражения волнового вектора (см. рис.1, а), а во втором, спектр характеризуется целочисленным мультирезонансным поведением (см. рис.1, б), что может быть использовано для детектирования солитонной решетки в хиральных гелимагнетиках с помощью магнитоакустического резонанса.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-32-00769 мол_а.

1. C. Vittoria, Phys. Rev. B **92**, 064407 (2015).
2. В. Д. Бучельников, И. В. Бычков, В. Г. Шавров, ФММ 11, 12 (1990).

ПОВЕРХНОСТНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ И МАГНОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

А.В. Медведь, Р.Г. Крышталь, А.П. Кундин
Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

В последние 10-15 лет возобновился интерес к исследованию явлений, связанных с распространения спиновых (магнитостатических) волн в магнетиках, обновились термины и появились новые понятия в этой области исследований, такие как «магноника», «магнонные кристаллы». Магноника теперь - это область исследований, которая раньше называлась в нашей стране, как магнитоэлектроника. Магнонные кристаллы, как они были впервые названы в [1] –это магнитные среды с периодическими неоднородностями, для распространяющихся спиновых волн в которых возникают запрещенные частотные зоны. На частотах, находящихся в этих зонах, распространение спиновых волн запрещено. Вновь разрабатываются на основе магнонных кристаллов устройства для обработки информации и сенсорные устройства. Ведутся исследования по устранению ранее хорошо известных недостатков спин-волновых устройств, препятствующих их широкому применению, - недостаточную термостабильность параметров. Изучаются возможности новых применений спин-волновых устройств - в быстродействующих логических схемах, где еще один известный недостаток спинволновых устройств, - обычно небольшой динамический диапазон, не будет препятствием для их применения. Вне всякого сомнения, современные исследования в магнонике приведут к созданию новых работоспособных устройств с уникальными характеристиками.

В настоящее время появляются многочисленные публикации, посвященные созданию разнообразных магнонных кристаллов и различных устройств на их основе (см. [1]-[14]).

Магнонные кристаллы, как искусственные среды с пространственно-периодическим изменением магнитных параметров, интенсивно исследуются в течение последних десяти лет. В магнонных кристаллах, как уже говорилось, для спиновых волн возникают магнонные запрещенные зоны, в которых распространение магнитных (спиновых или магнитостатических) волн запрещено. Эти запрещенные зоны обусловлены периодичностью магнитных свойств и представляют собой Брэгговскую отражательную решетку для волн с длиной волны $\lambda = 2D$, где D-период решетки. Концепция магнонных кристаллов является плодотворной при создания новых приборов для обработки сигналов в ГГц и ТГц частотных диапазонах.

Поверхностные акустические волны [15] распространяясь в магнетике, благодаря эффекту магнитострикции, создают в нем бегущую волну возмущений намагниченности, то есть пространственно-временную периодичность магнитных параметров среды. Спиновые магнитостатические волны (МСВ), распространяясь в такой среде, будут на определенных ча-

стотах, определяемых из условий фазового синхронизма взаимодействующих волн, эффективно рассеиваться, - на частотах вблизи фазового синхронизма возникнет для распространения МСВ запрещенная зона. То есть, ПАВ и МСВ в магнетике обладают всеми атрибутами магнонного кристалла, на что было обращено внимание в [9]. Будем в настоящем докладе сокращенно обозначать такие магнонные кристаллы, как ПАВ-МК. Неупругое рассеяние поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) на ПАВ в пленке железоиттриевого граната (ЖИГ) впервые наблюдали авторы [16]. Основные закономерности этого явления были исследованы в восьмидесятых годах прошлого века [16]-[22]. Таким образом, распространяющаяся в магнетике акустическая волна создает магнонный кристалл, в отличие от стационарных конструкций, он представляет собой динамический магнонный кристалл. Амплитуду и частоту ПАВ можно легко изменять, тем самым перестраивая параметры такого магнонного кристалла.

В настоящем докладе приводятся некоторые результаты исследования создаваемых распространяющейся в ЖИГ поверхностной акустической волной (ПАВ) динамических магнонных кристаллов, подчеркиваются особенности таких магнонных кристаллов, приводятся результаты измерения их основных параметров, объясняется их физический смысл с использованием изученного ранее явления неупругого рассеяния ПМСВ на ПАВ.

[1] Ю. В. Гуляев, et al Письма в ЖЭТФ, 77(10), 670-674.
[2] J. O. Vasseur, L. Dobrzynski, and B. Djafari-Rouhani, Phys. Rev. B 54, 1043 (1996).
[3] A. V. Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands, and M. P. Kostylev, Appl. Phys. Lett. 94, 172511 (2009).
[4] A.V. Chumak, et al, J. Phys. D: Appl. Phys. 42, 205005 (2009).
[5] Kai H. Chi, Yun Zhu, Rong W. Mao, James P. Dolas, and Chen S. Tsai, J. Appl. Phys. 109, 07D320 (2011).
[6] M.Inoue, et al Appl. Phys. Lett. 98, 132511 (2011).
[7] F. S. Ma, et al Appl. Phys. Lett. 98, 153107 (2011).
[8] B.Lihui, K.Makoto, N. Junsaku, Appl. Phys. Lett. 98, 172508 (2011)
[9] R.G. Kryshtal, A.V. Medved, Appl. Phys. Lett. 100, 192410 (2012).
[10] M. Krawczyk and D. Grundler, Condens. Matter 26 123202. (2014)
[11] Wang, X. G., et al, Europhysics Letters, 109(3), 37008 (2015).
[12] S. L. Vysotskii, S. A. Nikitov, E. S. Pavlov, and Yu. A. Filimonov,. J. of Communications Technology and Electronics, 2013, Vol. 58, No. 4, pp. 347–352.
[13] M. Mruczkiewicz, et al New Journal of Physics 15 113023 (2013).
[14] R. Huber, et al Appl. Phys. Lett., 102, 012403 (2013).
[15] Гуляев Ю.В., Медведь А.В., Х.Ван Фонг. Радиотехника. 2002 г. № 1. С. 90 – 107.
[16] A. M. Mednikov, et al JTEP Lett. 33, 646 (1981).
[17] A. F. Popkov, Mikroelectronika, 10, 446 (1981).
[18] A. F. Popkov, Fiz. Met. Metalloved, 59, 463 (1985).
[19] Yu. V. Gulyaev et al, Pis'ma v zh. Tekh. Fiz., 12, 502 (1986).
[20] R.G.Kryshtal, A.V.Medved, I.P.Nikitin, I.B. Drobiazko, Zh.Tech.Fiz.,56,1835 (1986)
[21] S. M. Hanna, et al 1990 IEEE Ultrason. Symp. Proc., 209 (1990).
[22] R.G. Kryshtal, A.V. Medved, and A.F. Popkov, J. Communications Technology and Electronics, 39, 132 (1994).

МАГНИТОСТРИКЦИОННОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТ В ТОНКИХ ФЕРРИТОВЫХ ПЛЕНКАХ

Д.А. Плешев[1,2], Ф.Ф. Асадуллин[1,2], В.С. Власов[2], Л.Н. Котов[2], Н.А. Оганезова[2], В.И. Щеглов[3]

[1] *Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет имени С.М. Кирова, Россия*
[2] *Сыктывкарский Государственный Университет имени Питирима Сорокина, Россия*
[3] *Институт Радиотехники и Электроники, Россия*

Настоящая работа посвящена исследованию динамики магнитной и упругой подсистем тонких магнитных пленок на основе магнитострикционного преобразования частот при возбуждении колебаний вектора намагниченности переменным магнитным полем.

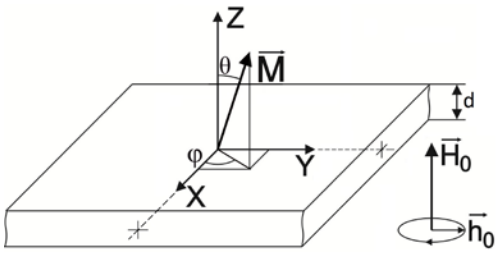


Рис.1. Геометрия задачи.

Геометрия задачи представлена на рисунке 1 совпадает с принятой в работах [1-2]. Центр декартовой системы координат лежит в центре плоскопараллельной бесконечной ферритовой пластины толщины d. Постоянное магнитное поле $\mathbf{H_0}$ направлено по нормали к плоскости пленки, а переменное поляризованное по кругу поле $\mathbf{h_0}$ лежит в плоскости пленки.

Магнитострикционное преобразование частот происходит, когда частота переменного поля находится в определенном соотношении с частотой упругого резонанса. Колебания упругого смещения на частоте акустического резонанса возбуждаются переменным полем. В случае, когда частота переменного поля больше частоты акустического резонанса происходит деление частоты, в обратном случае – умножение.

Система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих колебаний вектора намагниченности и упругих смещений в пленке, решается численно.

В работе проведен анализ развития во времени динамики магнитной и упругой подсистем под воздействием переменного магнитного поля в случае преобразования частоты. Получены зависимости амплитуды колебаний вектора намагниченности и упругих смещений от амплитуды постоянного и переменного поля, намагниченности насыщения, магнитной и упругой диссипации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (номера грантов 17-02-01138, 17-57-150001)

1. V.S. Vlasov et.al, Sol. St. Phen., 233-234, 480 (2015).
2. D. A Pleshev et. al., J. of Sib. Fed. Un., Mat. & Phys., 10(1), 36 (2017).

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ МАГНИТНОЙ И УПРУГОЙ ПОДСИСТЕМ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК ПРИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ ПОСТОЯННЫМ ПОЛЕМ

Ф.Ф. Асадуллин[1,2], Д.А. Плешев[1,2], В.С. Власов[2], Л.Н. Котов[2], В.И. Щеглов[3]

[1] *Санкт-Петербургский государственный лесотехнический университет имени С.М. Кирова, Россия*
[2] *Сыктывкарский Государственный Университет имени Питирима Сорокина, Россия*
[3] *Институт Радиотехники и Электроники, Россия*

Настоящая работа посвящена исследованию магнитоупругой динамики пленок при перемагничивании постоянным магнитным полем.

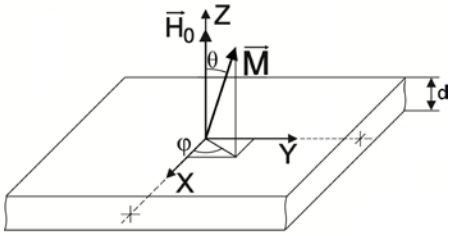


Рис.1. Геометрия задачи.

Геометрия задачи представлена на рисунке 1 совпадает с принятой в работах [1-2]. Центр декартовой системы координат лежит в центре ферритовой пленки толщины d. Постоянное магнитное поле и вектор намагниченности направлены в отрицательном направлении оси Oz.

В начальный момент времени постоянное магнитное поле меняет свое направление на противоположное и вызывает переориентацию вектора намагниченности, которая сопровождается его прецессией вокруг оси Oz. Прецессия вектора намагниченности, благодаря магнитострикции, вызывает колебания упругого смещения. Моделирование колебаний вектора намагниченности и упругого смещения производилось на основе системы обыкновенных дифференциальных уравнений, которая решалась численно.

В работе описывается зависимость динамики магнитной и упругой подсистем магнитной пленки от материальных параметров пленки магнетика, в том числе от параметров магнитной и упругой диссипации, намагниченности насыщения, магнитокристаллической анизотропии и параметров магнитного поля.

Также, в работе проведено исследование развития во времени колебаний вектора намагниченности и упругого смещения, вызванных перемагничиванием пленки постоянным полем. Определены условия эффективного возбуждения магнитной и упругой подсистем, обусловленные значениями параметров постоянного магнитного поля, а также материальными параметрами образца.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (номера грантов 17-02-01138, 17-57-150001)

1. V.S. Vlasov et.al, Sol. St. Phen., **233-234**, 480 (2015).
2. D.A Pleshev et. al., J. of Sib. Fed. Un., Mat. & Phys., **10(1),** 36 (2017).

