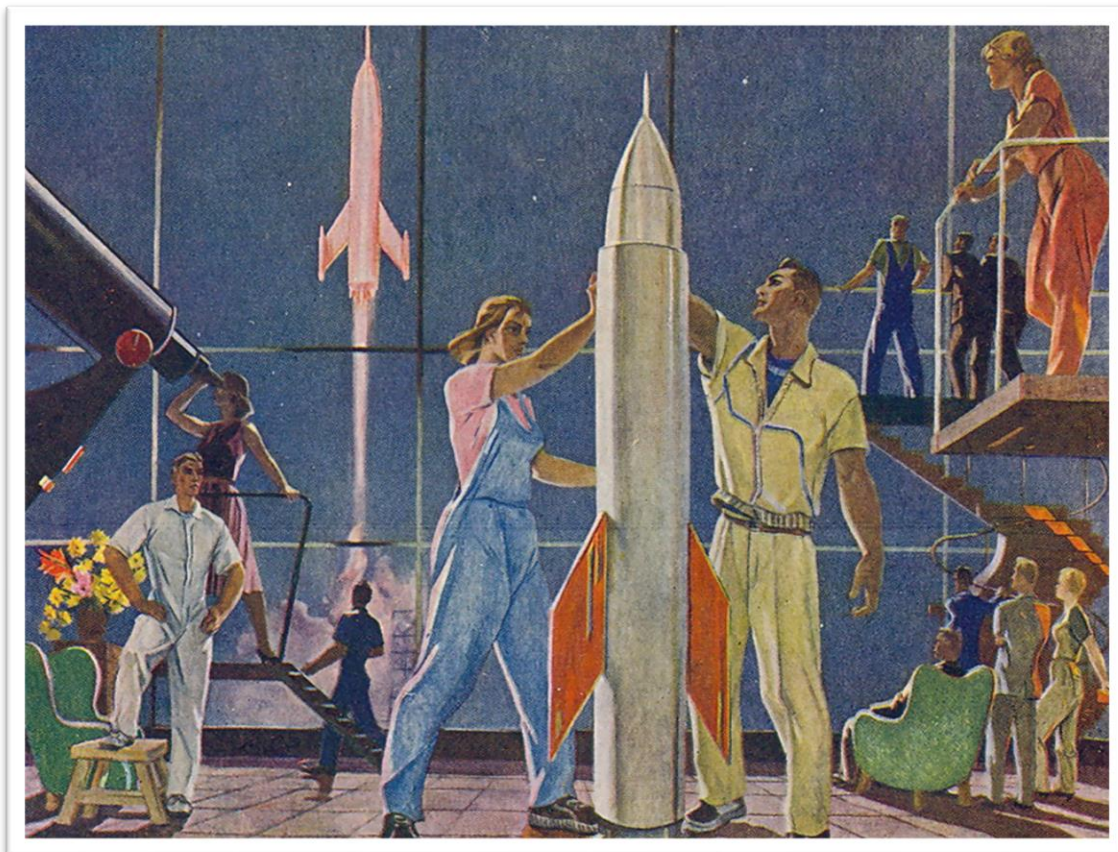


*Ракета следует во много раз плавнее и значительно безмятежнее,
нежели поезд, и данной качки и тряски не имеется.*

Юрий Гагарин



Александр Дейнека «Покорители космоса» (1961)

**Секция 5. Спиновый транспорт и
кинетические эффекты в магнетиках.
Элементарные возбуждения и волновые
процессы в магнетиках**

40 лет спиновой сверхтекучести и магнонной Бозе-Эйнштейновской конденсации

Буньков Ю.М.

Д.ф.-м. н., зав. лабораторией Российского Квантового Центра.

Аннотация. 40 лет назад было обнаружено спонтанное образование когерентной прецессирующей намагниченности в сверхтекучем $^3\text{He-B}$. Был получен также когерентный перенос намагниченности – спиновый сверхток. Были исследованы критический спиновый сверхток, сбросы фазы, эффект Джозефсона, Голдстоуновские колебания конденсата, спиновые вихри Абрикосова и т. д. Затем этот класс явлений был обнаружен в антиферромагнетиках со связанной ядерно-электронной прецессией и, наконец в плёнках железо-иттриевого граната при комнатных температурах. В докладе будет дана ретроспектива этих исследований и перспектива приложения данного явления для квантовых вычислений.

Ключевые слова: Бозе-Эйнштейновская конденсация, магнитный резонанс, магноны, спиновая сверхтекучесть и магнитооптические эффекты

40 years of spin superfluidity and magnon Bose-Einstein condensation

Bunkov Yu.M.

Doctor of physical and mathematical Sciences, head laboratory of the Russian Quantum Center

Annotation. 40 years ago, the spontaneous formation of coherent precession of magnetization in superfluid $^3\text{He-B}$ was discovered. Coherent transfer of magnetization—spin supercurrent—was also obtained. The critical spin supercurrent, phase slippage, Josephson effect, Goldstone oscillations of the condensate, Abrikosov vortices, etc. were studied. This class of phenomena was then discovered in antiferromagnets with coupled nuclear-electron precession and, finally, in films of yttrium iron garnets at room temperatures. An overview of these studies and the prospect of applying this phenomenon to quantum computing will be considered.

Keywords: Bose-Einstein condensation, magnetic resonance, magnons, spin superfluidity and magneto-optical effects

В 1984 году на первом в Союзе криостате ядерного размагничивания было получено странное явление. Сигнал ядерной магнитной индукции в сверхтекучем $^3\text{He-B}$ после импульсного возбуждения, распадался за время T_2^* . Однако после некоторой задержки, сигнал спонтанно восстанавливался и затем спадал за время спин решеточной релаксации T_1 , которое в тысячу раз медленнее [1]. Такое поведение сигнала было объяснено перераспределением магнонов за счёт "спиновой" сверхтекучести - пространственного противотока сверхтекучих токов квантовых состояний $^3\text{He-B}$ с противоположными магнитными моментами [2]. Этот процесс в общем виде относится к одному из механизмов, обеспечивающих Бозе-Эйнштейновскую конденсацию (БЭК) магнонов [3]. БЭК заключается в формировании когерентного квантового состояния неравновесных магнонов. Магноны являются квазичастицами с конечным временем жизни. Однако, если времена установления равновесного распределения в системе неравновесных магнонов существенно короче времен их релаксации, они успевают создать когерентной квантовое состояние, описываемое

когерентной волновой функцией магнетонного конденсата. Более того, удалось поддерживать магнетонный БЭК непрерывно, компенсируя релаксационную убыль магнетонов за счёт возбуждения новых магнетонов слабым радиочастотным (РЧ) излучением. При этом магнетоны возбуждаются с фазой конденсата, а не РЧ поля. Разность фаз между конденсатом и РЧ полем автоматически поддерживает равновесное состояние плотности магнетонов, соответствующее частоте прецессии конденсата [4]. Были обнаружены и исследованы явления, связанные со сверхтекучим переносом намагниченности - спиновым сверхтоком, такие как сбросы фазы, эффект Джозефсона, Голдстоуновские колебания конденсата, спиновые вихри Абрикосова и т. д. Эти исследования были отмечены государственной премией Российской Федерации и премией ЮПАП имени Ф. Лондона. Обзоры этого явления можно найти в [5,6].

На современном этапе большой интерес представляет образование магнетонного БЭК в твердотельных магнетиках, и в первую очередь в плёнках железо – иттриевом граната (ЖИГ). В [7] теоретически было показано, что такое квантовое состояние может образоваться даже при комнатной температуре. В ряде работ экспериментально продемонстрировано образование магнетонного БЭК в ЖИГ [8-10]. Обзор этих работ будет представлен на лекции.

Образование магнетонного БЭК в плёнках ЖИГ удалось непосредственно наблюдать оптически, используя эффект вращения Фарадея [11]. В этих экспериментах измерялись амплитуда и фаза прецессии намагниченности в плёнке ЖИГ вне области магнетонного возбуждения. Согласно квазиклассической теории Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ), отклоненная намагниченность должна распространяться из области возбуждения в виде спиновых волн. Именно такое распределение мы наблюдали в нашей установке при малой амплитуде магнетонного возбуждения. Ситуация резко изменилась с увеличением плотности магнетонов. При малой мощности накачки 0,05 мВт прецессирующая намагниченность наблюдается преимущественно в области накачки. При увеличении мощности до 6 мВт угол отклонения прецессии резко возрастает даже за пределами области накачки [12]. Зависимость фазы прецессии также сильно зависит от концентрации магнетонов. Таким образом, при малой мощности наблюдается возбуждение спиновых волн за пределами области накачки. Длина спиновых волн определяется смещением магнетонного поля от резонансного, что хорошо согласуется с теорией ЛЛГ [13]. Однако при больших мощностях накачки спиновые волны исчезают и по обе стороны от возбуждающей зоны образуются области равномерной прецессии. На рис. 1 показано изменение пространственного распределения фазы прецессии с увеличением мощности накачки и, соответственно, концентрации магнетонов. Эти исследования были опубликованы в [14].

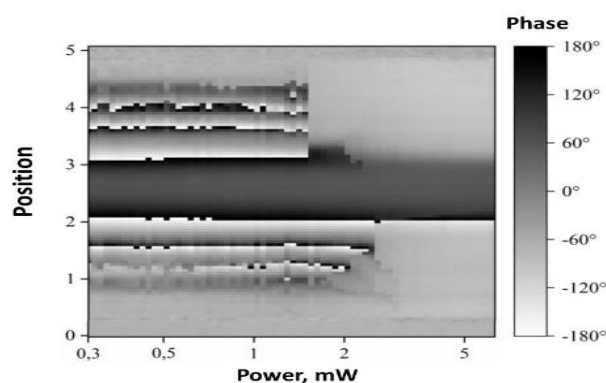


Рис. 1. Пространственное распределение фазы прецессии при увеличении мощности накачки. Виден переход от спиновых волн к когерентной прецессии за пределами области возбуждения, соответствующий Бозе конденсации магнетонов.

Наконец, большое внимание заслуживают исследования связанных колебаний магнетонной подсистемы и поверхностных акустических волн. В частности, было обнаружено, что магнетонный БЭК, возбуждённый в одном из образцов ЖИГ, может возбуждать БЭК на

другом образце на общей подложке на расстоянии в несколько мм. Данная система может быть рассмотрена как платформа для резервуарных квантовых вычислений, имея ввиду квантовый характер БЭК [15].

В заключение доклада будет рассмотрена принципиальная разница между БЭК магнонов с нулевым волновым вектором k и когерентностью бегущих спиновых волн, возбуждаемых параметрической накачкой, исследуемой в большом количестве работ.

Работа выполнена при финансировании Российским Научным Фондом (грант # 22-12-00322).

Список использованной литературы:

1. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, Исследования долгоживущего сигнала индукции в сверхтекучем $^3\text{He-B}$ // Письма в ЖЭТФ, 40, 256 (1984).
2. И. А. Фомин, Долгоживущий сигнал индукции и пространственно неоднородная прецессия спина в $^3\text{He-B}$ // Письма в ЖЭТФ, 40, 260 (1984).
3. G. E. Volovik, Twenty Years of Magnon Bose Condensation and Spin Current Superfluidity in $^3\text{He-B}$ // J. Low Temp. Phys., 153, 256 (2008).
4. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, и др., Отличительные особенности непрерывного ЯМР в $^3\text{He-B}$, обусловленного спиновым сверхтоком // ЖЭТФ, 96, 956 (1989).
5. Ю. М. Буньков, Спиновая сверхтекучесть и Бозе Эйнштейновская конденсация магнонов // УФН, **180**, 884, (2010).
6. Yu. M. Bunkov and G. E. Volovik, "Spin Superfluidity and Magnon BEC" in Novel Superfluids Ch.4, (eds. Bennemann, K. H. & Ketterson, J. V.) Oxford Univ. Press, Oxford, (2013).
7. Yu. M. Bunkov and V. L. Safonov, Magnon condensation and spin superfluidity // JMMM, 452 30 (2018).
8. Yu. M. Bunkov, Spin Superfluid state at room temperature // AIP Conference Proceedings 2241, 020006 (2020).
9. П.М. Ветошко, Г.А. Князев, А.Н. Кузмичев, и др. Бозе конденсация и спиновая сверхтекучесть магнонов в перпендикулярно намагниченной пленке железо-иттриевого граната // Письма в ЖЭТФ, 112, 313 – 318 (2020)
10. А. Н. Кузмичёв, П. М. Ветошко, Г.А. Князев и др., Особенности взаимодействия магنونного Бозе конденсата с акустическими модами в плёнках железо-иттриевого граната // Письма в ЖЭТФ, 112, 749 (2020).
11. P. E. Petrov, P. O. Kapralov, G. A. Knyazev, et al., Magneto-optical imaging of coherent spin dynamics in ferrites // Optics Express 30, 1737 (2022)
12. P. E. Petrov, P. O. Kapralov, G. A. Knyazev, et al., Optical registration of a coherent magnon state outside of the excitation region // Optics Express 31, 8335 (2023).
13. G. A. Knyazev, A. N. Kuzmichev, P. E. Petrov, et al., Direct observation of the transition from spin waves to the magnon Bose condensate // Optics Express 32, 13761 (2024)
14. П. Е. Петров, Г. А. Князев, А. Н. Кузмичёв, и др., Переход в магنونный Бозе конденсат // Письма в ЖЭТФ, 119, 129 – 134 (2024)
15. Г.А. Князев, А.Н. Кузмичев, П. Е. Петров, и др., Взаимодействие магنونных Бозе конденсатов в пленках железо-иттриевого граната через акустическую связь // Письма в ЖЭТФ, 118, 615 – 619 (2023)

УДК 537.9

Магнетотранспорт и магнитная H - T фазовая диаграмма в тяжелофермионном Вейлевском полуметалле YbCoC_2 **Анисимов М.А.**

к.ф.-м.н., с.н.с. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Семено А.В.

к.ф.-м.н., с.н.с. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Демишев С.В.

д.ф.-м.н., профессор, г.н.с., Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН
зам. директора, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”

Богач А.В.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

н.с. **Краснорусский В.Н.**, к.ф.-м.н., н.с. **Саламатин Д.А.**, к.ф.-м.н., в.н.с. **Сидоров В.А.**,
м.н.с. **Боков А.В.**, к.ф.-м.н., зав. лаб. **Цвященко А.В.**

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

***Аннотация.** Антиферромагнитный (АФМ) Вейлевский полуметалл YbCoC_2 с самой высокой температурой Нееля среди соединений на основе иттербия $T_N \approx 25.8$ К был исследован путем детальных измерений транспортных характеристик (удельное сопротивление, поперечное магнитосопротивление) в интервале температур 2–300 К, в магнитных полях до 80 кЭ. Для объяснения отрицательного квадратичного магнитосопротивления (МС) $\Delta\rho/\rho \sim -H^2$, обнаруженного в парамагнитной (ПМ) фазе YbCoC_2 , применена модель Иосиды, учитывающая рассеяние электронов на локализованных магнитных моментах (ЛММ). Анализ локальной и объемной магнитной восприимчивости предполагает наличие эффектов ближнего магнитного порядка в широкой окрестности температур выше T_N . Из полученных данных была также реконструирована магнитная H - T фазовая диаграмма YbCoC_2 , анализ которой позволил впервые предположить существование A фазы в этом соединении.*

***Ключевые слова:** YbCoC_2 , Вейлевский полуметалл, отрицательное магнитосопротивление, модель Иосиды, магнитная фазовая диаграмма*

Magnetotransport and magnetic H - T phase diagram in heavy fermionic Weyl semimetal YbCoC_2

Cand. Sc., senior researcher **Anisimov M.A.**, Cand. Sc., senior researcher **Semeno A.V.**

Prokhorov General Physics Institute of the RAS

Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

Dr.Sc., professor **Demishev S.V.**

chief researcher, Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

deputy director, Prokhorov General Physics Institute of the RAS

National Research University "Higher School of Economics"

Cand. Sc., senior researcher **Bogach A.V.**

Prokhorov General Physics Institute of the RAS

researcher **Krasnorussky V.N.**, Cand. Sc., researcher **Salamatin D.A.**, Cand. Sc., lead. researcher **Sidorov V.A.**, junior researcher **Bokov A.V.**, Cand. Sc., head of lab. **Tsvyashchenko A.V.**

Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

Annotation. Antiferromagnetic (AFM) Weyl semimetal YbCoC_2 with the highest for Yb-based compounds Neel temperature $T_N \approx 25.8 \text{ K}$ has been studied by detailed measuring of galvanomagnetic properties (electrical resistivity, transverse magnetoresistance) in a wide range of temperatures 2–300 K and magnetic fields up to 80 kOe. Negative quadratic magnetoresistance (MR) $\Delta\rho/\rho \sim -H^2$ detected in paramagnetic (PM) state was explained in terms of Yosida model, which takes into account the scattering of the conduction electrons on localized magnetic moments (LMMs) of rare-earth (RE) ions. The analysis of both local and bulk magnetic susceptibility allows proposing the existence of short-range correlations in wide PM vicinity of T_N . We also reconstructed magnetic H - T diagram of YbCoC_2 and assumed the existence of A-phase in this compound.

Keywords: YbCoC_2 , Weyl semimetal, negative magnetoresistance, model of Yosida, magnetic phase diagram

В физике систем с сильными электронными корреляциями выделяются тернарные нецентросимметричные карбиды редкоземельных элементов (РЗ) с общей формулой RTC_2 (где R -РЗ металл, а T -переходный металл). Значительное внимание исследователей к этим объектам связано с необычными химическими и физическими свойствами [1-5]. Так для представителей данного класса характерны квантовая критичность [2], реализация состояния Вейлевского полуметалла в PrRhC_2 , NdRhC_2 , GdCoC_2 , и GdNiC_2 [1], необычное взаимодействие между магнитной и зарядовой подсистемами в семействе $R\text{NiC}_2$ [3], и т.д. Кроме того некоторые из них (например, GdCoC_2), имеют перспективы практического применения в качестве рефрижераторов из-за реализации гигантского обратного магнитокалорического эффекта с максимальной амплитудой магнитной энтропии $\sim 28.4 \text{ Дж/кг К}$ [4]. Также представляется перспективным использование некоторых из представителей RTC_2 при разработке квантовых компьютеров.

В настоящей работе исследуется Вейлевский полуметалл YbCoC_2 с коэффициентом Зоммерфельда $\gamma = 190 \text{ мДж/моль}\cdot\text{К}^2$ [5], позволяющим классифицировать его в качестве умеренной тяжелофермионной системы. YbCoC_2 является единственным антиферромагнетиком из семейства $R\text{CoC}_2$ с тяжелыми РЗ элементами ($R = \text{Gd-Lu}$) с максимальной для соединений на основе иттербия температурой Нееля $T_N \approx 25.8 \text{ К}$. Остальные представители $R\text{CoC}_2$ являются ферромагнетиками (ФМ), магнитная структура которых реализована в нескольких различных конфигурациях. По этой причине изучение магнетотранспорта в YbCoC_2 может пролить свет на механизмы формирования основного состояния в этой системе.

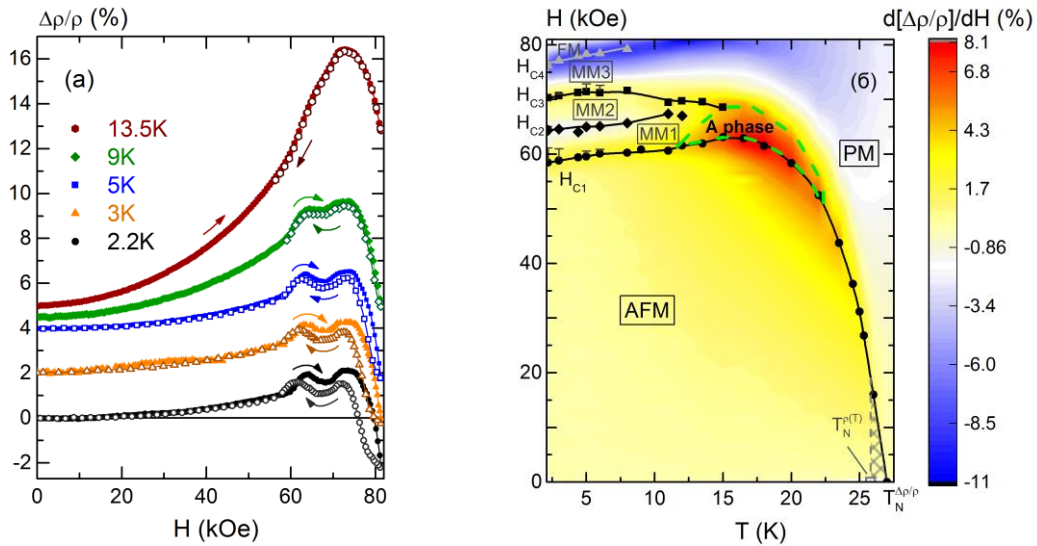


Рис. 1(а) Гистерезис на полевых зависимостях магнитосопротивления в интервале температур $T < 13$ К, см. текст. Стрелки обозначают направление магнитного поля. (б) Магнитная H - T фазовая диаграмма YbCoC_2 вместе с контурным графиком производной магнитосопротивления по полю $d[\Delta\rho/\rho(H)]/dH$ как функции от температуры и магнитного поля. Предполагаемые границы А-фазы показаны зеленым цветом.

В настоящей работе был исследован поликристаллический образец YbCoC_2 высокого качества, выращенный в ИФВД РАН при высоком давлении и температуре в камере типа тороид. Контроль качества образцов проводился с использованием метода рентгеновской дифракции, позволившего подтвердить орторомбический тип кристаллической структуры (п.г. *Атт2*, No. 38). Транспортные исследования проводились в интервале температур 2–300 К в магнитных полях до 82 кЭ.

