

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Радиационные методы облагораживания топазов

*Кудрявцева А.А.**Студент**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия**E-mail: anya_kdr@mail.ru*

Некоторые цветные драгоценные и полудрагоценные камни получили свою окраску благодаря естественному радиационному фону. В настоящее время распространена искусственная радиоактивная обработка драгоценных камней. Существует три способа такой обработки: облучение гамма-лучами, нейтронами и электронами. Иногда радиоактивное облучение применяется в сочетании с тепловой обработкой. В результате существует возможность изменения и получения устойчивого цвета камня [1, 2].

Топаз — полудрагоценный камень, минерал из группы островных силикатов алюминия ($Al_2[SiO_4](F, OH)_2$). Природные топазы в основном бесцветные. Для изменения окраски топазов производят различные методы облагораживания. Диффузионная обработка, в процессе которой в поверхностный слой бесцветного или почти бесцветного кристалла вводятся химические вещества, которые присутствуют в цветном топазе, после чего камень нагревается в течение продолжительного периода времени. В результате цвет изменяется, но только снаружи, внутри камень остается бесцветным. Такой метод облагораживания редко дает хорошие результаты и практически не используется. Не всегда дает положительный результат и метод окрашивания топазов различными красителями. Облучение топазов при помощи ионизирующего излучения является одним из основных способов изменения их окраски. Данный метод хорошо сочетается с последующей тепловой обработкой [2, 3].

Изменение цвета топазов и других кристаллов методом радиационной обработки связано с наличием комплексов точечных дефектов кристаллической структуры, так называемых центров окраски, которые обладают собственной частотой поглощения света и соответственно изменяют окраску кристалла [4].

Облучение бесцветных топазов в гамма-камерах (источник - ^{60}Co) меняет цвет кристаллов на коричневый. После последующего нагревания облученных камней до $220\text{ }^{\circ}C$ коричневый цвет исчезает, топазы становятся либо прозрачными, либо светло-голубыми. Облучение топазов нейтронами в ядерных реакторах дает насыщенный голубой цвет без последующей тепловой обработки, но делает при этом камни радиоактивными в течение длительного периода времени [2, 3].

Воздействие пучка электронов с энергиями от 10 МэВ до 20 МэВ на топазы позволяет получить кристаллы разных оттенков: от коричневого до зелено - голубых цветов. При последующем нагревании топазов до высоких температур больше $450\text{ }^{\circ}C$ цвет становится

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

насыщенным голубым и устойчивым. Общая доза облучения должна быть больше $5 \times 10^7 - 1 \times 10^8$ Гр. Ускорители электронов для облучения топазов должны иметь мощность от 10 КвТ до 60 КвТ. Чем больше мощность, тем меньше времени нужно подвергать облучению камни [3, 5].

Топазы приобретают коричневый оттенок уже при низких дозах ионизирующего излучения от 5 Мрад до 10 Мрад. При средних - от 100 Мрад до 500 Мрад топазы становятся зелено-голубыми, а при дальнейшем увеличении до высоких доз от 5 000 Мрад до 20 000 Мрад камни становятся ярко голубыми. После облучения необходимо выдержать определенное время, в течение которого уровень радиоактивности топазов снизится до допустимой нормы, Длительность процесса «остывания» топазов зависит от первоначальной энергии электронов: может длиться от нескольких часов до нескольких недель [2].

Наилучшим методом облагораживания топазов посредством воздействия ионизирующего излучения в настоящее время является облучение камней пучком высокоэнергетичных электронов (от 10 до 20 МэВ). Этот метод наиболее безопасный, быстрый и дающий стабильный насыщенный цвет. После такой обработки цена камней увеличивается многократно. По своим свойствам облученные цветные топазы мало в чем уступают природным, в некоторых случаях они вообще трудно различимы. Основной целью моей дальнейшей работы является исследование структуры топазов в зависимости от различных параметров пучка высокоэнергетичных электронов при облучении, которое влияет на изменение цвета топазов, для получения наилучших результатов при радиационной обработке полудрагоценных камней.

Литература

1. Ashbaugh, С.Е. Gemstone irradiation and radioactivity // Gems & Gemology. 1988, Vol. 24. № 4. p. 196-213.
2. Nassau, К. Gemstone Enhancement (2nd Edition). Butterworth-Heinemann Ltd, Oxford. 1994.
3. Nelson, К. Health Risk Assessment of Irradiated Topaz. Brookhaven National Laboratory. 1993.
4. Ильин А.П., Гордина Н.Е. Химия твердого тела: Учебное пособие/ ГОУ ВПО Иван. гос. хим.-технол. ун-т. Иваново, 2006.с 114-119.
5. Schmetzer, К. Irradiation-induced Blue Color in Topaz // Naturwissenschaften.1987, Vol. 74. p. 136-137.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Исследование процессов с 4b-струями в эксперименте ATLAS

Сауханбек Е.Н.

Студент

*Евразийский национальный университет имени Л.Н.Гумилева,**физико-технический факультет, Астана, Казахстан**Международный университет природы, общества и человека “Дубна”,**факультет естественных и инженерных наук, Дубна, Россия**E-mail: kescoenergy@mail.ru*

Основная цель эксперимента ATLAS – обнаружить хиггсовский бозон и изучить его свойства. Участники коллаборации ATLAS будут работать в поисках открытия, которое смогло бы объяснить образование масс кварков и лептонов. Если предполагаемый вариант решения загадки масс с помощью механизма Хиггса неверен, то эксперимент ATLAS все же поможет найти путь к верному решению. Загадка существования идентичных семейств основных кирпичиков материи, которая не объясняется Стандартной моделью, послужила дополнительной причиной для сооружения этого детектора [1].

В настоящей работе рассмотрены следующие процессы:

$$pp \rightarrow X + 4b - jets + 4 - jets$$

$$pp \rightarrow X + 4b - jets + 2l + 2 - jets$$

В ходе работы была исследована зависимость сечения этих процессов от массы Хиггса, единственного свободного параметра Стандартной модели в данной задаче. Исследование было проведено с помощью Монте-Карло генератора Pythia и программным пакетом Root [2,3]. Получены и оценены их сечения, выделены характерные свойства для этих процессов.

Литература

1. The ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3(2008) S08003.
2. <http://home.thep.lu.se/~torbjorn>
3. <http://root.cern.ch>

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Реконструкция распада $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ в эксперименте ATLAS на Большом Адронном Коллайдере*Турчихин Семён Михайлович**студент**Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
Москва, Россия**E-mail: Semen.Turchikhin@cern.ch*

Заряженные мезоны B^\pm , появляющиеся в событиях с рождением пар b -кварков на Большом Адронном Коллайдере (БАК), могут быть восстановлены путём реконструкции эксклюзивного распада $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$, коэффициент ветвления которого 0,1 %. Мезон J/ψ восстанавливается в мюонной моде распада $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (коэффициент ветвления 6 %).

Изучение данной моды распада представляет интерес по следующим причинам. Канал $B^\pm \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-) K^\pm$ используется в качестве опорного для ряда высокоточных измерений в B -физике, таких как измерение коэффициента ветвления для редкого распада $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Также этот распад может быть использован для калибровки алгоритмов идентификации аромата b -кварков, применяемых в исследованиях CP-нарушения. Кроме того, в связи с достаточно высоким сечением и относительной простотой реконструкции, он может наблюдаться на раннем этапе работы БАК и позволит достичь более полного понимания функционирования детекторов [1].

Исследование проводилось на экспериментальных данных, полученных детектором ATLAS [2] на БАК в 2010 году. Он имеет в своём составе многокомпонентный внутренний детектор, позволяющий эффективно восстанавливать треки заряженных частиц, а также мюонные детекторы, с помощью которых можно идентифицировать и проводить точные измерения мюонов в событиях протонных соударений.

Реконструкция распада проводилась следующим образом. Первоначальный отбор событий осуществлялся триггерами, выделяющими те из них, где имелись мюоны, удовлетворяющие определённым кинематическим ограничениям (конкретный их набор менялся с ростом светимости БАК). Затем в событиях выделялись пары мюонов, подгонялись к общей вторичной вершине, в результате чего формировался кандидат J/ψ . После этого проводилась процедура пересчёта координат первичной вершины (т. е. точки протонного соударения) без учёта этих мюонов, т. к. они предположительно родились во вторичной. Рассматривались треки заряженных частиц в событии и подгонялись к той же вторичной вершине, формируя кандидаты B^\pm . После этого также производился перерасчёт координат первичной вершины без учёта этого трека. На каждом этапе накладывались определённые критерии на кинематику частиц и качество подгонки. Для полученных таким образом кандидатов B^\pm строилось распределение инвариантной массы, которое аппроксимировалось

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

суммой двух функций: гауссова распределения (для сигнала — собственно пика B^\pm) и линейной (для фона, имеющего различную природу).

В рамках общей работы группы В-физики коллаборации ATLAS по реконструкции рассматриваемого распада автором решался ряд более узких задач. Одной из них было изучение величины α — угла между направлением от первичной к вторичной вершине кандидата B^\pm и его импульсом. При идеальной реконструкции для истинного B^\pm это значение должно быть близко к 0. Из общих соображений можно было предположить, что введение ограничения на максимальное значение величины α позволило бы избавиться от определённых источников фона. Однако было показано, что введение такого отбора в конечном счёте может только уменьшить эффективность реконструкции.

Другой важной проблемой, возникающей в ходе реконструкции является наличие более чем одной восстановленной первичной вершины в одном событии. Как правило, это говорит о наличии в нём более чем одного протонного соударения. В контексте распада $B^\pm \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K^\pm$ особенно важно учитывать это в случае, когда 3 частицы, по которым восстанавливается кандидат B^\pm , ассоциированы с разными первичными вершинами, т. к. координаты первичной вершины используются при отборе кандидатов. Этот вопрос был также подробно изучен.

По результатам реконструкции распада группой В-физики коллаборации ATLAS был опубликован внутренний отчёт [3]. На статистике $3,4 \text{ пб}^{-1}$ после применения всех отборов наблюдалось 283 ± 22 сигнальных события при фоне 131 ± 13 событий (в диапазоне инвариантной массы $\pm 3\sigma$). Полученное значение массы B^\pm $5283,2 \pm 2,5 \text{ МэВ}$ в пределах статистических ошибок согласуется с мировым средним $5279,17 \pm 0,29 \text{ МэВ}$.

Литература

1. ATLAS Collaboration, Expected Performance of the ATLAS Experiment. Detector, Trigger and Physics. CERN-OPEN-2008-020, Geneva, 2008
2. ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 (2008) S08003
3. ATLAS Collaboration, Observation of the B^\pm meson in the decay $B^\pm \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) K^\pm$ in ATLAS, ATLAS Note ATLAS-CONF-2010-098 (2010)

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Предложение по исследованию проникающей компоненты космических лучей сверхвысоких энергий в международном эксперименте “Памир-Чакалтая”*Матвеев С.Ю.**Ассистент**Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”,**Научно-образовательный центр НЕВОД, Москва, Россия**E-mail: SYMATVEYEV@mephi.ru*

В 2008 г. Правительствами Российской Федерации и Республики Таджикистан был учрежден Международный научно-исследовательский центр “Памир-Чакалтая” (МНИЦ Памир-Чакалтая) [1]. Основная цель создания Центра - проведение совместных ядерно- и астрофизических исследований космических лучей сверхвысоких энергий на высотах гор. Основная экспериментальная база Центра – научный полигон Ак-Архар, расположенный в горах Восточного Памира на высоте 4370 м над уровнем моря, на котором в 70-х – 80-х годах XX века активно проводились исследования по изучению адрон-ядерных взаимодействий в ТэВ-ой и ПэВ-ой областях энергий (эксперимент “Памир”, [2]). За время проведения эксперимента “Памир” было зарегистрировано несколько классов необычных событий [2], в том числе проникающие каскады, которые однозначно не интерпретируются в рамках только адронных (ядерных) взаимодействий частиц. В данной работе дается оценка вклада мюонов сверхвысоких энергий в генерацию проникающих каскадов, а также избыточных каскадов на больших глубинах рентгеноэмульсионных камер (РЭК), и предлагается проект по изучению мюонов в МНИЦ “Памир-Чакалтая”.