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ ДИНАМИКИ В ПЛЕНКАХ, ВОЗБУЖДЕННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫМИ УПРУГИМИ ВОЛНАМИ

В.С. Власов[1], А.М. Ломоносов[2], П.А. Макаров[1], А.В. Голов[1], V. Besse[2], В.И. Щеглов[3], Л.Н. Котов[1], В.В. Темнов[2]

[1] *Сыктывкарский Государственный Университет имени Питирима Сорокина, Россия*
[2] *IMMM UMR CNRS 6283, Le Mans Université, France*
[3] *Институт Радиотехники и Электроники, Россия*

Работа посвящена моделированию нелинейных и параметрических взаимодействий поверхностных упругих волн и магнитных колебаний в тонких металлических пленках. Упругие волны в пленках возбуждались фемтосекундным лазером. Рассматривалось взаимодействие упругих волн с однородными колебаниями намагниченности (ФМР) и с поверхностными магнитостатическими волнами (ПМСВ).

Рассмотрим периодическую решетку, образованную интерференцией двух фемтосекундных лазерных импульсов на поверхности пленки. Из-за температурного градиента, который возникает в решетке, генерируются упругие деформации [1]. Постоянное магнитное поле направлено в плоскости пленки. Рассматривалась динамика намагниченности вызванная двумя типами поверхностных упругих волн: рэлеевской поверхностной акустической волной (ПАВ) и вытекающей волной (ВПВ) [1]. В рамках теоретической модели, включающей в себя уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ), граничные условия для магнитоупругих напряжений и уравнения для упругих смещений, было рассчитано возбуждение ФМР-гармоник упругими волнами. Переменное магнитоупругое поле определялось компонентами ПАВ и ВПВ. Уравнения для магнитных колебаний были получены в первом и втором порядке теории возмущений.

Параметрическое взаимодействие упругих волн с магнитной подсистемой приводит к генерации комбинационных составляющих: ПАВ + ПАВ, ПАВ + ВПВ и ВПВ + ВПВ. Наблюдается корреляция между амплитудой магнитных колебаний и ориентацией постоянного магнитного поля. Рассматривались численные решения уравнения ЛЛГ для получения дисперсионных кривых ПМСВ. В работе показано, что ПАВ и ВПВ могут возбуждать ПМСВ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (номера грантов 17-02-01138, 17-57-150001)

1. C.L. Chang et al., Phys. Rev. B, **95**, 060409(R) (2017).

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ МАГНИТОУПРУГОЙ ДИНАМИКИ ТРЕХСЛОЙНОЙ ПЛЕНКИ

М.Ю. Дианов[1], Л.Н. Котов[1], В.С. Власов[1], В.Г. Шавров[2], В.И. Щеглов[2]

[1] *Сыктывкарский Государственный Университет имени Питирима Сорокина, Россия*
[2] *Институт Радиотехники и Электроники РАН, Россия*

В настоящее время решение задач управления динамикой намагниченности с возбуждением гиперзвуковых колебаний и волн является актуальным для дальнейшего развития магнитоакустики [1]. В работе рассмотрены многослойные структуры, в которых в разных направлениях могут распространяться магнитоупругие волны. Возбуждение ультразвуковых колебаний в трехслойной магнитной структуре описано при большом уровне возбуждения магнитной подсистемы и больших магнитоупругих нелинейностях. При этом процессы параметрического распада однородной прецессии намагниченности не рассматриваются, ввиду подобранной геометрии задачи. В ней трехслойная пленка состоит из трех магнитоупругих слоев, магнитные свойства каждого слоя различные. Упругие характеристики слоев – одинаковые. Слои пленки имеют кубическую кристаллографическую симметрию, плоскость (100), которая совпадает с плоскостью пленки. Магнитоупругие колебания в слоях пленки возбуждались с помощью электромагнитного поля сверхвысокой частоты, в области ферромагнитного резонанса. Для решения данной задачи были составлены уравнения Ландау-Лифшица с диссипативным членом в форме Гильберта, уравнения для упругих смещений для каждого слоя. Связь между слоями осуществлялась с помощью наложения граничных условий для намагниченности и упругих смещений. В результате было составлено 11 дифференциальных уравнений первого порядка для каждого слоя, которые решались методом Рунге-Кутта-Фельберга 4-5 порядка. Было проведено сравнение колебаний в трехслойной, двухслойной и однослойной пленках [2-3]. Так же были построены спектры колебаний магнитной и упругой подсистем при линейных и нелинейных режимах возбуждения. Выявлены параметры полей и материальные характеристики, при которых упругие колебания в трехслойной структуре имеют наибольшую амплитуду.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (номера грантов 17-02-01138, 17-57-150001)

1. C.L. Chang et al., Phys. Rev. B, **95**, 060409(R) (2017).

2. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И., РЭ, **54**, 863 (2009).

3. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И., РЭ, **59**, 482 (2014).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ НАНОЧАСТИЦЫ СВЕРХКОРОТКИМИ УПРУГИМИ ИМПУЛЬСАМИ

В.Н. Шапоров[1], В.С. Власов[1], А.М. Ломоносов[2], А.В. Голов[1], V. Besse[2], А. Алехин[2], Л.Н. Котов[1], Д.А. Кузьмин[3], И.В. Бычков[3], В.В. Темнов[2]

[1] *Сыктывкарский Государственный Университет имени Питирима Сорокина, Россия*
[2] *IMMM UMR CNRS 6283, Le Mans Université, France*
[3] *Челябинский Государственный Университет, Россия*

Работа посвящена перемагничиванию магнитных наночастиц (НЧ) сверхкороткими импульсами поверхностных акустических волн (ПАВ). Работа является продолжением предыдущих работ по переключению намагниченности в тонкой пленке Терфенола, которая характеризуется четырьмя минимумами плотности свободной энергии. Было показано, что намагниченность может быть переключена на одну из четырех энергетически устойчивых ориентаций одним акустическим импульсом с относительно большой амплитудой деформации ~ 1% [1].

В настоящей работе исследуется перемагничивание наночастицы никеля, индуцированное сверхкороткими импульсами ПАВ. В нашей модели НЧ представляет собой эллипсоидальный диск, нанесенный на диэлектрическую подложку. Этот диск характеризуется малой толщиной c, и осями a и b (b> a >> c). Если плоскость XY соответствует поверхности подложки, а длинная ось b НЧ параллельна оси Y, то ось легкого намагничивания также параллельна оси Y. В относительно слабом внешнем магнитном поле H, направленном вдоль оси X, плотность свободной энергии имеет два минимума в плоскости, симметричных относительно оси X. Увеличение H смещает минимумы ближе к оси X и уменьшает энергетический барьер между ними. Если H достаточно велико, два минимума сливаются в один, и намагниченность параллельна оси X. Рассматривался сверхкороткий импульс ПАВ распространяющийся в диэлектрической подложке вдоль оси X и взаимодействующий с НЧ. Используя уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта, мы демонстрируем переключение намагниченности между двумя минимумами свободной энергии. Варьирование трех параметров a/b, c/b и H позволяет достичь оптимальных условий для перемагничивания, и упругие деформации, необходимые для переключения намагниченности могут быть на несколько порядков меньше чем в пленке Терфенола.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (номера грантов 17-02-01138, 17-57-150001)

1. O. Kovalenko, T. Pezeril, V.V. Temnov, Phys. Rev. Lett., **110**, 266602 (2013).

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АНИЗОТРОПИИ СКОРОСТИ УЛЬТРАЗВУКА В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ОСНОВЕ КЕРОСИНА

М.И. Осипов

Московский технологический университет, Россия

Феррогидродинамика - сравнительно новая область гидродинамики, возникшая благодаря синтезу магнитных коллоидов, называемых феррожидкостями или магнитными жидкостями [1].

Исследование особенностей распространения упругих волн малой амплитуды в магнитных жидкостях имеет большое значение для развития феррогидродинамики, поскольку результаты таких исследований позволяют провести апробацию существующих различных уравнений феррогидродинамики уже в линейном приближении [2]. Как показано в обзоре [2], имеющиеся надежные экспериментальные данные по анизотропии скорости ультразвука в магнитных жидкостях[3,4] описываются в рамках феррогидродинамики с вмороженной намагниченностью [5].

В настоящей работе дано описание экспериментальных результатов по температурной зависимости анизотропии скорости ультразвука в магнитной жидкости на основе керосина. Для анализа экспериментальных результатов использовалось следующее выражение для фазовой скорости распространения быстрой магнитозвуковой волны [2]:

.

Здесь введены обозначения:

$$B_1 = a_1(1+\beta)\cos^2\vartheta,\ B_2 = \left[1 - a_1(1-\beta)\cos^2\vartheta\right]^2,\ B_3 = a_1(1-\beta)\sin^2 2\vartheta,$$

$$A_1 = 2a_2(\sin\vartheta + \alpha\cos\vartheta)\cos\vartheta,\ \ A_2 = 4a_2^2(1+\alpha^2)\cos^2\vartheta,$$

$$a_1 = \left(m_0^2\beta_\perp\right)/c_0^2,\ a_2 = \left(\rho_0 m_0 \alpha_\perp\right)/c_0^2,\ \beta = \beta_\parallel/\beta_\perp,\ \alpha = \alpha_\parallel/\alpha_\perp,$$

$$D = 4a_1a_2(1-\beta)(\sin\vartheta - \alpha\cos\vartheta)\cos^3\vartheta.$$

где c_0 - скорость ультразвука в магнитной жидкости в отсутствии магнитного поля, ϑ - угол между волновым вектором и направлением внешнего магнитного поля, m_0 - удельная намагниченность, ρ_0 - плотность магнитной жидкости.

Согласно [5] анизотропия скорости ультразвука в магнитной жидкости обусловлена наличием магнитоупругого и магнитострикционного механизмов. Феноменологические коэффициенты $\beta_\parallel$, $\beta_\perp$ описывают магнитоупругие, а коэффициенты $\alpha_\parallel$, $\alpha_\perp$ - магнитострикционные свойства. Указанные два механизма являются конкурирующими, т.е. магнитоупругий

механизм обуславливает увеличение анизотропии скорости ультразвука, а магнитострикционный – уменьшение.

Скорость ультразвука была измерена на частоте 2,7 МГц. Намагничивание магнитной жидкости осуществлялось в магнитном поле постоянного магнита напряженностью 2,7 кГс при вариации температуры от 293 К до 323 К. Изменение взаимной ориентации волнового вектора и магнитного поля достигалось вращением постоянного магнита. В эксперименте измерялась величина относительного изменения скорости ультразвука $\Delta = \left(c(\vartheta) - c_{\perp}\right)/c_{\perp}$, где $c_{\perp}$ - скорость ультразвука при $\vartheta = 90^{\circ}$.

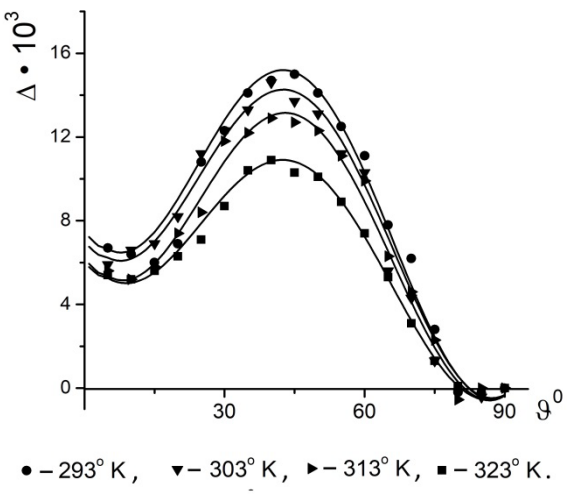


Рис.1. Температурная зависимость анизотропии скорости ультразвука

Сравнение экспериментальных результатов с теоретическими (сплошные кривые) показано на рис.1. При подборе соответствующих значений феноменологических коэффициентов. В нижеприведенной табл.1 указаны основные значения феноменологических коэффициентов для различных температур.

Табл. 1 - Физические характеристики магнитной жидкости и значения феноменологических коэффициентов

T, K	c_0, м c^{-1}	ρ_0, кг $м^{-3}$	$\beta_{\parallel}10^{-5}$, Гс $см^{-3}$	$\beta_{\perp}10^{-5}$, Гс $см^{-3}$	$\alpha_{\parallel}10^{-5}$, Э $см^3/г$	$\alpha_{\perp}10^{-5}$, Э $см^3/г$
293	1165	1064	5	38	17	65
303	1132	1056	5.6	42	19	70
313	1099	1048	5	40	18	70
323	1065	1040	4.8	35	15	63

Как видно из рис.1, теоретические результаты удовлетворительно описывают температурную зависимость анизотропии скорости ультразвука для магнитной жидкости на основе керосина.