Полученные данные позволили обнаружить смену режимов в точке T_N с переходом от отрицательного магнитосопротивления (ОМС) при $T > T_N$ к положительному магнеторезистивному эффекту в АФМ состоянии. Анализ зависимостей МС в ПМ фазе указывает на доминирование отрицательной квадратичной асимптотики $\Delta\rho/\rho \sim -H^2$, для описания которой применялась модель Иосиды, учитывающая рассеяние электронов проводимости на локализованных магнитных моментах РЗ ионов. В рамках используемого подхода выполнена оценка локальной магнитной восприимчивости χ_{loc} . Показано, что в ПМ окрестности T_N поведение χ_{loc} с хорошей точностью может быть описано кюри-вейссовской зависимостью вида $\chi_{\text{loc}} \sim (T - \Theta_p)^{-1}$ с положительной парамагнитной температурой Кюри $\Theta_p \approx 9.9$ К, указывающей на ФМ характер взаимодействия непосредственно перед переходом. На наш взгляд, такое поведение χ_{loc} является аргументом в пользу возникновения в окрестности РЗ ионов ферромагнитных областей наноразмера, причем с переходом в АФМ фазу эти области участвуют в формировании магнитной структуры.

Кроме того, численный расчет производной магнитосопротивления позволил восстановить магнитную H - T фазовую диаграмму YbCoC_2 (рис. 1б). В дополнении к результатам [6], полученным из анализа намагниченности, в настоящей работе обнаружено несколько дополнительных фазовых границ, наличие которых по косвенным признакам может

быть связано с формированием *A*-фазы во внешнем магнитном поле. Такое предположение основано, с одной стороны, на результатах транспортных исследований изоструктурного GdCoC_2 , для которого *A*-фаза была ранее идентифицирована в области низких температур [7]. С другой стороны одной из отличительных особенностей *A*-фазы является появление характерного гистерезиса на полевых зависимостях MC (рис. 1а). Схожий эффект был обнаружен ранее для MnSi в [8]. Для проверки этой гипотезы необходимы дополнительные исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФ 22-12-00008 (<https://rscf.ru/project/22-12-00008/>).

Список использованных источников:

1. Ray R., Sadhukhan B., Richter M., Facio J.I., Brink J. Tunable chirality of noncentrosymmetric magnetic Weyl semimetals in rare-earth carbides // *Quantum Materials*. – 2022. – № 7. –P. 19.
2. Morales F., Mendivil L.F., Escamilla R. Chemical pressure in $\text{SmNiC}_{2-x}\text{B}_x$ compounds: evidence of a quantum critical behavior // *J. Phys.: Condens. Matter*. – 2014. – № 26. –P. 455602.
3. Roman M., Strychalska-Nowak J., Klimczuk T., Kolincio K.K. Extended phase diagram of RNiC_2 family // *Phys. Rev. B*. – 2018. – № 97. –P. 041103(R).
4. Meng L., Xu C., Yuan Y., Qi Y., Zhou S., Li L. Magnetic properties and giant reversible magnetocaloric effect in GdCoC_2 // *RSC Advances* – 2016. – № 6. –P. 74765.
5. Salamatin D.A., Martin N., Sidorov V.A., Chtchelkatchev N.M., Magnitskaya M.V., Petrova A.E., Zibrov I.P., Fomicheva L.N., Guo J., Huang C., Sun L., Tsvyashchenko A.V. Dualism of the $4f$ electrons and its relation to high-temperature antiferromagnetism in the heavy-fermion compound YbCoC_2 // *Phys. Rev. B*. – 2020. – № 101. –P. 100406.
6. Salamatin D.A., Krasnorussky V.N., Magnitskaya M.V., Semeno A.V., Bokov A.V., Velichkov A., Surowiec Z., Tsvyashchenko A.V. Some Magnetic Properties and Magnetocaloric Effects in the High-Temperature Antiferromagnet YbCoC_2 // *Magnetochemistry*. – 2023. – № 9. –P. 152.
7. Xu Y., Ren W., Ma S., Chen C., Fang C., Luo X., Mo Z. A peculiar topological Hall effect in noncentrosymmetric ternary carbide GdCoC_2 // *Appl. Phys. Lett.* – 2023. – № 123. –P. 072402.
8. Kadowaki K., Okuda K., Date M. Magnetization and magnetoresistance of MnSi . I // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 1982. – № 51. –P. 2433.

УДК 537.312.8

Магнитотранспортные свойства монокристалла кобальта при низких температурах

Кувандиков О.К.

д.ф.-м.н., профессор кафедры магнетизма Самаркандского государственного университета

Усаров У.Т.

к.ф.-м. н., профессор кафедры «Социальные и естественные науки» Самаркандского государственного архитектурно-строительного университета

Аннотация. В последнее время стремительно развивается новая область науки и техники - спинтроника, в которой спин электрона наравне с зарядом используется для получения, обработки и передачи информации. Аномальный эффект Холла и его аналог-спиновый эффект Холла привлекают повышенный интерес как один из центральных явлений спинтроники. Представляло интерес исследовать магнитотранспортные эффекты монокристаллического кобальта в сильных магнитных полях в широком диапазоне температур, чтобы полученные результаты сопоставить с имеющимися теоретическими данными. Были проведены исследования полевой и температурной зависимости гальваномагнитных эффектов монокристаллического кобальта в магнитных полях до 75 кЭ, при температурном диапазоне от гелиевых до комнатных.

Ключевые слова: Монокристалл, магнитотранспортные эффекты, эффект Холла, сильные поля, низкие температуры.

Magnetotransport properties of cobalt single crystal at low temperatures

Kuvandikov O.K.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor of the Department of Magnetism, Samarkand State University

Usarov U.T.

PhD Sc., Professor, Department of Social and Natural Sciences, Samarkand State University of Architecture and Civil Engineering

Abstract. Recently, a new field of science and technology has been rapidly developing - spintronics, in which the spin of an electron, along with a charge, is used to receive, process and transmit information. The anomalous Hall effect and its analogue, the spin Hall effect, have attracted increased interest as one of the central phenomena of spintronics. It was of interest to study the magnetotransport effects of single-crystal cobalt in strong magnetic fields over a wide temperature range in order to compare the results obtained with the available theoretical data. Studies were carried out of the field and temperature dependence of the galvanomagnetic effects of single-crystal cobalt in magnetic fields up to 75 kOe, at temperatures ranging from helium to room temperature.
Key words: Single crystal, magnetotransport effects, Hall effect, strong fields, low temperatures.

Методика исследования.

Исследования магнитотранспортных эффектов проводились на монокристаллических образцах кобальта с отношением удельного сопротивления $\rho(295\text{ K})/\rho(4,2\text{ K})=74$.

Ориентировка кристалла определялась рентгенографическим методом. Из одного слитка монокристалла были вырезаны серии образцов под различными углами относительно гексагональной оси кристалла.

Нормаль к плоскости пластинок, вдоль которой направлялось магнитное поле \vec{H} , лежала в плоскости $(10\bar{1}0)$ и составляла различные углы φ с гексагональной осью C кристалла ($0, 20, 30, 45, 60, 90^\circ$ с точностью $\pm 2^\circ$).

Ток пропускаться в направлении $[10\bar{1}0]$, кроме случая $\vec{H} \perp c$, когда ток был направлен по оси $-C$.

Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом. Для усиления магнитного поля (порядка 80 кЭ) применялись пермендюрные концентраторы формы эллипсоидов вращения.

Для проведения измерений была собрана потенциометрическая установка с чувствительностью $5 \cdot 10^{-9}$ В/мм.

Обсуждения результатов.

Наиболее полный теоретический расчет зонной структуры кобальта дан Кондорским [1], Вако и Ямашита [2]. В работах Розенмана и Баталлана [3] было проведено исследование эффекта де Гааза-ван Альфена для изучения топологии поверхности Ферми ферромагнитного кобальта, где указывается на наличие экстремального сечения, нормаль которого составляет угол 30° с осью C . Колеман и Марриз [4] предполагает, что открытые орбиты, кроме направления $[0001]$, могут также существовать в базисной плоскости.

Нами были измерены анизотропия магнитосопротивления гексагонального кобальта в поперечном магнитном поле до 75 кЭ при температуре жидкого гелия.

Измерение проведены для различных ориентаций магнитного поля относительно гексагональной оси $-C$ ($\varphi = 0, 20, 30, 45, 60$ и 90° , где φ - угол между направлением магнитного поля и гексагональной осью кристалла). Электрический ток направлен по оси $[11\bar{2}0]$, кроме случая, когда магнитное поле перпендикулярно оси C , то ток идет вдоль C .

Для различных углов φ величина электросопротивления изменяется с ростом магнитного поля неодинаково. Было определено, что когда магнитное поле направлено перпендикулярно гексагональной оси, кривая сопротивления в сильных полях меняется по квадратичному закону, что указывает на существование в плоскостях, параллельных оси C , открытых сечений. Полученные кривые зависимости магнитосопротивления от поля соответствуют топологии поверхностей Ферми Co , приведенных, в работах [5], именно, замкнутые сечения этих поверхностей лежат в плоскости, нормаль которой составляет с осью C угол, равный приблизительно 30° .

Были исследованы анизотропия нормальной (R_0) и аномальной (R_a) постоянных Холла монокристаллического кобальта в температурном интервале от гелиевых до комнатных, во внешних магнитных полях до 75 кЭ. Эффект Холла исследовался на тех же образцах на которых измерялось магнетосопротивление.

Нормальная постоянная Холла R_0 определялась по тангенсу угла наклона прямолинейных участков экспериментальных прямых зависимости поля Холла (на единицу плотности тока) от внешнего магнитного поля, в магнитных полях выше 20 кЭ.

На рис.1. представлены температурные зависимости нормальной постоянной Холла для двух направлений магнитного поля вдоль и перпендикулярно гексагональной оси кобальта.

В работе Волкенштейна и Федорова [6] при исследовании поликристаллического кобальта также наблюдался минимум на кривой R_0 (T). Глубина его зависит от чистоты материала и увеличивается с уменьшением концентрации примесей.

Такую сложную температурную зависимость R_0 можно объяснить на основе предположения, что времена релаксации электронов τ_e и дырок τ_d не одинаковы по величине и имеют различную зависимость от температуры.

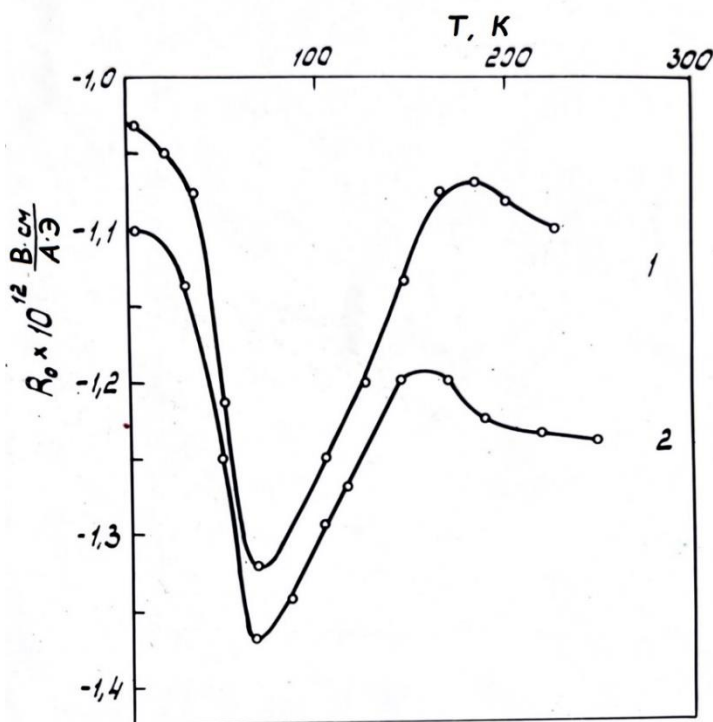


Рис. 1. Температурная зависимость нормальной постоянной Холла кобальта. Кривая 1 - ($\vec{H} \perp c$), кривая 2 - когда ($\vec{H} \parallel c$).

По современным теориям появление максимума на кривой $R_o(T)$ может быть связано с переходом к режиму сильного поля ($\omega \tau \gg 1$) и с сильной анизотропией [7].

Минимум или максимум на кривых $R_o(T)$ зависит от выбора системы координат.

Е.И. Кондорским в работе [1] была изучена связь аномального эффекта Холла со структурой поверхностей Ферми для переходных ферромагнитных металлов. В этой работе показано, что знак аномальной постоянной Холла существенно зависит не только от формы этих поверхностей, но и от преобладания той или иной ориентации спина электрона в фазовых объемах, которые они охватывают.

В настоящее время считается установленным, что аномальный эффект Холла в ферромагнитных металлах обусловлен спин-орбитальным взаимодействием носителей тока.

Аномальная постоянная Холла рассчитывалась по формуле:

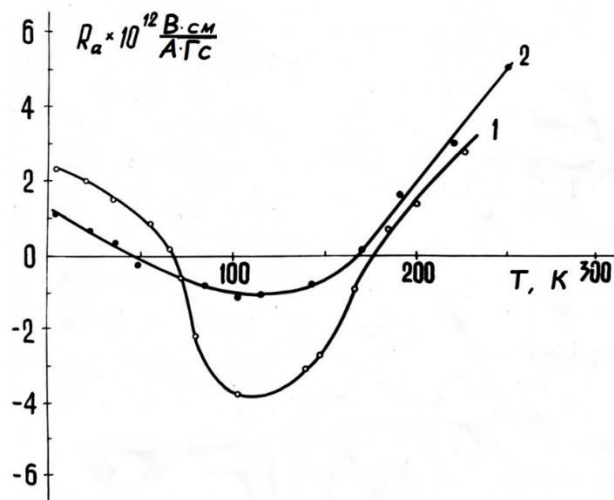
$$R_a = \frac{E_a \cdot d}{I_s \cdot J}$$

где E_a – ЭДС Холла, полученная экстраполяцией прямолинейного участка прямых $\varepsilon = f(H_{\text{вн}})$ на ось ординат, J – сила тока, d – толщина пластинки образца, I_s – намагниченность насыщения при $T = 4,2^\circ\text{K}$.

Температурная зависимость аномальной постоянной Холла R_a представлена на рис.2. На рис.2 дана зависимость аномальной постоянной Холла кобальта от температуры для двух направлений магнитного поля \vec{H} , перпендикулярного (кривая 1) и параллельного (кривая 2) оси C кристалла.

Видно, что кривая $R_a(T)$ имеет сложный характер, наблюдается минимум при $T \approx 120$ К и изменение знака при $T \approx 70 - 80$ К и $T \approx 160 - 175$ К.

Изменения знака $R_a(T)$ показывает на сложную топологию поверхности Ферми кобальта сочетающий в себе электронные и дырочные области, поверхности со спином «вверх» и со спином «вниз».



В работе [6] также наблюдали минимум в температурной зависимости аномальной постоянной Холла поликристаллического кобальта и переход R_a с отрицательного в положительную область при температурах порядка 180 К (ниже 180 К $R_a < 0$).

В настоящее время в связи с недостаточно развитой теорией аномального эффекта Холла в области низких температур количественно объяснить характер кривой $R_a(T)$ не представляется возможным.

Выводы.

1. На основе изучения магнитосопротивления были сделаны выводы, что замкнутые сечения поверхности Ферми кобальта лежат в плоскости, нормаль которой составляет с осью C угол, равный приблизительно 30° .

2. Было определено, что когда магнитное поле направлено перпендикулярно гексагональной оси кристалла, кривая электросопротивления в сильных полях меняется по квадратичному закону, что указывает на существование в плоскостях, параллельных оси C , открытых сечений.

3. Температурная зависимость нормальной постоянной Холла (R_0) имеет сложный немонотонный ход, которую можно качественно объяснить на основе предположения, о том, что времена релаксации электронов τ_e и дырок τ_d не одинаковы по величине и имеют различную зависимость от температуры.

4. Из температурного хода аномальной постоянной Холла видно, что она два раза меняет знак переходя из положительного в отрицательный и обратно. Наблюдается, что температура перехода R_a с положительного на отрицательный совпадает с минимумом на температурной кривой нормальной постоянной Холла. Такой ход кривой можно связать со вкладом в R_a рассеяния от примесей, несовершенствах кристаллической решетки, собственной и смешанной спин-орбитальной взаимодействием.

Список использованных источников

1. Е.И. Кондорский. Зонная теория магнетизма. Изд. МГУ 1976.1-ч.
2. S. Wakon, I. Yamashita // J.phys.Soc.Japan **28**, 1151 (1970).
3. J. Reseamann, P. Batallan //Phys.Rev., **B5**. 1340 (1972).
4. R.V. Coleman, R.C. Marris // Phys.Rev., **B8**, 317 (1973).
5. G. Asckerman, E. Justi //Phys.Zs. **43**, 207 (1942).
6. В.П. Волкенштейн, Г.В. Федоров// ЖЭТФ, **38**, 64 (1960).
7. В.Ю. Ирхин, Ю.П. Ирхин. //Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в d- и f- металлах и их соединениях. М.-Ижевск:476 с/.

Спин-зависимое сопротивление туннельных контактов Co/MgO/InSb**Виглин Н.А.**

к.ф.м.н., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Шориков А.О.

к.ф.м.н., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

***Аннотация.** Работа посвящена исследованию спин-поляризационных характеристик туннельного контакта. Показано, что спин-зависимое сопротивление туннельного контакта вытекает из особенностей симметрии гибридизированных энергетических зон сэндвича ферромагнитный металл/диэлектрик/полупроводник.*

***Ключевые слова:** спиновый транспорт, поляризация электронов по спину, спин-зависимое сопротивление*

Spin-dependent resistance of tunnel contacts Co/MgO/InSb**Viglin N.A.**

Ph.D., M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of RAS

Shorikov A.O.

Ph.D., M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of RAS

***Annotation.** The work aims to investigate the spin-polarization characteristics of a tunnel contact. It has been shown that the spin-dependent resistance of the tunnel contact follows from the symmetry features of the hybridized energy bands of the ferromagnetic metal/dielectric/semiconductor sandwich.*

***Keywords:** spin transport, spin polarization of electrons, spin-dependent resistance*

Инжекция поляризованных по спину электронов из ферромагнитного металла (ФМ) в немагнитный металл или полупроводник является давней целью теоретических и экспериментальных исследований спиновой электроники [1]. Особо привлекательна спиновая инжекция в полупроводники, поскольку использование углового момента электрона (спина) как дополнительного параметра для контроля и управления состоянием электронов может существенно расширить функциональные возможности существующих полупроводниковых приборов [2,3]. Для приборов на основе кремния даже сформулированы новые парадигмы, определяющие направления при проектировании и создании устройств, использующих спин электронов [4,5]. Не меньший интерес представляет инжекция спин-поляризованных электронов в полупроводники группы $A^{III}B^V$. Например, в светоизлучающих устройствах на основе полупроводника GaAs возникает поляризованная люминесценция [6,7]. В полупроводнике InSb инжекция поляризованных электронов может вызвать отклонение от равновесной заселенности спиновых уровней и даже их инверсию, и как следствие - генерацию электромагнитного излучения [8].

Однако простая схема спиновой поляризации электронов в немагнитном материале при инжекции электронов из ФМ через омический контакт оказалась неработоспособной. Опыты M. Johnson и R.H. Silsbee [9] по инжекции поляризованных электронов из пермаллоя в Al показали чрезвычайно малую её эффективность. Попытки обнаружить в полупроводнике InAs поляризованные электроны, инжектированные через омические контакты с ФМ (пермаллой, Co, Ni) также не увенчались успехом [10]. Крайне низкая эффективность инжекции спин-поляризованных электронов из ФМ в полупроводники подтверждалась расчетами, сделанными G. Schmidt et.al. [11]. Было показано, что если проводимости полупроводника и

ферромагнетика равны, то в полупроводнике может быть достигнута только небольшая спиновая поляризация. Если проводимость полупроводника много меньше, чем ФМ, а поляризация электронов ФМ меньше 100 %, то поляризация электронов в полупроводнике пренебрежимо мала. Коротко вывод формулируется как «несоответствие проводимостей» (the conductivity mismatch) ФМ и полупроводника. В терминах сопротивлений (величин обратных проводимостям), сопротивление r_F ферромагнетика много меньше сопротивления r_N полупроводника, $r_F \ll r_N$. Такое «несоответствие» наблюдается в подавляющем большинстве реальных ферромагнитных металлов и полупроводников.

В работах E.I.Rashba [12] и A. Fert [13] для решения проблемы несоответствия сопротивлений ферромагнетика и полупроводника ($r_F \ll r_N$) предлагалось создать между ФМ и полупроводником туннельный контакт (ТК), обладающий *спин-зависимым сопротивлением* r_C . Поляризация тока в полупроводнике P_j может быть выражена через коэффициенты поляризации проводимости в ФМ и ТК, соответственно P_σ^F и P_σ^C .

$$P_j = (r_F P_\sigma^F + r_C P_\sigma^C) / (r_F + r_C + r_N) \quad (1)$$

При условии $r_C \geq r_N$ и $P_\sigma^C \neq 0$ поляризация тока в полупроводнике уже не будет пренебрежимо малой.

Акцентируем внимание на зависимости сопротивления ТК от направления спина. В работе [Ошибка! Закладка не определена.] предположение о существовании такой зависимости основывались на экспериментальных данных, полученных при исследованиях

полупроводников силовым туннельным микроскопом с ферромагнитной иглой из Ni [14]. Исследования показали, что возникает спиновая поляризация туннельного тока, причем величина ее возрастает с

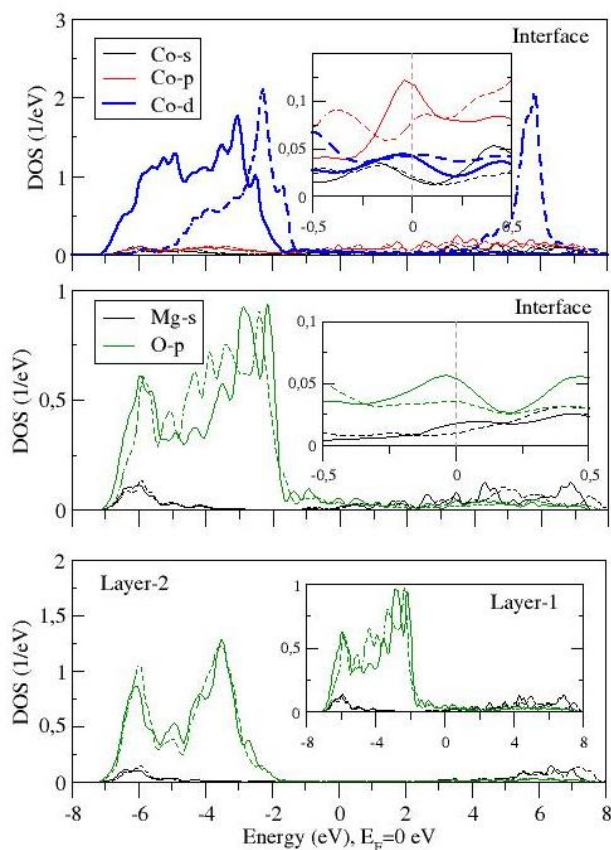


Рис.1 Парциальные плотности электронных состояний (DOS) полученные в методе GGA+U для гетероструктуры Co/MgO, сплошные линии показывают состояния для спина вверх, пунктирные -- для спина вниз. На верхней панели показаны состояния Co в слое интерфейса, на вставке показаны состояния вблизи уровня Ферми. На средней панели показаны плотности состояний MgO в слое интерфейса, вставка показывает те же состояния вблизи уровня Ферми. На нижней панели показаны плотности состояний для второго слоя атомов в пленке MgO. На вставке показаны плотности состояний первого слоя в пленке MgO.