Главными особенностями проникающих каскадов является наличие нескольких максимумов (до 10) в продольном профиле энергосодержания и их слабое поглощение с глубиной (значительно медленнее адронного). К проникающим каскадам можно также отнести и события, которые начинаются на больших глубинах (больше ~ 3 длин пробега адронов до взаимодействия в РЭК) и количество которых превышает ожидаемое от адрон-адронных взаимодействий. Чтобы объяснить наблюдаемые в РЭК необычные события только взаимодействием адронов, необходимо уменьшить коэффициент неупругого взаимодействия уже в области ТэВ-ных энергий [3]. По этой причине наиболее предпочтительными для объяснения проникающих каскадов являются чармированные частицы – D-мезоны, которые обладают малым коэффициентом неупругости. Однако известная величина сечения их рождения недостаточна для объяснения наблюдаемого количества событий [2].

С другой стороны, многокаскадные события, а также избыток каскадов на больших глубинах, могут быть вызваны взаимодействиями мюонов сверхвысоких энергий с веществом [4]. Для регистрируемых в эксперименте "Памир" ТэВ-ных передач энергии наиболее быстрый рост полного сечения взаимодействия мюонов происходит в ПэВ-ной области энергий и его величина достигает значений, достаточных для образования нескольких вторичных каскадов на толщине свинцового поглотителя порядка десятков сантиметров.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Поэтому мюоны ПэВ-ных энергий вполне могут рассматриваться в качестве возможного источника генерации проникающих каскадов в глубоких свинцовых РЭК, а сами РЭК являются подходящей установкой для измерения энергии мюонов методом парметра [5].

Основным аргументом против рассмотрения мюонов в качестве источника проникающих каскадов был малый поток мюонов таких энергий. Однако в рамках ядернофизической гипотезы объяснения излома в наблюдаемом спектре космических частиц [6] может быть получен дополнительный поток мюонов сверхвысоких энергий (VHE- μ). Верхняя оценка спектра VHE-мюонов, а также оценка ожидаемого количества проникающих каскадов в РЭК “Памир” была получена в работе [4]. Проведенный расчет для РЭК глубиной 110 см показал, что с помощью VHE-мюонов можно объяснить избыток каскадов на больших глубинах. В то же время анализ, выполненный для РЭК глубиной 60 см, показывает, что эксперимент “Памир” в том виде, в котором он проводился, слабо чувствителен к мюонам. Учитывая, что при проведении эксперимента и при отборе событий систематический поиск мюонов не проводился и в данный момент проведен уже быть не может в силу отсутствия достаточно полной базы данных по зарегистрированным событиям, для более детальной оценки доли мюонов в генерации проникающих каскадов в эксперименте “Памир”, а также для поиска других необычных событий на больших глубинах установки предлагается включить эксперимент по регистрации мюонов в научную программу МНИЦ “Памир-Чакалтая”.

Конструктивно, структура детектора аналогична используемой ранее в эксперименте “Памир”. Однако с точки зрения регистрации мюонов к ее размещению предъявляется ряд требований. Во-первых, для эффективного выделения мюонов и других проникающих частиц на фоне адронов нижнюю часть установки (назовем ее μ -РЭК) необходимо поместить под землей или экранировать слоем вещества не менее 10^3 г/см². Для более полного выявления природы необычных событий необходимо расположить μ -РЭК под детектором по регистрации гамма-адронных семейств (назовем его h-РЭК). Во-вторых, проведенный анализ показывает, что для эффективного выделения проникающих каскадов глубина установки μ -РЭК должна быть не менее 1 м свинца, а с точки зрения точности восстановления энергии и разумной глубины установки – порядка 2 м с толщиной слоев $\sim 5 - 10$ радиационных единиц (3 – 5 см свинца). При площади μ -РЭК порядка 10 м² (стандартная площадь РЭК в эксперименте “Памир”) ожидаемое количество событий от мюонов с энергией больше 100 ТэВ от известных источников их генерации (распад пионов и каонов) составит ~ 1 событие в год, а в случае существования VHE- μ – около 15 событий в год (для максимально возможного потока таких мюонов). Проведение эксперимента, таким образом, позволит выявить возможную природу частиц, ответственных за генерацию проникающих каскадов, оценить дополнительный поток мюонов (проникающих частиц) сверхвысоких энергий и, возможно, измерить их спектр.

Литература

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

1. <http://isrc-pch.lebedev.ru>
2. Ракобольская И.В. Особенности взаимодействия адронов космических лучей сверхвысоких энергий (по данным свинцовых рентгеноэмульсионных камер эксперимента “Памир”). М., 2000.
3. Tamada M. and V.V. Kopenkin. A study on the penetrative nature of hadron-induced cascade showers in a thick lead chamber // Nucl. Phys. B, 1997. No. 494. p. 3-18.
4. Матвеев С.Ю. и др. Роль мюонов сверхвысоких энергий в генерации проникающих каскадов в эксперименте “Памир” // Изв. РАН., Сер. Физ. 2009 No. 73. С. 671-673.
5. Кокоулин Р.П. и Петрухин А.А. Парметр – новый тип мюонного спектрометра // Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1990. Т. 21. No. 3. С. 774-811.
6. Petrukhin A.A. About possibility to search for heavy particles in cosmic rays // Proceedings of the XI Rencontres de Blois “Frontiers of Matter”. 27 June – 3 July. 1999: The Gioi Publ. Vietnam. 2001.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Радиогиперболоид

Дыбов Андрей Владимирович

Студент

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,

институт природных ресурсов, Томск, Россия

E-mail: lav_9@list.ru

Известно, что обычный атом, имеющий размер порядка одного ангстрема, способен генерировать спонтанное излучение. С другой стороны, релятивистская микроскопическая частица (электрон), совершая макроскопическое движение в магнитном поле (в ускорителе), может генерировать спонтанное излучение (синхротронное излучение) при спонтанных переходах в дискретном энергетическом спектре (уровни Ландау) поперечного движения. По аналогии в докладе исследовано спонтанное излучение макроскопического атома микронного размера, названного броуновским наноатомом. В наноатоме в качестве электрона выступает заряженная макроскопическая броуновская частица [1], а в роли ядра выступает макроскопический источник внешнего поля. Сначала рассмотрен природный процесс подзарядки наночастицы [2]. Затем рассмотрено спонтанное излучение наноатома с учетом начальной заселенности на основе уравнения Шредингера, в котором осуществлен традиционный вигов поворот времени, так как только в таком случае оно имеет нестационарное решение броуновского типа и обычные стационарные решения. Дело в том, что нестационарное решение обычного уравнения Шредингера не описывает броуновское движение, так как временная компонента такого решения, являясь комплексной величиной, тем самым не обладает вероятностным смыслом дисперсии.

Показано, что подобная двухуровнему атому заряженная броуновская наночастица во внешнем поле может генерировать спонтанное и вынужденное излучение в радиодиапазоне. Исследован диффузионный механизм подзарядки наночастиц. Исследованный процесс излучения является **макроскопическим** квантовым явлением, которое может быть использовано в наноэнергетике, синтетической биологии, медицине и других областях науки и техники.

Литература

1. Эйнштейн А. Собрание научных трудов. Т.3. – М.: Наука, с. 108, 1966.
2. Смирнов Б.М. Проблема шаровой молнии. – М.: Наука, 1987.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Модель эволюции числа свободных радикалов в клетке под действием излучения.**Петрунькин Г.В.**

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
 физический факультет, Москва, Россия
 E-mail: grigorpetrunkin@mail.ru

На сегодняшний день построение математических моделей, описывающих косвенное воздействие радиации на клетки, является одной из наиболее актуальных проблем радиобиологии. Под косвенным воздействием обычно подразумевается целый набор различных механизмов клеточной инактивации, не связанных напрямую с ионизационным повреждением клетки пролетающей частицей. Среди всех этих механизмов наиболее весомый вклад вносит повреждение клетки свободными радикалами, образующимися в результате радиолиза [1]. Ряд проведенных исследований показал, что даже в отсутствии облучения молекула ДНК испытывает примерно 8000 повреждений в час за счет наличия в клетке некоторой равновесной концентрации свободных радикалов химического происхождения (в первую очередь, это радикалы H^\bullet , OH^\bullet , HO_2^\bullet) [2,3]. При этом репарационные механизмы позволяют клетке «справляться» с этими повреждениями. Под действием ионизирующего излучения возможно образование дополнительных свободных радикалов (например, под воздействием фотонов с энергией порядка 7 МэВ имеет место диссоциация молекул воды $H_2O \rightarrow H_2O^* \rightarrow H^\bullet + OH^\bullet$) [4].

В работах [5,6] предложена математическая модель, позволяющая описать эволюцию числа свободных радикалов в клетке под действием излучения. По своей природе эта модель имеет стохастический характер. Она позволяет описать образование свободных радикалов в ходе радиолиза, взаимодействие радикалов различного типа друг с другом, взаимодействие свободных радикалов с внутриклеточными структурами (именно это взаимодействие ответственно за проявление радиобиологического эффекта), внутриклеточные репарационные механизмы. Существенной особенностью модели является ее нелинейность. Число свободных радикалов каждого типа подчиняется дифференциальному уравнению вида

$$\frac{dN_i}{dt} = \lambda - \alpha N_i - \kappa N_i^2 - \sum_{j \neq i} \kappa_{ij} N_i N_j .$$

Для радикалов, образующихся под действием радиации ставится нулевое начальное условие

$$N_i(0) = 0 ,$$

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

а для радикалов нерадиационного происхождения начальное условие имеет вид

$$N_i(0) = N_i^{равн},$$

где $N_i^{равн}$ определяется из условия

$$\lambda - \alpha N_i^{равн} - \kappa(N_i^{равн})^2 - \sum_{j \neq i} \kappa_{ij} N_i^{равн} N_j^{равн} = 0.$$

Нами было проведено исследование поведения модели при различных значениях свободных параметров, с учётом возможности нахождения в клетке к моменту начала облучения определенного равновесного количества радикалов нерадиационного происхождения. Полученные результаты показывают, что при определенных условиях под воздействием ионизирующего излучения имеет место уменьшение общего числа свободных радикалов в клетке, что, в свою очередь, свидетельствует о возможном «положительном» эффекте облучения (рис. 1).