1. Р. Розенцвейг. Феррогидродинамика: Мир, (1989).
2. V. V. Sokolov, Acoustical Physics, **56 (6)**, 972-988 (2010)
3. T. Sawada, H. Nishiyaraa and T. Tabata, J. Magn. Mater., **252**, 186 (2002).
4. T. Hornowski, Acousto-Optics and Applications V, **5828**, 205-213 (2005).
5. В. В. Соколов, В. В. Толмачев. Акустич. ж., **43** №1, 1–4 (1997).

Я глубоко в науку не полезу,
Но постулат озвучу здесь открыто –
В крови у нас присутствует железо,
Все люди, соответственно, магниты
Алеся-ДБК, «Истоки»

БИОМАГНЕТИЗМ

МАТРИЦЫ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРО-ПРОВОДОВ ДЛЯ КОНТРОЛЯ КЛЕТОЧНОЙ ДИНАМИКИ И ТОЧЕЧНОЙ ДОСТАВКИ ЛЕКАРСТВ

А.Беклемишева[1], А.Гуревич[1], В.Заблоцкий[2], Л.Панина[1,3], А.Дейнека[2]

[1]*Национальный исследовательский технический университет (НИТУ МИСиС), Москва, Россия*
[2]*Институт физики Академии наук Чешской республики, Прага, Чешская республика*
[3]*Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН*
**Email: AnnaBekl@ya.ru*

Аморфные ферромагнитные микропровода обладают широкими перспективами для использования в различных биомедицинских областях. Микропровода в стеклянной биосовместимой оболочке могут внедряться в ткани тела или кровеносные сосуды для поддержания биофункционирования циркулирующих в крови магнитных наночастиц (МНЧ) или стволовых клеток с магнитными маркерами. Магнитные поля, создаваемые решетками микропроводов, характеризуются сильными пространственными градиентами и могут заданным образом изменяться во времени. Такие поля востребованы для разработки различных магнитофоретических аналитических чипов для управления кинетикой клеток, а также для организации адресной доставки лекарств. В данной статье предложена дипольная система диаметрально намагниченных микропроводов, которая обладает энергетическим минимумом для устойчивого захвата диамагнитных клеток. Профиль магнитной энергии частицы в градиентном поле (пропорциональной квадрату магнитной индукции) представлен на Рис. 1а. Предложенная дипольная система также перспективна для ускоренной диффузии магнитных наночастиц, находящихся в жидкости-носителе, за счет градиентного магнитного поля. Фигура 1б показывает квазистационарное распределение МНЧ вблизи диаметрально намагниченного микропровода. Для коэффициента диффузии порядка $3 \cdot 10^{-12}\text{м}^2/\text{с}$, радиуса провода 10 микрон, намагниченности провода 500 Гс и относительной магнитной восприимчивости МНЧ порядка 10^{-2} характерное время выхода на стационарный режим составляет порядка 30 секунд.

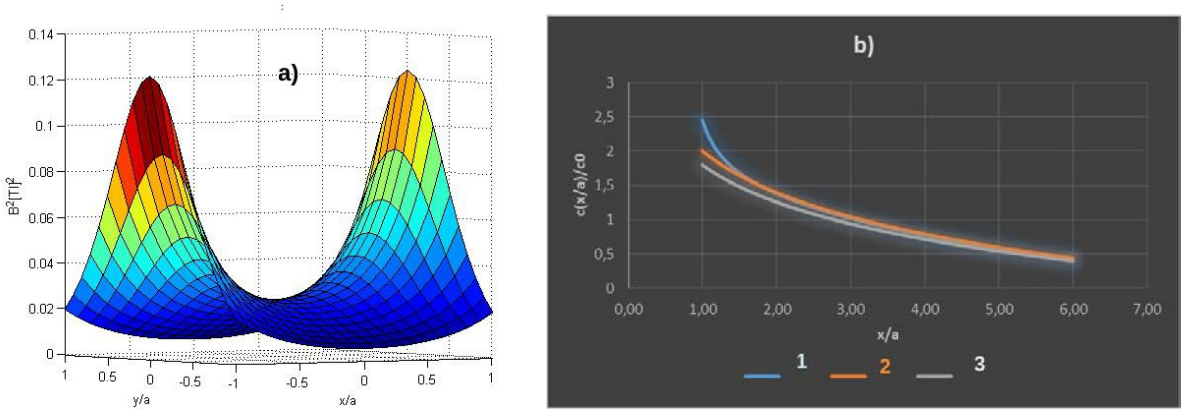


Рис.1. (a): Профиль пространственного распределения магнитной энергии МНЧ (пропорциональной квадрату магнитной индукции B^2) для пары диаметрально намагниченных микропроводов вдоль оси x. Расчет проведен для следующих параметров: $a=10$ микрон – радиус микропровода, $M = 500$ Гс – намагниченность провода, $d = 4a$ – расстояние между проводами. (b): Распределение концентрации МНЧ $c(x/a)/c_0$ вдоль оси x (направление намагничивания) в стационарном режиме (c_0 – начальная концентрация). Графики концентраций построены для разных значений параметра $\gamma = \frac{\mu_0 V \chi M^2}{2kT}$, (1- γ=1, 2- γ=0.01, 3- γ=0.001), где V – объем частицы, χ –магнитная восприимчивость, kT – тепловая энергия.

Как видно из рисунка 1б, сильно неоднородное магнитное поле вызывает значительное перераспределение суспензии магнитных наночастиц (при используемых параметрах концентрация около провода увеличивается более чем в 2,5 раза), то есть для положительной восприимчивости происходит быстрое нарастание концентрации МНЧ в области наибольшего градиента магнитного поля. Такой градиент магнитного поля может также управлять распределением стволовых клеток [1], которые отвечают за восстановление тканей и заживление ран. Мы предлагаем минимально инвазивный метод магнитного захвата для управления движением клеток и точечной доставкой лекарств, который может быть полезным для применения в клеточной терапии [2].

Ссылки:

[1] V. Zablotskii, O. Lunov, S. Kubinova, T. Polyakova, E. Sykova, A. Dejneka. J. Phys. D, (2016) 49 (49), 493003.

[2] M. Rubio Ayala, T. Syrovets, S. Hafner, V. Zablotskii, A. Dejneka, Th. Simmet. Biomaterials. (2018) 163, 174

ПОЛУЧЕНИЕ И ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ БИОСОВМЕСТИМОЙ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ВОДНОЙ ОСНОВЕ

К. Г. Гареев[1], Э. К. Непомнящая[2]

[1]*СПбГЭТУ «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия*
[2]*СПбПУ Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия*

Магнитные жидкости на водной основе, в частности содержащие частицы магнетита-кремнезема, могут использоваться в целях биомедицины, так как такие частицы обладают относительно низкой токсичностью [1]. Важным требованием к магнитным жидкостям является сохранение агрегативной и седиментационной устойчивости. Контроль характеристик магнитных жидкостей может осуществляться с использованием метода динамического рассеяния света (ДРС), применение которого требует разбавления исходного коллоидного раствора в 200 и более раз для достижения требуемой интенсивности рассеяния лазерного излучения, что приводит к возможному нарушению устойчивости коллоидного раствора. При этом применение традиционного метода ДРС не позволяет определить форму частиц, что обусловливает необходимость проведения дополнительных исследований с использованием методов электронной и сканирующей зондовой микроскопии. Результаты исследований, получаемые этими методами, могут существенно отличаться от результатов ДРС, что связано с формированием агрегатов из отдельных магнитных частиц в процессе высушивания магнитной жидкости. Для определения размеров и форм отдельных наночастиц и их агломератов в жидкости можно прибегнуть к использованию метода деполяризационного динамического рассеяния света (ДДРС) [2].

В настоящей работе была исследована магнитная жидкость, полученная в соответствии со способом, описанным в патенте [3]. Шестиводный хлорид железа (III) и семиводный сульфат железа (II), взятые в количестве 2 г и 1 г соответственно, растворялись в 50 мл дистиллированной воды. Затем в раствор добавляли 5 мл 25%-го водного раствора аммиака и 1 мл тетраэтилортосиликата и подвергали ультразвуковой обработке с использованием ультразвуковой ванны UZV-2.8 («Сапфир», Россия) в течение 30 минут. После этого производили очистку полученного раствора от избытка аммиака с пятикратной промывкой с магнитной сепарацией с использованием магнита Nd-Fe-B марки N35. Затем раствор повторно диспергировали с использованием ультразвукового диспергатора Vibra-Cell VCX-130 («Sonics & Materials», США) при амплитуде колебаний зонда 100% в течение 10 минут.

Исследование гранулометрического состава магнитной жидкости производили методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) с использованием прибора JSM-5800 («JEOL Corp.», Япония). Измерение

магнитных свойств выполняли методом вибрационной магнитометрии при помощи прибора 7400-S Series («LakeShore Cryotronics Inc.», США). Сравнительный анализ распределения частиц по размерам проводили методом ДРС с использованием прибора «Фотокор Мини» (ООО «Фотокор», Россия), а также при помощи метода ДДРС, на лабораторном стенде, описанном в [4].

Результаты СЭМ показали, что в образце присутствуют отдельные наночастицы с поперечными размерами 12–40 нм и крупные образования, предположительно агрегаты из наночастиц, размерами 60–130 нм. Согласно результатам измерения кривой намагничивания, удельный магнитный момент насыщения магнитной жидкости составляет 2,8 А·м^2/кг.

Полученный образец содержит суперпарамагнитные наночастицы, так как форма кривой намагничивания описывается законом Ланжевена, а безгистерезисный характер кривой свидетельствует об отсутствии магнитостатического взаимодействия между отдельными частицами [5].

Распределение частиц по размеру, полученное традиционным методом ДРС (см. рис. 1), после разбавления исходной жидкости в 200 раз соответствует наибольшему вкладу в рассеяние частиц радиусом порядка 70 нм, что позволяет сделать предположение о том, что в жидкости присутствуют агрегаты, состоящие из суперпарамагнитных частиц.

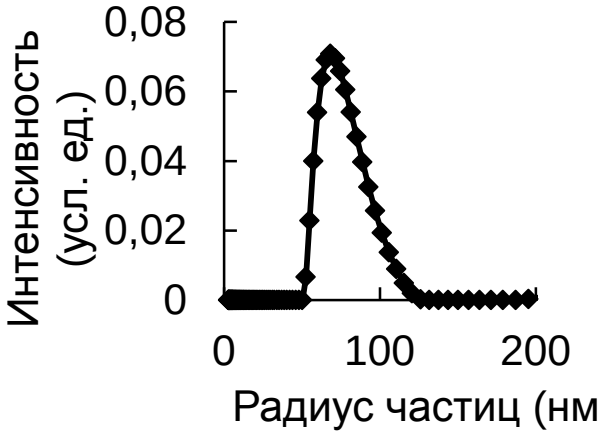


Рис.1. Распределение частиц по размеру, полученное методом ДРС

Исследование размеров и форм магнитных наночастиц методом ДДРС позволило обнаружить присутствие в растворе магнитной жидкости как агрегатов, так и отдельных частиц с размерами 4–10 нм. Обнаруженные отдельные частицы по форме были близки к сферическим, а агрегаты имели эллипсоидальную форму с параметрами: a = 64 нм, b = 40–60 нм, где a – длина большой полуоси эллипсоида, b – длины малых полуосей.

Таким образом, в исследуемой магнитной жидкости обнаружено нарушение агрегативной устойчивости в результате разбавления. Образующиеся агрегаты имеют эллипсоидальную форму, близкую, однако, к сферической. Форма кривой намагничивания, как и результаты ДДРС, свидетельствуют о близкой к сферической форме отдельных наночастиц, а также об отсутствии в неразбавленном растворе магнитной жидкости крупных агрегатов.

Разработка способа получения магнитной жидкости выполнена при поддержке РФФИ, грант № 16-32-60010.