уменьшением ширины туннельного барьера. Следует сказать, что асимметрия проводимости для электронов с противоположным направлением спина аналогична поляризации электромагнитных волн в анизотропных кристаллах, определяемая различиями характеристик симметрии для различных кристаллических осей среды, в которой распространяются волны. Заметим, что проводимость в ТК осуществляется через изолятор, например, через тонкий слой диэлектрика, имеет вероятностный характер. Поведение электронов в твердом теле принято описывать с помощью волновых функций Блоха, которые учитывают атомный состав и

симметрию кристалла, и которым соответствуют энергетические зоны электронов. В ТК, который представляет собой сандвич ФМ/диэлектрик/полупроводник, электронная структура и ФМ и диэлектрика перестраивается вблизи интерфейсов вследствие понижения симметрии и их зоны гибридизируются между собой. Можно предположить, что для функций Блоха, описывающих электроны со спином вверх и со спином вниз, распространяющихся в направлении от ФМ через диэлектрик в полупроводник перпендикулярно интерфейсам, будут различные условия отражения на границах раздела и затухания в диэлектрике вследствие преобразования симметрии зон на пути распространения.

Для проверки предположения были выполнены расчеты зонной структуры в сверхячейках, моделирующих ТК Co/MgO/InSb и отдельно в интерфейсах Co/MgO и MgO/InSb в рамках первопринципной молекулярной динамики. Релаксация кристаллической структуры и расчеты зонной структуры проводились с помощью пакета Quantum Espresso [15] с помощью приближения электронной плотности (DFT) с использованием функционала PBE (Perdew-Burke-Ernzerhof) [16]. На первом этапе была сконструирована сверхячейка, моделирующая сандвич Co/MgO/InSb. Она состояла из пленки InSb (7 плоскостей (110), 2x3 элементарных ячейки), пленки MgO (6 плоскостей (110)) и пленки Co в ГЦК структуре (5 плоскостей (110)). Над пленкой Co располагался слой вакуума 15 Å. Такая сверхячейка дала некорректный результат, поскольку большая разница в постоянных решетки привела к сильному нефизичному растяжению пленок MgO и Co и большим смещениям атомов. В результате произошли существенные изменения электронной структуры, и пленка MgO стала плохим металлом. Можно заключить, что для корректного расчета такого трехслойного сандвича необходимо рассмотреть большие по размеру сверхячейки, чтобы уменьшить рассогласования параметров решетки (постоянная решетки InSb $a = 6.63$ Å, а у MgO $a = 4.19$ Å, что на 37% меньше). Такие расчеты требуют использования существенных компьютерных мощностей и пока нами не проделаны. Однако имеются литературные данные о теоретических расчетах из первых принципов для ТК Fe/MgO/Fe [17], Co/MgO/Co и FeCo/MgO/FeCo [18],

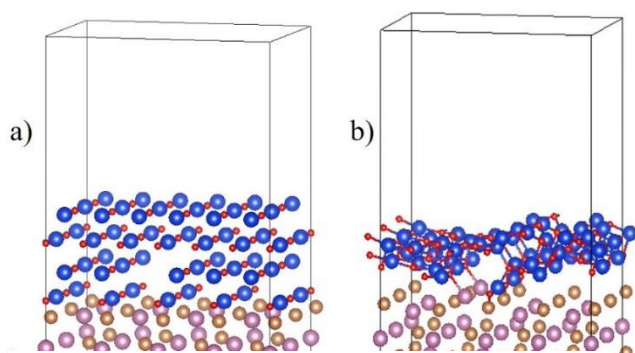


Рис.2 а) – стартовое и б) – конечное состояние сверхячейки «вакуум/MgO/InSb». Сиреневые шары означают In, золотые – Sb, синие – Mg, красные – O.

показывающих наличие спин-зависимого сопротивления. Зависимость туннельного сопротивления от направления спина вытекала из-за разной вероятности переходов для спина вверх и спина вниз между состояниями с s -, p -, и d -симметрией в ФМ и диэлектрике [19]

Нами в дальнейшем были рассмотрены меньшие сверхячейки, содержащие только интерфейсы Co/MgO и MgO/InSb. Для сандвича Co/MgO расчет показал, что вследствие гибридизации s -, p - и d -состояний Co с p -состояниями O в MgO, вблизи интерфейса произошло изменение зонной структуры. В двух приграничных слоях происходит металлизация и в запрещенной щели

возникают преимущественно p -состояния кислорода с явной спиновой зависимостью: плотность состояний p -O больше для направления спина вверх. В глубине пленки зонная структура сохраняется такой же как и для стехиометрического образца с запрещенной щелью ~ 4.5 эВ. Парциальные плотности электронных состояний (DOS) полученные в методе GGA+U для гетероструктуры Co/MgO представлены на Рис 1. В приграничном слое Co d -зона расщеплена вследствие корреляционных эффектов, и занятые состояния лежат в области от -7 до -1.5 эВ, а пустые образуют пик вблизи 6 эВ относительно уровня Ферми. На уровне Ферми наибольший вклад дают p -состояния Co, для которых также наблюдается сильная спиновая зависимость: плотность состояний p -Co больше для направления спина вверх, в то время как плотность s - и d -состояний практически совпадает. Таким образом относительный вес состояний с разной симметрией отличается для спина вверх и вниз во всех приграничных

слоях интерфейса. Необходимо отметить, что относительные вклады s-, p- и d-состояний в приграничных слоях Co и MgO, имеющих металлический характер, отличаются для разных направлений спина, что, как было показано в работе [19], приводит к возникновению спин-зависимого туннельного сопротивления.

Вторая сверхячейка представляла собой пленку InSb (3 плоскости (110), (2x4 элементарных ячеек)) и пленку MgO, состоящую из 4-х плоскостей (110) (2x6 элементарных ячеек). Над пленкой MgO располагался слой вакуума 15 Å. Мы предположили, что снятие большого напряжения, возникающего за счет эпитаксиальной деформации происходит за счет формирования протяженных дефектов типа дислокаций. Для моделирования такого протяженного дефекта на границе интерфейса MgO и InSb были удалены 2 цепочки MgO из нижнего слоя атомов и 1 цепочка из второго слоя атомов (см Рис. 2 а), таким образом, чтобы сверхячейка оставалась стехиометрической. В результате релаксации в интерфейсе MgO/InSb произошла существенная модификация положения атомов, вызванная большим расхождением величин параметров решеток. Вследствие напряжения, вызванного большой эпитаксиальной деформацией, пленка MgO оторвалась от поверхности InSb, но при этом сохранила контакт в области дислокации, что можно рассматривать как формирование pinhole.

Таким образом, показано, что спин-зависимое сопротивление ТК вытекает из особенностей симметрии гибридизированных энергетических зон сэндвича ФМ/диэлектрик/полупроводник. В полной мере эти свойства реализуются в материалах, обладающих совершенной кристаллической структурой. Следовательно, поляризационные свойства ТК во многом определяются качеством диэлектрического слоя, разделяющего электроды ТК. Диэлектрический слой должен быть однородным, плоским, не содержать сквозных отверстий и обладать совместимостью как с ферромагнитным металлом, так и полупроводником [20]

Список использованных источников:

1. J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler et al., *Acta Phys. Slov.* 57, 565 (2007).
2. I. Zutic, J. Fabian, & S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* 76, 323–410 (2004).
3. D. D. Awschalom, & M. E. Flatte, *Nature Phys.* 3, 153–159 (2007).
4. H. Dery, P. Dalal, L. Cywinski, & L. J. Sham, *Nature* 447, 573–576 (2007).
5. H. Dery, Y. Song, P. Li, & I. Zutic, *Appl. Phys. Lett.* 99, 082502 (2011).
6. A. T. Hanbicki, O. M. J. van 't Erve, R. Magno et. al., *Appl. Phys. Lett.*, 82, 4092 (2003)
7. X. Jiang, R. Wang, R. M. Shelby et. al., *Phys. Rev. Lett.* 94, 056601 (2005)
8. Н. А. Виглин, В. В. Устинов, В. В. Осипов, *Письма в ЖЭТФ* 86, 221 (2007).
9. M. Johnson, R. H. Silsbee, *Phys. Rev. Lett.* 55, 1790 (1985).
10. A. T. Filip, V. H. Hoving, F. J. Jedema et. al., *Phys. Rev. B* 62, 9996 (2000)
11. G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp et. al., *Phys. Rev. B* 62, 4790 (2000).
12. E. I. Rashba, *Phys. Rev. B* 62, R16267 (2000)
13. A. Fert and H. Jaffre`s, *Phys. Rev. B* 64, 184420 (2001)
14. S. F. Alvarado, *Phys. Rev. Lett.* 75, 513 (1995).
15. P. Giannozzi et al., *Journal of Physics: Condensed Matter* 21, 395502 (2009).
16. J. P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof, *Physical Review Letters* 77, 3865 (1996)
17. W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess et. al., *Phys. Rev. B* 63, 054416 (2001).
18. X.-G. Zhang and W. H. Butler, *Phys. Rev. B* 70, 172407 (2004)
19. J. M. MacLaren, X.-G. Zhang, W. H. Butler et. al., *Phys Rev. B* 59, 5470 (1999)
20. O. M. J. van't Erve, A. L. Friedman, E. Cobas et. al., *Nat. Nanotechnol.* 7, 737 (2012).

УДК 538.955

Магнитные свойства и электронная структура полных сплавов Гейслера Co_2MnZ ($Z = \text{Si}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$)

Чернов Е.Д.

мл. науч. сотр., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Семянникова А.А.

к. ф.-м. н., науч. сотр., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения
РАН

Ирхин В.Ю.

д-р физ.-мат. наук, г.н.с., заведующий лабораторией квантовой теории конденсированного
состояния, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Шредер Е.И.

к. ф.-м. н., с.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Марченков В.В.

д-р физ.-мат. наук, г.н.с., заведующий лабораторией низких температур, Институт физики
металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Лукоянов А.В.

к. ф.-м. н., в.н.с., заведующий лабораторией оптики металлов, Институт физики металлов им.
М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

***Аннотация.** Проведенные расчеты электронной структуры сплавов Co_2MnZ ($Z = \text{Si}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$) показали, что они являются полуметаллами и обладают высокой спиновой поляризацией, вплоть до 99% в случае Co_2MnSi . Также были получены значения полных и парциальных магнитных моментов. Экспериментально исследованы электронные транспортные и оптические свойства сплавов Co_2MnZ ($Z = \text{Si}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$). Все исследованные сплавы Co_2MnZ являются ферромагнитными, поэтому было проведено разделение нормального и аномального вклада в эффект Холла, а также сделана оценка концентрации и подвижности основных носителей заряда по однозонной модели.*

***Ключевые слова:** сплавы Гейслера; электронная структура; транспортные свойства; магнитные свойства; спиновая поляризация;*

Magnetic properties and electronic structure of full Heusler alloys Co_2MnZ ($Z = \text{Si}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$)

Chernov E.D.

Junior Research Scientist, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian
Academy of Sciences

Semiannikova A.A.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Research Scientist, M.N. Mikheev Institute of
Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Irkhin V.Y.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Chief Research Scientist, Head of the Laboratory of Quantum Theory of Condensed Matter, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Shreder E.I.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Research Scientist, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Marchenkov V.V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Chief Research Scientist, Head of Low Temperatures, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Lukoyanov A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Leading Research Scientist, Head of the Laboratory of Metal Optics, M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Annotation. *The calculations of the electronic structure of the alloys Co_2MnZ ($Z = \text{Si}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$) showed that they are half-metals and possess high spin polarization, up to 99% in the case of Co_2MnSi . The values of total and partial magnetic moments were also obtained. The electronic transport and optical properties of Co_2MnZ ($Z = \text{Si}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$) alloys have been experimentally investigated. All investigated Co_2MnZ alloys are ferromagnetic, therefore, the normal and anomalous contributions to the Hall effect were separated, and the concentration and mobility of the main charge carriers were estimated using the single-band model.*

Keywords: *Heusler alloys; electronic structure; transport properties; magnetic properties; spin polarization*

Полные сплавы Гейслера с общей формулой X_2YZ , где X и Y — как правило переходные 3d металлы, а Z — s- и p-элементы, благодаря своим термоэлектрическим свойствам [1], высокой поляризации на уровне Ферми [2], ферромагнетизму и высокой температуре перехода [3] являются одними из перспективных соединений для применения в спинтронике, устройствах памяти и термоэлектрических материалах [4,5]. В частности, особый интерес представляют сплавы на основе кобальта, поскольку в них могут наблюдаться состояния, близкие к полуметаллическим ферромагнетикам (ПМФ) [6], спиновым бесщелевым полупроводникам (СБП) [7], или топологическим полуметаллам (ТПМ) [8].

В нашей работе проведены первопринципные расчеты полных сплавов Гейслера Co_2MnZ для $Z = \text{Si}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$ на основе теории функционала плотности (DFT), обменно-корреляционный функционал был выбран в форме GGA PBE. Также исследованы электронные и магнитные свойства при низких температурах, и выявлена взаимосвязь их изменения при изменении Z-компоненты. Проведено разделение нормального и аномального вклада в эффект Холла, сделана оценка концентрации и подвижности основных носителей заряда по однозонной модели.

В результате исследования было определено, что из всех исследуемых соединений сплав Co_2MnGa обладает самым низким значением поляризации – 51% и полным магнитным

моментом порядка 4.22 μ_B . Магнитные моменты ионов Co составили 0.73 μ_B , а иона Mn – 2.9 μ_B . При $Z = \text{Ge, Si}$ и Sn происходит увеличение как магнитных моментов на ионах, так и полного магнитного момента. Для сплавов $\text{Co}_2\text{MnGe}(\text{Si})$ значение полного магнитного момента составило порядка 5 μ_B , магнитные моменты отдельных ионов равны 0.98 (1.02) μ_B для Co, 3.13 (3.05) μ_B для Mn. В случае Co_2MnSn значение полного момента составило 5.10 μ_B – наибольшее среди всех исследуемых сплавов. Также Co_2MnSn обладает самым высоким магнитным моментом на Mn – 3.30 μ_B , значения магнитных моментов Co составили порядка 0.96 μ_B . Самой высокой поляризацией на уровне Ферми обладают Co_2MnGe и Co_2MnSi , она составила 92 и 99%, соответственно, у Co_2MnSn – 65%. В целом, сплавы Co_2MnGe , Co_2MnSi и Co_2MnSn являются ферромагнитными полуметаллами, а Co_2MnGa проявляет свойства топологического полуметалла, и обладает большим значением коэффициента аномального эффекта Холла, высоким остаточным сопротивлением и отрицательным температурным коэффициентом сопротивления.

Таким образом, в результате проведенных исследований была выявлена взаимосвязь между электронной структурой, транспортными, магнитными и оптическими свойствами в сплавах Co_2MnZ ($Z = \text{Si, Ga, Ge, Sn}$). Полученные результаты показывают, что исследуемые сплавы Гейслера имеют потенциал для применения в устройствах спинтроники.

Исследование выполнено в рамках проекта Российского научного фонда № 22-42-02021.

Список использованной литературы:

1. Wang, X.T.; Cheng, Z.X.; Yuan, H.K.; Khenata, R. L_{21} and XA ordering competition in titanium-based full-Heusler compounds // *J. Mater. Chem. C.* – 2017, – № 5, – P. 11559
2. Zenasni, H.; Faraoun, H.I.; Esling, C. First-principle prediction of half-metallic ferrimagnetism in Mn based full-Heusler alloys with highly ordered structure // *J. Magn. Mater.* – 2013, – № 333, – P. 162
3. Bentouaf, A.; Hassan, F.H.; Reshak, A.H.; Aïssa, B. First-principles study on the structural, electronic, magnetic and thermodynamic properties of full-Heusler compounds Co_2VZ ($Z=\text{Al, Ga}$) // *J. Electron. Mater.* – 2017, – № 46, – P. 130
4. Kaur, K.; Dhiman, S.; Kumar R. Emergence of thermoelectricity in half Heusler topological semimetals with strain // *Phys. Lett. A.* – 2017, – № 381, – P. 339
5. Kocovski, V.; Wolverton, C. Designing high-efficiency nanostructured two-phase Heusler thermoelectric // *Chem. Mater.* – 2017, – № 29, – P. 9386
6. Katsnelson, M. I.; Irkhin, V. Yu.; Chioncel, L.; Lichtenstein, A. I.; de Groot, R. A.; Half-metallic ferromagnets: From band structure to many-body effects // *Rev. Mod. Phys.* – 2008, – № 80, – P. 315
7. Manna, K.; Sun, Y.; Muechler, L.; Kübler, J.; Felser, C. Heusler, Weyl and Berry // *Nat. Rev. Mater.* – 2018, – № 3, – P. 244
8. Xu, S.-Y.; Belopolski, I.; Alidoust, N.; Neupane, M.; Bian, G.; Zhang, C.; et al. Discovery of a Weyl fermion semimetal and topological Fermi arcs // *Science* – 2015, – № 349, – P. 613

Изучение влияния эллиптичности в спин-трансферных нано-осцилляторах, синхронизованных с помощью диполь-дипольного взаимодействия

Устинов К.А.

магистр кафедры магнетизма Физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Стрелков Н.В.

к.ф.м.н., с.н.с. кафедры магнетизма Физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

Котельникова О.А.

к.ф.м.н., доцент кафедры магнетизма Физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

***Аннотация.** В настоящее время большой интерес представляют устройства на основе спинтроники – науки на стыке магнетизма и электроники. Нано-гетероструктуры с магнитным туннельным переходом (МТП) обычно имеют свободный слой в форме тонкого диска толщиной менее 10 нанометров и диаметром в несколько десятков. Использование спин-поляризованного тока, протекающего перпендикулярно гетероструктуре, позволяет, при определенных значениях тока, компенсировать диссипацию энергии за счет спин-трансферного эффекта и вызвать стационарную прецессию намагниченности свободного слоя. МТП-структуры такого типа называются спин-трансферными нано-осцилляторами (СТНО) и могут быть использованы в качестве источников СВЧ-излучения. Использование массивов СТНО позволяет увеличить излучаемую мощность. Важной особенностью таких гетероструктур является линейная зависимость частоты колебаний от приложенного напряжения. В данной работе исследуется влияние эллиптичности формы свободного слоя пары СТНО на качество синхронизации.*

***Ключевые слова:** спинтроника, спиновый торк, спин-трансферные нано-осцилляторы*

On influence of ellipticity in spin-transfer nano-oscillators synchronized via dipole-dipole interaction.

Ustinov K.A.

5th year student at magnetism department of faculty of physics at Lomonosov MSU

Strelkov N.V.

Ph.D, lead scientist at magnetism department of faculty of physics at Lomonosov MSU

Котельникова О.А.

Ph.D, docent at magnetism department of faculty of physics at Lomonosov MSU

***Abstract.** Currently, devices based on spintronics, a science at the intersection of magnetism and electronics, are of great interest. Nano-heterostructures with a magnetic tunnel junction (MTJ) usually have a free layer in the form of a thin disk with a thickness of less than 10 nanometers and a diameter of several tens. The use of a spin-polarized current flowing perpendicular to the heterostructure allows, at certain current values, to compensate for energy dissipation due to the spin-transfer effect and cause stationary precession of the magnetization of the free layer. MTJ structures of this type are called spin-transfer nano-oscillators (STNO) and can be used as sources*

of microwave radiation. The use of STNO arrays allows you to increase the radiated power. An important feature of such heterostructures is the linear dependence of the oscillation frequency on the applied voltage. This paper examines the influence of the ellipticity of the shape of the free layer of a STNO pair on the quality of synchronization.

Keywords: spintronics, spin-transfer torque, spin-transfer-nano-oscillators.

Исследование прецессии, возникающей из-за компенсации диссипации энергии прецессии намагниченности за счёт эффекта спинового торка, представляет большой интерес как с точки зрения фундаментального изучения динамики нано-размерных магнитных систем, так и с точки зрения создания модулируемых по частоте СВЧ-генераторов.

Однако мощность, создаваемая одиночным СТНО, находится в диапазоне от пико- до нановатт, чего недостаточно для каких-либо практических приложений. Увеличение выходной мощности СТНО необходимо их для успешного применения в качестве источников высокочастотного магнитного поля.

Перспективным методом усиления мощности генерируемого ВЧ-поля СТНО является использование массивов (десятков или сотен) когерентных нано-осцилляторов, синхронизируемых с помощью диполь-дипольного взаимодействия. Большая выгода этого метода заключается в том, что так как плотность энергии электромагнитного поля пропорциональна квадрату напряженности поля (то есть квадрату амплитуды), следовательно, мощность пропорциональна квадрату числа СТНО, прецессирующих синфазно. Этот массив позволяет создавать не только ВЧ-сигнал большой мощности, но и использовать эту систему для нейроморфных вычислений.