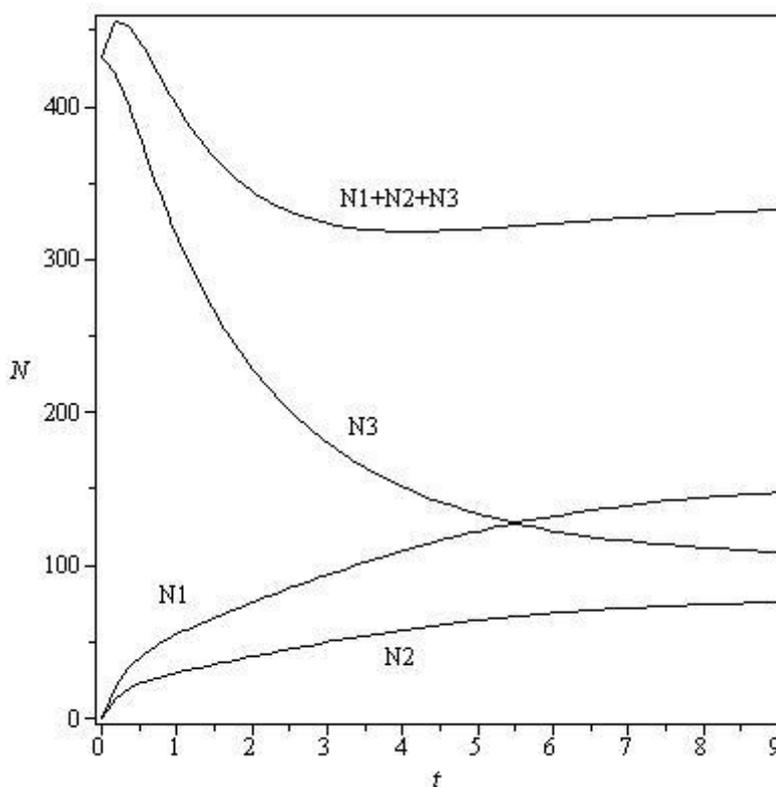


Рис. 1. Зависимость числа свободных радикалов от времени. N1 и N2 - радикалы, возникающие под действием облучения, N3 - радикалы нерадиационного происхождения, N1+N2+N3 - общее число свободных радикалов.

Литература

1. Ю.Б. Кудряшов. Радиационная биофизика (ионизирующее излучение). М.: Физматлит. 2004.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

2. Л.А. Булдаков. О рисках лучевого и нелучевого воздействия. // Энергия, экономика, техника, экология. 2003, №1, С. 23-26.
3. О. И. Василенко. Радиационная экология. М.: Медицина, 2004 – 216 с.
4. J. Barilla, M. Locajicek, P. Simr. Mathematical model of DSB formation by ionizing radiation, arXiv:0801.4880 [physics.bio-ph].
5. О. И. Василенко. Теория мишеней с учётом прямых и косвенных эффектов действия радиации. // III Евразийский конгресс по медицинской физике и инженерии. "МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА – 2010". 21-25 июня 2010 г. Сборник материалов. Москва, 2010.
6. О. И. Василенко. Радиобиологическая теория мишеней с учётом косвенных эффектов действия радиации. // Труды XI межвузовской научной школы молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине", Москва, МГУ, 22-23 ноября 2010 г. М.: МГУ 2010, С. 61-63.

Двойное рождение t-кварков в процессах с участием нейтральных токов меняющих аромат

Паикова Ю. В.

Стулентка

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

E-mail: Julia_Vadimovna_@mail.ru

t-кварк – самая тяжелая из известных фермионов частица [1]. С помощью него можно изучить различные явления за рамками Стандартной Модели (СМ), например, аномальное взаимодействие t-кварков с глюонами, эффект CP-нарушения, нарушение R-четности в SUSY, нейтральные токи меняющие аромат (FCNC). Нейтральные токи с изменением аромата – изменение аромата кварков при излучении фотона, глюона и Z-бозона – представляют собой редкие, но чрезвычайно важные процессы для физики элементарных частиц.

tt-пара может быть получена в простом процессе с FCNC взаимодействием [2]. Соответствующие диаграммы Фейнмана, описывающие процессы двойного рождения t-кварков, показаны на рис.1. В данной работе исследуется процесс $u(p_1) + u(p_2) \rightarrow t(p_3) + t(p_4)$, который возможен на коллайдерах Tevatron и ЛHC. Через p_1, p_2, p_3 и p_4 обозначены импульсы соответствующих частиц.

Все вычисления производились с помощью программного пакета CompHEP [3]. Были построены две квадрированные диаграммы исследуемого процесса, и с помощью них рассчитаны дифференциальные и полные сечения. Для одной из таких диаграмм дифференциальное сечение выглядит следующим образом:

$$\frac{d\sigma(s, \cos \theta)}{d \cos \theta} = \frac{18GG^4 KU^4}{9} \left\{ \frac{1}{16} (s^2 - 4m_t^2) \cos^2 \theta + \left(\frac{1}{2} m_t^2 + \frac{3}{8} s \right) \sqrt{s^2 - 4m_t^2} \cos \theta + \left(sm_t^2 - \frac{7}{16} s^2 - \frac{1}{2} m_t^4 \right) + \frac{4sm_t^4 - 2s^2 m_t^2 - 2m_t^6}{2m_t^2 - s + \sqrt{s^2 - 4sm_t^2} \cos \theta} + \frac{m_t^8}{\left(4m_t^2 - 2s + 2\sqrt{s^2 - 4sm_t^2} \cos \theta \right)^2} \right\},$$

где $s = (p_1 + p_2)^2$, $t = (p_1 - p_3)^2$ – кинематические инварианты, m_t – масса t-кварка.

После интегрирования по переменной t получили полное сечение:

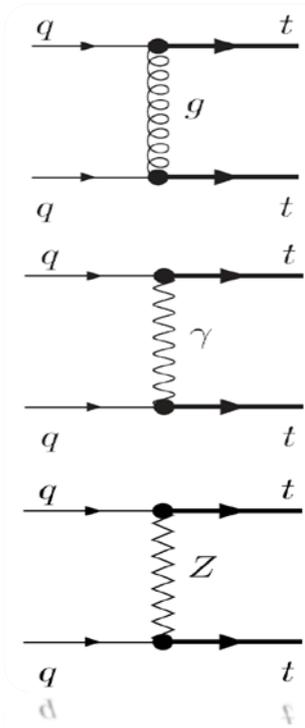


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана основных процессов двойного рождения t-кварков.

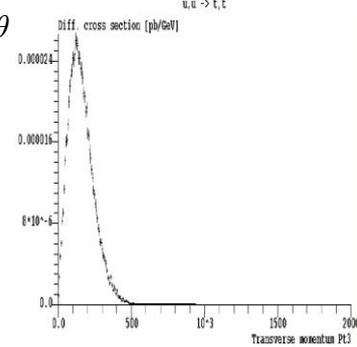


Рис. 2. Распределение по поперечному импульсу t-кварков (Tevatron)

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

$$\sigma(s) = \frac{128GG^4KU^4}{9} \frac{1}{16\pi} \left\{ \left(\frac{2m_t^4}{s} - m_t^2 - \frac{m_t^6}{s^2} \right) \ln \frac{m_t^2 - \frac{1}{2}s + \frac{1}{2}\sqrt{s^2 - 4sm_t^2}}{m_t^2 - \frac{1}{2}s - \frac{1}{2}\sqrt{s^2 - 4sm_t^2}} + \left(\frac{7}{12} - \frac{13m_t^2}{12s} \right) \sqrt{s^2 - 4sm_t^2} \right\}.$$

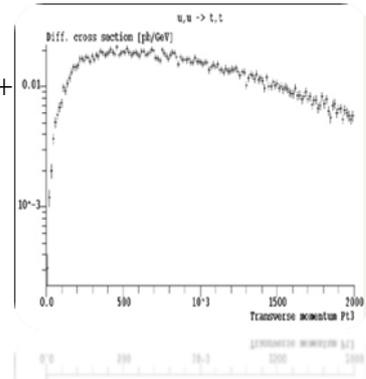


Рис. 3. Распределение по поперечному импульсу t-кварков (LHC)

Для современных адронных коллайдеров Tevatron и LHC было проведено Монте-Карло моделирование таких процессов при энергиях $\sqrt{s}=1,96$ ТэВ и 14 ТэВ соответственно. Масса t-кварка была установлена на 175 ГэВ. При этом были использованы функции партонных распределений STEQB11. Проведено сравнение результатов моделирования для двух коллайдеров, в частности, изучены распределения по псевдобыстроте t-кварков, поперечному импульсу и косинусу угла между вылетающими кварками. На рис. 2 приведено распределение по поперечному импульсу для коллайдера Tevatron, на рис. 3 – для коллайдера LHC.

Литература

1. Э. Э. Боос, Л. В. Дудко, С. Р. Слабоспицкий «Удивительный топ-кварк»
2. N. Kidonakis, A. Belyaev, «FCNC top quark production via anomalous tqV couplings beyond leading order», arXiv: hep-ph/0310299v2
3. E. Boos, V. Bunicev, M. Dubinin, L. Dudko, V. Ilyin, A. Kryukov, V. Edneral, V. Savrin, A. Semenov, A. Sherstnev, [CompHEP Collaboration], «CompHEP 4.4: Automatic computation from Lagrangians to events», Nucl. Instrum. Meth. A 534, 250 (2004) «CompHEP 4.5 Status Report», PoS (ACAT08) 008, 2009, arXiv: 0901. 4757 [hep-ph].

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Атомные объемы элементов с *np* внешними оболочками

Душкин А.В.

Студент

Зацаренко П.Б.

Студент

Крылов Д.А.

Студент

Смоленский государственный университет

Физико-математический факультет, Смоленск, Россия

denis9121@rambler.ru

Электронная структура атомов определяет основные физико-химические свойства элементов. В то же время хорошо известно, что в заполнении электронных уровней в атомах различных элементов наблюдаются определенные нерегулярности, в основном связанные с заполнением d- и f- состояний (Ландау Л.О., 1989, с. 768). Соответствующие этому так называемые переходные элементы, лантаноиды и актиноиды, обладают весьма полезными свойствами.

При заполнении оболочек наблюдается конкуренция d-, f- состояний и между собой и с s- состояниями, но заполнение p- состояний отличается большей регулярностью. И в то же время оказалось, что на свойства этих элементов заполнение d- и f- состояний тоже влияет.

В данной работе мы вычислим атомные объемы для атомов с внешними *np*-оболочками.

Атомные объемы определяются по известной формуле:

$$V_0 = \frac{A}{\rho \cdot N_A},$$

где A – атомная масса, ρ – плотность твердого состояния вещества, N_A – число Авогадро (Эмсли Дж., 1993, с. 256). Эта величина незначительно отличается от так называемой ячейки Вигнера-Зейтца.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Расчеты показывают, что объемы V_0 в последовательности оболочек пр с ростом n растут, но для $2p^3({}_7N), 4p^3({}_{33}As), 5p^3({}_{51}Sb)$ они почти совпадают, хотя атомы заметно различаются. Для $3p^3({}_{15}P)$ и $83Bi(6p^3)$ они отличаются соответствующим образом.

Мы считаем, что такое anomальное поведение V_0 для As и Sb обусловлено тем, что в этих атомах имеются заполненные 3d- и 4d- оболочки. В атоме $6p^3({}_{83}Bi)$ имеется еще и 4f-оболочка, что и «нормализует» его атомный объем. В атоме ${}_{15}P(3p^3)$ по сравнению с ${}_7N(2p^3)$ нет пока d-оболочки. Таким образом, хотя пр-оболочки не конкурируют с ns-, nd- и даже nf-оболочками при заполнении атомных уровней электронов, внутренние 3d-, 4d-, и 4f-оболочки влияют и на пр-оболочки.

Авторы выражают благодарность доценту Ершову Д.К. за постановку задачи и руководство.