1. Y. G. Toropova et al, Int. J. of Nanomedicine, **12**, 593–603 (2017).
2. S. A. Dolgushin et al, J. Biomedical Engineering, **49**, 394-397 (2016).
3. Патент 2639709 Российская Федерация. Способ получения магнитной жидкости. Гареев К.Г. и др. Заявл. 29.03.2017. Опубл. 22.12.2017.
4. E. K. Nepomnyashchaya et al, EPJ Web Conf., **161**, 02017 (2017).
5. P. V. Kharitonskii et al, J. of Magnetics, 20, 221–228 (2015).

SYNTHESIS AND PROPERTIES OF BI-PHASIC AND CORE-SHELL STRUCTURE MAGNETIC NANOPARTICLES

A.S. Kamzin
Ioffe Physical-Technical Institute RAS, S-Petersburg, Russia
** kamzin@mail.ioffe.ru*

The magnetic nanoparticles (MNPs) are playing an important role in the wide range of various applications. At resent MNP with bi-phasic (BP) and core-shell (CS) structures have attracted considerable attention because It has been found that among several classes of nanoparticles BP and CS are most promising for different applications because their unique properties and of several advantages over simple nanoparticles.

This review focuses on the recent progress in synthesis and characterization of engineered magnetic BP and CS structures in terms of their fundamentals of magnetism, hyperthermia applications, magnetic resonance imaging, and drug delivery, as well as the synthesis approaches and application examples.

BP MNP consists of two magnetic materials with opposite magnetic properties, for ex. hard (spinels ferrites, hexaferrites) and soft (manganites) magnets, magnetic materials (with high magnetic parameters) and biocompatible (for ex. Hydroxyapatite or other) magnetic and ferroelectric materials. When combined in a single system as BP, the hard magnetic properties of the hexaferrites and the tunability of the manganites lead to the potential for novel or dual-functional devices such as an all-oxide magnetic tunnel junction. Complex magnetic oxide materials like BP structures make an essential contribution to modern technology, finding applications in a wide variety of disciplines including multiferroics, fuel cells, refrigeration devices, and permanent magnets.

CS MNP consists of an inner core which made of a one material coated with another material as an external shell. So, in the case of CS MNP it is possible to combine materials with a high magnetic moment (for ex. Iron or others) as core and a shell (for ex. iron oxide or others) with good biocompatibility. Such structural features allow the possibility of combining specific properties of varied materials. These CS structures have exhibited better physical and chemical properties relative to their single-component counterparts. Thus, the CS structures are an important class of nanoparticles made with an core and one or several shell layer(s).

In biological applications of BP and CS MNP have major advantages over simple nanoparticles leading to the improvement of properties such as less cytotoxicity, increase in dispersibility, bio- and cyto-compatibility, better conjugation with other bioactive molecules, increased thermal and chemical stability and so on. It requires the development of multifunctional nanoparticles with biocompatibility, high relaxivity, high heat-generation power, controlled drug release, and tumor targeting.

In review shown that ^{57}Fe Mössbauer spectroscopy is an important tool to extract information about the relationship between the structure and magnetic properties of materials, and provides evidence for changes due to substitution effects in magnetic materials. When substituted elements do not enter the structure of a material, Mössbauer contributions of Fe-containing minority phases can be compared with X-ray diffraction analysis. When the substituted elements are incorporated into the parent structure, the corresponding changes in the Mössbauer spectra allow their position within the structure to be determined. Here, we report the Mössbauer spectra and magnetic properties of a series of chemically prepared BP and CS structures.

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СОВОКУПНЫХ ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ НАНОЧАСТИЦ ФЕРРОГЕЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ ПРОТОТИПА МАГНИТОИМПЕДАНСНОГО ДАТЧИКА: МОДЕЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

А.А. Членова[1], Н.А. Бузников[2], А.П. Сафронов[1,3], Е.В. Голубева[1], В.Н. Лепаловский[1], Г.Ю. Мельников[1], Г.В. Курляндская[1]

[1] *Уральский Федеральный Университет, Екатеринбург, Россия*
[2]*Научно-исследовательский институт природных газов и газовых технологий – Газпром ВНИИГАЗ, Развилка, Московская область, Россия*
[3]*Институт Электрофизики, Екатеринбург, Россия*

Создание чувствительного элемента для определения концентрации магнитных наночастиц (МНЧ), внедренных в живые ткани, – важная задача биоприложений. Принцип работы такого компактного аналитического устройства основан на измерении суммарных полей рассеяния МНЧ. Эффект гигантского магнитного импеданса (ГМИ) является перспективным кандидатом для создания ГМИ-биосенсора. Явление ГМИ заключается в значительном изменении полного комплексного сопротивления ферромагнитного проводника при приложении внешнего магнитного поля [1]. Исследования биологических объектов имеют определенные ограничения для их тестирования физическими методами, связаные с бесчисленным разнообразием взаимосвязанных сложных процессов, которые существуют в живом организме. Чтобы свести к минимуму эту неопределенность, в биофизических исследованиях часто разрабатывают математические и физические модели, которые воспроизводят выбранные функции и свойства живой системы. В частности, синтетические гидрогели могут быть использованы в качестве физической модели структурной организации клеток и тканей [2].

Данная работа является одним из этапов разработки ГМИ-биосенсора для определения концентрации МНЧ в живых тканях. Вместо биологических образцов нами были использованы синтетические феррогели (ФГ) − сшитые гидрогели с включенными в их матрицу МНЧ. Для синтеза ФГ применялись МНЧ оксида железа, полученные методом лазерного испарения мишени из коммерческого магнетита [2]. Химический состав порошка был определен окислительно-восстановительным титрованием и анализом межплоскостных расстояний. ФГ были синтезированы путем радикальной полимеризации акриламида в водном растворе. В качестве сшивающего агента был использован N,N'-метилен-диакриламид (Merck Schuchardt, Hohenbrunn, Germany). Концентрация МНЧ в ФГ варьировалась: от 0 до 1,90 вес.%. Внешний вид образцов ФГ представлен на рис. 1(а), их линейные размеры: 9 мм×4 мм×1 мм, масса около $30 \pm 0{,}5$ мг.

Чувствительный элемент прототипа ГМИ-биосенсора представлял собой тонкопленочную структуру [Cu(3 нм)/FeNi(100 нм)]$_5$/ Cu(500 нм)/[FeNi(100 нм)/Cu(3 нм)]$_5$, полученную методом магнетронного распыления на стеклянную подложку (прямоугольник 1 мм×10 мм). Измерения ГМИ были проведены с помощью автоматизированного комплекса магнитоимпедансной спектроскопии, основу которого составлял анализатор импеданса Agilent E4991A [3]. Относительное изменение ГМИ во внешнем поле H определялось следующим образом: $\Delta Z/Z = 100\,\% \times (Z(H) - Z(H_{max}))/Z(H_{max})$, где $H_{max} = 100$ Э – максимальное поле в эксперименте.

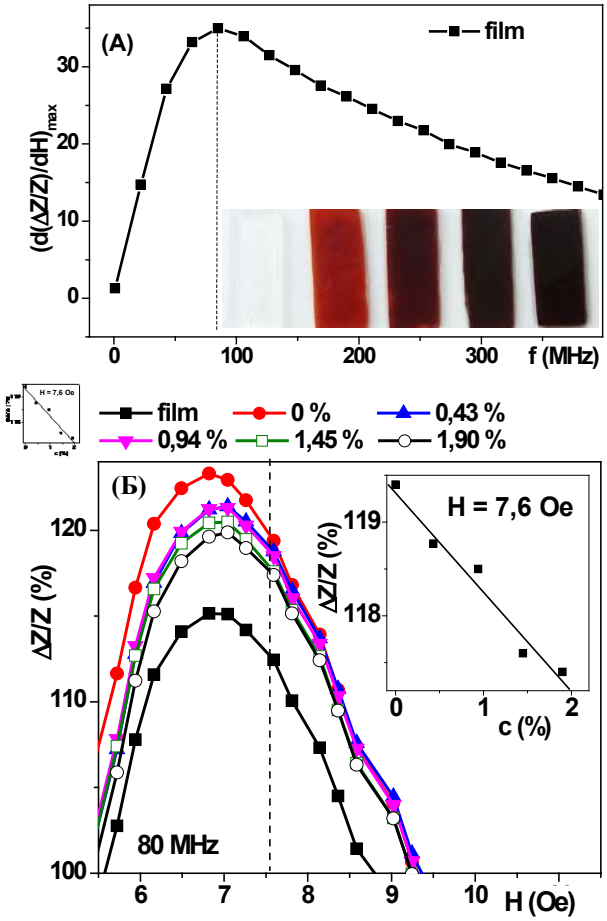


Рис. 1. Частотная зависимость максимальной чувствительности отклика ГМИ пленочного элемента к внешнему магнитному полю и внешний вид образцов ФГ с различной концентрацией МНЧ (а). Полевые зависимости относительного изменения ГМИ тонкопленочного элемента с образцами ФГ с различной концентрацией МНЧ и частоте переменного тока 80 МГц. На вставке – зависимость относительного изменения ГМИ от концентрации МНЧ в образцах ФГ при напряженности внешнего магнитного поля 7,6 Э (б).

При частоте тока 80 МГц наблюдается максимальная чувствительность $(d(\Delta Z/Z)/dH)_{max}$ отклика ГМИ пленочного элемента к внешнему магнитному полю (см. рис. 1(а)). Результаты измерений на этой частоте образцов ФГ с различной концентрацией МНЧ Fe_2O_3 (средний размер около 20 нм) представлены на рис. 1(б). Можно заметить, что зависимость отклика ГМИ от концентрации МНЧ при фиксированном значении напряженности внешнего поля линейна. При частоте 80 МГц и напряженности внешнего магнитного поля 7,6 Э чувствительность прототипа датчика к изменению концентрации МНЧ составляет около 1,3 %/вес.% или 4,3 %/мг. Таким образом, датчик ГМИ с пленочным элементом позволяет детектировать даже очень малое количество МНЧ, в биомиметике или живой ткани.

Для описания экспериментальных результатов предложена электродинамическая модель ГМИ в многослойной пленке со слоем ФГ. Теоретический подход основан на совместном решении линеаризованных уравнений Максвелла для электромагнитных полей и уравнения Ландау–Лифшица для динамики намагниченности. Влияние ФГ на магнитную проницаемость многослойной пленки описывается с использованием эффективного поля рассеяния

$H_р$, создаваемого МНЧ. Величина поля $H_р$ пропорциональна концентрации МНЧ в ФГ, так как измеренные значения намагниченности насыщения ФГ линейно возрастают с увеличением концентрации МНЧ. Результаты расчетов зависимости $\Delta Z / Z$ от внешнего поля для образцов без слоя ФГ, с гелем без МНЧ ($H_р = 0$) и для ФГ при различных значениях $H_р$ представлены на рис. 2. Результаты расчетов качественно описывают снижение относительного изменения ГМИ при увеличении концентрации МНЧ в ФГ, наблюдавшееся в эксперименте.

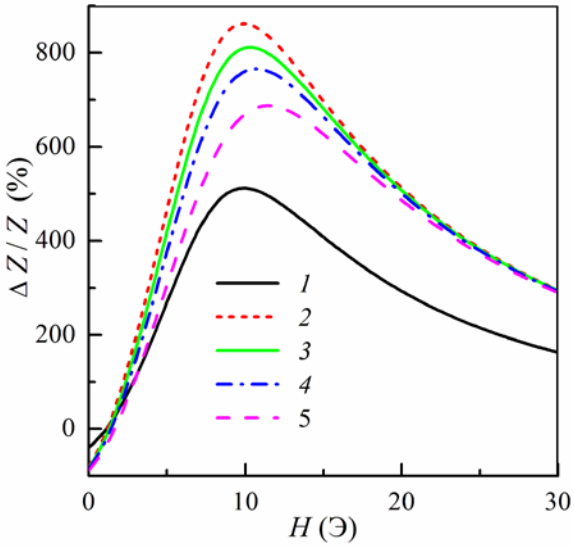


Рис. 2. Рассчитанная зависимость относительного изменения ГМИ от внешнего поля при частоте 100 МГц и разных значениях эффективного поля рассеяния $H_р$: *1* – пленка без ФГ; *2* – $H_р = 0$; *3* – $H_р = 0{,}25$ Э; *4* – $H_р = 0{,}5$ Э; *5* – $H_р = 1$ Э. Параметры слоя ФГ: толщина 1 мм, коэрцитивность 4 Э и внешнее поле, соответствующее приближению к насыщению ФГ, 750 Э.