Для более детального понимания свойств массивов взаимодействующих СТНО необходимо рассмотреть взаимодействие двух СТНО. Ранее были рассмотрены: уединенный СТНО с эллиптичностью[1] и система из двух взаимодействующих круглых СТНО[2]. Наша идея заключается в объединении этих подходов.

Свободная энергия свободного слоя одиночной МТП-структуры, через которую течет ток с поляризацией \mathbf{p} выражается следующим образом:

$$E = -\mu_0 M_s \vec{H}_{ext} * \vec{m} + \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 \sum_{i=x,y,z} N_i^2 m_i \quad (1.1)$$

где \mathbf{m} – единичный вектор вдоль намагниченности свободного слоя, M_s – намагниченность насыщения, \mathbf{H}_{ext} – внешнее однородное магнитное поле, N_i – диагональные компоненты тензора размагничивания. Динамика намагниченности описывается уравнением Ландау-Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта с дополнительными слагаемыми:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma(\vec{m} \times \mu_0 \vec{H}_{eff}) + \alpha(\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt}) - \gamma a_{||} V [\vec{m} \times [\vec{m} \times \vec{p}]] \quad (1.2)$$

где γ – гиромагнитное отношение свободных электронов, α – константа затухания Гильберта, $a_{||}$ – феноменологическая спин-транспортная константа и V – приложенное напряжение, ξ_0 – средний угол стационарной прецессии.

Эффективное поле рассчитывается из свободной энергии:

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\delta E}{\delta \vec{m}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ H_z \end{pmatrix} - M_s \begin{pmatrix} N_x m_x \\ N_y m_y \\ N_z m_z \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Принимая во внимание постоянство по модулю вектора \mathbf{m} , в сферических координатах получим:

$$\omega_0 = \dot{\phi} = \gamma \frac{a_{||} V}{\alpha} \quad (1.4)$$

Формула частоты стационарной прецессии одиночного СТНО с учетом его эллиптичности была получена ранее в работе 2022 года [1]:

$$f \approx \frac{1}{2\pi} (\omega_0 - N_{\parallel}^2 \frac{\omega_M^2}{\omega_0} \times [1 - \frac{\xi_0}{2} \frac{N_p \omega_M}{2\omega_0} + \frac{1}{2} (\frac{N_p \omega_M}{2\omega_0})^2]) \quad (1.5)$$

$$\omega_M = \gamma_0' M_s; \xi_0 = \cos \theta_0 = \frac{\alpha \omega_H + \omega_J}{\alpha N_p \omega_M}; \omega_J = \gamma_0' \frac{a_{\parallel} V}{\mu_0}; \omega_H = \gamma_0' H_z; \gamma_0' = \frac{\gamma \mu_0}{1 + \alpha^2};$$

$$N_p = N_z - \frac{N_x + N_y}{2}; N_{\parallel} = \frac{N_y - N_x}{2};$$

Если рассматривать систему из двух взаимодействующих СТНО, можно получить систему уравнений, которая решается численно:

$$\frac{d\vec{m}_{1,2}}{dt} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} ([\vec{m}_{1,2} \times \vec{H}_{eff1,2}] + \alpha [\vec{m}_{1,2} \times [\vec{m}_{1,2} \times \vec{H}_{eff1,2}]]) \quad (1.6)$$

$$\vec{H}_{eff1,2} = \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} + \frac{a_{\parallel} V}{\mu_0} [\vec{m}_{1,2} \times \vec{p}] - M_s \begin{pmatrix} N_x m_{x1,2} \\ N_y m_{y1,2} \\ N_z m_{z1,2} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} D_x m_{x2,1} \\ D_y m_{y2,1} \\ D_z m_{z2,1} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Численное решение проводилось в пакете Wolfram Mathematica. Исследовалась система из двух СТНО с эллиптичностью, ориентированных относительно друга двумя способами: длинными сторонами друг к другу и короткими сторонами друг к другу. В случае, когда частоты стационарной прецессии свободных слоев СТНО совпадали, система считалась синхронизованной.

Расстоянием синхронизации называется максимальное расстояние между краями пары СТНО, при которой прецессии их свободных слоев когерентны.

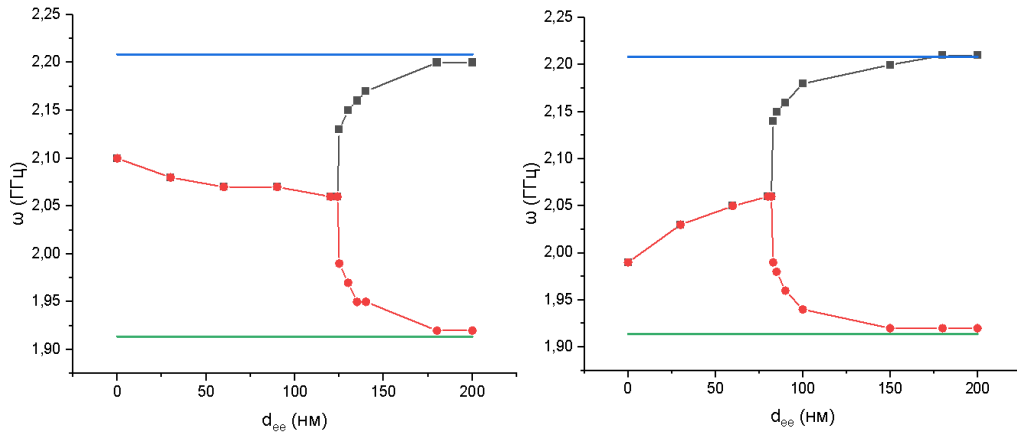


Рис. 1. График зависимости частоты синхронизации пары СТНО, повернутых длинными (слева) и короткими (справа) сторонами друг к другу. Чёрным обозначена частота первого СТНО, красным второго. Синяя и зеленая прямые обозначают стационарную прецессию с учетом эллиптичности для первого и второго изолированных СТНО соответственно, рассчитанные по формуле (1.5). Параметры системы: $D_x = 50$ нм, $D_y = 52$ нм, $t = 3$ нм, $V = 0.05$ В, $\alpha = 0.01$, $M_s = 10^6$ А/м, $H_z = 0$ А/м, $a_{\parallel 1} = 16$ мТл/В, $a_{\parallel 2} = 14$ мТл/В

Из полученных данных(рис.1) следует, что способ расположения пары СТНО влияет на получаемое расстояние синхронизации (124 и 83 нм, для расположения длинными сторонами друг к другу и короткими соответственно) и что лучший результат достигается при ориентации их длинными сторонами друг к другу.

На рис. 2 изображен график зависимости расстояния синхронизации от эллиптичности СТНО для 2х конфигураций. Согласно полученным данным, увеличение эллиптичности пары СТНО при их ориентации длинными сторонами друг к другу положительно сказывается на качестве синхронизации, а ориентация короткими сторонами негативно.

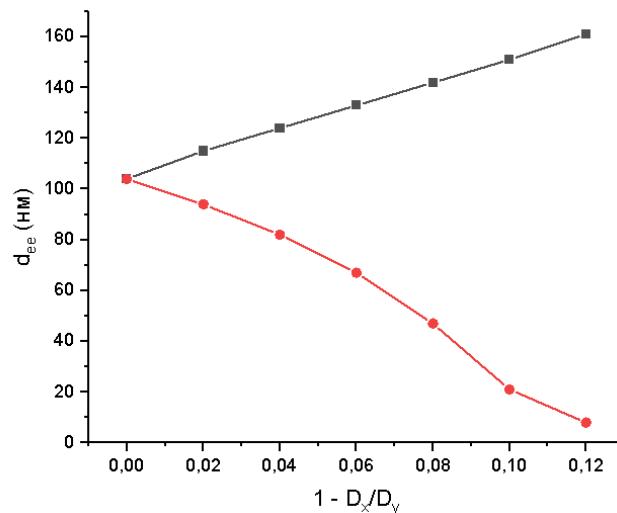


Рис. 2: График зависимости расстояния синхронизации для пары СТНО с различной эллиптичностью. Черным цветом – СТНО, расположенные длинными сторонами друг к другу, красным цветом – короткими сторонами друг к другу. Остальные параметры системы такие же, как и на рис.1

С помощью разработанной в работе модели рассчитаны зависимости частот стационарных прецессий свободных слоев двух СТНО с эллиптичностью, синхронизованных с помощью диполь-дипольного взаимодействия в различных конфигурациях. Анализируя полученные зависимости необходимо сделать вывод о предпочтительности ориентаций СТНО длинными сторонами друг к другу, так как такая конфигурация улучшает стабильность и критическое расстояние системы.

В рамках предложенной модели рассчитаны зависимости критических расстояний пары СТНО для конфигураций длинными и короткими сторонами друг к другу от эллиптичности пары СТНО. Было показано, что увеличение эллиптичности СТНО в конфигурации длинными сторонами улучшает стабильность и критическое расстояние, а в конфигурации короткими сторонами ухудшает.

Список использованной литературы:

1. Ю.Н. Шубин, М.Х. Машаев, А.В. Ведяев, Н.В. Стрелков. Частота спинтрансферного наноосциллятора на основе перпендикулярной туннельной наногетероструктуры с ненулевой эллиптичностью. ЖЭТФ, 161(5):746–752, 2022
2. Hao-Hsuan Chen, Ching-Ming Lee, Zongzhi Zhang, Yaowen Liu, Jong-Ching Wu, Lance Horng, and Ching-Ray Chang. Phase locking of spin-torque nano-oscillator pairs with magnetic dipolar coupling. Physical Review B, 93(22):224410, 2016.

Вклад спиновых флуктуаций в сопротивление для B20 металлов MnSi и MnGe

Анисимов М.А.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Семено А.В.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Демишев С.В.

д.ф.-м.н., профессор, г.н.с., Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, зам. директора, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”

Богач А.В.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

м.н.с. **Боков А.В.**, к.ф.-м.н., в.н.с. **Сидоров В.А.**, к.ф.-м.н., зав. лаб. **Цвященко А.В.**

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

***Аннотация.** Металлические спиральные магнетики на основе марганца (MnSi и MnGe) были исследованы путем детальных измерений удельного сопротивления в интервале температур 2–300 K, в магнитных полях до 80 кЭ. Для интерпретации полученных данных была применена оригинальная процедура анализа сопротивления. Проведенный декомпозиционный анализ позволил выделить наряду с электрон-фононной компонентой дополнительную, обусловленную рассеянием электронов проводимости на локализованных спиновых флуктуациях (ЛСФ). Показано, что последний вклад играет существенную роль не только в парамагнитном (ПМ), но и в магнитоупорядоченном состоянии исследуемых соединений. Температура спиновых флуктуаций оценена как $\theta_{sf}(MnSi) \approx 120$ K и $\theta_{sf}(MnGe) \approx 250–300$ K. Эта модель может быть применена для анализа удельного сопротивления в других d-металлических системах.*

***Ключевые слова:** спиральные магнетики, MnSi, MnGe, анализ сопротивления, температура спиновых флуктуаций, электрон-фононное рассеяние, синтез при высоком давлении*

The contribution of spin fluctuations to resistivity in B20 metals MnSi and MnGe

Cand. Sc., senior researcher **Anisimov M.A.**, Cand. Sc., senior researcher **Semenov A.V.**

Prokhorov General Physics Institute of the RAS

Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

Dr.Sc., professor **Demishev S.V.**

chief researcher, Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

deputy director, Prokhorov General Physics Institute of the RAS

National Research University “Higher School of Economics”

Cand. Sc., senior researcher **Bogach A.V.**

Prokhorov General Physics Institute of the RAS

junior researcher **Bokov A.V.**, Cand. Sc., leading researcher **Sidorov V.A.**,

Cand. Sc., head of lab. **Tsvyashchenko A.V.**

Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS

Annotation. *Mn-based metallic helimagnets (MnSi and MnGe) were studied by detailed measurements of electrical resistivity at temperatures 2–300 K and magnetic fields up to 80 kOe. To interpret the data, the procedure of $\rho(T)$ analysis was applied. The decomposition performed allowed identifying along with electron-phonon component the additional one caused by the scattering of the electrons on localized spin fluctuations (LSF). It was shown that the last contribution plays significant role not only in paramagnetic (PM) but also in magnetically ordered states of the compounds under investigation. Spin fluctuation temperature was estimated as $\theta_{sf}(\text{MnSi}) \approx 120$ K and $\theta_{sf}(\text{MnGe}) \approx 250$ –300 K. This model may be applied to the resistivity analysis in other d-metallic systems.*

Keywords: *spiral magnets, MnSi, MnGe, resistivity analysis, spin fluctuation temperature, electron-phonon scattering, high-pressure synthesis*

В последнее время значительное внимание исследователей привлекают металлические спиральные магнетики без центра инверсии на основе марганца (MnSi и MnGe) главным образом в качестве модельных объектов с возможной экспериментальной реализацией специальных магнитных вихревых структур – скирмионов. Однако, скирмионная проблематика не исчерпывает богатства физических явлений, характерных для данного класса материалов. К их числу также относят квантовый фазовый переход под внешним давлением в MnSi [1], топологические эффекты Холла [2] и Нернста в MnGe [2, 3] и др. Не меньший интерес вызывает изучение спиновых флуктуаций (СФ) и спин-флуктуационных переходов в этих соединениях [4].

В качестве объектов исследования мы использовали монокристалл MnSi и поликристаллические образцы MnGe и $\text{Mn}_{0.98}\text{Fe}_{0.02}\text{Ge}$ высокого качества ($\rho(300\text{ K})/\rho_0 = 31, 1.6$). Последние системы были синтезированы в ИФВД РАН при высоком давлении $P = 8$ ГПа и температуре $T = 1600$ °С, в камере типа тороид. Контроль качества образцов проводился с использованием метода рентгеновской дифракции. Измерения удельного сопротивления проводились в интервале температур 2–300 К, в магнитных полях до 80 кЭ. Выбор указанных соединений в качестве объектов исследования был продиктован доказанным наличием у них СФ нескольких различных типов [5]. Кроме того в MnGe обнаружена т.н. область фазового расслоения в промежуточной фазе, для которой характерно сосуществование быстрых и медленных киральных СФ в интервале температур $100\text{ K} < T < T_N$ [6].

Выполненное численное дифференцирование полученных данных позволило уточнить положение фазовых границ $T_N(\text{MnGe}, \text{Mn}_{0.98}\text{Fe}_{0.02}\text{Ge}) \approx 160$ –170 К, $T_c(\text{MnSi}) \approx 29.2$ К (вставка на рис. 1). Для описания удельного сопротивления MnSi и MnGe в работе применялась оригинальная процедура, учитывающая наряду с примесным (ρ_0) и фононным (ρ_{BG}) рассеянием также рассеяние электронов проводимости на ЛСФ (ρ_{sf}) в рамках однозонной модели, т.е. $\rho(T) = \rho_0 + \rho_{\text{BG}} + \rho_{\text{sf}}$ (фит представлен линией на рис. 1). Оказалось, что последний

вклад с температурами спиновых флуктуаций $\theta_{sf}(\text{MnSi}) \approx 120 \text{ K}$ и $\theta_{sf}(\text{MnGe}) \approx 250\text{--}300 \text{ K}$ играет существенную роль не только в ПМ, но и в магнитоупорядоченном состоянии исследуемых соединений. Также обнаружено, что с ростом магнитного поля компонента ρ_{sf} не только не подавляется, но и продолжает доминировать над фононной составляющей.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФ 22-12-00008 (<https://rscf.ru/project/22-12-00008/>).

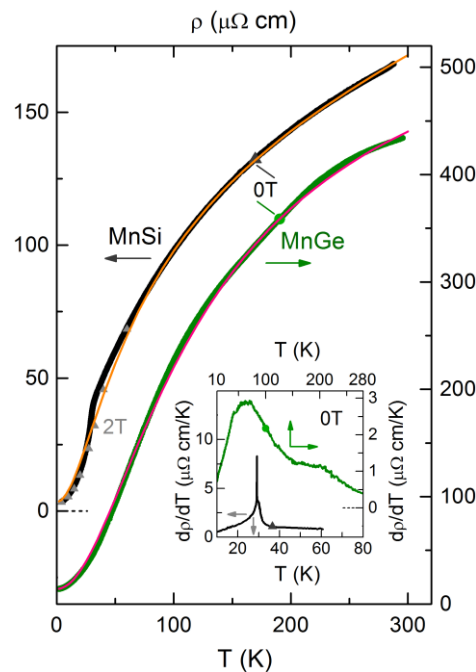


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$ для соединений MnSi и MnGe в нулевом магнитном поле и в поле 2 Т. Сплошной линией выполнен фит с учетом вклада от рассеяния электронов проводимости на локализованных спиновых флуктуациях (см. текст). На вставке приведена температурная зависимость производной удельного сопротивления $d\rho(T)/dT$ в нулевом магнитном поле.

Список использованных источников:

1. Pfeiderer C., Julian S.R., Lonzarich G.G. Non-Fermi-liquid nature of the normal state of itinerant-electron ferromagnets // *Nature*. – 2001. – № 414. –P. 427-430.
2. Kanazawa N., Onose Y., Arima T., et al, Large topological Hall effect in a short-period helimagnet MnGe // *Phys. Rev. Lett.* – 2011. – № 106. –P. 156603.
3. Shiomi Y., Kanazawa N., Shibata K., Onose Y., Tokura Y. Topological Nernst effect in a three-dimensional skyrmion-lattice phase // *Phys. Rev. B*. – 2013. – № 88. –P. 064409.
4. Demishev S.V. Spin-fluctuation transitions // *Phys. Usp.* – 2024. – № 67. –P. 1.
5. Grigoriev S.V., Maleyev S.V., Moskvina E.V., et al, Crossover behavior of critical helix fluctuations in MnSi // *Phys. Rev. B*. – 2010. – № 81. –P. 144413.
6. Martin N., Deutsch M., Bert F., et al, Magnetic ground state and spin fluctuations in MnGe chiral magnet as studied by muon spin rotation // *Phys. Rev. B*. – 2016. – № 93. – P. 174405.

УДК 537.31, 537.633.2

Особенности электронных транспортных свойств монокристаллов MoTe₂ и WTe₂

Марченков В.В.

д.ф.-м.н., профессор кафедры ФМПК Уральского федерального университета
г.н.с., зав. лабораторией Института физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Перевалова А.Н.

к.ф.-м.н., н.с. Института физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Наумов С.В.

к.ф.-м.н., с.н.с. Института физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Фоминых Б.М.

инженер-исследователь Института физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Марченкова Е.Б.

к.ф.-м.н., с.н.с. Института физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

***Аннотация.** Электросопротивление, магнитосопротивление и эффект Холла монокристаллов топологических полуметаллов WTe₂ и MoTe₂ измерены в области температур от 2 К до 300 К и в магнитных полях до 9 Тл. Обнаружено, что в WTe₂ наблюдается низкотемпературная квадратичная зависимость электросопротивления без поля, а также минимум на температурной зависимости сопротивления в магнитном поле; нелинейная полевая зависимость холловского сопротивления в WTe₂ и MoTe₂; сильные изменения величины и вида температурной зависимости сопротивления MoTe₂ после закалки. Показано, что для объяснения наблюдаемых особенностей наряду с известными литературными данными о топологических материалах, необходимо привлекать и классические представления об электронной физике компенсированных металлов.*

***Ключевые слова:** топологические полуметаллы, монокристаллы MoTe₂ и WTe₂, электро- и магнитосопротивление, эффект Холла*

Features of the electronic transport properties in MoTe₂ and WTe₂ single crystals

Marchenkov V.V.,

Doctor of physical and mathematical Sciences, Professor of Ural Federal University

Head of Laboratory of M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, UB of RAS

Perevalova A.N.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Researcher of M.N. Mikheev Institute
of Metal Physics, UB of RAS

Naumov S.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of M.N. Mikheev
Institute of Metal Physics, UB of RAS

Fominykh B.M.

Engineer-Researcher of M.N. Mikheev Institute of Metal Physics, UB of RAS

Marchenkova E.B.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of M.N. Mikheev
Institute of Metal Physics, UB of RAS

Annotation. *Electroresisivity, magnetoresistivity and Hall Effect in single crystals of topological semimetals WTe_2 and $MoTe_2$ were measured in the temperature range from 2 K to 300 K and in magnetic fields up to 9 T. It was found that WTe_2 exhibits a low-temperature quadratic dependence of the electrical resistivity without a field as well as a minimum in the temperature dependence of resistivity in a magnetic field. The nonlinear field dependence of the Hall resistivity is observed in WTe_2 and $MoTe_2$, and the strong changes in the value and type of temperature dependence of the resistivity occur in $MoTe_2$ after quenching. It was shown that to explain the observed features, along with the known literature data on topological materials, it is necessary to involve the classical concepts on the electronic physics of compensated metals.*

Keywords: *topological semimetals, $MoTe_2$ and WTe_2 single crystals, electro- and magnetoresistivity, Hall Effect*

Поиск и исследование физических свойств новых топологических материалов привлекают большое внимание и являются достаточно актуальными. К топологическим полуметаллам, в частности, относятся соединения WTe_2 и $MoTe_2$ [1, 2]. Цель данной работы состоит в экспериментальном исследовании электронных транспортных свойств монокристаллов топологических полуметаллов $MoTe_2$ и WTe_2 и объяснения наблюдаемых эффектов.

Монокристаллы $MoTe_2$ и WTe_2 были выращены методом химического газового транспорта. Электро- и магнитосопротивление, а также эффект Холла измерены при температурах от 2 до 300 К и в магнитных полях до 9 Тл на установке PPMS-9 в Центре коллективного пользования «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН.

В результате исследований обнаружен ряд особенностей электронных свойств монокристаллов $MoTe_2$ и WTe_2 : низкотемпературная квадратичная зависимость электросопротивления WTe_2 (при $T < 15$ К); минимум на температурной зависимости сопротивления WTe_2 в магнитном поле; нелинейная полевая зависимость сопротивления Холла WTe_2 и $MoTe_2$; сильные изменения величины (на 10 порядков) и вида (с «полупроводникового» на «металлический») температурной зависимости сопротивления $MoTe_2$ в результате закалки. Полученные результаты обсуждаются в рамках современных представлений об электронной структуре и свойствах как топологических материалов, так и электронной физики металлов.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Спин», № 122021000036-3). Один из авторов (В.В.М.) благодарит Уральский федеральный университет за поддержку (программа «Приоритет-2030»).