Литература

1. Ландау Л.О., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М. Наука, ГРФМЛ, 1989.
2. Эмсли Дж. Элементы. М. Мир 1993.

Нейтринный телескоп ANTARES и гамма-всплески

Афанасьев А.А.

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
 физический факультет, Москва, Россия
 E-mail: andrei.afanasiev@gmail.com

Ряд моделей предсказывает возникновение нейтрино высоких энергий при гамма-всплесках [1]. Экспериментальные наблюдения таких нейтрино могут подтвердить механизм ускорения адронов гамма-всплесками.

Спутники, способные детектировать гамма-всплески (Swift, INTEGRAL и др.), могут посылать оповещение нейтринному телескопу ANTARES в режиме реального времени через существующую международную сеть наблюдения гамма-всплесков (GCN) [2]. Благодаря уникальным особенностям системы сбора данных (концепция «все данные на берег», [3]), ANTARES способен изменять режим сбора данных в реальном времени при получении оповещения от сети GCN.

На рис. 1 показано число наборов исходных данных сохраненных по оповещению сети GCN. Пунктирной линией показано количество оповещений о гамма-всплесках сети GCN в месяц в зависимости от времени, а сплошной линией число наборов данных, которые были сохранены по оповещению телескопом ANTARES.

Детектор ANTARES также способен буферизовать большое количество данных, что позволяет реагировать на оповещения о гамма-всплеске с очень малым, и даже отрицательным временем отклика (см. рис. 2). Время отклика определяется как разница во времени между временем гамма-всплеска, указанном в оповещении сети GCN, и самым ранним набором нефильтрованных исходных данных, доступных в буфере для сохранения на диск. При отрицательных временах отклика

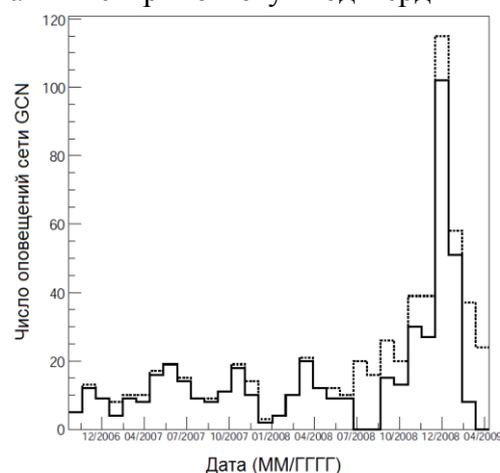


Рис.1 Число наборов исходных данных детектора ANTARES, сохранённых по оповещению сети GCN

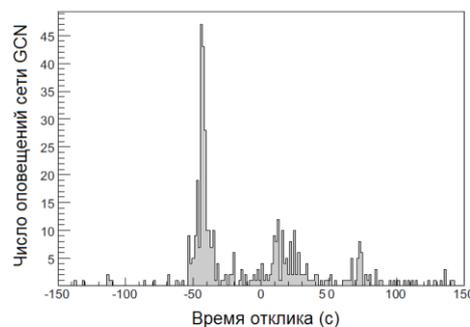


Рис.2 Время записи данных детектора ANTARES относительно времени оповещения сети GCN

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

наборы данных на диске включают в себя данные, которые были зарегистрированы до того, как гамма-всплеск был обнаружен спутником, и могут включать ранний сигнал от нейтрино. Предполагается, что в будущем, гораздо больший нейтринный телескоп KM3NeT [4] будет сконструирован так, что сможет реагировать на предупреждения о гамма-всплеске таким же образом.

В настоящий момент научная группа МГУ в проекте ANTARES [5] принимает активное участие в работах, связанных с синхронизацией гамма-всплесков.

Литература

1. E. Waxman, J. Bahcall, Phys. Rev. Lett 78 (1997) 2292; P.
2. <http://gcn.gsfc.nasa.gov/>
3. J. A. Aguilar et al., Nucl. Instrum. Meth. A570 (2007) 107
4. U. F. Katz, Nucl. Instrum. Meth. A567 (2006) 457.
5. <http://antares.sinp.msu.ru>

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Редкие лептонные распады K , B , D мезонов в Стандартной Модели и ее суперсимметричных расширениях

Ретинская Екатерина Михайловна

Соискатель

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

Несмотря на триумф Стандартной Модели в физике частиц, существует ряд вопросов ответ на которые пока остается открытым. Становится очевидным, что Стандартная Модель нуждается в расширении. Одной из наиболее распространенных моделей расширения Стандартной Модели является Суперсимметричная Модель, или как один из ее вариантов - Минимальная Суперсимметричная Стандартная Модель.

Одной из целей недавно запущенного ускорителя LHC является поиск явлений, выходящих за рамки Стандартной Модели.

Данная работа посвящена изучению одного из важнейших процессов в современной физике высоких энергий — редких распадов мезонов за счет нейтральных токов, меняющих аромат (FCNC). Поиск таких распадов очень важен для фундаментальной теории современной физики частиц - Стандартной Модели. Именно в отклонениях от предсказанных Стандартной Моделью значений вероятностей таких распадов можно надеяться на обнаружение следов новой физики, ведущей нас за пределы Стандартной модели к новым более общим теоретическим моделям.[4]

В качестве основных моделей, в рамках которых проводятся вычисления, выбраны Стандартная Модель (SM) и ее суперсимметричное расширение - Минимальная Суперсимметричная Стандартная Модель (MSSM), которая отличается от SM не только другим набором фундаментальных частиц, но и расширенным двухдублетным сектором скалярных бозонов Хиггса [1].

В работе проводятся вычисления кинематики [2], матричных элементов [3], ширины и относительных вероятностей для редких лептонных распадов каонов в два мюона в рамках SM и MSSM. [5],[6]. Все вычисления выполняются в приближении малых масс внешних кварков. Полученные результаты находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными PDG (Particle Data Group, CERN).

Производится обобщение результатов на случаи B и D мезонов. В качестве уточнения полученных результатов также производится точный расчет амплитуд с учетом ненулевых векторных интегралов и при использовании функций Пассарино-Вельтмана при помощи программы Mathematica 6.0.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Ситуация с редкими лептонными распадами не позволяет пока надежно зафиксировать эффект нейтральных токов, меняющих аромат по экспериментальным данным и тем самым прецизионно протестировать СМ. Однако с запуском ЛHC появляется реальный шанс на нахождение новой физики как в рамках СМ, так и за ее пределами.

Литература

4. Ахметзянова Э., Долгополов М., Дубинин М. Бозоны Хиггса в двухдублетной модели с нарушением СР-инвариантности // ЯФ, Т.68, N.11, 2005, с.1913-1927
5. Бюклинг Е., Каянти К. Кинематика элементарных частиц // Москва, «Мир», 1975
6. Сукачев А.И. Смешивание нейтральных мезонов в Минимальной суперсимметричной стандартной модели с нарушением СР-инвариантности, диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Москва-2009
7. G.D'Ambrosio Recent developments in rare kaon decays // ArXiv:hep-ph/0305249v1, 22 May 2003
8. T.Inami and C.S.Lim Effects of Superheavy Quarks and Leptons in Low-Energy Weak Processes $K_L \rightarrow \mu\mu$, $K^+ \rightarrow \pi \nu \nu$ and K^0 -anti K^0 // Prog.Theor.Phys., 65(297)
9. M.B.Voloshin // Yad.Fiz.24 (1976), 810 Soviet J.Nucl.Phys.24(1976), 422

Спектроскопия фотоэлектронов процесса двухфотонной ионизации однократно заряженных выстроенных ионов инертных газов

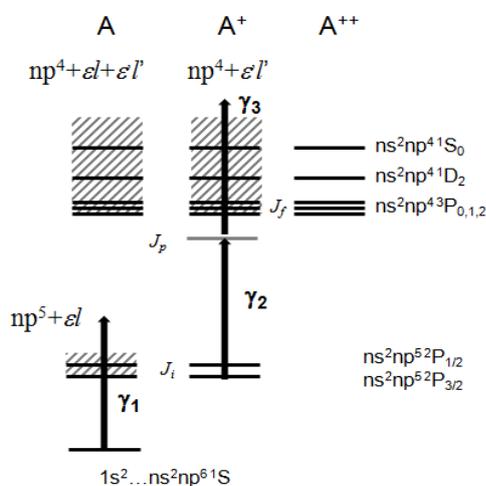
Битюцкая А.С.

Студентка

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия*

E-mail: asybit@yandex.ru

Значительные интенсивности источников и плотности атомных пучков в сочетании с небольшой длительностью импульса, достигнутые благодаря лазерам на свободных электронах (FLASH в Германии, SPring-8 в Японии, LCLS в США), позволили впервые исследовать нелинейные многоэлектронные процессы в непрерывном спектре как атомов, так и ионов. Изучение динамики процесса последовательной ионизации атомов инертных газов с участием нескольких фотонов является существенным для понимания взаимодействия излучения с веществом. Простейший случай такого явления – последовательная двойная двухфотонная ионизация – теоретически описан нами в работе [2] для атомов неона и аргона, с последующими расчётами для атомов ксенона и криптона [1,3]. Альтернативный подход без учета тонкой структуры был предложен в работах [5,6].



Процесс трёхфотонной двойной ионизации атома можно условно разделить на два этапа: однократная ионизация атома, а затем резонансное или нерезонансное двухфотонное поглощение однократно заряженным выстроенным (поляризованным) ионом с вылетом второго электрона. Теория резонансного (ионизация иона проходит через промежуточный дискретный уровень) процесса была изложена в [4], вместе с экспериментальными данными. В данной работе теоретический подход развивается на случай, когда двухфотонная ионизация выстроенного иона

Рис 1.Схема последовательной трёхфотонной

двойной ионизации для атомов инертных газов

происходит нерезонансно.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Нами выведены общие формулы для описания угловых распределений и корреляционных функций вылетевших фотоэлектронов в процессе последовательной трёхфотонной двойной ионизации атомов. Для описания поляризационных состояний атомов и ионов, находящихся в лазерном поле, применяется формализм матрицы плотности и статистических тензоров, используя дипольное приближение. Вычисления проведены для атомов инертных газов, показаны особенности угловых распределений и корреляционных функций фотоэлектронов, отмечено влияние выстроенности промежуточного однократно заряженного иона на угловые распределения фотоэлектрона второй ступени.

Литература

1. Грызлова Е.В., Грум-Гржимайло А.Н., Кабачник Н.М., Fritzsche S., *Вестник Ужгородского университета*, серия «физика», **24**, стр. 73-77 (2009).
2. Fritzsche S., Grum-Grzhimailo A.N., Gryzlova E.V. and Kabachnik N.M., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **41**, 165601 (2008).
3. Fritzsche S., Grum-Grzhimailo A.N., Gryzlova E.V. and Kabachnik N.M., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **42**, 145602 (2009).
4. Fukuzawa H. et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **43**, 111001, (2010).
5. Kheifets A.S., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **40**, F313 (2007).
6. Kheifets A.S., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **42**, 134016 (2009).
- 7.

Выражаю особую благодарность своей научной группе – Грызловой Е.В. , Грум – Гржимайло А.Н. , Страховой С.И. – за помощь, оказанную в написании работы.