Мы разработали прототип ГМИ-биосенсора с $[Cu/FeNi]_5/Cu/[FeNi/Cu]_5$ многослойным чувствительным элементом, адаптированным для исследований феррогелей. Измерения ГМИ в исходном состоянии и в присутствии ФГ с различными концентрациями МНЧ позволили характеризовать поля рассеяния МНЧ в ФГ. Описание с помощью предложенной электродинамической модели удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными ГМИ многослойной пленки с покрытием ФГ.

Данная работа была поддержана Российским научным фондом, грант РНФ-18-19-00090. Авторы благодарят А.В. Свалова, И.В. Бекетова, С.О. Волчкова и Ф.А. Бляхмана за особую поддержку и обсуждение результатов.

1. R.S Beach, A.E. Berkowitz, J. Appl. Phys. **76**, 6209 (1994).
2. F.A. Blyakhman, A.P. Safronov, A.Yu. Zubarev, T.F. Shklyar, O.G. Makeyev, E.B. Makarova, V.V. Melekhin, A. Larrañaga, G.V. Kurlyandskaya, Results in Physics **7**, 3624 (2017).
3. G.V Kurlyandskaya, D. de Cos, S.O. Volchkov, Russ. J. Nondestr. Test. **45(6)**, 377 (2009).

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ ФЕРРИТА ВИСМУТА ДЛЯ БИОМЕДИЦИНСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ

Ю.А. Лупицкая, Д.А. Калганов, И.В. Бычков

Челябинский государственный университет, Россия

Нанодисперсные суспензии магнитных материалов получили широкое распространение в качестве контрастирующих препаратов при диагностике заболеваний методами магнитно-резонансной томографии и ультразвуковых исследований [1]. Перспективной сферой применения магнитных материалов является изготовление препаратов для локальной гипертермии. Использование для этих целей веществ, обладающих выраженными магнитными и электрическими свойствами – мультиферроиков – даст возможность неинвазивно управлять распределением агента в организме при помощи внешних магнитных полей, с высокой точностью контролировать температуру и равномерность нагрева при микроволновой гипертермии. Кроме того, наличие эффектов, связанных с изменением заряда поверхности наночастиц, позволит также управлять активацией лекарственных средств и механизмом их взаимодействия с клетками-мишенями [2].

В настоящей работе цитрат-нитратным методом (метод Печини) были получены порошковые образцы наночастиц однофазных мультиферроиков составов $Bi_{1-x}La_xFeO_3$ и $Bi_{0,9-x}La_{0,1}Pr_xFeO_3$, где $0>x\geq0,1$. Для последующих биомедицинских исследований в модели живой ткани на поверхности полученных наночастиц была создана химически и биологически инертная оболочка SiO_2.

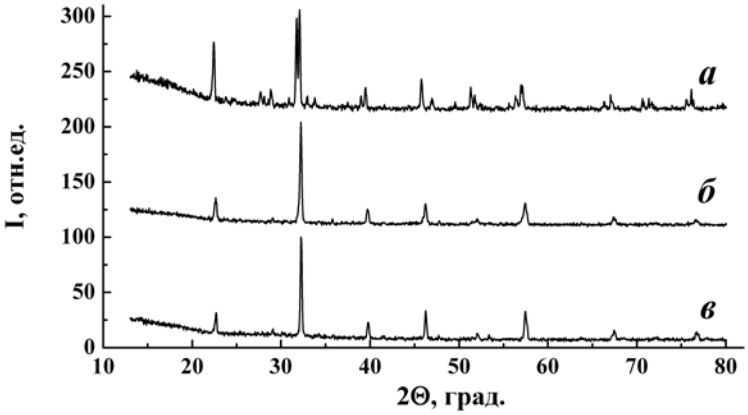


Рис.1. Рентгеновские дифрактограммы порошков составов ***а*** – $BiFeO_3$; ***б*** – $Bi_{0,8}La_{0,2}FeO_3$; ***в*** – $Bi_{0,8}La_{0,1}Pr_{0,1}FeO_3$

Фазовый состав образцов определяли рентгендифракционным анализом в диапазоне углов 2θ = 20°-50° с шагом 0,05° на дифрактометре ДРОН-3М (CuKα-излучение). Полученные данные указывают на низкое содержание примесных фаз $Bi_2Fe_4O_9$ и $Bi_{25}FeO_{39}$ (картотека ICDD JCPDS), ромбоэдрически (рис.1, а) и орторомбически (рис.1, б, в) искаженную кристалличе-

скую структуру перовскита. Морфологию поверхности исследовали методом сканирующей электронной микроскопии (JEOL-6510, Япония). На рис. 2 представлены микрофотографии образца состава $Bi_{0,8}La_{0,1}Pr_{0,1}FeO_3$ со средним размером частиц ~ 1 мкм и силикатных микрочастиц с ядром из мультиферроика диаметром 20-50 мкм.

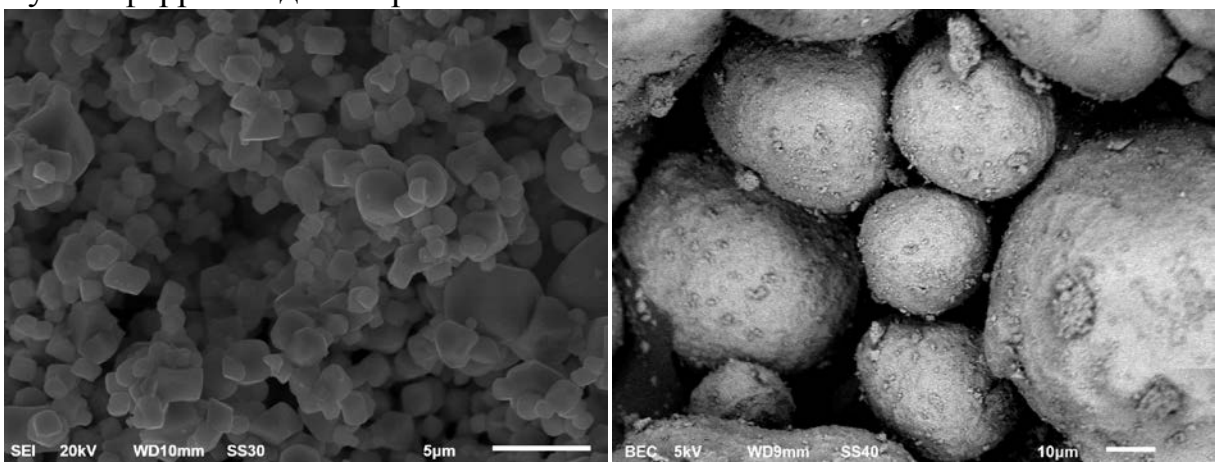


Рис.2. Микрофотографии образца состава $Bi_{0,8}La_{0,1}Pr_{0,1}FeO_3$ и силикатных микрочастиц с ядром из мультиферроика

1. M.A. Abakumov, N.F. Grinenko, V.P. Baklaushev, T.O. Sandalova, N.V. Nukolova, A.V. Semyonova, M. Sokol'Ski-Papkov, H. Vishvasrao, A.V. Kabanov, V.P. Chekhonin. Bulletin of Experimental Biology and Medicine., **153**, 89 (2012).
2. T. Ibelli, S. Templeton, N. Levi-Polyachenko. International Journal of Hyperthermia., **34**, 144 (2018).

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ СИНТЕЗА ДИМЕРНЫХ НАНОЧАСТИЦ МАГНЕТИТ-ЗОЛОТО НА ИХ МОРФОЛОГИЮ И РАЗМЕР

Ю.А. Наленч[1], М.М. Попова[1], И.В. Щетинин[1], П.С. Могильников[1], М.А. Абакумов[1,2], А.Г. Савченко[1], А.Г. Мажуга[1,3,4]

[1]Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, Россия
[2]Российский национальный исследовательский медицинский университет имени Н.И. Пирогова, Москва, Россия
[3]Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия
[4]Российский химико-технологический университет имени Д.И. Менделеева, Москва, Россия

В настоящее время наночастицы (НЧ) магнитных оксидов железа представляют большой интерес для биомедицинского применения. Они могут быть потенциально использованы для магнитной гипертермии, ад-

ресной доставки терапевтических агентов, а также в качестве контрастных агентов для магнитно-резонансной томографии [1].

Отдельный интерес для исследования представляют гибридные НЧ типа «оксид железа – благородный металл». Примером таких частиц могут служить димерные НЧ магнетит-золото. Такие НЧ сочетают в себе магнитные свойства оксидов железа и явление поверхностного плазмонного резонанса в благородных металлах. Благодаря этому они могут также применяться для фототермальной терапии опухолевых тканей. Например, в работе [2] показана эффективность комбинированной терапии при одновременном использовании методов магнитной гипертермии и фототермальной терапии при помощи подобных гибридных НЧ магнетит-золото.

Помимо этого, особенностью димерных НЧ является наличие двух типов поверхностей. Благодаря тому, что благородные металлы, в отличие от оксида железа, могут образовывать сульфидные связи, возможна двойная функционализация гибридных НЧ [3]. Так, например, можно внедрить на поверхность НЧ благородного металла в составе гибридной структуры векторные молекулы, а НЧ оксида железа покрыть биосовместимой полимерной оболочкой.

В данной работе димерные НЧ магнетит-золото получали методом термического разложения пентакарбонила железа $Fe(CO)_5$ в 1-октадецене в присутствии прекурсора золота ($HAuCl_4 \cdot 3H_2O$). Управлять свойствами получаемых НЧ можно путем варьирования различных параметров: температуры кипения растворителя, длительности кипения, скорости нагрева, соотношения количества прекурсоров железа и золота, а также количества ПАВ.

В работе было изучено влияние различных параметров синтеза (скорость нагрева, длительность кипения, количество ПАВ) димерных НЧ магнетит-золото на их морфологию и размер, которые определяли по микрофотографиям просвечивающей электронной микроскопии. Также было проведено комплексное исследование структуры и свойств НЧ с использованием методов фазового анализа по рентгеновским дифракционным спектрам, термогравиметрического анализа, измерения магнитных гистерезисных свойств с помощью вибромагнитометра.

Работа выполнена при поддержке соглашения №14.578.21.0201 (Уникальный идентификатор RFMEFI57816X0201).

1. Q. A. Pankhurst, J. Connolly, S. K. Jones, and J. Dobson, “Applications of magnetic nanoparticles in biomedicine,” *J. Phys. D Appl. Phys*, 36, 167–181 (2003).
2. A. Espinosa *et al.*, “Can magneto-plasmonic nanohybrids efficiently combine photothermia with magnetic hyperthermia?,” *Nanoscale*, 7, 18872–18877 (2015).
3. C. Xu *et al.*, “Au–Fe3O4 Dumbbell Nanoparticles as Dual-Functional Probes,” *Angew. Chemie*, 120, 179–182 (2008).

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕАКЦИИ МАЛЫХ ОБРАЗЦОВ ФЕРРОГЕЛЯ НА МАГНИТО-МЕХАНИЧЕСКУЮ НАГРУЗКУ

П.В. Меленев [1)], А.В. Рыжков[1,2)]

1) Институт Механики Сплошных Сред УрО РАН, 614013, г. Пермь

2) Пермский Национальный Исследовательский Политехнический Университет, 614000, г. Пермь

Мягкие магнитные эластомеры (ММЭ) – композитные материалы, сочетающие упругую полимерную матрицу (с величиной механических модулей до 100 кПа) и магнитоактивные включения. Наиболее мягким представителями ММЭ можно считать феррогели (ФГ), где наноразмерные (как правило сферической формы) ферри- или ферромагнитные частицы распределяются в гелиевом носителе. В силу предельной мягкости (единицы кПа) матрицы ФГ магнитные силы, действующие между частицами включения способны привести к их существенному перемещению. Эта перестройка внутренней структуры композита, в свою очередь, напрямую влияет на его механические характеристики: упругие модули, характер отклика на приложенную нагрузку и др. Причём для существенного изменения магнитного состояния системы не требуется высокой интенсивности внешнего поля (как правило, достаточно воздействия полями порядка 10 мТл). Эти особенности позволяют использовать ФГ в различных био-медицинских задачах, где требуется бесконтактное управление: точная доставка и «высвобождение» сверхмалых доз лекарственных, управляемые клапаны в сосудах, актуаторы в микромеханизмах.