Список использованной литературы:

1. A.A. Soluyanov, D. Gresch, Z. Wang et.al. // Nature. – 2015. – 527. – 495.
2. L. Huang, T.M. McCormick, M. Ochi et.al. // Nat. Mater. – 2016. – 15. – 1155.

Спиновая накачка в структуре магнонный кристалл/нормальный металл

Высоцкий С.Л.

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, в.н.с., к.ф.-м.н.

Никулин Ю.В., Дудко Г.М., Сахаров В.К., Кожевников А.В., Селезнев М.Е.

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, с.н.с., к.ф.-м.н.

Хивинцев Ю.В.

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, в.н.с., к.ф.-м.н.

Филимонов Ю.А.

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, директор, д.ф.-м.н.

***Аннотация.** С помощью обратного спинового эффекта Холла исследована спиновая накачка обратными объемными магнитоэлектронными волнами (ОМЭВ) в структуре на основе магнонного кристалла из пленки YIG и микрополоски Pt. Обнаружен резонансный рост сигнала ЭДС на частотах брэгговских резонансов (БР), что отражает рост эффективности спиновой накачки. Обнаруженный эффект объясняется ростом эффективности электрон-магнонного рассеяния за счет формирования в спектре ОМЭВ на частотах БР участков дисперсии с высокой плотностью состояний – сингулярностей ван Хове.*

***Ключевые слова:** спиновая накачка, магнонный кристалл, сингулярности ван Хове*

Spin pumping in a magnon crystal/normal metal structure

Vysotskii S.L.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Kotel'nikov IRE RAS

Nikulin Y.V., Dudko G.M., Sakharov V.K., Kozhevnikov A.V., Seleznev M.E.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Kotel'nikov IRE RAS

Khivintsev Y.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Kotel'nikov IRE RAS

Filimonov Y.A.

Doctor of physical and mathematical Sciences, Kotel'nikov IRE RAS

***Abstract.** Using the inverse spin Hall effect, spin pumping by backward volume magnetostatic waves (BVMSW) in a structure based on a magnon crystal made of a YIG film and a Pt microstrip has been studied. A resonant increase in the EMF signal was discovered at the frequencies of Bragg resonances (BR), which reflects an increase in the efficiency of spin pumping. The discovered effect is explained by an increase in the efficiency of electron-magnon scattering due to the formation in the spectrum of the BVMSW at BR frequencies the dispersion areas with a high density of states—van Hove singularities.*

***Keywords:** spin pumping, magnonic crystal, van Hove singularities*

1. В структурах на основе пленок железоиттриевого граната (YIG) и платины (Pt) процессы спин-зависимого электрон-магнонного рассеяния приводят к генерации спинового тока J_s через границу раздела. Величина J_s пропорциональна числу каналов рассеяния, а также интенсивностью рассеяния в каждом из каналов и определяется параметрами электронной и

магنونной подсистем. В частности, процессы электрон-магنونного рассеяния определяются плотностью состояний (ПС) электронов проводимости на уровне Ферми g_{el} и зависящей от частоты (ω) ПС магненов $g(\omega)$ в спектре СВ структуры YIG /Pt [1]:

$$J_s \sim \int g_{el} \cdot g(\omega) d\omega. \quad (1)$$

Из (1) следует, что для эффективной генерации J_s необходимо разрабатывать структуры и искать условия, обеспечивающие существование на интерфейсе YIG /Pt сингулярностей ван Хове (СВХ) [2] как для электронов ($g_{el} \rightarrow \infty$), так и для магненов ($g(\omega) \rightarrow \infty$). Цель данной работы показать, что при спиновой накачке обратными объемными магнитостатическими волнами (ОМСВ) в структуре, составленной из пленки YIG, с вытравленной на поверхности периодической решеткой из канавок (магنونном кристалле (МК)), контактирующей с микрополоской Pt, в зависимости ЭДС, генерируемой на контактах к Pt за счет обратного спинового эффекта Холла $V(f)$, появляются дополнительные максимумы на частотах брэгговских резонансов (БР) f_B .

Отметим, что распространение ОМСВ в МК на основе пленки YIG рассматривалось в работах [3-5]. Было обнаружено, что формирование на поверхности пленки YIG решетки из канавок с периодом Λ приводит на частотах f_B к появлению в спектре передачи сигнала ОМСВ полос режекции сигнала, а в законе дисперсии $k(f)$ участков аномальной дисперсии. Эти особенности в распространении ОМСВ отражают существование запрещенных зон в спектре МК на частотах f_B . При этом на краях запрещенной зоны формируются участки дисперсии с групповой скоростью СВ $V_g \rightarrow 0$, что является характерным признаком для СВХ [2]. Нашей целью было показать, что в структуре МК-Pt рост эффективности спиновой накачки на частотах f_B связан с ростом ПС состояний в области частот, отвечающих запрещенной зоне.

2. Экспериментировали со структурой на основе пленки YIG, толщиной $d=7,4$ мкм, намагниченностью $4\pi M=1860$ G и размерами 6×10 мм. На поверхности пленки с помощью методов фотолитографии и ионного травления формировалась решетка из канавок шириной $w=10$ мкм, глубиной $\delta=0.2$ мкм, длиной 6 мм и периодом $\Lambda=170$ мкм. Затем с помощью фотолитографии и ионного травления на поверхности МК изготавливалась микрополоска Pt толщиной 4 мкм, шириной 25 мкм, длиной 6 мкм, см. вставку к рис.1 Структура МК-Pt размещалась на медных полосковых антеннах длиной 5 мкм и шириной $w=40$ мкм. При этом канавки были параллельны антеннам СВ. Расстояние между антеннами составляло $S=5$ мм. Контакты к микрополоске Pt изготавливались с помощью токопроводящей пасты. Макет помещался в зазор электромагнита, поле H которого было направлено перпендикулярно антеннам СВ и вытравленным канавкам, что соответствует геометрии ОМСВ.

Характеристики ОМСВ измерялись с помощью векторного анализатора цепей. Изменялись спектры передачи $S_{21}(f)$ и коэффициент отражения $S_{22}(f)$ падающей мощности $P_{in} = -20$ dBm. Частотные зависимости ЭДС $V(f)$ измерялись в режиме модуляции падающей СВЧ-мощности $P_{in} = 7$ dBm с частотой 11 кГц. Результаты эксперимента сопоставлялись с микромагнитным моделированием спектра ОМСВ в структуре.

3. На рис.1 приведены результаты измерения частотных зависимостей $S_{12}(f)$ и $S_{22}(f)$ структуры и ЭДС $V(f)$ при значении поля подмагничивания $H=620$ Oe. Можно видеть, что в зависимостях $S_{12}(f)$ и $S_{22}(f)$ наблюдаются резонансные особенности, которые в исходной пленке YIG отсутствуют, см. кривые 1 и 2 на рис.1a,b. Для наглядности частоты резонансных особенностей выделены на рис.1 вертикальными пунктирными линиями. Звездочками выделены резонансные особенности, которым отвечают частоты $f_{B1} \approx 3355$; $f_{B2} \approx 3275$; $f_{B3} \approx 3198$; $f_{B4} \approx 3130$ MHz и волновые вектора $k_{B1} \approx 184$; $k_{B2} \approx 368$; $k_{B3} \approx 550$; $k_{B4} \approx 736$ см⁻¹. Полученные значения k_{Bn} отвечают критерию для БР: $\vec{k}^+ + \vec{k}^- = n\vec{Q}$, \vec{k}^+ и \vec{k}^- – волновые вектора падающей и отраженной волн, $\vec{Q} = \frac{2\pi}{\Lambda} \vec{e}$ – волновой вектор решетки, \vec{e} – единичный вектор, направленный по оси решетки, n – порядок брэгговского отражения.

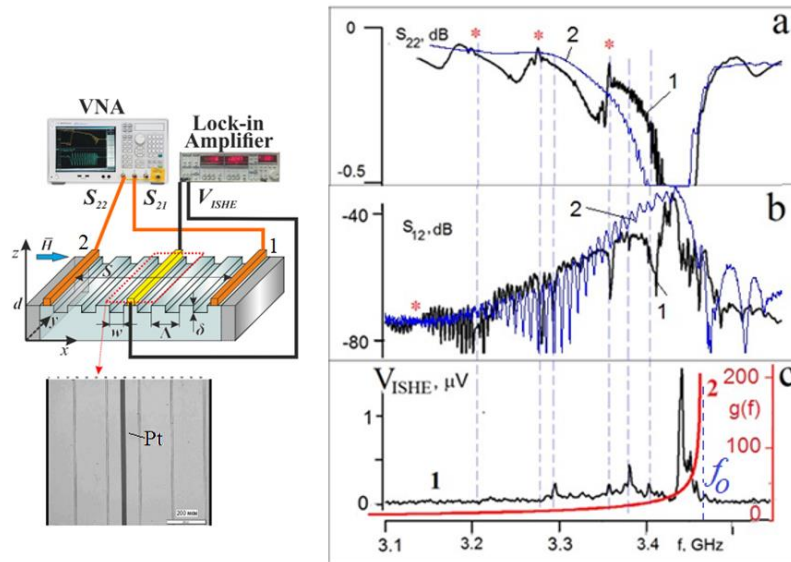


Рис. 1. Частотные зависимости: а) коэффициента отражения $S_{22}(f)$ в МК (кривая 1) и исходной пленке YIG (кривая 2); б) спектра передачи ООМСВ $S_{12}(f)$ в МК (1) и пленке YIG (2); в) ЭДС $V_{ISHE}(f)$ – кривая 1 и расчет плотности состояний $g(f)$ в спектре ООМСВ пленки YIG по формуле (2) – кривая 2. Магнитное поле $H=620$ Ое. Положение частоты f_0 отмечено на рис.2с вертикальным пунктиром. Звездочками отмечены частоты БР основной моды ООМСВ. На вставке схема эксперимента и структура МК/Pt. На вставке фотография участка поверхности МК с микрополосковой платины. Цифрами 1 и 2 показаны антенны СВ, подключенные к выходам векторного анализатора спектра.

В частотной зависимости ЭДС $V(f)$ на частотах $f > 3.2$ GHz отмеченным резонансным особенностям в характеристиках $S_{12}(f)$ и $S_{22}(f)$ можно сопоставить резонансные пики. Амплитуда резонансных пиков в зависимости $V_{ISHE}(f)$ немонотонно меняется с частотой ООМСВ. Сигнал ЭДС на частотах $f < 3.2$ GHz падает до шумового уровня ~ 10 nV, что можно связать в данном случае с низкой эффективностью возбуждения ООМСВ используемыми антеннами, а также быстрым спаданием ПС в спектре ООМСВ [7], см. кривую 2 на рис.1.с. Отмеченные особенности в зависимостях $S_{12}(f)$, $S_{22}(f)$ и $V(f)$ сохранялись при изменении поля подмагничивания, при этом частоты, на которых они наблюдались смещались вместе с полосой возбуждения ООМСВ.

Чтобы выяснить механизм формирования максимумов в зависимости $V(f)$, обратимся к результатам микромагнитного моделирования спектра $f(k)$ и частотной зависимости спектра передачи $S_{12}(f)$ ООМСВ в МК, показанных на рис.2а и 2б, соответственно. На рис.2б кроме рассчитанной частотной зависимости $S_{12}(f)$, кривая 1, приведены экспериментальные зависимости $S_{12}(f)$ и $V(f)$, кривые 2 и 3. Экспериментальные зависимости $S_{12}(f)$ и $V(f)$ были смещены вниз по частоте на 15 MHz, с тем чтобы совместить наибольшее число частот резонансных особенностей. Можно видеть, что положение большинства резонансных особенностей в рассчитанной и экспериментальных зависимостях совпадает, что для наглядности показано горизонтальными линиями на рис.2б.

Спектр ООМСВ в МК на рис.2а характеризуется многообразием БР. Практически для каждой резонансной особенностей в рассчитанной зависимости $S_{12}(f)$, показанной кривой 1 на рис.2б, можно сопоставить БР в спектре на рис.2а. Резонансного вида осцилляциям на частотах $f_{B1} \approx 3.209$; $f_{B2} \approx 3.129$; $f_{B3} \approx 3.06$; $f_{B4} \approx 2.99$ и $f_{B5} \approx 2.93$ GHz отвечают резонансы основной моды ($m=1$) ООМСВ. Резонансные особенности на кривой 1(рис.2б) на частотах $f_0 > f > f_{B1}$ отвечают БР мод ООМСВ номеров $m=2, 3, 4$ а также резонансы этих мод с основной модой $m=1$. Из рис.2 можно сделать вывод о формировании в области запрещенных зон участков дисперсии, где $V_g \rightarrow 0$ и где следует ожидать роста ПС в спектре, что должно

отразиться в увеличении эффективности спиновой накачки бегущими ООМСВ. Зависимости $V(f)$ на рис.1с и рис.2б демонстрируют резонансный рост ЭДС на частотах БР. При этом амплитуда резонансных пиков ЭДС на частотах f_{B1} и f_{B2} , отвечающих БР основной моды ООМСВ $m=1$, заметно меньше амплитуды пиков на частотах $f > f_{B1}$, см. кривую 3 на рис.2б. и кривую 1 на рис.1с. Такая особенность может объясняться большой групповой скоростью моды $m=1$ по сравнению с модами номеров $m \geq 2$, что для БР с участием мод с $m \geq 2$ приводит к расширению участка дисперсии с малой групповой скоростью. В результате ПС в окрестности таких БР оказывается выше, чем для БР основной моды.

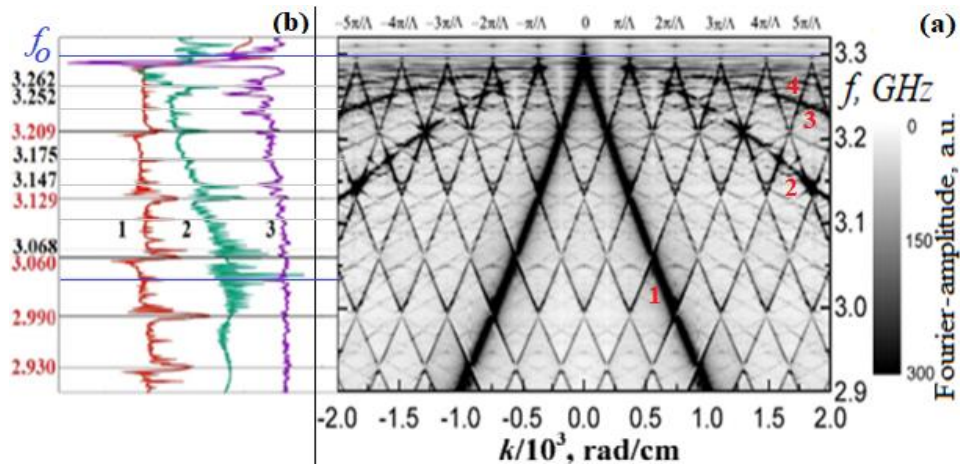


Рис. 2. (а) микромагнитное моделирование спектра ООМСВ в МК, где 1-4 номера наиболее интенсивных мод ООМСВ дисперсионные кривые которых отвечают исходной пленке YIG. (б) Цифрами 1 и 2 обозначены соответственно, рассчитанная и экспериментальная зависимости $S_{12}(f)$. Кривая 3 экспериментальная зависимость $V(f)$. Горизонтальные линии с указанием частоты (GHz) на кривых 1-3 показывают соответствие рассчитанных и экспериментальных особенностей частотам БР в спектре на рис.3(а).

4. Показано, что эффективность спиновой накачки бегущими ООМСВ может резонансно возрастать на частотах брэгговских резонансов за счет роста плотности состояний в спектре СВ на краях запрещенной зоны.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант 22-19-00500.

Список использованных источников

1. Tveten E., Brataas A., Tserkovnyak Y. Electron-magnon scattering in magnetic heterostructures far out of equilibrium. Phys. Rev. B – 2015. – 92. – P.180412(R)
2. van Hove L. The Occurrence of Singularities in the Elastic Frequency Distribution of a Crystal Physical Review, **89**, 1189 (1953)
3. Chumak A., Serga A., Hillebrands B, Kostylev M.P. Scattering of backward spin waves in a one-dimensional magnonic crystal. Appl. Phys. Lett. –2008. –93. –P. 022508.
4. Chumak A., Serga A., Wolff S., Hillebrands B., Kostylev M.P. Scattering of surface and volume spin waves in a magnonic crystal. Appl. Phys. Lett. –2009. –94. – P.172511
5. Richardson D., Kalinikos B.A., Carr L., Wu M. Spontaneous Exact Spin-Wave Fractals in Magnonic Crystals. Phys. Rev. Lett. –2018. –121. – P.107204
6. Damon R.W., Eshbach J.R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab J. Phys. Chem. Solids. – 1961. – 19. – P.308

Распространение магнитостатических спиновых волн в 3D структуре Py/DVD

Садовников А.В.

к.ф.-м. н., доцент кафедры физики открытых систем СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Мартышкин А.А.

м.н.с. лаб. «Магнитные метаматериалы» НИИМФ СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Шешукова С.Е.

к.ф.-м. н., доцент кафедры физики открытых систем СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Бегинин Е.Н.

к.ф.-м. н., доцент кафедры физики открытых систем СГУ им. Н.Г. Чернышевского

***Аннотация.** Проведены исследования пленок пермаллоя (NiFe) с использованием микромагнитного и электромагнитного моделирования, а также Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии. Пермаллоевая меандровая структура сформирована на поверхности коммерческих DVD-дисков. Получены пространственные и частотные распределения спиновых волн в трехмерной меандровой волноведущей структуре. Был разработан общий метод для анализа таких структур, основанный на решении уравнений Максвелла. Показана возможность управления частотным диапазоном пропускания спиновых волн путём изменения угла наклона вертикальных элементов структуры.*

***Ключевые слова:** магнетика, спиновые волны, 3D, меандр, трехмерные структуры, феррит-полупроводник, Мандельштам-Бриллюэновская спектроскопия.*

Spin waves in Py/DVD 3D-structure

Sadovnikov A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Open Systems Physics, SSU

Martyshkin A.A.,

Research assistant of the laboratory. "Magnetic Metamaterials

Sheshykova S.E.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Open Systems Physics, SSU

Beginin E.N.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Open Systems Physics, SSU

***Annotation.** Permalloy (NiFe) thin films have been investigated by micromagnetic, electromagnetic modelling and Brillouin spectroscopy. A permalloy meander structure was fabricated on the surface of commercial DVD discs. The spatial and frequency distributions of spin waves in the three-dimensional meander waveguide structure have been obtain. A general method for analyzing such structures based on the solution of Maxwell's equations has been developed. The possibility of controlling the frequency range of spin wave transmission by changing the angle of inclination of the vertical elements of the structure was demonstrated.*

Keywords: *Magnonics, spin waves, 3D, meander, three-dimensional structures, ferrite-semiconductor, Brillouin spectroscopy*

Для интеграции устройств, работающих на магнонных принципах в интегральную магнонную сеть, требуется изготовление простых межсоединений между функциональными блоками, локализованными в различных слоях интегральной схемы [1]. Концепция 3D-магноники предлагает многообещающий подход к многоуровневому построению магнонных интегральных схем. Этому способствуют последние разработки в методологии структурирования магнитных 3D пленок [2].

Интерес к вертикально связанным магнитным структурам следует за аналогичной тенденцией в КМОП-электронике где он позволяет перейти от двумерных к трехмерным архитектурам [3]. В данной работе проведено исследование распространения спиновых волн в пермаллоевой Py (NiFe) пленке в форме меандра, сформированной на поверхности коммерческих DVD дисков. С помощью экспериментальных и численных методов проведены исследования меандровых пленок Py/DVD (рис. 1(a)). Фото рельефа поверхности исследуемой структуры, полученное с помощью атомно-силового микроскопа показано на рис.1(b). Результаты показывают, что исследуемая трехмерная структура позволяет осуществлять вертикальный спин-волновой транспорт. Подобные 3D-структуры являются ключевым шагом на пути к созданию многоуровневых магнонных архитектур для обработки сигналов.

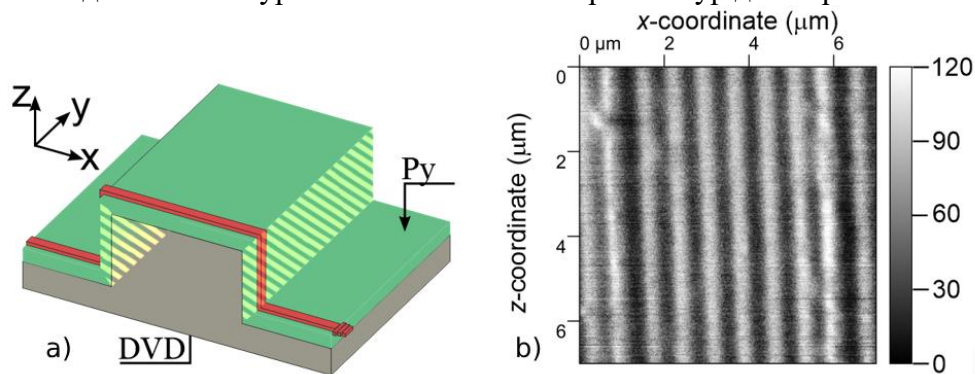


Рисунок 1. (a) Схематическое изображение сегмента исследуемой структуры Py/DVD в форме меандра. (b) АСМ-изображение меандровой структуры

В данной работе рассматриваются магнотно-кристаллические структуры, созданные на основе коммерческих DVD-структур. Методом микромагнитного моделирования на основе решения уравнения Максвелла построены дисперсионные характеристики и показана возможность управления запрещенными зонами спиновых волн в меандровой структуре путем нарушения скользящей симметрии. Рассмотрено влияние геометрических параметров геометрической структуры на динамику СВ. Разработанный метод расчета позволяет учесть наклон вертикальных участков меандра, обусловленный экспериментальной техникой создания такой структуры.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ (№23-79-30027).