Создание прототипа кремниевого вершинного детектора эксперимента CLAS12

Рогожин Станислав Вадимович

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: rogzhin@silab.sinp.msu.ru

Эксперимент CLAS12, проводимый в Национальной ускорительной лаборатории им. Т. Джефферсона (TJNAF, США) на ускорителе CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility – Ускорительная установка на непрерывном электронном пучке), является продолжением и развитием эксперимента CLAS. В ходе подготовки эксперимента CLAS12 существующий детекторный комплекс проходит глубокую модернизацию; ключевым элементом новой установки является кремниевый вершинный детектор (Silicon Vertex Tracker, SVT) [1]. Непрерывный электронный пучок ускорителя CEBAF ставит принципиально новую задачу создания кремниевой трековой системы, способной регистрировать события в реальном времени. Для выполнения этой задачи используется считывающая микросхема новой архитектуры «data-driven» FSSR2 [2].

С учётом требований эксперимента CLAS12 разработаны, изготовлены и испытаны кремниевые сенсоры. Проведены испытания микросхемы FSSR2 [3], а также компьютерное моделирование работы логики микросхемы, подтвердившее соответствие её быстродействия ожидаемым в эксперименте нагрузкам. Создан прототип модуля – «лэдера» кремниевого детектора из четырёх последовательно соединённых сенсоров и микросхемы FSSR2. Испытания прототипа демонстрируют соотношение сигнал/шум лучше, чем 6:1, при суммарной длине стрипа 30 см, что соответствует максимальной длине лэдера SVT.

Литература

[1] CDR for the Science and Experimental Equipment for The 12 GeV Upgrade of CEBAF. Jefferson Lab, 2005.

http://www.jlab.org/div_dept/physics_division/GeV/doe_review/CDR_for_Science_Review.pdf

[2] Hoff J., Manghisoni M., Mekkaoui A. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006. V. 53. № 4. P. 2470.

[3] Воронин А.Г., Карманов Д.Е., Меркин М.М., Рогожин С.В. // ПТЭ, №6, 2010, с. 34

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Деформированные ядра

Троцкий С.Ю.

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

Физический Факультет, Москва, Россия

E-mail: sergey.troschiev@gmail.com

Атомное ядро – сложная квантовая система взаимодействующих нуклонов. Свойства ядерного взаимодействия не до конца изучены, и не существует полностью корректного описания атомных ядер, способного объяснить все особенности их поведения. Обычно используют два подхода к описанию атомных ядер: коллективный и одночастичный.

Коллективные модели описывают ядро как единый объект и устанавливают взаимосвязь между различными параметрами такого объекта: объем, масса, заряд, энергия связи. Одной из первых таких моделей стала капельная модель [1], введенная Н. Бором. Одночастичные модели, напротив, рассматривают поведение отдельных частиц в ядре. Первой успешной одночастичной моделью является одночастичная модель оболочек, практически одновременно предложенная Гепперт-Майер [2] и Йенсенем [3]. Со временем физики осознали ограниченность каждой из моделей и привыкли рассматривать ядро не как каплю или набор нуклонов на оболочках, а как квантовую систему, некоторые свойства которой описываются этими моделями.

Описание экспериментов под действием гамма-квантов явилось одним из важнейших этапов объединения коллективной модели и модели независимых частиц. В области энергии над нуклонным порогом на всех ядрах наблюдается широкий максимум в сечении фотопоглощения, называемый дипольным гигантским резонансом (ДГР). Первые попытки интерпретации ДГР были основаны на коллективной модели ядра и описывали ДГР как когерентные дипольные колебания всех протонов относительно всех нейтронов. Эта модель развита в работах [4,5,6]. Модель успешно описывала положение максимума резонанса, однако природа его ширины оставалась неясной. Промежуточная структура ДГР была объяснена в динамической коллективной модели [7,8] как результат связи коллективного дипольного колебания протонов относительно нейтронов с поверхностными колебаниями ядра.

Попытка описания ДГР в модели независимых частиц была предпринята Вилкинсоном [9]. Он рассматривал ДГР как совокупность одночастичных дипольных переходов между соседними оболочками. Энергия максимума ДГР определялась разностью энергий между соседними оболочками. Ширина резонанса определялась разностью одночастичных состояний внутри отдельных оболочек. Однако рассчитанные положения максимумов ДГР оказывались приблизительно в два раза ниже по энергии, чем экспериментально измеренные. В работе

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Эллиота и Флауэrsa [10] было показано, что в результате остаточного взаимодействия между одночастичными состояниями формируется когерентное состояние, вбирающее в себя практически всю интенсивность одночастичных переходов. Энергия этого когерентного состояния совпадает с экспериментально измеренным положением максимума ДГР. Такая коллективизация колебаний приводит к тому, что в формировании ДГР большую роль играют эффекты симметрии атомного ядра и ее нарушения, в частности, деформации.

Первым серьезным указанием на деформацию некоторых ядер явилась работа Таунса [11], в которой был дан обзор имевшихся в то время экспериментальных данных об электрических квадрупольных моментах ядер Q . Проблема заключалась в том, что значение Q для некоторых ядер (например, ^{176}Lu) в 10 и более раз превышает значение, которое можно было бы ожидать на основе волновых функций для сферического потенциала модели оболочек. Это расхождение обусловлено деформацией ядра.

Рейнуотер на качественном уровне показал, что, благодаря оболочечной структуре, некоторым ядрам с немагическими числами нуклонов энергетически выгодно принимать несферическую форму [12]. Позднее Нильссоном были проведены расчеты энергий одночастичных состояний в аксиально-симметричном потенциале в зависимости от параметра деформации [13].

Анализ экспериментальных данных подтверждает, что в магических ядрах деформация минимальна, а в промежутках между магическими числами наблюдаются максимумы деформации. В средних и тяжелых магических ядрах ДГР проявляется в виде одного узкого максимума с шириной 4-5 МэВ. Влияние деформации атомного ядра на сечение фотопоглощения можно проследить по зависимости ширины ДГР от квадрупольного параметра деформации β_2 для средних и тяжелых ядер, приведенной на рис. 2. Ширина ДГР минимальна при малых значениях параметра $\beta_2 < 0,1$ и возрастает при его увеличении.

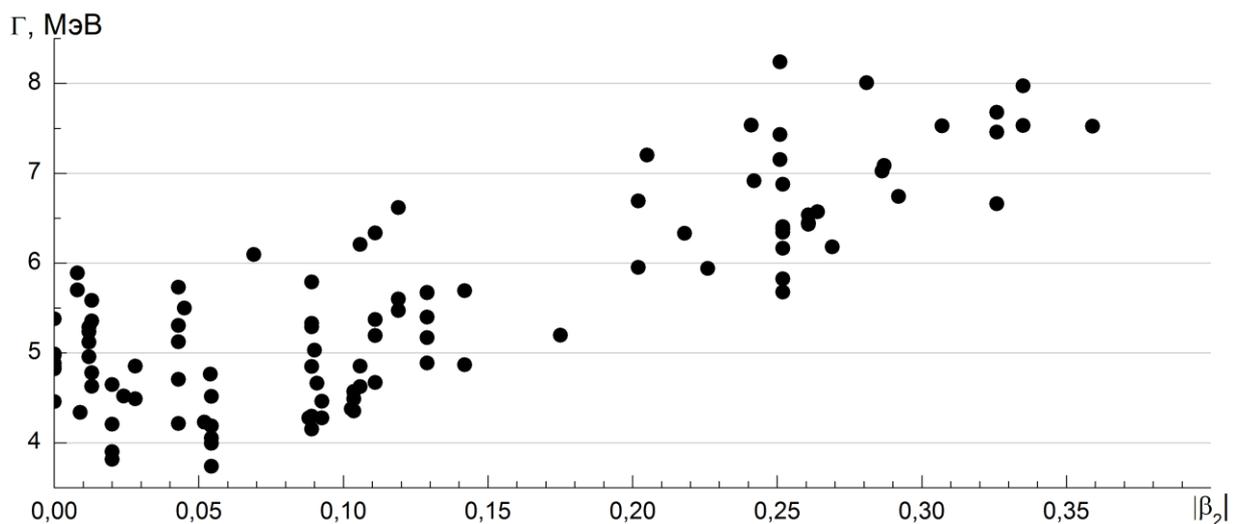


Рис. 2. Зависимость ширины ДГР от квадрупольного параметра деформации ядра β_2 . В коллективной модели нарушение сферической симметрии ядра проявляется в расщеплении ДГР на две компоненты E_a и E_b , соответствующие колебаниям протонов относительно

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

нейтронов внутри ядерного эллипсоида вдоль оси симметрии b и перпендикулярной ей оси a . Дипольные колебания вдоль большей оси характеризуются меньшими частотами, чем колебания вдоль меньшей оси. Коллективные модели предсказывают, что отношение интегрального сечения под компонентой, E_a , к интегральному сечению под компонентой E_b должно равняться 2. Малые деформации приводят к увеличению ширины ДГР. При больших деформациях ($\beta_2 > 0,15-0,2$) ДГР явно расщепляется на два максимума.

Проведенный анализ имеющихся в литературе данных о ДГР в области средних и тяжелых ядер указывает на то, что деформация атомных ядер является основным фактором, определяющим взаимодействие атомных ядер в области массовых чисел $A > 100$ с фотонами с энергиями от нуклонного порога до 20-30 МэВ.

Литература

1. Bohr N. // Nature 137, p. 344 (1939).
2. Mayer M. G. // Phys. Rev. 75, p. 1969 (1949).
3. Haxel O., Jensen J.H.D., Suess H.E. // Phys. Rev. 75, p. 1766 (1949).
4. Steinwedel H., Jensen J.H.D. // Z. Naturforsch., v. 50, p. 413 (1950).
5. Goldhaber M., Teller E. // Phys Rev 74, 1046 (1984).
6. Danos M. // Ann d. Phys. 10, p. 265 (1952).
7. Danos M., Greiner W. // Phys. Rev. B 134, p. 284 (1964).
8. Huber M.G., Danos M., Weber H.J., Greiner W. // Phys. Rev. 155, p. 1073 (1968).
9. Wilkinson D.H. // Physica, v. 22, p. 1039, p. 1043, p. 1058 (1956).
10. Elliot J.P., Flowers B.H. // Proc. Roy. Soc. V. A242, p. 57, 1957.
11. Townes C.H., Foley H., Low W. // Phys. Rev. 76, p. 1415 (1949).
12. Rainwater J. // Phys. Rev. 79, p. 432 (1950).
13. Nilsson S.G. // Dan Mat. Fys. Medd. 29, p. 16 (1955).

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

**Характеристики фосвич-детектора для научного университетского спутника
«Ломоносов»**

Шилова Е.А.

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: fakel313@yandex.ru

В 2011 году МГУ имени М.В. Ломоносова планирует запустить научно-образовательный спутник "Ломоносов". Одной из его научных задач является исследование космических гамма-всплесков [1]. Научная аппаратура спутника "Ломоносов" даст возможность исследовать гамма-всплеск, включая его фронт, одновременно в гамма, рентгеновском и оптическом диапазонах.

В состав научной аппаратуры спутника будет входить прибор БДРГ, служащий для выработки триггера гамма-всплеска, определения его спектральных характеристик и построения кривой блеска в диапазоне энергий $E > 10 \text{ кэВ}$, а также для оценки угловых координат источника. Прибор БДРГ состоит из трех идентичных блоков, расположенных таким образом, что их оси взаимно перпендикулярны друг другу. Каждый блок содержит фосвич-детектор на основе сборки кристаллов NaI(Tl) и CsI(Tl) , которые просматриваются одним ФЭУ Hamamatsu R877. Энергетический диапазон гамма-квантов, регистрируемых с помощью кристалла NaI(Tl) диаметром $\sim 130 \text{ мм}$ и толщиной $\sim 3 \text{ мм}$ составляет $10\text{-}300 \text{ кэВ}$, а с помощью кристалла CsI(Tl) диаметром $\sim 130 \text{ мм}$ и толщиной $\sim 17 \text{ мм}$ - $50\text{-}3000 \text{ кэВ}$. Динамический диапазон детектора – до $\sim 50 \text{ кГц}$ (мёртвое время $\sim 15 \text{ мкс}$).