Наша работа посвящена теоретическому описанию реакции малых объёмов ФГ на приложенную внешнюю нагрузку в условиях воздействия внешнего магнитного поля. Моделирование производится на основе подхода крупнозернистой (coarse-grained) молекулярной динамики, который позволяет сочетать достаточно детальное описание составляющих элементов материала и высокую вычислительную эффективность. Магнитные частицы представлены в виде жестких сфер заданного диаметра, каждая из которых обладает магнитным моментом неизменной величины, но способным вращаться внутри сферы (центры сферы и диполя совпадают). Кроме того, частица имеет ось лёгкого намагничивания, «вмороженную» в тело частицы: поворот частицы приводит к соответствующему изменению направления оси магнитной анизотропии. Полимерные макромолекулы матрицы ФГ моделируется цепочками недеформируемых сфер (с диаметром меньшим, чем у магнитных частиц), жёстко связанных между собой. При этом в разных вариантах модели цепочки могут свободно изгибаться либо обладать поперечной жесткостью. Полимерные цепочки сформированы с квази-кубическую решётку в части узлов которой размещены магнитные частицы. Число занятых узлов зависит от степени наполнения образца. Действие температуры в системе имитируется на основе термостата Ланжевена добавлением в уравнения движения частиц (как магнитных, так и полимерных) соответствующих стохастических и диссипативных слагаемых.

Отметим, что параметры связей между полимерными частицами практически исключают изменение длины цепочек, а упругость матрицы обеспечивают морфологические изменения сетки.

На старте каждого численного эксперимента проводилось термостатирование образца вначале без, а затем при включённом внешнем однородном магнитном поле. В последнем случае в образце формировались, ориентированные по полю, цепочечные агрегаты магнитных частиц, чья длина зависела от интенсивности поля, степени наполнения композита, а также относительной энергии диполь-дипольного взаимодействия. Отметим, что в образцах с высокими значениями последних двух характеристик магнитные частицы объединялись в цепочки уже в отсутствие внешнего поля, но эти кластеры были ориентированы случайным образом [1]. После достижения системой равновесного состояния производилось жёсткое нагружение образца: частицы (как магнитные так и полимерные) на одном из торцов закреплялись, а на противоположном – смещались на заданное расстояние, обеспечивающее деформацию образца в пределах 5%. После этого системе давалась возможность вновь прийти в равновесное состояние с учётом приложенной нагрузки. Далее эта последовательность действий повторялась до тех пор, пока не достигался запланированный максимальный уровень деформации (равный 50%) либо не происходило разрушение образца. При этом в конце каждого этапа деформирования (после «релаксационных» шагов) измерялись силы, действующие на частицы на закреплённом торце, и вычислялось значение механического модуля материала.

Моделирование показало, что намагничивание приводит к повышению упругого модуля при деформировании в направлении поля. Причём образцы с более высокой энергией диполь-дипольного взаимодействия частиц оказываются более жёсткими, по сравнению с аналогичными (по степени наполнения) образцами. Удлинение перпендикулярно полю показало небольшое повышение модуля упругости в образцах с интенсивным магнитным взаимодействием по сравнению с нагружением без поля. Однако величина изменения модуля оказалась гораздо (в разы) меньше, чем в случае деформаций вдоль поля. В образцах с более слабыми магнитными силами, несмотря на наличие агрегатов магнитных частиц, при деформировании в поперечном (относительно поля) направлении не выявлено заметного изменения механического модуля. Интересно, что результаты наших расчётов сходятся с экспериментальными данными полученными на образцах ММЭ с матрицей из полидиметилсилоксана, наполненной микрочастицами карбонильного железа [2], что подчёркивает сходную роль дипольных взаимодействий в формировании отклика магнитоактивных композитов различного типа.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ № 16-41-590123 р-а.
[1] Ryzhkov A.V., Melenev P.V., Balasoiu M., Raikher Yu.L. // Journal of Chemical Physics, 2016, vol. 145, p. 074905.
[2] Varga Z., Filipcsei G., Zrínyi// Polymer, 2006, vol. 47, pp 227-233.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Agafonov V.N. 657
Ali N. 446
Aryal A. 446
Asadov M.M. 72
Atkinson D. 278
Bao Z. 548
Baskakov A.O. 657
Bendre S.T. 455
Besse V. 259,829,831
Caciuffo R. 548
Chaudhari Y.A. 455
Chou H. 705
Cwik J. 446
Davydov V.A. 657
Dubenko I. 446
Eisterer M. 787
Gebara P. 482
Gorbunov D. 745
Goto T. 7,8
Gouder T. 548
Hashim H. 703,734
Havela L. 548
Horák L. 548
Huang J.C.A. 92,424,703
Inoue M. 7,8
Klimov A. 766
Kulikova L.F. 657
Lahderanta E. 422,684,446
Lim P.B. 7,8
Macková A. 548
Mammadov F.M. 72
Nakamura Y. 7,8
Nicholson B. 278
Pandey S. 446
Pernod P. 606,766
Ressouche E. 745
Rushforth A.W. 309
Shaposhnikov A.N. 734
Sheka E.F. 637
Skourski Y. 745
Skumryev V. 745,753
Stadler S. 446
Starchikov S.S. 657
Stashkevich A.A. 554
Swindells Ch. 278
Tiercelin N. 606
Tretiakov O.A. 19
Uchida H. 7,8
Urcelay-Olabarria I. 745
Wang Z. 745,753
Weymann L. 752
Wu J.C. 703
Yanushkevich К.I. 72
Zherlitsyn S. 745
Абакумов М.А. 624,846
Абдулкадирова Н.З. 482
Абдюханов И.М. 64
Абросимова Г.Е. 206
Абуев Я.К. 493
Абухасва А.С.А. 105
Аверьянов Д.В. 40,42
Агафонов Л.Ю. 209,225
Аданакова О.А., 574,584,587
Азаревич А.Н. 485
Аксенов О.И. 212
Алексеев И.В. 170
Алексеев М.В. 64
Алексеев С.Г. 335
Алексюнин Е.С. 771
Алероева Т.А. 65
Алехин А. 259,831
Алехина Ю.А. 68,114,137,167, 676,121
Алибеков А.Г. 61
Алиев А.М., 452,482,540
Аминов Т.Г. 70,76
Амиров А.А. 455
Андреев А.В. 458,486
Андреев С.В. 170
Анзулевич А.П. 102,483,626
Анзулевич С.Н. 626,483
Анисимов М.А. 485
Анненков А.Ю. 302,312
Анохин Е.О. 96
Антонова Е. 228
Аплеснин С.С. 561
Аронзон Б.А. 180
Аронин А.С. 212
Артёмов В.В. 689
Асадуллин Ф.Ф. 828
Асеев А.С. 430
Астафьев А.Л. 488
Атаева Г.Я. 490

Ахметова А.А. 213
Ахуткина А.И. 818
Бабаев А.Б. 480,490
Бабичев Р.К. 270,571
Баделин А.Г. 73,87
Бадиев М.К. 493
Базлов А. 54
Байгутлин Д.Р. 55
Байкенов Е.Ж. 233,237,260
Бакулин М.А. 343,410
Бакурский С.В. 655
Балаев А.Д. 507,543,622,629, 724
Балбашов А.М. 22,745,753
Балымов К.Г. 584
Банникова Н.С. 667,713
Барабан И.А. 167,168
Баранов Н.В. 25,105,130,477
Барило С.Н. 743
Барташевич А.М. 192
Барташевич М.И. 192
Баскаков А.О. 58
Баталов С.В. 391
Батаронов И.Л. 496,523
Батдалов А.Б. 452,540
Бахарев С.М. 296
Баюков О.А. 543,622,629,630
Бебенин Н.Г. 416,710
Бедин С.А. 689
Безносиков Д.С. 275
Безус А.В. 222
Беклемишева А. 835
Белик А.А. 29
Белодедов М.В. 463
Белотелов В.И. 12,273,692,698, 700,703,708,734
Белых С.С. 721
Бельская Н.А. 66
Беляев Б.А. 332
Бердников В.П. 557
Березкин В.И. 133
Бержанский В.Н. 729
Беспалов А.В. 378,599,680
Бессонов В.Д. 276,391
Бизяев Д.А. 219,249
Бикяшев Э.А. 771
Бичурин М.И. 759
Блинов М. 422
Бобриков И.А. 512,525
Бовина А.Ф. 66
Богач А.В. 467, 485
Богачук Д.В. 263
Богданов А.Е. 449
Богомолов А.В. 815
Боев Н.М. 332
Божко А.Д. 485
Бокова А.П. 729
Болдырев К.Н. 783
Болячкин А.С. 170,192,577
Бондарев А.В. 496,523
Бондарев И.А. 779
Бондаренко Г.Н. 49
Бондарук А.В. 89
Бондарь Е.Д. 222
Борич М.А. 330,387
Боровкова О.В. 734,692
Бугаев А.С. 13
Будрин К.С. 498,521,535
Будько Т.О. 599
Бузько В.Ю. 370,658
Буньков Ю.М. 414
Бурдин Д.А. 762
Бурсиан В.Э. 640
Бутько Л.Н. 626
Бухараев А.А. 219,249,756
Бухтиярова Г.М. 543
Бучельников В.Д. 55,438,444,502, 518,626
Бучкевич А. 710
Бушева Е.В. 70,76
Быкова Л.Е. 47,49,564
Бычков И.В. 102,259,305,483, 626,831,844
Важенина И.Г. 345,364
Валеев Р.А. 216
Валиуллин А.А. 144,567
Васильев А.В. 96
Васильев А.Л. 13,64,180,361
Васинович Е.В. 315
Васьковский В.О. 568,574,577,584, 587,591,596
Вахитов Р.М. 213,790,800
Веденеев А.С. 13
Вейман Л. 742
Великанов Д.А. 622
Велиханов А. 776
Ветошко П.М. 376,698
Виглин Н.А. 417
Вилков Е.А. 298
Власов В.С. 259,275,326,398, 472,683,827,828, 829,830

Власова Я.В. 318
Волегов А.С. 25,170,175,477, 531
Волков М.П. 640
Волков Н.А. 206
Волкова З.Н. 347
Володин А.П. 340,647
Володяев Д.Г. 230
Волочаев М.Н. 564
Волчков С.О. 278,281
Вондрачкова Б. 458
Воронин В.И. 512,525
Воронов В.В. 485
Вызулин С.А. 349,367,658
Вяткина С.А. 571
Гавела Л. 458
Гавико В.С. 101,122,175,512, 525,620
Гаврилова Т.П. 453
Гаврилюк А.А. 172,286,345
Гаврилюк А.Г. 454
Ганьшина Е.А. 684,695,726
Гараева Т.В. 192
Гаранов В.А. 652
Гареев К.Г. 144
Гареев К.Г. 837
Гареев Т.Т. 257
Гареева З.В. 257
Гаршин В. 684
Герасимов Е.Г. 101,122,175
Герасимчук В.С. 252
Геращенко А.П. 347,743
Гервасьева И.В. 34
Гервиц Н.Е. 58,78,143,352
Геревенков П.И. 209
Гермов А.Ю. 347,620,743
Герус С.В. 302,312
Гильмутдинов И., 120,412,453
Гиппиус А.А. 351,363
Гладких Д.В. 79
Глушков В.В. 436,467,485
Говоркова Т.Е. 82,141
Голикова О.Л. 378,599
Голов А.В. 259,829,831
Головнев Ю.Ф. 318,669
Головчанский И.А. 185
Голубев Е.А. 263
Голубева Е.В. 841
Голубов А.А. 655
Голыгин Е.А. 172
Горбачев Е.А. 32
Горбунов Д.И. 477
Горбунов С.А. 321
Горев Р.В. 352,647
Горьковенко А.Н. 568,574,587
Горячко А.И. 658
Грановский А.Б. 446
Грановский А.Б. 13,293,349,361,3 61,367,389,422, 684
Грановский С.А. 815
Гребенников А.А. 176
Гребенников И.С. 624
Гринина З.В. 577
Грубяк А.Б. 103
Губайдулина Т.В. 355,687
Губанова Е.М. 615
Губкин А.Ф. 25
Губкин А.Ф. 122
Гудим И.А. 732,742,779,783
Гудин С.А. 425
Гумеров А.М. 254,363
Гурылев А.К. 144
Гусев Н.А. 698
Гусев Н.С. 352,634
Гуслиенко К.Ю. 257
Давыденко А.В. 37,557
Давыдова М.Д. 376,420
Дагесян С.А. 692,700,734
Данилов Ю.А. 695,726
Дарвиш М.А. 793
Дейнека А. 835
Дём В.Е. 742,783
Демин В.А. 13
Деминов Р.Г. 500
Демишев С.В. 467,485
Денисов Н.Д. 196,201
Денисова Е.А. 85,147
Деревянко М.С. 281
Державин И.М. 87,73
Джумъазода А. 165,177
Дзидзигури Э.Л. 118
Дианов М.Ю. 830
Диканский Ю.И. 79,617,812
Дмитриев А.И. 180
Дмитриева М.С. 180
Довгий В.Т. 89
Долуденко И.М. 689
Доможирова А.Н. 92,424
Дорошенко Р.А. 750
Дровосеков А.Б. 13,139,361,582, 611