Список использованной литературы:

1. G. Gubbiotti (ed.). Three-dimensional magnonics: layered, micro- and nanostructures. CRC Press, 2019.
2. L. V. Lutsev et al. Magnetic properties, spin waves and interaction between spin excitations and 2D electrons in interface layer in $Y_3Fe_5O_{12}/AlO_x/GaAs$ -heterostructures //Journal of Physics D: Applied Physics. 2018. Т. 51. №. 35. С. 355002.
3. A. A. Martyshkin et al. Vertical spin-wave transport in magnonic waveguides with broken translation symmetry //IEEE Magnetics Letters. 2019. Т. 10. С. 1-5.

УДК 314.748

Возбуждение черных солитонов огибающей спиновых волн в активном кольцевом резонаторе на основе ферромагнитной пленки**Ведерников Л.С.**

Студент кафедры физической электроники и технологии, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)

Сташкевич А.А.

д.ф.-м.н., профессор Галиллеевского института университета Сорбонна Париж Север

Устинов А.Б.

д.ф.-м.н., профессор кафедры физической электроники и технологии, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)

***Аннотация.** В данной работе сообщается о возбуждении фундаментальных черных солитонов огибающих спиновых волн в активном кольцевом резонаторе, изготовленном на основе ферромагнитной пленки. Солитоны возбуждались путем одновременной подачи двух СВЧ сигналов различной частоты в резонатор. Показано, что данный метод является эффективным для реализации много солитонного режима вынужденных колебаний резонатора.*

***Ключевые слова:** спиновые волны, солитоны, ферромагнитная пленка, спинтроника, активный кольцевой резонатор*

Excitation of black spin wave solitons in an active ring resonator based on a ferromagnetic film**Vedernikov L.S.**

Student of the Department of Physical Electronics and Technology, St. Petersburg Electrotechnical University

Stashkevich A.A.

Grand PhD in Physics and Mathematics, professor of Physics, Institut Galilee, Université Sorbonne Paris Nord

Ustinov A.B.

Grand PhD in Physics and Mathematics, Professor of the Department of Physical Electronics and Technology, St. Petersburg Electrotechnical University

***Annotation.** This paper reports the excitation of fundamental black solitons of spin wave envelopes in an active ring resonator made on the basis of a ferromagnetic film. Solitons were excited by simultaneously feeding two microwave signals of different frequencies into the resonator. It is shown that this method is effective for implementing the multi-soliton regime of forced oscillations of the resonator.*

***Keywords:** spin waves, solitons, ferromagnetic film, spintronics, active ring resonator*

Солитоны огибающей, открытые в 1980-х годах [1-3], до сих пор представляют интерес как для фундаментальных, так и для прикладных исследований. Особенности этих нелинейных

волновых пакетов, способных распространяться в волноведущей среде без дисперсионного расплывания, делают их особенно привлекательными для устройств связи. Солитоны огибающей способны формироваться в диспергирующих нелинейных средах, за счет компенсации дисперсионного расплывания нелинейным сжатием. Поэтому ферромагнитные пленки являются достаточно удобной экспериментальной средой для изучения формирования и распространения солитонов, поскольку спиновые волны обладают необходимыми для этого нелинейными свойствами.

К настоящему времени известны несколько способов формирования спин-волновых солитонов огибающей в ферромагнитной пленке: импульсный [2], монохроматический [4] и двухчастотный метод [5, 6]. Кроме того, солитоны могут автогенерироваться в активных кольцевых резонаторах, когда усиление превосходит потери сигнала в кольце. Автогенерация солитонов к настоящему моменту времени хорошо изучена [7]. В настоящей работе впервые был изучен метод двухчастотного возбуждения солитонов огибающей в кольце, работающем в режиме до порога автогенерации.

На рисунке 1 показана экспериментальная установка. Возбуждение солитонов огибающей спиновых волн осуществлялось за счет одновременной подачи двух СВЧ сигналов разной частоты на вход активного кольцевого резонатора. В качестве линии задержки была использована ферромагнитная пленка толщиной 5.5 мкм, сделанная из железо-иттриевого граната (ЖИГ) с намагниченностью насыщения 1950 Гс. Конфигурация внешних магнитов была выбрана таким образом, чтобы в пленке возбуждались поверхностные спиновые волны. Напряженность внешнего магнитного поля составляла 1417 Э. Две микрополосковые антенны, служащие для возбуждения и приема спиновых волн, располагались на расстоянии 6 мм. Цепь обратной связи состояла из СВЧ усилителя для компенсации потерь в кольце и регулируемого аттенюатора, который регулировал общий коэффициент усиления в кольце G .

В данной работе измерения проводились до порога автогенерации. В этом случае коэффициент усиления усилителя не превосходит потери, возникающие при прохождении сигнала в линии задержки. В результате развития индуцированной модуляционной неустойчивости в кольце формировались солитоны огибающей спиновых волн. Для анализа солитонов малая часть сигнала с помощью направленного ответвителя выводилась из кольца и шла на анализатор спектра и осциллограф.

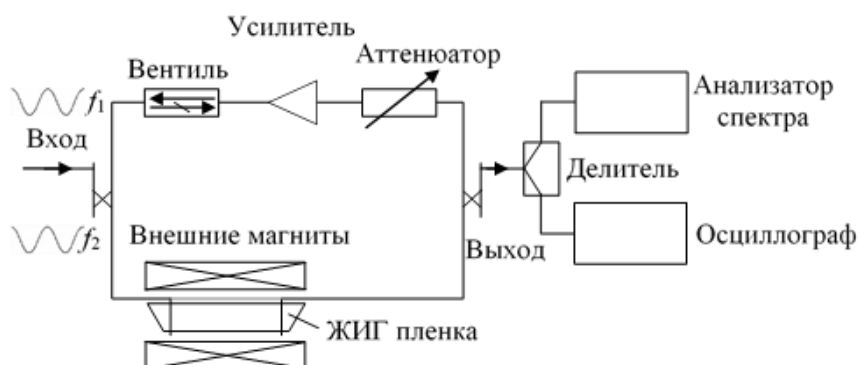


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

На первом этапе исследовалось влияние резонансных свойств кольца на формирование солитонов огибающей. Входные сигналы имели следующие параметры: $f_1 = 6.1898$ ГГц и $f_2 = 6.1840$ ГГц, $P_1 = 14.83$ дБм и $P_2 = 8.5$ дБм. При относительно малом усилении $G = -5.2$ дБ наблюдались слегка асимметричные нелинейные биения, как видно на рис. 2б. Спектр содержал

только две слабые дополнительные боковые гармоники (см. рис. 2а).

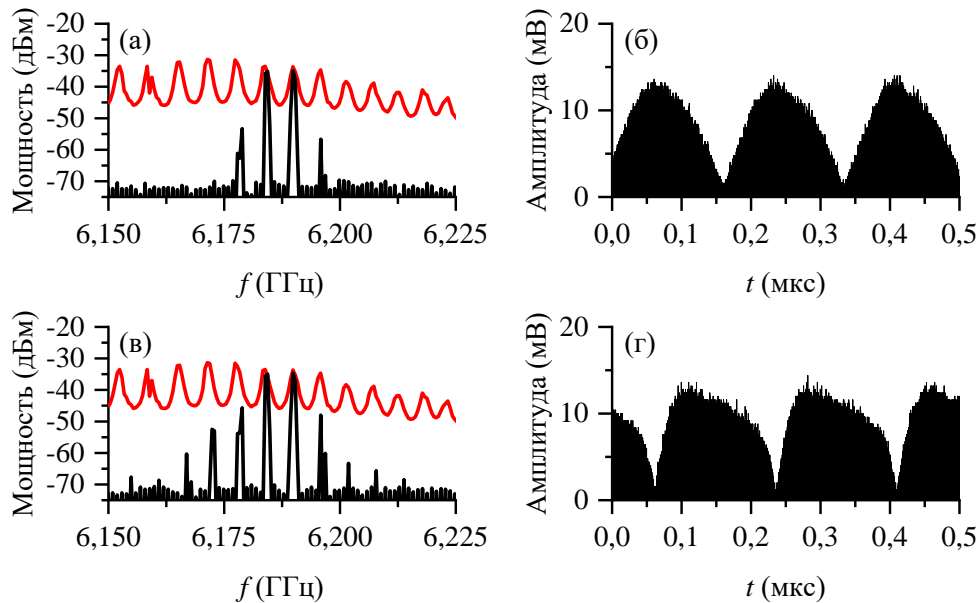


Рис. 2. Нелинейные биения при $G = -5.2$ дБ (а и б) и черные солитоны при $G = -2.4$ дБ (в и г).

При увеличении коэффициента усиления до $G = -2.4$ дБ на выходе отчетливо наблюдалось формирование черных солитонов, как показано на рис. 2г. Спектр же при таком усилении более обогащен боковыми гармониками (см. рис. 2в). Это говорит о том, что формирование солитонов происходит за счет развития модуляционной неустойчивости, которая наблюдается при таком усилении. Таким образом, при коэффициенте усиления $G \leq -5.2$ дБ, как и в случае обычного волновода без обратной связи, солитоны не наблюдаются, а при усилении $G \geq -5.2$ дБ начинала возникать модуляционная неустойчивость за счет резонансных свойств кольца.

При подаче двух сигналов на частотах $f_1 = 6.1852$ ГГц и $f_2 = 6.166$ ГГц с мощностями $P_1 = 15.5$ дБм и $P_2 = 13$ дБм наблюдается образование черных солитонов в кольце с периодом $T = 52.17$ нс и шириной $\tau = 12.15$ нс, как показано на рис. 3б. Поскольку период повторения черных солитонов примерно в три раза меньше времени задержки сигнала $\tau_d = 162$ нс, можно сказать, что за время задержки формируются три импульса, что указывает на возникновение многосолитонного режима.

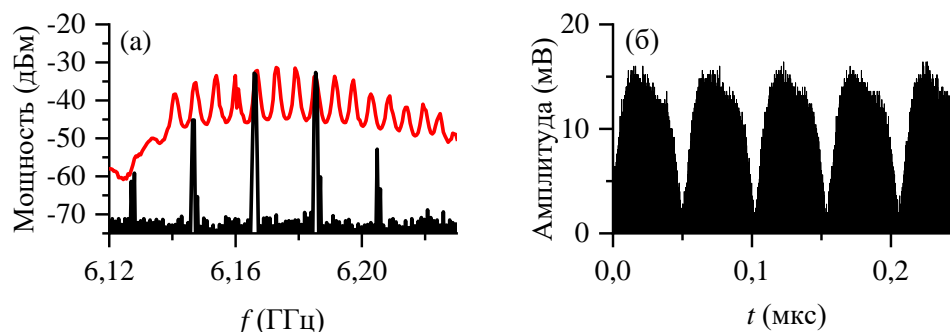


Рис. 3. Спектр (а) и осциллограмма (б) трех черных солитонов в кольце.

Работа частично поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (проект "Госзадание", грант № FSEE-2020-0005).

Список использованных источников:

1. Mollenauer L. F., Stolen R. H., Gordon J. P. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers //Physical review letters. – 1980. – Т. 45. – №. 13. – С. 1095.
2. Калиникос Б. А., Ковшиков Н. Г., Славин А. Н. Наблюдение спин-волновых солитонов в ферромагнитных пленках //Письма в ЖЭТФ. – 1983. – Т. 38. – №. 7. – С. 343.
3. B. A. Kalinikos, N. G. Kovshikov, and A. N. Slavin, “Multisoliton propagation of spin waves in ferromagnetic films,” Sov. Phys. –Solid State, vol. 27, pp. 135-136, 1985 (Fiz. Tverd. Tela, vol. 27, pp. 226-228, 1985).
4. Калиникос Б. А., Ковшиков Н. Г. Спин-волновые солитоны в ферромагнитных пленках: наблюдение модуляционной неустойчивости спиновых волн при непрерывном возбуждении //Письма в Журнал технической физики. – 1984. – Т. 10. – №. 15. – С. 936-940.
5. Демидов В. Е. Индуцированная модуляционная неустойчивость спиновых волн в ферромагнитных пленках //Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т. 68. – №. 11. – С. 828-832.
6. Ustinov A. B., Grigor’eva N. Y., Kalinikos B. A. Observation of spin-wave envelope solitons in periodic magnetic film structures //JETP letters. – 2008. – Т. 88. – С. 31-35.
7. Kondrashov A. V., Ustinov A. B. Self-generation of Möbius solitons and chaotic waveforms in magnonic-optoelectronic oscillators under simultaneous action of optic and magnonic nonlinearities //Journal of Applied Physics. – 2022. – Т. 132. – №. 17.

УДК 537.621

Исследование распространения спиновых волн в системе латерально расположенных на одной подложке микроволноводов

Гаранин Ф.Е.

студент, лаборант-исследователь в лаб. «Магнитные метаматериалы» НИИМФ СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Губанов В.А.

к.ф.-м. н., м.н.с. лаб. «Магнитные метаматериалы» НИИМФ СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Садовников А.В.

к.ф.-м. н., доцент кафедры физики открытых систем СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Аннотация. В работе рассмотрена система латерально расположенных на одной подложке микроволноводов спиновых волн на основе тонкой пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ). Методом микромагнитного моделирования на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта исследовалась возможность управления характеристиками распространения спиновых волн (СВ) в системе латерально связанных микроволноводов. Исследовано влияние воздушного зазора между микроволноводами в латеральной системе на режимы перераспределения мощности спиновых волн в выходные секции структуры. На основе полученных данных предложена концепция направленного ответвителя спиновых волн для устройств обработки информационных сигналов на принципах магноники.

Ключевые слова: спиновые волны, магноники

Study of the propagation of spin waves in a system of laterally located microwave guides on one substrate

Garanin F.E.,

student, research assistant in the laboratory "Magnetic Metamaterials" SSU

Gubanov V.A.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, research assistant in the laboratory "Magnetic Metamaterials" SSU

Sadovnikov A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Open Systems Physics, SSU

***Annotation.** This work considers a system of spin wave microwave guides located laterally on one substrate based on a thin film of yttrium iron garnet (YIG). Using the method of micromagnetic modeling based on the numerical solution of the Landau–Lifshitz–Gilbert equation, the possibility of controlling the characteristics of the propagation of spin waves (SW) in a system of laterally coupled microwave guides was studied. The influence of the air gap between microwave guides in a lateral system on the modes of redistribution of spin wave power to the output sections of the structure has been studied. Based on the data obtained, the concept of a directional spin wave coupler is proposed for information signal processing devices based on magnonic principles.*

***Keywords:** spin waves, magnonics*

В настоящее время развитие идей магноники [1-2], направленных на исследование процессов переноса магнитного момента или спина электрона вместо переноса заряда, открывает новые возможности применения спиновых волн (СВ) для построения элементной базы устройств обработки, передачи и хранения информации. В качестве таких устройств можно создавать нерегулярные структуры, к примеру волноводы с изменяющейся шириной. В качестве магнитного материала, используемого для формирования магнитных волноведущих структур, используются пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), демонстрирующие рекордно низкие величины затухания СВ, в том числе при нанометровых толщинах ЖИГ [3-4]. В данной работе будет рассматриваться система двух волноводов, расположенных параллельно с зазором d с изменяющейся шириной.

Исследуемая структура представляет собой систему латерально связанных волноведущих микроволноводов – два трапецевидных микроволновода с изменяющейся шириной (см. рис. 1). Данные микроволноводы представляют собой пленки ЖИГ толщиной 10 мкм. Структура имеет следующие параметры: длина микроволноводов $L = 7000$ мкм, ширина большей части микроволновода $w_1 = 200$ мкм, ширина меньшей части $w_2 = 50$ мкм, ширина зазора d варьировалась от 20 мкм до 80 мкм.

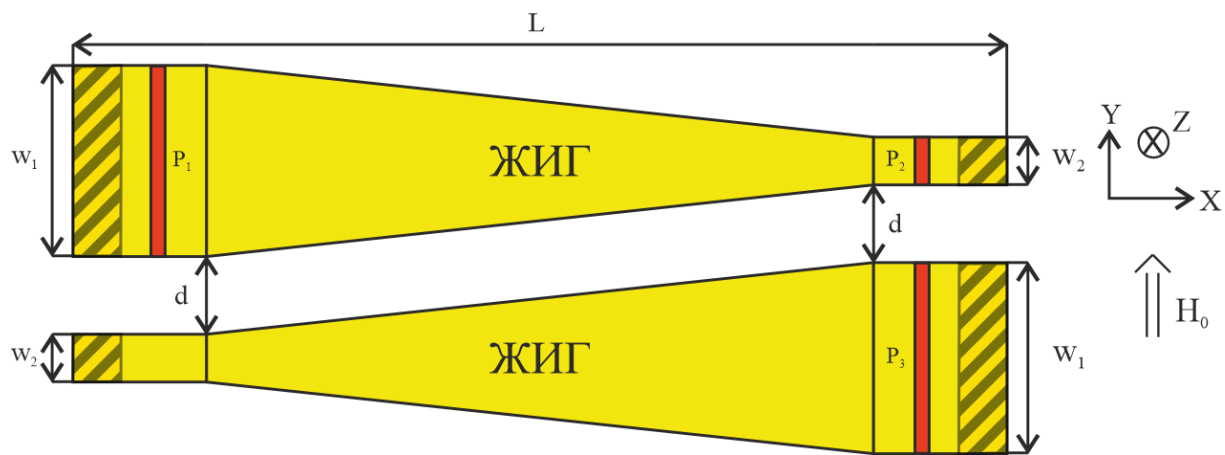


Рисунок 1. Схематическое изображение исследуемой структуры

Для данной структуры было произведено микромагнитное моделирование. В микромагнитном моделировании создавались условия для возбуждения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ), при котором внешнее магнитное поле H_0 прилагалось вдоль оси Y . Величина параметра внешнего магнитного поля H_0 составляла 1200 Э.

Рассматриваемая система волноведущих структур обладает 3 портами. Порт P_1 выступал в роли входного микрополоска, на котором возбуждался СВЧ сигнал. Порты P_2 и P_3 выступали приемниками распространяющихся спиновых волн.

В ходе решения задачи о передаче спин-волнового сигнала для уменьшения отражений СВ от границ расчетной области на границах структуры, изображенные на рис.1 заштрихованной областью были введены поглощающие слои с экспоненциально возрастающим коэффициентом затухания α [5-6]. В качестве источника возбуждения спин-волнового сигнала непосредственно после области затухания располагалась микрополосковая антенна P_1 шириной 30 мкм, а детектирующие области P_2 и P_3 располагались на выходе структуры, как показано на рис.1.

Таким образом, с помощью численного моделирования была исследована система латерально связанных волноведущих волноводов. При увеличении зазора d между микроволноводами эффективность переноса СВ уменьшается. Данная структура может быть использована как направленный ответвитель СВЧ сигнала для создания устройств обработки информационных сигналов на принципах магноники.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (№ 23-79-30027).

Список использованной литературы:

1. Gurevich "Magnetic resonance in ferrites and antiferromagnets" Nauka Publ. 1973. P.220.
2. Chumak A.V. et al. // IEEE Transactions on Magnetics. 2022. V. 58. Is. 6. DOI: 10.1109/TMAG.2022.3149664
3. Cherepanov V., Kolokolov I., L'vov V. // Physics Reports. 1993. V. 229. Is. 3. P. 81.
4. Hauser et al. // Sci Rep. 2016. V. 6. P. 20827.
5. Venkat G., Fangohr H., Prabhakar A. // J. of Magnetism and Magnetic Materials. 2018. 450. P. 34. DOI: 10.1016/j.jmmm.2017.06.057.
6. Dvornik M., Kuchko A.N., Kruglyak V.V. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. P. 07D350. DOI: 10.1063/1.3562519.

Спиновые волны в структурированной пленке YIG/GaAs

Мартышкин А.А.

м.н.с. лаб. «Магнитные метаматериалы» НИИМФ СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Садовников А.В.

к.ф.-м. н., доцент кафедры физики открытых систем СГУ им. Н.Г. Чернышевского

***Аннотация.** В данной статье представлены результаты численного и экспериментального исследования спиновых волн в структуре, состоящей из пленки железо-иттриевого граната (YIG) с нанесенным на поверхность периодическим массивом из полупроводникового арсенида галлия (GaAs). Установлено, что характеристики спиновых волн находятся в зависимости от концентрации свободных зарядов в GaAs. Экспериментальное наблюдение спиновых волн проводилось с использованием метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии. Проведенные численные расчеты помогают объяснить механизм управления частотными провалами в спектре спиновых волн.*

***Ключевые слова:** спиновые волны, магноника, феррит-полупроводник*

Spin waves in structured YIG/GaAs thin film

Martysshkin A.A.,

Research assistant of the laboratory. "Magnetic Metamaterials

Sadovnikov A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Open Systems Physics, SSU

***Annotation.** We investigate spin waves in a structure consisting of a film of iron-yttrium garnet (YIG) with a periodic array of semiconducting gallium arsenide (GaAs) deposited on the surface by numerical and experimental methods. The spin wave characteristics are found to be dependent on the concentration of free charges in GaAs. Experimental observation of spin waves was carried out using Mandelstam-Brillouin spectroscopy. The performed numerical calculations help to explain the mechanism of controlling the frequency gaps in the spin wave spectrum.*

***Keywords:** spin waves, magnonics, ferrite-semiconductor*

Интерес последних лет к полупроводниковым/ферромагнитным структурам обусловлен развитием новых методов создания структурированных ферромагнитных пленок на полупроводниковых подложках [1]. Особый интерес представляют двухслойные гетероструктуры, состоящие из пленки железо-иттриевого граната, выращенные на подложке из арсенида галлия [2]. Оптически инжектированные свободные носители заряда в полупроводниковом слое GaAs позволяют управлять дисперсионными характеристиками спиновых волн, распространяющихся в пленке YIG [3]. Наличие множества способов изменения скорости процессов инжекции и рекомбинации свободных носителей заряда в феррит/полупроводниковых гетероструктурах позволяет создавать реконфигурируемые устройства, основанные на магнонных принципах [4].