Работа прибора построена на разделении сигнала от сборки кристаллов NaI(Tl) и CsI(Tl) по форме импульса, что реализовано на специальной плате электроники. Для улучшения разделения сигналов в области низких энергий используется активное формирование сигналов быстрого и медленного компонентов (интегрирование за первые 850 нс и за последующие 3 мкс) с помощью электронных ключей. Сформированные сигналы быстрого и медленного компонента оцифровываются с помощью АЦП, осуществляющих преобразование за 1 мкс . Параллельный код с выходов АЦП поступает в цифровой блок для последующей обработки.

В работе произведена настройка лётного образца прибора БДРГ и его последующая калибровка. Для калибровки была проведена серия измерений с использованием изотопов ^{241}Am , ^{181}Hf , ^{137}Cs , ^{207}Bi , ^{60}Co . В качестве цифрового блока был использован персональный компьютер с платой 96-канального параллельного ввода-вывода ADLINK PCI-7396.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Выполнен анализ факторов, влияющих на энергетическое разрешение детектора. Возможными факторами являются неоднородность светосбора кристалла и неравномерность чувствительности поверхности фотокатода ФЭУ [2]. Проведённые измерения показали, что основным фактором, влияющим на разрешение, служит неоднородность чувствительности фотокатода ФЭУ. Проведена проверка возможности улучшения энергетического разрешения прибора путем выравнивания чувствительности фотокатода ФЭУ с помощью корректирующей маски.

Литература

6. V Gehrels, N., Ramirez-Ruiz, E. and Fox, D. B. 2009, Annual Review of Astronomy & Astrophysics, 47, 567
7. Цирлин Ю.А., Глобус М.Е., Сысоева Е.П. “Оптимизация детектирования гамма-излучения сцинтилляционными кристаллами”, Москва, Энергоатомиздат, 1991

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Тестирование специализированной интегральной микросхемы для считывания и предварительной обработки информации с полупроводниковых детекторов научной аппаратуры "НУКЛОН"

Лобанов Артур Александрович
Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: aa.lobanov@physics.msu.ru

Спутниковый эксперимент НУКЛОН направлен на измерение энергетических спектров и зарядового состава космических лучей (КЛ) в области энергий 1-1000 ТэВ, (непосредственно) примыкающей к "колену" в спектре галактических КЛ (ГКЛ) [1].

В состав научной аппаратуры входят блок измерения заряда, блок измерения энергии (калориметр) и блок выработки быстрого триггера. В калориметре используются кремниевые детекторы, считывание и предварительная обработка сигнала с которых производится с помощью специализированной интегральной микросхемы (СИМС) с зарядочувствительным усилителем. Ввиду высокой множественности событий в заднем слое калориметра не представлялось возможным использование текущих СИМС из-за их маленького динамического диапазона [2].

СИМС Нуклон является первой отечественной разработкой 32-х канальной интегральной микросхемы для считывания и предварительной обработки информации с полупроводниковых детекторов научной аппаратуры Нуклон. Микросхема Нуклон выполнена по передовым КМОП технологиям, особенностью микросхемы является большой динамический диапазон входных сигналов до 120 пКл [3,4], поэтому задача тестирования данной микросхемы не является тривиальной. Дополнительно к тестированию СИМС Нуклон необходимо установить оптимальные настройки рабочего режима и параметры схемы подключения микросхемы к детектору [5].

Для проведения комплексного тестирования был создан универсальный стенд тестирования СИМС, моделирующий сигналы, имитирующие отклик детектора. Автоматизация измерений стенда позволила увеличить точность и скорость получения данных по сравнению с обычно используемым ручным методом.

Результаты комплексного тестирования СИМС Нуклон (чипа):

- выявлена работоспособность чипа в соответствии с техническим заданием
- после оптимизации были выбраны параметры схемы включения СИМС Нуклон
- получен динамический диапазон в 120 пКл, соответствующий свыше 30 000 МIP (1 МIP = 3,6фКл) (рис.1)
- исследован режим самокалибровки чипа
- установлены шумовые характеристики отдельных каналов чипа
- измеренное потребление чипа оказалось ниже требуемого по Т/З

Исходя из результатов тестирования сделан вывод, что текущая версия СИМС Нуклон удовлетворяет Т/З и пригодна для использования в научной аппаратуре КА.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

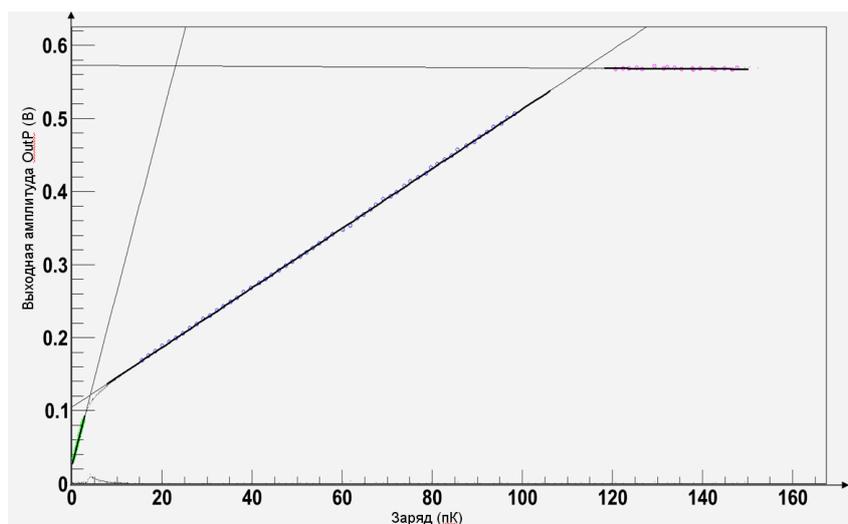


Рисунок 2. Измеренная передаточная характеристика с указанием линейных участков

Литература

1. Плотникова Е.М. Исследование спектра первичных космических лучей в эксперименте «НУКЛОН», 2006
2. Va32HDR14. Описание прототипной интегральной микросхемы Va32HDR14.2, DATA sheet. Documentation V1R1, Материалы компании Gamma Medica-IDEAS, 2005.
3. Аткин Э.В., Воронин А.Г. Техническое задание №85/6 на разработку многоканальной специализированной интегральной микросхемы считывающей электроники ледера СИЭ БРА НА НУКЛОН, 2006
4. Воронин А.Г., Подорожный Д.М. и др. Тестирование прототипа зарядовой системы установки НУКЛОН. ПТЭ, 2007, №2.
5. Специализированная интегральная микросхема для считывания и предварительной обработки информации с полупроводниковых детекторов научной аппаратуры «Нуклон», СИМС 32-2.0с, 2009

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Поиск оптимальных критериев отбора для регистрации редких полуплептонных распадов на установке ЛНСб

Мизурова В.А.

10. Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
 физический факультет, Москва, Россия
 E-mail: varvara-mizurova@dec1.sinp.msu.ru

Редкие полуплептонные распады B -мезонов обусловлены переходами b кварка в s или d кварки (так называемый «нейтральный ток, нарушающий аромат»). В Стандартной модели (СМ) подобные переходы запрещены на древесном уровне и возникают только в высших порядках теории возмущения по константе слабого взаимодействия за счет диаграмм типа «пингвин» и «квадратик». На фоне подавленной «стандартной физики» в принципе возможно наблюдать эффекты физики вне рамок СМ (так называемой «нестандартной физики»). Одним из распадов, в котором можно ожидать проявления «нестандартной физики», выступает распад $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$. Его парциальная ширина порядка 10^{-6} . Теоретические предсказания (см., например, [1]) хорошо совпадают с недавними экспериментальными результатами [2, 3].

Считается перспективным наблюдать «нестандартную физику» в дифференциальных распределениях, таких как зарядовая лептонная асимметрия или CP-асимметрия. Измерение таких асимметрий с достаточной степенью точности возможно только на коллайдере ЛНС, который начал свою работу в 2008 году. Для изучения b - физики построен специальный детектор ЛНСб [4].

Чрезвычайно важно найти оптимальные критерии отбора канала $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ из всей совокупности данных, полученных на установке ЛНСб. Нахождению этих критериев при помощи Монте-Карло (МС) моделирования посвящена настоящая работа. Поиск критериев осуществляется по максимальному значению функции $f = \frac{S}{\sqrt{BG}}$ (S - число сигнальных событий, BG — число фоновых событий, которые соответствуют статистике 2010 года, набранной на ЛНСб). Для вычисления ошибки функции f числа МС-сигнальных ($S_{МС}$) и МС-фоновых ($BG_{МС}$) событий при помощи специальных пересчетных коэффициентов α и β связывались с оценками числа реальных сигнальных и фоновых событий. При этом $S = 0,5 S_{МС}$, поскольку учитывались B^0 -мезоны и не учитывались анти- B^0 -мезоны; $BG = 0,33 BG_{МС}$, где коэффициент 0,33 эффективно учитывает разницу между полной разрешенной кинематической областью распада $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ и МС-моделированной областью в интервале [4, 6] ГэВ.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Числа сигнальных и фоновых событий приводились к массовому окну B -мезона $\Delta m_B = 50$ МэВ, и широкому массовому окну K^* -мезона $\Delta m_{K^*} = 100$ МэВ. Дополнительно исключалась область J/ψ и ψ' резонансов, что соответствует реальной экспериментальной процедуре выделения распада $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ на установке LHCb.

В результате анализа найдены следующие эффективные критерии отбора, между которыми практически отсутствует корреляция

$DLLK\pi > 15$ (данный трек с большей вероятностью принадлежит каону, чем пиону);

$DLLKp > -5$ (данный трек с большей вероятностью принадлежит каону, чем протону);

$DLL\pi K > 0$ (данный трек с большей вероятностью принадлежит пиону, чем каону);

$pT(\pi) > 1$ ГэВ (ограничение на поперечный импульс пиона);

$pT(K) > 0,8$ ГэВ (ограничение на поперечный импульс каона);

$BIPChi2BPV < 6$ (критерий того, что восстановленный трек B -мезона исходит из вершины рождения B -мезона, которая совпадает с областью pp -столкновений). Альтернативой данному критерию служит ограничение на угол θ между направлениями реконструированного импульса B -мезона и вектора, направленного из вершины рождения в вершину распада B -мезона:

$\theta < 5$ мрад;

$BIPChi2 < 6$ (критерий качества восстановления вершины распада B -мезона);

$pT(B) > 3$ ГэВ (ограничение на поперечный импульс B -мезона).

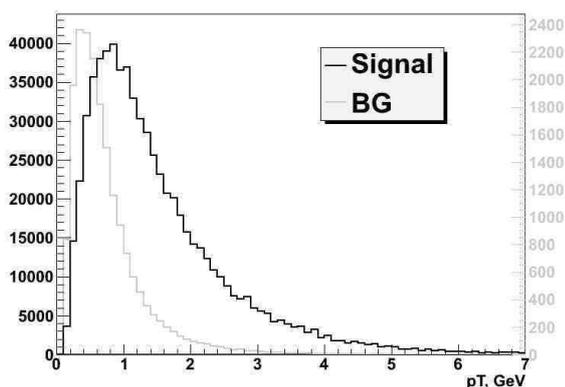


Рис. 1 Распределение сигнала (S_{MC}) фона (BG_{MC}) данных MC-генерации для $pT(K)$ (поперечный импульс каона).