Дроздов М.Н. 634
Дубовик М.Н. 233
Дубровский А.А. 543,629
Духненко А.В. 485
Евдокимов А.А. 680
Егоров С.В. 185
Екомасов А.Е. 433
Екомасов Е.Г. 254,361,433
Елисеев А.А. 96
Емельянов А.В. 13,168
Емельянова С.М. 501
Еремин Е.В. 779
Еремина Р. 120,412,453
Ермаков А.Е. 620
Ермаков К.С. 672
Ерошенко П.Е. 188
Ершов Н.В. 108
Ефимов Н.Н. 70
Жарков С.М. 705,724
Жарковский А.Б. 449
Жданова О.В. 228, 248
Железный М.В. 54,230
Жигалов В.С. 47,49,564
Журенко С.В. 351,363
Заблоцкий В. 835
Загорский Д.Л. 673,689
Загребин М.А. 55,444,502,518
Заллер Д. 742
Занаева Э.Н. 54
Зарипова Л.Д. 567
Захвалинский В.С. 61
Заяк А.Т. 438
Звездин А.К. 420,698,703,789, 752,781,795
Звездин К.А. 420,781,433,664, 678
Звездин Н.Ю. 719
Зверев В.В. 237,260
Звонков Б.Н. 695
Звонов А.И. 94
Здоровец М.В. 687
Зенченко Н.В. 764
Зубов В. 139
Зыкин М.А. 32,96
Зыков Г.С. 695
Зюзин А.М. 343,410
Ибаев Ж.Г. 441
Иванин С.Н. 658
Иванов В.А. 37
Иванов В.Е. 715
Иванов В.Ю. 742,745,753,783
Иванов О.А. 196,201
Иванова Т.И. 94
Иванова А.Г. 454,689
Иванова А.И. 248
Иванова О.С. 724
Иванцов Р.Д. 98,629
Игнатченко В.А. 299,306
Изможеров И.М. 233,237,260
Изотов А.В. 332
Ильин Н.В. 37
Илюшин А.С. 65
Инишев А.А. 101,122
Ирхин В.Ю. 421
Исаева М.М. 199,515
Испирян А.Г. 617
Исхаков Р.С. 85,147,345,364, 622,630
Ичкитидзе Л.П. 463
Ишаев А.В. 410
Ишибаши Т. 561
Кабыченков А.Ф. 182
Казин П.Е. 32,96
Кайкан Л.С. 103
Каландия М.Р. 676
Калашникова А.М. 309
Калганов Д.А. 102
Калинин Ю.Е. 13,263,265,284
Калиш А.Н. 698,700,734,
Каменский И.Ю. 667
Камзин А.С. 144,567,839
Каминская Т.П. 505
Капралов П.О. 703
Каравайников А.В. 729
Каратеев И.А. 40,42,64
Карпасюк В.К. 73,87
Карпеев А.А. 343
Карпенков А.Ю. 248
Кассан-Оглы Ф.А. 480
Катаев В.А. 588
Катанин А.А. 471
Качмар А.И. 103
Каюмов И.Р. 781
Кевралетин А. 367
Келлерман Д.Г. 531
Кецко В.А. 52
Кимель А.В. 22
Киндяк И.Л. 420,678
Кириллов В.Л. 629,724
Кириллова С.А. 144
Кирпичева О.А. 263
Киселев В.В. 316

Киселева Т.Ю. 687
Кислинский Ю.В. 44
Кислов Е.В. 105
Клевец Ф.Н. 474
Кленов Н.В. 655
Клименко А.А. 185
Клява Я. 139
Князев Г.А. 698
Князев Ю.В. 543,629,630
Кобяков А.В. 546,580
Кожаев М.А. 273,692,700
Козлов А.Г. 557
Козлов С.Н. 185
Козловский А.Л. 687
Колегов О.К. 322
Колесников А.Г. 672
Колесникова В.Г. 167
Колков М.И. 507
Колодкин Д.А. 512,525
Колотов О.С. 189
Кольчугина Н.Б. 155
Комаров В.А. 546
Комогорцев С.В. 85,188,345
Кондратьев О.А. 40,42
Конев А.С. 620
Конев В.В. 236,237
Кононенко В.В. 373,392,609
Константинян К.И. 44
Коплак О.В. 216
Коровин А.М. 640
Коровушкин В.В. 793
Королёв А.В. 512,525,192
Королев А.С. 268
Королев Д.В. 216
Космачев О.А. 509
Костеров А.А. 144
Костишин В.Г. 793
Костров С.А. 106
Костюченко Н.В. 752
Косырев Н.Н. 546,580
Котельникова О.А. 267
Котов Л.Н. 259,263,265,275, 284,321,322,326, 472,827,828,829, 831
Коуров Н.И. 421
Кочура А.В. 180
Кочура Е.П. 180
Кошкидько Ю.С. 94
Кошкидько Ю.С. 446
Кравцов Е.А. 582,611
Кравченко З.Ф. 89
Крайнова Г.С. 37
Крамаренко Е.Ю. 68,106,121
Красиков А.А. 507,543
Красиков К. 467
Красильникова У.Д. 309
Красникова Ю.В. 582
Краснорусский В. 467
Краточвилова М. 537
Крейнес Н.М. 361,582,611
Кретинин В.В. 427
Кривцова А.В. 509
Крипачев А.В. 631
Крылова М.В. 64
Кувандиков О.К. 810
Кугель К.И. 466
Кудрин А.В. 726
Кудюков Е.В. 584
Кузнецов А.В. 485
Кузнецов Е.А. 373
Кузнецов П.А. 196,201
Кузовникова Л.А. 85
Кузьменко А.М. 742,753,783
Кузьменко А.П. 180
Кузьмин Д.А. 259,305,831
Кузьмичев А.Н. 376,703
Кулеш Н.А. 568,574,577,584
Кулик Н.Н. 89
Куликова Д.П. 748
Кундин А.П. 825
Куникин С.А. 617
Куницына Е.И. 216
Кунькова З.Э. 695,726
Куприянов М.Ю. 655
Курбайтаев А.Я. 199
Курбанова Д.Р. 469,493
Курдюкова Е.Г. 265
Курляндская Г.В. 278,281,841
Кучеряев В.В. 216
Кучин А.Г. 512,525
Кучма А.С. 37
Ладыгина В.П. 622,630
Ласёк М.П. 263,265,284
Леви М. 692
Левченко А.В. 485
Лепаловский В.Н. 551,574,577,587, 588,591,841
Лесников В.П. 726
Лилеев А.С. 157,230
Лин Дж.Г. 172
Линник А.И. 89

Лисовский Ф.В. 182,784
Логунов М.В. 560
Локк Э.Г. 302,312,323
Ломов А.А. 673,689
Ломоносов А.М. 831
Лончаков А.Т. 141
Лузанов В.А. 335
Лукин А.А. 155
Лукшина В.А. 108
Лупицкая Ю.А. 844
Луцев Л.В. 275,640
Лысенко Е.Н. 124,488
Лысов М.С. 225
Любутин И.С. 58,78,143,454, 689
Ляхова М.Б. 228,248
Ляшко С.Д. 729
Магомедов М.А. 515
Мажитова Ф.А. 750,790
Мажуга А.Г. 624,845
Мазеева А.К. 196, 201
Мазов Л.С. 460
Мазуренко Ю.С. 103
Макаров П.А. 321,322,326,398, 683,829
Макарова А.О. 112,351
Макарова Л.А. 68,114,121,137, 167,815
Макоед И.И. 455
Малышев А.В. 152
Мальцев В.Н. 292
Мануйлович Е.А. 582
Маренкин С.Ф. 61
Маркин Ю.В. 695
Мартынов С.Н. 507
Мартьянов О.Н. 543,629,724
Марченков В.В. 92,141,421,424, 501,787
Марченкова Е.Б. 424,501
Масюгин А.Н. 561
Матюнин А.В. 189
Матюнина М.В. 444
Махнев А.А. 92
Махновский Д.П. 16
Мацнев М.Е. 29,358
Мацынин А.А. 47,564
Медведская П.Н. 168
Медведь А.В. 825
Меленев П.В. 847
Мельников Г.Ю. 841
Меркулов Д.И. 73,87
Мехоношин Д.С. 225,240
Милютин В.А. 34
Миляев М.А. 713
Мирзокулов Х.Б. 337,593
Миронов В.Л. 340,355,647
Миронов В.С. 650
Миронович А.Ю. 793
Мирошкина О.Н. 438
Мирошниченко Е.Л. 658
Михайлин С.В. 118
Михайлов М.М. 98
Михайлов В.И. 89
Михайлов Г.М. 298
Михайлова Т.В. 729
Михалев К.Н. 347,620,743
Михалицына Е.А. 588
Мишин А.Д. 293,389
Могильников П.С. 846
Моисеев А.А. 281,289
Моисеев С.Г. 626
Мокляк В.В. 103
Мокрушина А.А. 717
Молоканов В.В. 204
Моргунов Р.Б. 216
Морозов А.И. 20
Морозов А.А. 797
Морозов В.Г. 267
Морозов И.В. 363
Морозов И.Л. 172,286
Морозова Н.В. 172,286
Морченко А.Т. 165,177
Москалёв М.Е. 591,574
Москвин А.С. 28,236,237,315, 364,498,521,535
Мошкина Е.М. 66,120,453
Мурзина Т.В. 378
Муртазаев А.К. 199,441,469,480, 490,493,515,528, 604
Муртазаев К.Ш. 493,528
Муфтахутдинов А. 120
Мухучев А.А. 452,540
Мушников Н.В. 101,122,175
Мягков В.Г. 47,49,564
Наджарьян Т.А. 68,121
Назаренко И.И. 453
Назаров В.Н. 361
Найденов П.Н. 378
Наленч Ю.А. 846
Напольский К.С. 185
Наумов С.В. 424