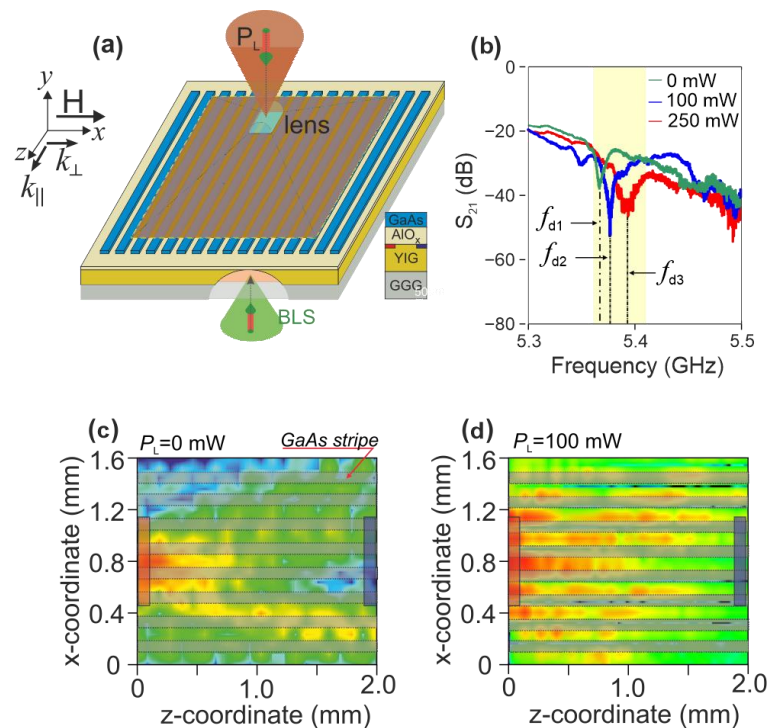


Рисунок 1. (a) Схематическое изображение исследуемой структуры. (b) Амплитудно-частотная характеристика СВ при различной мощности лазерного излучения P_L . Пространственное распределение интенсивности динамической намагниченности спиновых волн при мощности лазерного излучения (c) $P_L = 0$ мВт, (d) $P_L = 100$ мВт

Схематическое изображение исследуемой структуры показано на рис. 1а. Полоски GaAs нанесены параллельно друг другу на слой ЖИГ через буферный слой AlOx. Буферный слой AlOx, используемый в ходе изготовления структуры необходим для совместимости различных кристаллических структур ЖИГ и GaAs [2]. На рис. 1b показаны амплитудно-частотные характеристики СВ распространяющихся в пленке YIG при изменении мощности лазерного излучения направленного на массив полосок GaAs. С помощью системы точного позиционирования были получены карты пространственного распределения динамической намагниченности по методике BLS. Эксперимент проводился в конфигурации квазиобратного рассеяния, при этом интенсивность оптического отраженного сигнала была пропорциональна квадрату динамической намагниченности I_{BLS} в оптически зондируемой области. Далее было получено стационарное пространственное распределение I_{BLS} для различных значений входной мощности лазера (рис. 1c,d).

Экспериментальные и численные расчеты показывают, что, изменяя направление магнитного поля, можно повысить эффективность невязимного распространения СВ в связанной структуре с металлическим слоем над ней. Таким образом, в системе сопряжения с вышележащим металлическим слоем возникает эффект эффективного невязимного распространения СВ. В такой системе можно реализовать простой метод управления невязимным распространением спиновых волн с помощью геометрии и равновесной конфигурации.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ (№23-79-30027).

Список использованной литературы:

1. A. Stognij et al. Synthesis, magnetic properties and spin-wave propagation in thin Y3Fe5O12 films sputtered on GaN-based substrates //Journal of Physics D: Applied Physics. T. 48. №. 48. С. 485002. (2015)
2. L.V. Lutsev et al. Magnetic properties, spin waves and interaction between spin excitations and 2D electrons in interface layer in Y3Fe5O12/AlOx/GaAs-heterostructures //Journal of Physics D: Applied Physics. T. 51. №. 35. С. 355002. (2018)
3. A.V. Sadovnikov et al. Route toward semiconductor magnonics: Light-induced spin-wave nonreciprocity in a YIG/GaAs structure // Physical Review B. T. 99. №. 5. С. 054424. (2019)
4. A. Barman et al. The 2021 magnonics roadmap // Journal of Physics: Condensed Matter. T. 33. №. 41. С. 413001. (2021)

УДК 537.624; 537.632

Невзаимные характеристики спиновых волн в слабо контрастном магнонном кристалле

Герус С.В.

д.ф-м.н., в.н.с., Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
(Фрязинский филиал)

Локк Э.Г.

д.ф-м.н., г.н.с., Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
(Фрязинский филиал)

***Аннотация.** Экспериментально исследованы пространственно-частотные распределения спиновых волн в магнонном кристалле в зависимости от направления их распространения. Благодаря этому были измерены дисперсионные характеристики поверхностных спиновых волн в магнонном кристалле в результате чего, несмотря на слабую энергетическую контрастность кристалла, был обнаружен целый ряд бриллюэновских зон. Экспериментально обнаружено существование двух типов невязимности в ферритовых структурах. Один обусловлен несимметрией дисперсионных зависимостей относительно направления распространения волны. Второй тип возникает из-за разного пространственного распределения волны при её распространении в противоположных направлениях. Магнонный кристалл был использован как инструмент, который дал возможность обнаружить и измерить эти типы невязимности.*

***Ключевые слова:** магнонный кристалл, спиновые волны, невязимность, дисперсионные характеристики*

Non-reciprocal characteristics of spin waves in a weakly contrasting magnon crystal

Gerus S.V.

Dr.Sc., Leading Sc. Worker,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Lock E.H.

Dr.Sc., Chief Researcher, Laboratory Head
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Annotation. The spatial-frequency distributions of spin waves in a magnon crystal depending on the direction of their propagation have been experimentally investigated. Thanks to this, the dispersion characteristics of surface spin waves in a magnon crystal have been measured, and as a result, despite the weak energy contrast of the crystal, a number of Brillouin zones have been detected. The existence of two types of nonreciprocity in ferrite structures has been experimentally discovered. One is due to the asymmetry of dispersion dependences with respect to the direction of wave propagation. The second type occurs due to different spatial distribution of the wave when it propagates in opposite directions. The magnon crystal was used as a tool that made it possible to detect and measure these types of nonreciprocity.

Keywords: magnon crystal, spin waves, nonreciprocity, dispersion characteristics

В ранних работах авторов была описана экспериментальная установка, позволяющая «визуализировать» спиновые волны (СВ), то есть получать информацию о распределении амплитуды и фазы волны на поверхности ферритовой плёнки или структуры [1 – 3]. Дальнейшее усовершенствование экспериментальной установки позволило обнаружить большой набор бриллюэновских зон в слабоконтрастном магнотном кристалле, несмотря на малый периодический потенциал, образующий структуру магнотного кристалла. Кроме того, исследования, касающиеся невязности распространения СВ, показали, что невязность может быть двух типов. Один связан с несимметрией дисперсионных зависимостей относительно направления распространения волны, то есть, когда $f(k) \neq f(-k)$, где $f(k)$ – зависимость частоты волны от её волнового вектора [4], [5], [6]. Второй тип характеризуется разной формой волновой функции Φ при распространении волны в противоположных направлениях, например $\Phi(x, y, z) \neq \Phi(x, -y, -z)$, где x – координата перпендикулярная плоскости (yz) ферритовой плёнки [7]. Эти два типа невязности зависят от конкретной конфигурации эксперимента и не обязательно наблюдаются одновременно один с другим. Было обнаружено, что магнотный кристалл может быть использован как инструмент, показывающий наличие каждого из этих типов невязности и обеспечивающий измерение их параметров. В данной работе приведены результаты этих исследований.

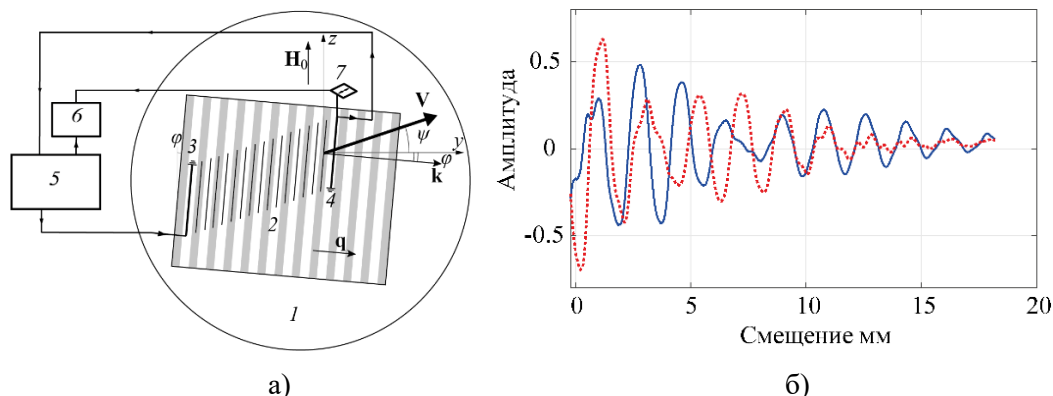


Рис. 1. Схема а) и результат б) экспериментального измерения взаимодействия ПСВ с магнотным кристаллом а): 1 – плёнка ЖИГ, 2 – магнотный кристалл на основе периодической магнитной сигналограммы, 3 – неподвижный преобразователь СВЧ–ПСВ, 4 – перемещающийся зонд-преобразователь ПСВ–СВЧ, 5 – измеритель комплексного СВЧ коэффициента передачи, 6 – компьютер, 7 – система перемещения преобразователя 4; вектор \mathbf{V} групповой скорости ПСВ направлен под углом $\psi = 18.5^\circ$ к нормали поля подмагничивания \mathbf{H}_0 ; векторы обратной решётки \mathbf{q} магнотного кристалла и ПСВ \mathbf{k} направлены под углом $\varphi = -5^\circ$ к нормали поля \mathbf{H}_0 ; б): компоненты амплитуды ПСВ, измеренные при перемещении приёмного зонда 4 – действительная (сплошная линия) и мнимая (пунктирная линия).

Схема экспериментальной установки для исследования распространения ПСВ в магнетонном кристалле изображена на рис. 1. Исследования проводились на образцах в виде эпитаксиальных плёнок ЖИГ, выращенных на подложках ГГГ. Для создания слабого, но заметного эффекта невзаимности с той стороны подложки, где была удалена паразитная плёнка ЖИГ размещалась медная пластина. Сигналограммы, создающие магнетонный кристалл, записывались на высококоэрцитивную ленту ($H_c \approx 1000$ Э). Магнетонный кристалл создавался размещением участков сигналограмм на плёнке ЖИГ. Измерения проводились при перемещении подвижного преобразователя 4 в положительном или отрицательном направлении вектора V . На рис. 1б приведены характерные зависимости действительной и мнимой компонент комплексной амплитуды ПСВ, измеренные при постоянной частоте f возбуждения ПСВ неподвижным преобразователем 3. Отметим, что масштабы амплитуд для волн, бегущих в отрицательном направлении приблизительно на порядок меньше, чем для волн, распространяющихся в положительном направлении. Это является свидетельством наличия невзаимности второго типа, о котором говорилось выше.

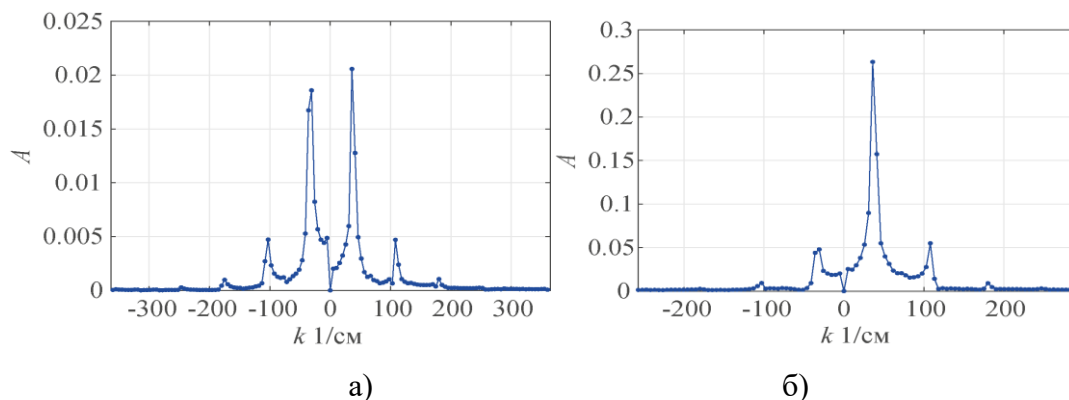


Рис. 2. Результаты Фурье-преобразования измеренного комплексного сигнала для частоты: 3038 МГц; а) – положительное направление; б) – отрицательное направление.

К указанным пространственным зависимостям было применено Фурье-преобразование, результаты которого изображены на рис. 2. Картины Фурье-преобразования представляют собой наборы пиков, которые соответствуют модам плоских ПСВ с разными волновыми числами k , измеренным на данной частоте. Амплитуды этих пиков, а значит и мод ПСВ существенно различаются для волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях. Это свидетельствует о наличии невзаимности второго типа, о котором говорилось выше. За счёт взаимодействия с магнетонным кристаллом и те, и другие возбуждают моды противоположного направления. Однако, моды, бегущие в положительном направлении, плохо возбуждают моды отрицательного направления, в то время как отрицательно направленные моды хорошо возбуждают моды положительного направления. Это также свидетельствует о невзаимном характере мод в магнетонном кристалле.

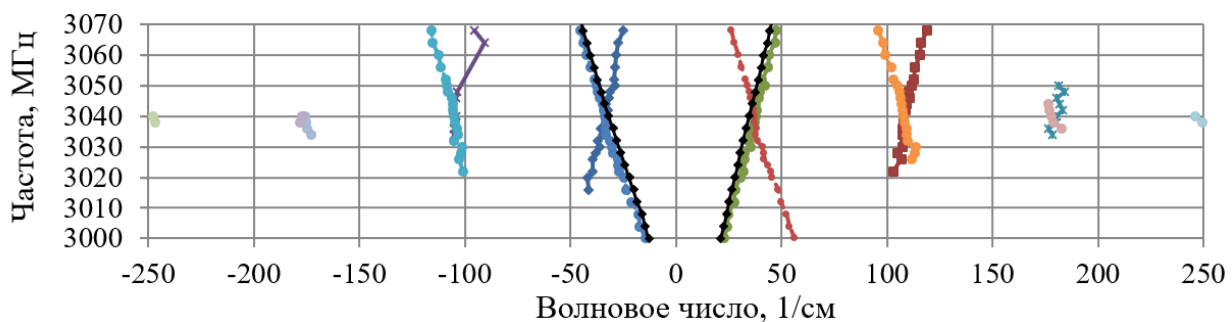


Рис. 3. Экспериментальные дисперсионные характеристики магнетонного кристалла на основе структуры МДФ с магнитной сигналограммой, измеренные в области частот, где наблюдаются зоны Бриллюэна; сплошные цветные линии – волны с прямой дисперсией; штриховые линии – с обратной дисперсией; чёрные сплошные линии – дисперсионные зависимости структуры МДФ без сигналограммы

Каждой частоте, на которой производилось измерение, соответствует группа пиков, каждый со своим значением волнового числа k . Для набора частот получается набор таких групп волновых чисел. Нанесём их на график (см. рис. 3). Получился набор дисперсионных кривых, характеризующих собственные волновые моды магнетонного кристалла в области частот наблюдения зон Бриллюэна, где происходит максимальное взаимодействие возбуждаемых ПСВ с магнетонным кристаллом. Мы видим, что несмотря на слабую контрастность магнетонного кристалла, обусловленную соотношением h/H_0 , где h – амплитуда поля магнитной сигналограммы, H_0 – поле подмагничивания, удалось измерить отрезки дисперсионных кривых вплоть до 4 зоны Бриллюэна. Дисперсионные кривые волн с положительной дисперсией пересекаются с кривыми для волн с обратной дисперсией на границах зон Бриллюэна. Число пиков увеличивается при приближении к частоте 3038 МГц, где происходит пересечение прямых и обратных дисперсионных ветвей – там и происходит резонансное взаимодействие ПСВ с решёткой магнетонного кристалла. На рис. 3 видно, что кривые расположены не симметрично относительно оси ординат. Это связано с невзаимностью первого типа, о которой говорилось выше. Невзаимность в данном случае вызвана специально размещением металлической поверхности со стороны подложки ГГГ в МДФ структуре. При этом волновые числа центральных точек первых зон Бриллюэна не равны значениям $\pm q/2$, а сдвинуты относительно них в сторону положительных значений волнового числа, но так, что общее расстояние между ними, в соответствии с теоремой Блоха, остается равным q [8]. В данном случае свойство невзаимности и приводит к указанному сдвигу.

Таким образом, экспериментально подтверждено существование двух типов невзаимности в ферритовых структурах. Один связан с несимметрией дисперсионных зависимостей относительно направления распространения волны. Второй тип характеризуется разной формой пространственного распределения волны при её распространении в противоположных направлениях. Магнетонный кристалл был использован как инструмент, который дал возможность обнаружить и измерить эти типы невзаимности. Обнаружен большой набор бриллюэновских зон в слабоконтрастном магнетонном кристалле.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Список использованных источников:

1. А.Ю. Анненков, И.В. Васильев, С.В. Герус, С.И. Ковалев // ЖТФ. – 1995. – № 4. – С. 71–82.
2. Анненков А.Ю., Герус С.В. // Радиотехника и электроника. – 2012. – № 5. – С. 572–577.
3. Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г. // Сборник трудов XXIII Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ 2018). – Москва, 2018. – С. 312–314.
4. Анненков А.Ю., Герус С.В. // Известия РАН. Серия физическая. – 2017. – № 8. – С. 1091–1094.
5. Локк Э.Г., Герус С.В., Анненков А.Ю. // Радиотехника и электроника. – 2018. – №10. – С. 1089–1098.
6. Герус С.В., Локк Э.Г., Анненков А.Ю. // Известия РАН. Серия физическая. – 2020. – № 2. – С. 178–180.
7. Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г. // Электроника и микроэлектроника СВЧ. – 2019. – № 1. – С. 347–351.
8. Бриллюэн Л., Пароди М. Распространение волн в периодических структурах. – М.: ИЛ, 1959. – 457 с.

Исследование распространения спиновых волн в микроволноводе на основе пленки ЖИГ с наночастицами магнетита

Гаранин Ф.Е.

Студент, лаборант-исследователь в лаб. «Магнитные метаматериалы» НИИМФ СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Хутиева А.Б.

Аспирант, м.н.с. лаб. «Магнитные метаматериалы» НИИМФ СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Ломова М.В.

К.ф.-м. н., доцент кафедры материаловедения, технологии и управления качеством СГУ им. Н.Г. Чернышевского

Садовников А.В.

К.ф.-м. н., доцент кафедры физики открытых систем СГУ им. Н.Г. Чернышевского

***Аннотация.** В настоящей работе предложена конфигурация магنونного микроволновода с массивом магнитных элементов, расположенных на поверхности микроволновода. Методом микромагнитного моделирования на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта исследовалась возможность управления характеристиками распространения спиновых волн (СВ) в структуре с наночастицами магнетита на основе пленки железо–иттриевого граната (ЖИГ) на подложке из галлий гадолиниевого граната (ГГГ) путем изменения направления внешнего магнитного поля. На основе полученных данных предложенная конфигурация магنونной структуры позволяет реализовать методы управления спин-волновыми сигналами, что может найти применение в устройствах магنونной логики и сенсорики.*

***Ключевые слова:** спиновые волны, магنونика, наночастицы магнетита*

Study of spin wave propagation in a microwave guide based on a YIG film with magnetite nanoparticles

Garanin F.E.,

Student, research assistant in the laboratory "Magnetic Metamaterials" SSU

Khutueva A.B.,

Graduate student, research assistant in the laboratory "Magnetic Metamaterials" SSU

Lomova M.V.,

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Materials Science, Technology and Quality Management, SSU

Sadovnikov A.V.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor, Department of Open Systems Physics, SSU

Annotation. *In this work, we propose a configuration of a magnon microwave guide with an array of magnetic elements located on the surface of the microwave guide. Using the method of micromagnetic modeling based on the numerical solution of the Landau–Lifshitz–Gilbert equation, we investigated the possibility of controlling the characteristics of spin wave (SW) propagation in a structure with magnetite nanoparticles based on a yttrium iron garnet (YIG) film on a gallium gadolinium garnet (GGG) substrate by changing the direction external magnetic field. Based on the data obtained, the proposed configuration of the magnon structure makes it possible to implement methods for controlling spin-wave signals, which can find application in magnon logic and sensor devices.*

Keywords: *spin waves, magnonics, magnetite nanoparticles*

В последнее время активно развивается новое направление спинтроники с использованием ферритов-гранатов — магноники [1], в рамках которой транспортные свойства спин-поляризованных электронов не используются, а перенос информации происходит путем передачи сигнала с помощью спиновых волн (СВ) [2]. При таком подходе удастся реализовать целый ряд функциональных блоков обработки сигнала на принципах магноники [3-5].

Также в настоящее время большое внимание уделяется возможности использования магнитных носителей в биомедицине. Магнитные наночастицы активно используются в биомедицине благодаря их уникальным свойствам, таким как высокая сорбционная емкость, возможность дистантного управления. Помимо диагностических целей, наночастицы магнетита хорошо контрастируют при МРТ, они также используются для адресной доставки лекарственных препаратов.

В качестве магнитного материала, используемого для формирования магнитных волноведущих структур, используются пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), демонстрирующие рекордно низкие величины затухания СВ, в том числе при нанометровых толщинах ЖИГ [6-7]. В данной работе будет рассматриваться пленка ЖИГ с нанесенными на нее наночастицами магнетита.

Исследуемый микроволновод представляет собой двухслойную структуру, где на первом слое лежит пленка ЖИГ длиной $L_2 = 4$ мм, шириной $L_1 = 300$ мкм и толщиной $b_1 = 10$ мкм на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) толщиной $b_2 = 10$ мкм, а на втором слое в области $a = 1$ мм с периодичностью $d = 10$ мкм располагаются наночастицы магнетита толщиной $b_3 = 10$ мкм (см. рис. 1 (а, б)). Также важно отметить, что наночастицы магнетита имеют форму половины цилиндра с параметрами $w_1 = 10$ мкм и $w_2 = 5$ мкм, где w_2 — это пустота.