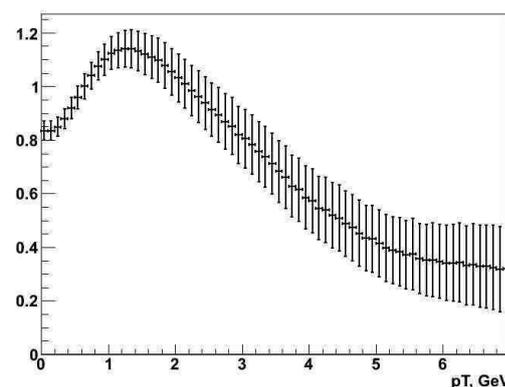


Рис. 2 Характерный вид функции $f = \frac{S}{\sqrt{BG}}$ для $pT(K)$ (поперечный импульс каона).

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

В настоящее время указанные выше критерии применяются для анализа экспериментальных данных.

Литература

1. D.Melikhov, N.Nikitin, S. Simula, Phys.Rev.D 57, 6914 (1998)
2. BABAR Collaboration (Jack L. Ritchie *for the collaboration*), Heavy Quarks and Leptons 2008 (HQ&L08), Melbourne, Australia, 5-9 Jun 2008
3. BELLE Collaboration (J.-T. Wei *et al.*), Phys.Rev.Lett.103:171801 (2009)
4. The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments, Vol. 2: CMS and LHCb, CERN, Geneva (2009).

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Разработка задачи «Исследование взаимодействия электронов и фотонов с веществом методом радиохромной плёночной дозиметрии» для специального практикума»

Шевель Михаил Александрович

Студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия*

E-mail: shevel1988@gmail.com

Лучевая терапия является одним из эффективных методов лечения онкологических заболеваний и применяется обычно в 60-70% случаев как одна из составных частей комплексного лечения.

Процедура облучения злокачественных новообразований производится в три этапа: предлучевая подготовка пациента (топометрия), дозно-анатомическое планирование лечения, облучение.

Важнейшей и неотъемлемой частью верификации и настройки любой установки для проведения лучевой терапии является клиническая дозиметрия [1].

Одной из важнейших задач клинической дозиметрии является построение изодозных кривых и глубинного дозного распределения. Для этого обычно используются такие общепринятые дозиметры, как ионизационная камера, полупроводниковые дозиметры, термолюминесцентные датчики и рентгенографические плёнки. У каждого из этих видов дозиметров есть свои достоинства и недостатки.

Радиоохромные плёнки – это дозиметры с высоким пространственным разрешением и в отличие от галоидосеребряных плёнок их чувствительность не слишком сильно зависит от энергии излучения. Так же они являются нечувствительными к видимому свету, что позволяет использовать и обрабатывать радиоохромные плёнки в светлой комнате. Радиоохромные плёнки не требуют проявки или дополнительной обработки, изображение на них появляется вследствие полимеризации и окрашивания бесцветной молекулы мономера под действием ионизирующего излучения, а интенсивность цвета зависит от числа актов ионизации [2].

Основной задачей данной работы является подготовка подробного и доступного описания одной из методик клинической дозиметрии для специального физического практикума кафедры физики ускорителей высоких энергий. Так же необходимо провести отладку и калибровку используемого в ней оборудования – планшетного сканера Microtek ScanMaker i900.

Задачей специального практикума является эксперимент с радиоохромными плёнками типов GafChromic EBТ и GafChromic MD-55-2 с использованием планшетного сканера UMAX Astra 6450.

Описание задачи специального практикума «Исследование взаимодействия электронов и фотонов с веществом методом радиохромной плёночной дозиметрии» для студентов должно включать следующие разделы:

1. Введение;
2. Экспериментальная установка;

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

3. Порядок выполнения лабораторной работы;
4. Взаимодействие электронов с веществом;
5. Взаимодействие фотонов с веществом;
6. Характеристики и применение радиохромных плёнок;
7. Контрольные вопросы и задачи.

В ходе выполнения лабораторной работы студент должен выполнить следующие упражнения:

1. Калибровка сканера;
2. Калибровка плёнок типа GafChromic EBТ;
3. Расчёт поглощённой дозы и построение графика зависимости поглощённой дозы от координаты для плёнок, облучённых под небольшим углом к оси пучка;
4. Расчёт поглощённой дозы и построение графика зависимости поглощённой дозы от координаты для плёнок, облучённых перпендикулярно оси пучка, расположенных на некотором расстоянии друг от друга;
5. Изучение плёнок, облучённых пучком электронов, после прохождения им объекта с границей раздела двух сред.

Данная задача предназначена для освоения студентами на практике одного из методов клинической дозиметрии и закрепления знаний, полученных на спец. курсе кафедры «Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом».

Литература

1. Khoroshkov V.S., Goldin L.L. Medical proton accelerator facility. Intern J radiat Oncol Biol Phys, 1988, 15(4).
2. Radiochromic film dosimetry. Medical physics, Vol. 25, Issue 11, November 1998.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Изучение электромагнитных каскадов в эксперименте OPERA**Трошина Валерия Леонидовна**

Студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,**физический факультет, Москва, Россия**E-mail: valerik9090@gmail.com*

Эксперимент OPERA (Oscillation Project with Emulsion-tracking Apparatus)[1] нацелен на обнаружение эффекта осцилляций нейтрино в канале $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$. С помощью ускорителя SPS(Super Proton Synchrotron), расположенного в CERN, создается пучок мюонных нейтрино, направленный в сторону детектора, находящегося в 732 км в подземной лаборатории Gran Sasso. Мишенный блок представляет собой совокупность эмульсионных блоков -56 тонких слоев свинца и 57 эмульсии (1 мм свинца и 0,4 мм ядерной эмульсии). Размер блока составляет $127 \times 102 \times 75.4 \text{ мм}^3$ [2]. Запуски CNGS (CERN Neutrinos to Gran Sasso) пучка нейтрино были успешно произведены в 2008, 2009 и 2010 годах. На данный момент имеется только один кандидат на взаимодействие ν_{τ} [3]. Сейчас идет сканирование и обработка эмульсионных блоков в различных лабораториях - участниках коллаборации.

В данной работе анализируются электромагнитные каскады от первичных γ -квантов, которые возникают при взаимодействиях нейтрино.

Проводятся оценки энергии γ -квантов в электромагнитных каскадах в эмульсионном блоке и точности определения направления оси каскада, а также в работе вычисляются характерные погрешности определения массы π^0 -мезона низкой энергии с учетом измерительных ошибок, вносимых детектором[4].

Моделирование каскадов, инициированных первичными γ -квантами и π^0 -мезонами, проводилось с помощью пакета программ Geant4 [5]. Первичные частицы направляются перпендикулярно слоям свинца и эмульсии в центр первого слоя свинца. В результате моделирования создается база данных, содержащая основные параметры частиц, такие как энергия, компоненты импульса и координаты в начале и конце эмульсионного слоя. При моделировании не учитывались эффекты вуали, фон от космических мюонов, и другие погрешности, вносимые детектором.

Восстановление первичной энергии фотонов, инициировавших ливень, проводится для трех различных первичных энергий— 1, 2 и 5 ГэВ, и двух порогах регистрации электронов— 6.4 МэВ и 300 МэВ. Энергия первичного γ -кванта определяется по суммарному количеству треков электронов, инициированных каскадом в слоях эмульсии. Стандартные отклонения измеренных энергий в среднем для случая порога регистрации 6.4 МэВ— 18 %; в случае порога 300 МэВ— 87 %. Таким же алгоритмом и в таких же приближениях построены каскадные кривые для электронов в каскаде с порогом регистрации 30 МэВ.

Ошибки определения начальной точки оси каскада оцениваются несколькими способами: находится начало электромагнитного каскада по первой электрон-позитронной паре, по трем точкам: центру масс всего каскада и по центрам масс «головы» и «хвоста» каскада, и по N центрам масс каскада в каждом эмульсионном блоке. Сравнение результатов показывает, что ошибки минимальны при нахождении начальной точки оси каскада по первой e^-e^+ паре, определение вершины взаимодействия первичного γ -кванта в эксперименте OPERA проводятся также по первой e^-e^+ паре[2].

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

В работе моделируются события от первичного π^0 -мезона энергий 1 и 5. Предполагается, что флуктуации параметров γ -квантов, полученных при распаде первичной частицы, подчиняются нормальному распределению. Из всех событий выбираются только те события, в которых направление вылета гамма-квантов попадает в конус видимости детектора

$$\operatorname{tg} \left(\frac{\sqrt{p_x^2 + p_y^2}}{p_z} \right) < 0.6, \text{ и которые вылетают в положительном направлении оси Oz. Среднее}$$

значение и стандартные отклонения определенной таким образом массы π^0 -мезона при энергиях 1(5) ГэВ согласуются с табличным значением для массы π^0 -мезона и соответственно равны 129 ± 110 (130 ± 35) МэВ.

Литература

1. <http://operaweb.lngs.infn.it/?lang=en> (Официальный сайт проекта OPERA)
2. N. Agafonova et al. The detection of neutrino interactions in the emulsion/lead target of the OPERA experiment // JINST 4 P06020. 2009. С.21.
3. Anokhina A., Alexandrov A., Altinoc O. Observation of a first tau candidate event in the OPERA experiment in the CNGS beam // Phys. Lett. B 691. 2010. С.138.
4. Juget F. Electromagnetic shower reconstruction with emulsion film in the OPERA experiment // J. Phys.: Conf. Ser. 2009. С.160.
5. Agostinelli S. et al. Geant4-a simulation toolkit (The Geant4 Collaboration) // NIMA. V. 506. P. 250. 2003. С.87.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Атомный аналог фото-ядерного конфигурационного расщепления

*Никитин Д.П.**Аспирант**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: denis.p.nikitin@gmail.com*

В настоящей работе анализируется влияние структуры электронных оболочек в легких атомах на характер рентгеновского излучения бомбардирующих быстрых электронов. Рассматривается поляризационное тормозное излучение (ПТИ), которое возникает при рассеянии кулоновского поля быстрой заряженной частицы на атомных электронах. Анализируя спектр упомянутого излучения, можно получить непосредственную информацию об электронной структуре вещества. Это становится возможным, поскольку в наиболее интересной для различных приложений области энергий рентгеновских фотонов 1-10 кэВ ПТИ приобретает коллективный характер. Последний факт связан с тем, что процесс рассеяния когерентно “охватывает” атомные электроны, вследствие чего интенсивность ПТИ резко возрастает пропорционально квадрату количества охватываемых электронов. Показывается, что этот механизм оказывается достаточно чувствительным, что позволяет различать структуру атомных оболочек (по крайней мере, в атомах легких элементов).

В легких элементах распределение электронов имеет хорошо выделенную оболочечную структуру. В качестве примера в настоящей работе рассматривается распределение электронов в атоме углерода, полученное на основании расчета методом Хартри-Фока. Различие в расположении электронных оболочек значительно, а именно основная доля электронов – четыре из шести – оказывается в среднем на периферии атома (по расчетам, со средним радиусом порядка 1,5 ат.ед.). Сходную электронную структуру имеют атомы других легких элементов.