Наумова Л.И. 591,667
Незнахин Д.С. 192,345
Неклюдов Е.А. 474
Немирова В.А. 289
Немцев И.В. 147,85
Немытова О.В. 268
Несмеянов М.С. 242
Нестеренко А.А. 292
Неъматов М.Г. 165,177
Никируй К.Э. 13
Никитин А.А. 624
Никитин С.А. 94,449,532
Никитов С.А. 298,557,560
Никифорова Ю.А. 454
Николадзе Г.М. 189
Николаев Е.В. 124
Николаев С.Н. 13,361
Новицкий Н.Н. 599
Новодворский О.А. 180
Новоторцев В.М. 70
Нургазизов Н.И. 219,249,756
Овсянников Г.А. 44,606
Овчаров А.В. 64
Овченков Е.А. 449
Овченкова Ю.А. 449
Оганезова Н.А. 827
Огаркова .Л. 58
Огнев А.В. 557,672
Ожерельев В.В. 496,523
Окороков М.С. 661
Окулов В.И. 82,127,141
Омельянчик А.С. 114,676
Орел Е.С. 327
Орлов В.А. 381
Орлова Н.Н. 206,212
Осипов М.И. 832
Осипов С.В. 275
Островкая Н.В. 149
Павлов В.В. 701
Павлухина О.О. 518
Памятных Л.А. 209,225,240
Памятных Е.А. 127
Памятных С.Е. 225
Панина Л.В. 16,165,177,793, 835
Панкратов Н.Ю. 65,532
Панкрац А.И. 507,622
Панов Ю.Д. 236,237,315,498, 521,535
Панченко П.А. 568,574
Паранчич Л.Д. 82
Парфёнов О.Е. 40,42
Паршина Л.С. 180
Пастернак Ю.Г. 293,389
Пастушенков Ю.Г. 228,248,532
Патраков Е.И. 501,667,92
Патрин Г.С. 381,546,580
Пауков М.А. 458,486
Пашуева И.М. 496,523
Пенг Ж. 626
Пенкина П.В. 703
Перевозчикова Ю.А., 421,424,787
Перов Д.В. 268,376,384
Перов Н.С. 68,114,121,137,1 67,676,815
Перунов И.В. 689
Петржик А.М. 44
Петров В.М. 759
Петров Д.А. 98,204,705,724
Петрова А.Б. 152
Пименов А. 742, 752,783
Пинкас В.В. 157
Пирогов А.Н. 175,531,537
Пискорский В.П. 216
Пискунов Ю.В. 743
Платонов С.П. 512,525
Плешев Д.А. 827
Плещев В.Г. 130,477
Плотников В.С. 37
Подгорная С.В. 16
Покатилов В.С. 29,112,112,351, 355
Ползикова Н.И. 335
Политико А.А. 652
Политова Г.А. 458,486,505
Полухин Д.С. 299
Поляков П.А. 189
Попков А.Ф. 664
Попков С.И. 507
Попов А.И. 376,750,752,789
Попов В.В. 133
Поспишил И. 458
Преображенский В.Л. 606,766
Пресняков М.Ю. 13
Припеченков И.М. 726
Приходько Е.М. 193
Проглядо В.В. 582,611
Проказников А.В. 719
Прокопов А.Р. 729
Проценко В.С. 471
Прудников В.Н. 684,804

Прудникова М.В. 422,684,804
Путинцев А.Д. 588
Пятаков А.П. 273,748,781,795
Радковская А.А. 804
Раевский А.О. 335
Рамазанов М.К. 469,493,528
Расковалов А.А. 316
Раутский М.В. 779
Рауцкий М.В. 345
Рахманов А.Л. 466
Ринкевич А.Б. 268,376,384
Родионов И.Д. 804
Родионова В.В. 114,167,168
Рожков А.В. 466
Розанов К.Н. 293,349,367,389
Ростами Х.Р. 134
Рубцов В.Д. 204
Руденко Р.Ю. 580
Рудой Ю.Г. 267
Руковишников А.И. 726
Русаков В.С. 29,355,687
Русакова Т.С. 137
Рыбина У.И. 427,561
Рыжков А.В. 847
Рыльков В.В. 13,361,422,684
Рябухина М.В. 582,611
Савельев Д.В. 764
Савин С.С. 680
Савицкий А.О. 361,582,611
Савочкин И.В. 273,708
Савченко А.Г. 624
Савченко С.В. 330
Савченко С.П. 387
Садовников А.В. 557
Садыков А.Ф. 743
Сайпулаева Л.А. 61
Салахитдинов А.Н. 337,593,736
Салахитдинова М.К. 337,736
Салем М.М. 165,793
Салимов Р.К. 254
Самардак А.С. 672
Самарин А.Н. 485
Самарин Н.А. 485
Самофалов В.Н. 430
Сапожников М.В. 340,634,647
Сафин А.Р. 298
Сафонов С.С. 560
Сафронов А.П. 841
Сбойчаков А.О. 466
Свалов А.В. 551,587
Северин П.А. 275,472
Селезнева К. 139
Селезнева Н.В. 25,105,130,170, 477
Семененко В.Н. 652
Семенов А.Л. 286
Семенов В.С. 245
Семенов С.В. 543,629
Семенова Д.В. 713
Семенова Е.М. 228, 248
Семиров А.В. 281,289
Сёмкин М.А. 531,537
Сергиенко Е.С. 144
Серокурова А.И. 773
Сигов А.С. 29,766
Синкевич А.И. 248
Сирюк Ю.А. 222
Ситников А.В. 13,176,263,265, 284,293,361,389
Ситников М.Н. 427,561
Скирдков П.Н. 420,678
Скоков К.П. 228,532
Скороходов Е.В. 340,352,634
Скрябина О.В. 185
Скулкина Н.А. 196,201
Скутина Л.С. 537
Случанко Н.Е. 467,485
Смаржевская А.И. 532
Смирнов В.В. 222,807
Смирнов А.В. 449
Смирнов О.П. 108
Смирнова М.Н. 52
Смирнова Е.В. 596
Смольников А.Г. 743
Соколов В.В. (МИРЭА) 10
Соколов В.В. (ИФ СО РАН) 732
Соколов И.С. 40,42
Соколов Н.С. 640
Соколовская Ю.А. 502
Соколовский А.Н. 98
Соколовский В.В. 55,444,502,518
Солдатов И.В. 170
Солин Н.И. 425
Соловьев И.И. 655
Соловьев П.Н. 332
Солонецкий Р.В. 213,790
Софронова С.Н. 453
Старчиков С.С. 58,78,143,454
Степанов Г.В. 68,106,114,121
Степанов С.В. 433

Степанова Е.А. 596
Стогней О.В. 176
Стогний А.И. 276,560,599,773
Столяр С.В. 367,622,630
Столяров В.С. 185
Стороженко А.М. 631
Сторчак В.Г. 40,42
Стрелков Н.В. 815
Стругацкий М.В. 139,821
Сульянов С.Н. 689
Сумников С.В. 512,525
Суржиков А.П. 124,152,488
Суриков В.В. 817
Суслин Г.С. 557
Сутурин С.М. 640
Сухоруков Ю.П. 276,713
Сухорукова О.С. 738
Сылгачева Д.А. 708
Сырьев Н. 349,367
Тааев Т.А. 199
Табаров Ф.С. 177
Тагиров Л.Р. 567,646
Талденков А.Н. 13,40,42,361
Танкеев А.П. 296,330,387
Тарасенко С.В. 738
Тарасенко Т.Н. 457
Тарасова О.С. 293,389,422,684
Тахтамышьян В.В. 270
Теджетов В.А. 601
Телегин А.В. 276,710,713
Телегин С.В. 85
Темирязев А.Г. 560,643
Темирязева М.П. 726
Темнов В.В. 259,829,831
Теплов В.С. 391
Теплых А.Е. 531
Терентьев П.Б. 101,122
Терешина И.С. 65,458,486,505
Терешина-Хитрова Е.А. 458,486, 548
Терещенко А.А. 823
Тихановский А.Ю. 753
Ткачев А.В. 351,363
Ткачев В.В. 37
Токмачёв А.М. 40,42
Толкачев В.А. 305
Троян И.А. 454
Трунькин И.Н. 64
Трусов Л.А. 32
Труханов А.В. 793
Труханов С.В. 793
Труханова Е.Л. 793
Турпанов И.А. 546,580
Турченко В.А. 793
Тышова О.А. 795
Тятюшкин А.Н. 160
Уймин М.А. 620
Улитко В.А. 236,237
Улитко В.В. 498,521,535
Умнов П.П. 204
Умнова Н.В. 204
Умхаева З.С. 65
Уринов Х.О. 593
Урусова Н.В. 531,537
Усеинов А.Н. 644,646
Усеинов Н.Х. 646,756
Усик А.Ю. 141
Усов Н.А. 242,615
Успенская Л.С. 163
Устинов В.В. 667
Устюгов В.А. 683
Уткин А.А. 263
Фадеев Е. 422,684
Фадеев М.С. 687
Фазлижанов И. 412
Федоров В.В. 640
Федулов Ф.А. 797
Фельк В.А. 188,345
Фетисов Л.Ю. 764,769,773,771, 797
Фетисов Ю.К. 764,762,771
Фигуровский Д.К. 64
Филипов В.Б. 485
Филиппов Б.Н. 233
Филиппов В. 467
Филонова Е.А. 537
Флягин В.С. 130
Фомин Л.А. 298
Фраерман А.А. 637
Фридман Ю.А. 474,509
Фунтов К.О. 78, 143
Хайруллин М.Ф. 167
Ханов Л.Н. 452,540
Харин Е.В. 601
Харитонова О.Г. 305
Харитонский П.В. 144
Харламова А. 551
Харьков А.М. 427
Хижный В. 821
Хизриев К.Ш. 199,604
Хизриев Ш.К. 199
Химич Т.А. 689

Холин Д.И. 361,582,611
Хорошилов А. 467
Хохлов Н.Е. 309
Храмова А.Е. 273
Храмова О.Д. 180
Худорожков А.А. 420,664
Цаплева А.С. 64
Цвик Я. 94
Цикалов Д.С. 306
Чакраварти А. 692
Чашин Д.В. 762,764,771,797
Чеботкевич Л.А. 557,672
Чеканова Л.А. 147,367
Чекис В.И. 196,201
Чен И.С. 172
Черненков Ю.П. 108
Чернов А.И. 273
Черноглазов К.Ю. 13,361
Черных А.В. 298
Чернявский И.О. 364
Чехов А.Л. 378
Чигарев С.Г. 298
Чиков А.А. 498,521,535
Чирков В.В. 249
Чистяев В.А. 652
Чистяков В.В. 92,424
Членова А.А. 841
Чугуевский В.И. 293,389
Чуев М.А. 673,689
Чуева Т.Р. 204
Чукланов А.П. 249,756
Шабанова И.А. 631
Шабунина Г.Г. 70,76
Шавров В.Г. 305,321,322,326, 373,376,392,395, 398,472,609,738, 830
Шайхулов Т.А. 44,606
Шалыгин А.Н. 204
Шалыгина Е.Е. 204,551
Шамонин М. 106
Шапаев Б.А. 815
Шапаева Т.Б. 818
Шаповалов В.А. 370,392,395,609
Шапоров В.Н. 831
Шапошников А.Н. 729
Шарко С.А. 773
Шаталов А. 673
Шахов М. 422
Шахунов В.А. 606
Шашков И.В. 206
Шевченко Е.В. 144
Шелухин Л.А. 309
Шепета Н.А. 85
Шерокалова Е.М. 477
Шестаков А. 412
Шефтель Е.Н. 601
Шипко М.Н. 793
Ширшнев П. 412
Ширяев А. 349,370
Ширяев С.В. 743
Шитов А.А. 252
Шицевалова Н.Ю. 467,485
Шматов Г.А. 225
Шуваев А.М. 742,783
Шукла Д.К. 779
Шульга Н.В. 799
Щеглов В.И. 321,322,326,398 827,828,829,830
Щербаков А.В. 309
Щербинин С.В. 278
Щетинин И.В. 54,846
Эдельман И.С. 98,629,724
Экономов Н.А. 762
Эстемирова С.Х. 73,87
Эшпулатов Б.Э. 736
Юданов Н.А. 165,177
Юмагузин А.Р. 800
Юрасов А.Н. 713,717
Юркин Г.Ю. 85,98,546
Юсипова Ю.А. 149
Юсупов Д.М. 455
Юшков В.И. 546,580
Ягупов С. 139
Якубовский А.Ю. 743
Якушкин С.С. 543,629
Янзен М. 32
Янцен Н.В. 343,410
Ярославцев Р.Н. 622,630
Ясинская Д.Н. 236,237,521,535
Ясюлевич И.А. 611
Яцык И. 412
Яшин М.М. 717

Уважаемые участники конференции!

Обращаем ваше внимание на то, что Оргкомитет НМММ-23 не несет ответственности за возможные опечатки и низкое качество рисунков, представленных в печатном варианте данного Сборника трудов.

Оргкомитетом проводилась минимальная редакторская правка поданных авторами тезисов для приведения всех материалов в соответствие с правилами, но полноценная корректорская работа и перерисовка рисунков для подготовки к печати не осуществлялась.

Подписано в печать 08.06.2018 г.

Тираж 100 экз.