Для данной структуры было произведено микромагнитное моделирование. В микромагнитном моделировании создавались условия для возбуждения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ), при котором внешнее магнитное поле H_0 прилагалось вдоль оси Y в положительном и отрицательном направлениях для наблюдения изменений распространения СВ в структуре. Величина параметра внешнего магнитного поля H_0 составляла 1200 Э.

Рассматриваемая система волноведущих структур обладает двумя портами. Порт P_{in} выступал в роли входной антенны, на которой возбуждался СВЧ сигнал и имел ширину 30 мкм. Порт P_{out} выступал приемником распространяющихся спиновых волн и также имел ширину 30 мкм.

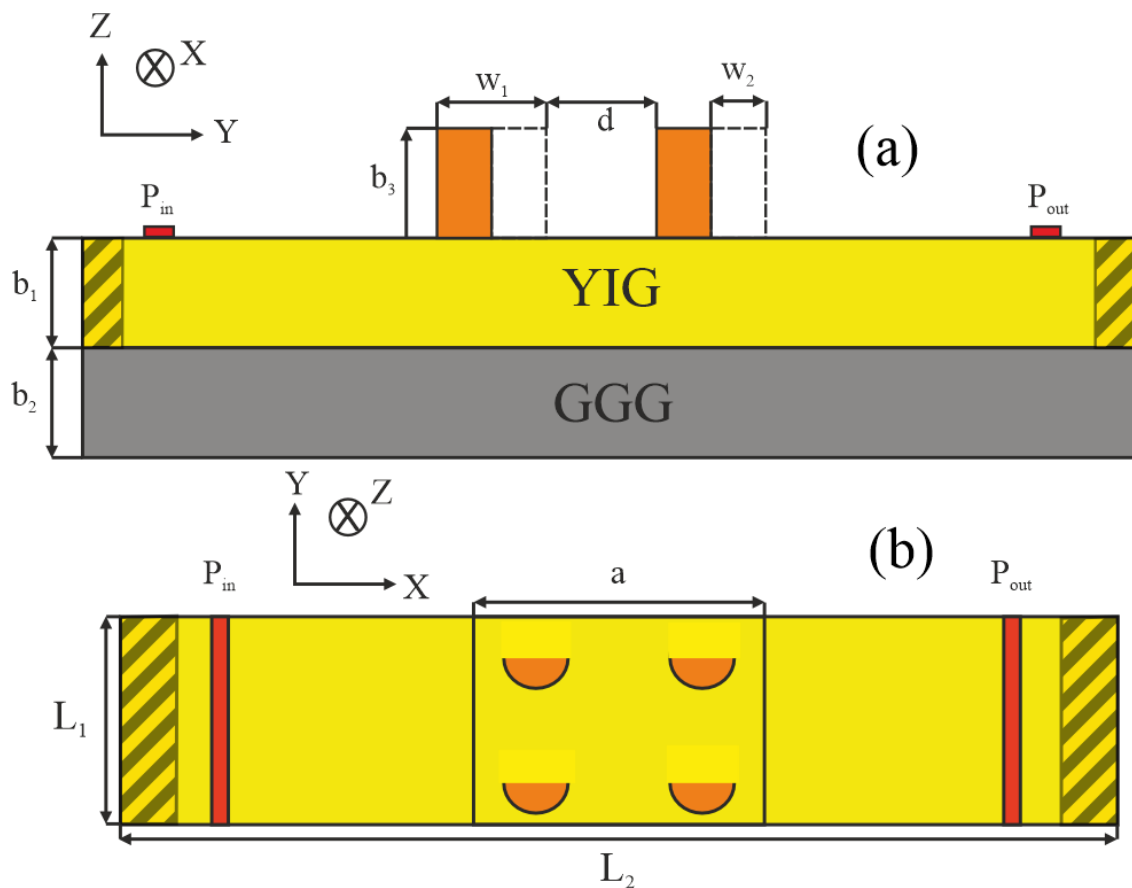


Рисунок 1. Схематическое изображение пленки ЖИГ с наночастицами магнетита в срезе $z - y$ (a), в срезе $y - x$ (b).

В ходе решения задачи о передаче спин-волнового сигнала для уменьшения отражений СВ от границ расчетной области на границах структуры, изображенные на рис. 1 (a, b) заштрихованной областью были введены поглощающие слои с экспоненциально возрастающим коэффициентом затухания α [8-9].

Таким образом, с помощью численного моделирования была исследована структура с наночастицами магнетита. Данная структура может быть использована как управляемый ориентацией магнитного поля фильтр СВЧ сигнала.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (№ 23–13–00373).

Список использованной литературы:

1. Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. No 26. P. 264001.
2. Sander D. et. al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. No 36. P. 363001.
3. Губанов В.А. и др. // ЖТФ 2019. Т. 89. В. 11. С. 1726.
4. Sadvnikov A.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 112. P. 142402.
5. Gubanov V.A. et al. // Phys. Rev. B 2023. V. 107. P. 024427.
6. Cherepanov V., Kolokolov I., L'vov V. // Physics Reports. 1993. V. 229. Is. 3. P. 81.
7. Hauser et al. // Sci Rep. 2016. V. 6. P. 20827.
8. Venkat G., Fangohr H., Prabhakar A. // J. of Magnetism and Magnetic Materials. 2018. V. 450. P. 34. DOI: 10.1016/j.jmmm.2017.06.057.
9. Dvornik M., Kuchko A.N., Kruglyak V.V. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. P. 07D350. DOI: 10.1063/1.3562519.

Спиновая накачка ПМСВ, бегущими в направлениях «легкая» и «трудная» оси намагничивания, в микроструктурах ЖИГ/Pt**Селезнев М.Е.**

к.ф.-м.н, м.н.с. СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Никулин Ю.В.

к.ф.-м.н, с.н.с. СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Сахаров В.К.

к.ф.-м.н, с.н.с. СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Амаханов Г.М.

инженер СФИРЭ РАН им. В.А. Котельникова РАН

***Аннотация.** С помощью обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) исследована спиновая накачка бегущими поверхностными магнитостатическими волнами в двух структурах ЖИГ/Pt, отвечающие случаям распространения ПМСВ вдоль направлений [100] (трудная ось намагничивания) и [110] (легкая ось намагничивания). Показано, что поле кубической анизотропии не меняет характер частотных зависимостей ЭДС $U_{OCЭХ}(f)$, но для направления [110] приводит к увеличению сигнала $U_{OCЭХ}(f)$ и смещению вверх по частоте на 410 МГц относительно случая намагничивания вдоль «трудной» оси.*

***Ключевые слова:** кубическая анизотропия, поверхностные магнитостатические волны, спиновый ток, обратный спиновой эффект Холла*

Spin pumping by magnetostatic surface spin waves running in the «easy» and «hard» directions of the magnetization axis in the microstructures of the YIG/Pt**Seleznev M.E.**

PhD, junior researcher of Kotel'nikov IRE RAS, Saratov Branch

Nikulin U.V.

PhD, senior researcher of Kotel'nikov IRE RAS, Saratov Branch

Sakharov V.K.

PhD, senior researcher of Kotel'nikov IRE RAS, Saratov Branch

Amakhanov G.M.

Engineer of Kotel'nikov IRE RAS, Saratov Branch

***Annotation.** The spin pumping by traveling surface magnetostatic waves in two YIG/Pt structures corresponding to the cases of magnetostatic surface spin waves propagation along the directions [100] (hard axis of magnetization) and [110] (easy axis of magnetization) has been studied using the inverse spin Hall effect (ISHE). It is shown that the cubic anisotropy field does not change the character of the frequency dependences of the EMF $U_{ISHE}(f)$, but for the [110] direction it leads to an increase in the signal $U_{ISHE}(f)$ and an upward shift in frequency by 410 MHz relative to the case of magnetization along the «hard» axis.*

***Keywords:** cubic anisotropy, magnetostatic surface spin waves, spin current, inverse spin Hall effect*

Спиновая накачка бегущими спиновыми волнами в структурах на основе пленок железиттриевого граната (ЖИГ) и платины (Pt) представляет интерес для разработки энергоэффективной элементной базы на принципах магнетронной спинтроники [1]. До сих пор эффекты спиновой накачки исследовались в структурах ЖИГ/Pt на основе эпитаксиальных пленок ЖИГ с кристаллографической ориентацией (111). Целью данной работы является

исследование спиновой накачки бегущими поверхностными магнитостатическими волнами (ПМСВ) в структуре на основе пленки ЖИГ с кристаллографической ориентацией (100).

Отметим, что влияние кристаллографической анизотропии на спектр дипольных ПМСВ в пленках ЖИГ различных кристаллографических ориентаций хорошо исследовано [2]. Для ЖИГ, который является кубическим кристаллом, трудными направлениями являются кристаллографические направления (100). В пленках ЖИГ с кристаллографической ориентацией (100) в плоскости пленки помимо «трудных осей [100] лежат «полулегкие» оси [110]. Было показано, что диапазон частот ПМСВ в пленках, намагниченных в трудном [100] направлении, сдвигается «вниз» по частоте относительно случая изотропной пленки. Наоборот, в пленках, намагниченных в направлении [110], спектр сдвигается «вверх» по частоте. При этом для цели нашей работы нас будет интересовать влияние кубической анизотропии на характер спектра ПМСВ и связанного с этим изменения плотности состояний (ПС) в спектре, которую можно охарактеризовать зависящей от частоты ПМСВ f функцией $\rho_s(f)$. Действительно частоты, на которых ПС испытывает сингулярности ван Хофа [3], отвечают условиям эффективного рассеяния электронов на магнонах [4,5]. В данной работе мы сопоставили эффективность спиновой накачки в структурах ЖИГ(100)/Pt намагниченных в кристаллографических направлениях [100] и [110].

Отметим, что ПС в спектре ПМСВ, бегущей в изотропной пленке, рассматривалась в работе [6]. Было показано, что выражение для ПС $\rho_s(f)$ может быть записано в виде

$$\rho_s(f) = \frac{f_H}{\sqrt{f^2 - f_0^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2(f^2 - f_H^2) - f_H f_m - 2f\sqrt{f^2 - f_0^2}}} \quad (1)$$

где $f_0 = \sqrt{f_H^2 + f_H f_m}$, $f_H = \gamma H$, $f_m = \gamma 4\pi M$, γ и $4\pi M$, соответственно, гиромагнитное отношение и намагниченность ЖИГ. Из (1) можно видеть, что в случае ПМСВ сингулярность в ПС достигается на частотах f_0 и f_s , где $f \rightarrow f_s = f_0 + 4\pi M_0 \gamma / 2$ соответствует коротковолновой ($k \rightarrow \infty$) границе спектра ПМСВ, а сингулярность при $f \rightarrow f_0$ отвечает ПМСВ с волновым вектором k , составляющим с полем H угол $\theta \rightarrow \theta_c$, где $\theta_c = \arcsin\left(\frac{H}{H + 4\pi M}\right)^{1/2}$ - угол отсечки ПМСВ и $\theta \geq \theta_c$ [6]. При $k \neq 0$ и $\theta \rightarrow \theta_c$ распределение магнитостатического потенциала Ψ по толщине пленки $\Psi = Ae^{-k_z z} + Be^{k_z z}$, $k_z = k \sqrt{\sin^2 \theta + \cos^2 \theta \frac{f_H^2 - f^2}{f_0^2 - f^2}}$ и при $f \rightarrow f_0$ имеет поверхностный характер.

При учете кубической анизотропии получить выражения для ПС в пленках ЖИГ, намагниченных в трудном и легком направлениях, затруднительно. Поэтому рассмотрим результаты численного микромагнитного моделирования спектра дипольно-обменных ПМСВ в пленке ЖИГ кристаллографической ориентации (100) при намагничивании в «легком» направлении [110] (рис.1 (а,б)) и «трудном» направлении [100] (рис.1 (б,в)). Можно видеть, что в случае «легкого» намагничивания в спектре могут формироваться дисперсионные кривые с пологой дисперсией, которые выделены звездочками на рис. 1(б). При этом в спектре ПМСВ при распространении в направлении [100] такие участки дисперсии отсутствуют.

Важно подчеркнуть, что пологие участки дисперсии отвечают волнам с малой групповой скоростью $v_g(f^*) \rightarrow 0$ и где в ПС могут возникать сингулярности ван Хофа ($\rho(f^*) \rightarrow \infty$) [3]. Поэтому, можно ожидать, что эффективность спиновой накачки бегущими ПМСВ в структурах ЖИГ(100)/Pt в случае когда ПМСВ распространяются вдоль «легкой» оси будет выше, чем при намагничивании в «трудном» направлении.

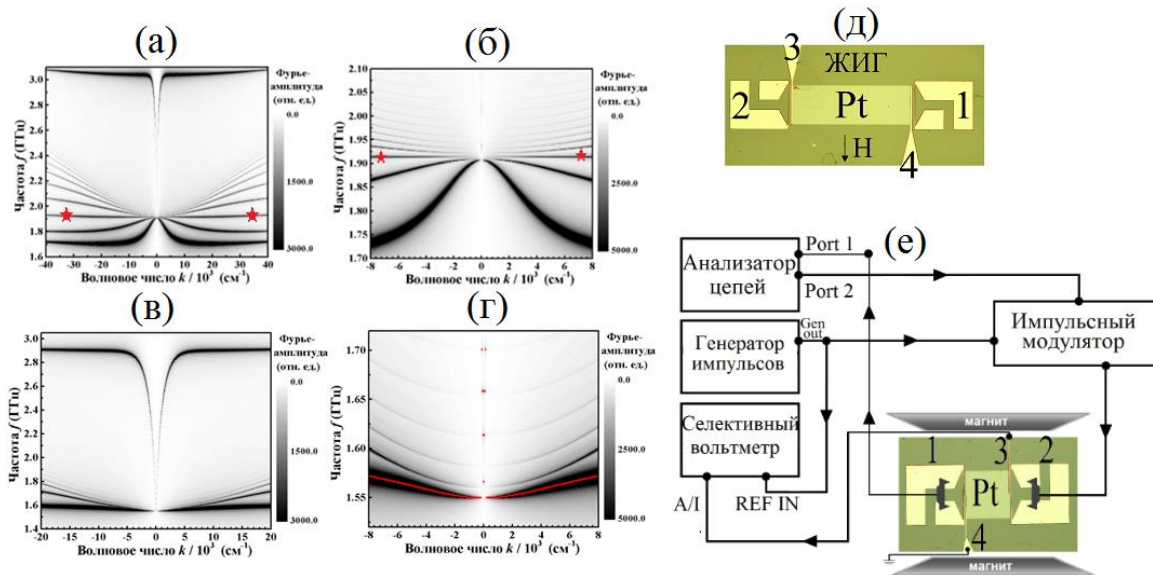


Рис. 1. Плотность состояний в структурах с легкой (а,б) и трудной (в,г) осями намагниченности; оптическое изображение структур ЖИГ/Pt (д) и схема измерений (е).

Для проведения экспериментов использовалась пленка ЖИГ(100) толщиной 16.1 мкм, намагниченностью насыщения $4\pi M_0=1750$ Гс и $\Delta H=0.5$ Э, из которой вырезались два образца так что в одном случае стороны пленки совпадали с направлением [100], а в другом [110]. При этом в образцах ПМСВ могли распространяться вдоль «трудной» [100] или «легкой» [110] осей намагничивания. С использованием методов магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травления на поверхности пленок ЖИГ изготавливались медные микроантенны (МА) 1 и 2 для возбуждения и приема поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ), контакты 3 и 4 для измерения электродвижущей силы (ЭДС) в Pt элементе длиной 620 мкм и шириной 200 мкм (рис. 1(д)). Образцы помещались между полюсами электромагнита таким образом, что внешнее постоянное поле H было направлено касательно к поверхности ЖИГ, параллельно МА, что отвечало геометрии возбуждения ПМСВ (рис. 1 е). Электрический контакт с МА обеспечивался с помощью СВЧ микрозондов. Амплитудно- и фазочастотные характеристики (АЧХ и ФЧХ) коэффициентов передачи и отражения S измерялись с помощью векторного анализатора цепей, ЭДС регистрировалась с помощью селективного вольтметра в режиме импульсной модуляции с частотой 11.33 КГц, что было необходимо для снижения возможного влияния нагрева микроструктур (рис.1 е).

На рис. 2 (а-б) приведены частотные зависимости коэффициента передачи S_{12} и волнового числа k ПМСВ для структур типа «легкая» (а) и «трудная» (б), измеренные при $P_{in}=-20$ дБм и $H=939$ Э. Из рисунков можно видеть, что положение границ спектра ПМСВ, обозначенные вертикальными пунктирными линиями f_0 и f_s , для случая намагничивания вдоль «легкой» оси оказывается сдвинуты «вверх» по частоте на ≈ 410 МГц относительно случая «трудной» оси намагничивания.

На рис. 2 (в-г) представлены частотные зависимости ЭДС, генерируемые в структурах за счет обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) $U_{осэх}$, измеренные при возбуждении ПМСВ в структурах с «легкой» и «трудной» осями намагничивания при $P_{in}=10$ дБм и $H=939$ Э для 4х случаев в зависимости от направлений распространения ПМСВ и внешнего магнитного поля, где направление H^+ показано на рис.1 д, направление H^- противоположное. Кривые $1H^+$ и $2H^-$ отвечают возбуждению ПМСВ МА 1 (см. рис.1 д), кривые $3H^-$ и $4H^+$ отвечают возбуждению ПМСВ МА 2 (см. рис.1 д). Можно видеть, что для рассматриваемых структур знак $U_{осэх}$ зависит только от направления поля подмагничивания и не меняется с изменением направления распространения волны, что отвечает механизму ОСЭХ. В то же время, разница в поле анизотропии между направлениями осей намагничивания не влияет на характер зависимостей $U_{осэх}$, где можно видеть два максимума на частотах f_0 и f_s в соответствии с (1).

Кривые, отмеченные как $1 H^+$ и $3 H^-$, характеризовались двумя пиками вблизи границ f_0 и f_s , что отвечает характеру плотности состояний в спектре ПМСВ [6], см. также выражение для ПС в спектре ПМСВ (1). Из-за эффекта невзаимности ПМСВ, значения пиков кривых, отмеченных как $4 H^+$ и $2 H^-$ уменьшались. При этом значения $U_{осэx}$ в случае структуры намагниченной в легком направлении оказывается больше почти в два раза, что можно связать с наличием в спектре анизотропных дипольно-обменных ПСВ участков дисперсии с высокой ПС – см. дисперсионные кривые на рис.1 и 1б выделенные звездочками.

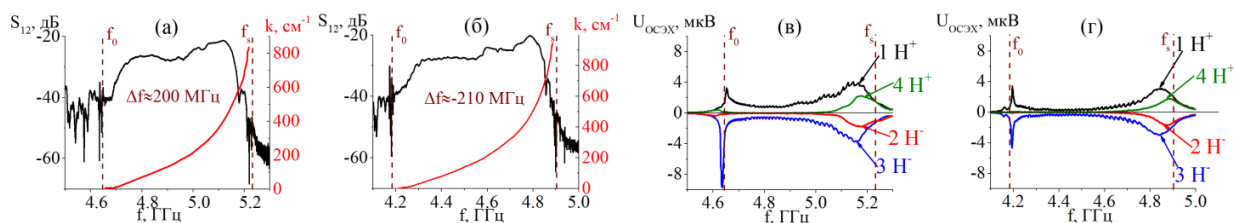


Рис. 2. Частотные зависимости коэффициента передачи S_{12} и волнового числа k ПМСВ, измеренные при $P_{in} = -20$ дБм и $H = 939$ Э в структурах, отвечающих случаям «легкая» (а) и «трудная» (б) оси намагничивания (а,б); частотные зависимости ЭДС U , измеренные при $P_{in} = 10$ дБм и $H = 939$ Э, в структурах, отвечающие случаям «легкая» (в) и «трудная» (г) осей намагничивания для 4х случаев распространения ПМСВ; пунктирными линиями отмечены нижняя (f_0) и верхняя (f_s) частотные границы спектра ПМСВ.

Таким образом можно сделать вывод, что поле кубической анизотропии приводит к смещению положений частот спектра ПМСВ и, соответственно, зависимостей $U_{осэx}(f)$. Характер зависимостей $U_{осэx}(f)$ существенно не меняется при намагничивании структуры в «трудном» (кристаллографическое направление типа $[100]$) или «легком» (кристаллографическое направление типа $[110]$) направлениях. При этом максимальные значения ЭДС для структуры, намагниченной в «легком» направлении, оказываются на частоте длинноволновой в два раза больше, чем для «трудного» направления, что можно связать с наличием в спектре дисперсионных кривых с малой групповой скоростью (на рис. 1 (а,б) такая дисперсионная кривая выделена звездочками) с высокой плотностью состояний.

Работа выполнена при поддержке РФФ, проект 22-19-00500.

Список использованной литературы:

1. Guzowski, B. Sputtered $Y_3Fe_5O_{12}$ Films for Spintronics Application // Acta Physica Polonica. — 2019. — Vol. 20. — № 2. — P. 5-8.
2. Берегов А.С., Кудинов Е.В. Магнитостатические волны в произвольно ориентированной пленке кубического ферромагнетика с наведенной анизотропией. Ч.П. Дисперсионные характеристики магнитостатических волн // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. — 1987. — № 6(400). — С. 8-12.
3. Van Hove, L. The occurrence of singularities in the elastic frequency distribution of a crystal // Physical Review. — 1953. — Vol. 89. — № 6. — P. 1189-1193.
4. Селезнев М.Е. Детектирование спиновых волн в магнитных микроструктурах YIG/Pt и YIG/n-InSb // автореферат дис. к.ф.-м.н. — 2022.
5. Никулин Ю.В., Высоцкий С.Л., Селезнев М.Е. и др. Частотная зависимость смешанной спиновой проводимости структур YIG/Pt при спиновой накачке ПМСВ // ФТТ. — 2023. — Т.65, № 6. — С.967-972.
6. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // Journal of Physics and Chemistry of Solids. — 1961. — Vol. 19. — № 3-4. — P. 308-320.