В итоге, спектр ПТИ в указанном диапазоне частот имеет две области когерентного излучения. В низкочастотной области (до энергий порядка 5 кэВ) имеется наибольший пик, обусловленный когерентным излучением всех атомных электронов. Затем, при возрастании энергии фотонов, когерентность электронов оболочек последовательно “рассыпается”. Сначала это происходит во внешней оболочке – в спектре ПТИ наблюдается плато, складывающееся из некогерентного (4-х электронов) и когерентного (2-х электронов) излучений, а затем, при энергии около 30 кэВ – для всех электронов, переходя полностью в некогерентное. Принимая во внимание ядерную терминологию при описании ГДР, можно назвать отмеченный эффект конфигурационным атомным расщеплением.

Выражаю благодарность моему научному руководителю профессору В.К.Гришину за предложенную им тему доклада и ценные обсуждения.

Литература

8. В.К. Гришин, Д.П. Никитин Радиационная диагностика наноструктур на электронных пучках // Труды X Межвузовской научной школы молодых специалистов “Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине” / под ред. профессора Б.С. Ишханова и профессора Л.С. Новикова / МГУ. - 2009. – с. 15-19

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Замедление и аннигиляция позитронов в криогенном позитронном источнике установки ЛЕРТА**Зыков П.А., Снизур И.М.**

Студент

*Поморский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра теоретической физики, Архангельск, Россия**E-mail: tphys@pomorsu.ru*

Накопление позитронов используется в экспериментах по созданию экзотических атомов, например, при генерации антиводорода в экспериментах ALPHA [1]. Созданный в ОИЯИ (Дубна) Криогенный Источник Медленных Монохроматических Позитронов (КРИММП) является основным элементом инжектора позитронов низкой энергии накопителя ЛЕРТА для генерации направленных пучков ортопозитрония [2]. При создании источника позитронов была выбрана схема с радиоактивным изотопом ^{22}Na радиоактивностью 25 мКи в качестве эмиттера позитронов. При распаде натрия образуется поток позитронов с широким энергетическим спектром, модельно представленным на рисунке 1. Для повышения эффективности при дальнейшем накоплении позитронов в ловушке [3] нужно сформировать поток с небольшим разбросом по энергии. Непосредственное «вырезание» из спектра узкой части с помощью сепарации по скоростям наложением магнитного поля приведет к потерям значительного числа испущенных позитронов. Поэтому в источнике предусмотрена возможность предварительного замедления высокоэнергичных позитронов. Замедление до тепловых скоростей в основном происходит за счет ионизационных потерь. Наибольшей эффективностью замедления обладает твердый неон [2], который и был выбран в качестве замедлителя. В результате экспериментов с источником [2] были выбраны оптимальные толщины замороженного твердого неона для формирования спектра. При теоретическом анализе процесса замедления позитронов в замороженном неоне необходимо учитывать конкурирующие между собой процессы. С одной стороны увеличение толщины замедлителя приводит к увеличению доли замедленных позитронов, с другой стороны, это приводит к увеличению вероятности аннигиляции позитронов в слое твердого неона. При численном моделировании процесса замедления используется метод Монте-Карло по схеме, предложенной в [4]. Структурными элементами схемы являются учет ионизационных потерь, упругих и неупругих столкновений с электронными возбуждениями атомов и учет вероятностей образования позитрония с последующей аннигиляцией. При моделировании мы пользовались аннигиляционным спектром (рис. 2) орто и парапозитрония, полученным по схеме тройных совпадений с помощью двух фотоэлектронных умножителей и токовому сигналу с микроканальной пластины, расположенной после анализатора. Было выяснено, что численное моделирование в состоянии описать детальную историю позитрона в процессе замедления, это в свою очередь поможет выбрать наиболее эффективные режимы работы и толщины замедлителя в КРИММП. Сам источник и ловушка могут быть использованы для позитронной аннигиляционной спектроскопии [5] пучком медленных монохроматических позитронов.

Литература

- [1] G. V. Andresen, M. D. Ashkezari, M. Baquero-Ruiz et al. // Nature, 468 (2010), 673.
[2] E. Akhmanova, V. Bykovskii, M. Eseev, A. Kobets, V. Lokhmatov, et al. // Physics of Particles and Nuclei Letters, 7 (2010), 502.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

[3] И.Н. Мешков, А.К. Кобец, А.Ю. Рудаков, С.Л. Яковенко, М.К. Есеев Тезисы докладов XXXVII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС – М: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», (2011), 329.

[4] С. Champion, C. Le Loirec. Positron follow-up in liquid water: I. A new Monte Carlo track-structure code // Phys. Med. Biol. 51 (2006), 1707.

[5] В.И. Графутин, Е.П. Прокопьев // УФН 172 (2002), 67.

Слова благодарности

Авторы выражают благодарность чл.-корр. РАН И.Н. Мешкову, к.ф.-м.н. С.Л. Яковенко (ОИЯИ) и научному руководителю доценту М.К. Есееву (ПГУ) за постановку задачи, помощь в вычислениях и анализе экспериментальных результатов.

Иллюстрации

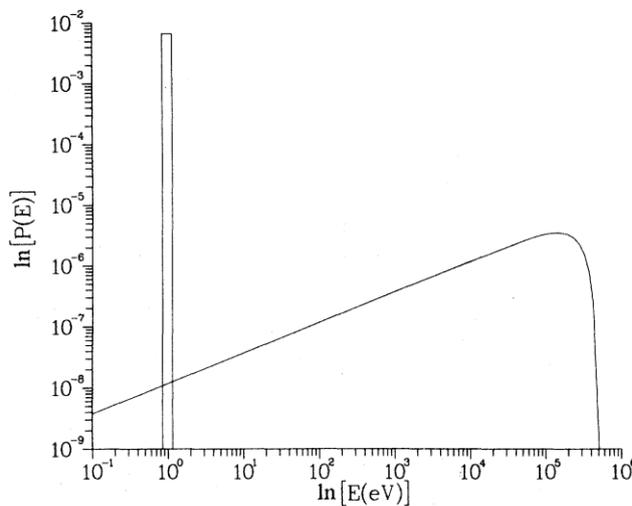


Рис. 1: Модельный энергетический спектр позитронов из радиоактивного источника до и после замедления.

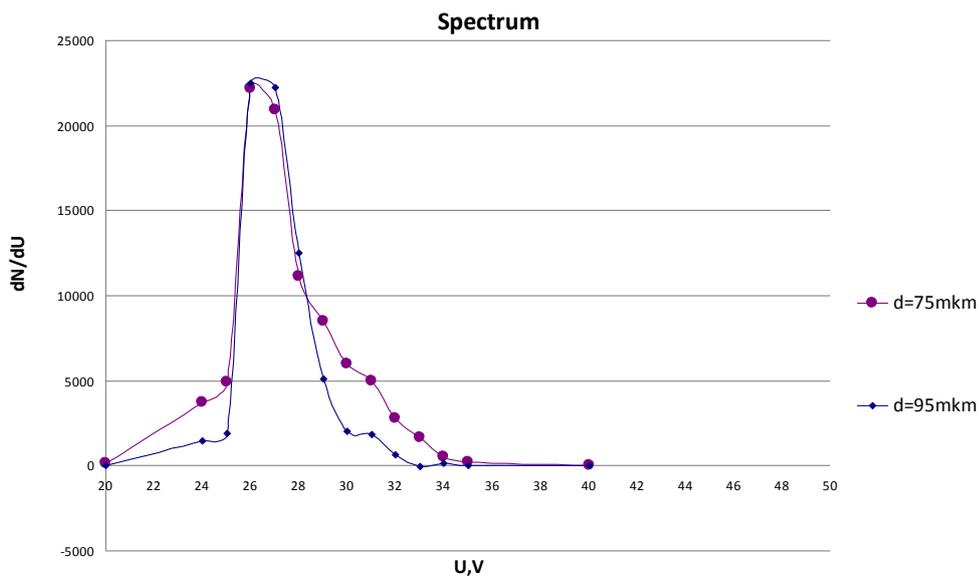


Рис. 2: Выход позитронов после замедления в твердом Ne при различных толщинах в замедлителе в зависимости от напряжения на анализаторе.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Исследование сечения выхода характеристического рентгеновского излучения при взаимодействии тяжелых ионов с атомами мишени***Иванов И.А.¹, Александренко В.В.²****Магистрант*¹*Евразийский Национальный Университет имени Л.Н.Гумилева,**физико-технический факультет, Астана, Казахстан*²*Институт Ядерной Физики НЯЦ РК, Астана, Казахстан**E-mail: mind_slide@mail.ru*

Все более возрастающая роль элементного анализа требует развития новых исследовательских направлений, обладающих высокой чувствительностью, точностью и избирательностью при анализе содержаний отдельных элементов. Учитывая особенности взаимодействия тяжелых ускоренных частиц с атомами мишени, представляется перспективным использование метода НИПХЕ (heavy ion particle induced X-ray emission) для решения задач элементного анализа [1]. В этом случае чрезвычайно важным становится знание сечений выхода характеристического рентгеновского излучения, а также спектральных особенностей, возникающих как следствие взаимодействия ускоренных ионов с атомами мишени. В настоящем тезисе представлены результаты исследования, направленные на определение основных характеристик (энергетическое смещение, энергетическая ширина на полувысоте, сечение выхода) рентгеновского характеристического излучения, возникающего при взаимодействии тяжелых ускоренных частиц с атомами мишеней в диапазоне атомных номеров $Z = 22 \div 82$.

Получение ускоренных пучков осуществлялось на ускорителе тяжелых ионов ДЦ-60 в г.Астана. В экспериментах использовались ускоренные пучки N^{2+} , Ar^{6+} , Kr^{13+} с энергией 1 МэВ/нуклон, а также N^{3+} , Ar^{6+} , Kr^{13+} с энергией 1.4 МэВ/нуклон. Пучки транспортировались в мишенную камеру через входную диафрагму диаметром 3 мм. Регистрация вторичного рентгеновского излучения осуществлялась в мишенной камере NEC RC43. Перед мишенодержателем располагается магнитная система подавления вторичных электронов, обеспечивающая на поверхности образца магнитную индукцию ~ 570 Гс.

Для регистрации рентгеновского излучения использовался Si(Li) детектор площадью 30 мм^2 , толщиной ~ 4 мм и мертвым слоем 0.2 мкм. Паспортное разрешение детектора составляет ~ 145 эВ на энергии 5.9 кэВ (K_{α} Mn).

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Измерение сечений проводилось на пленках чистых элементов, напыленных методом ионно-плазменного осаждения на проводящую кремниевую подложку. Измерение толщин напыленных пленок проводилось в ИЯФ (г. Алматы) на ускорителе УКП-2-1 методом резерфордовского обратного рассеяния (РОР).

Расчет сечений проводился по формуле:

$$\sigma = \frac{N_x M \cos(\vartheta)}{t \varepsilon N_p N_0}, (1)$$

где N_x – число зарегистрированных рентгеновских квантов; M (г/моль) – атомная масса мишени, ϑ – угол между направлением движения пучка и нормалью к мишени; t – толщина мишени (г/см²); ε – эффективность регистрации рентгеновского излучения; N_p – число заряженных частиц, упавших на образец за время набора рентгеновского спектра; N_0 (моль⁻¹) – число Авогадро.

По измеренным данным определены зависимости сечений выхода K_α -флуоресценции от атомного номера мишени (рисунок 1) для разных налетающих частиц и энергий. Значения выходов флуоресценции на протонах приведены в ссылках [2–4]

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

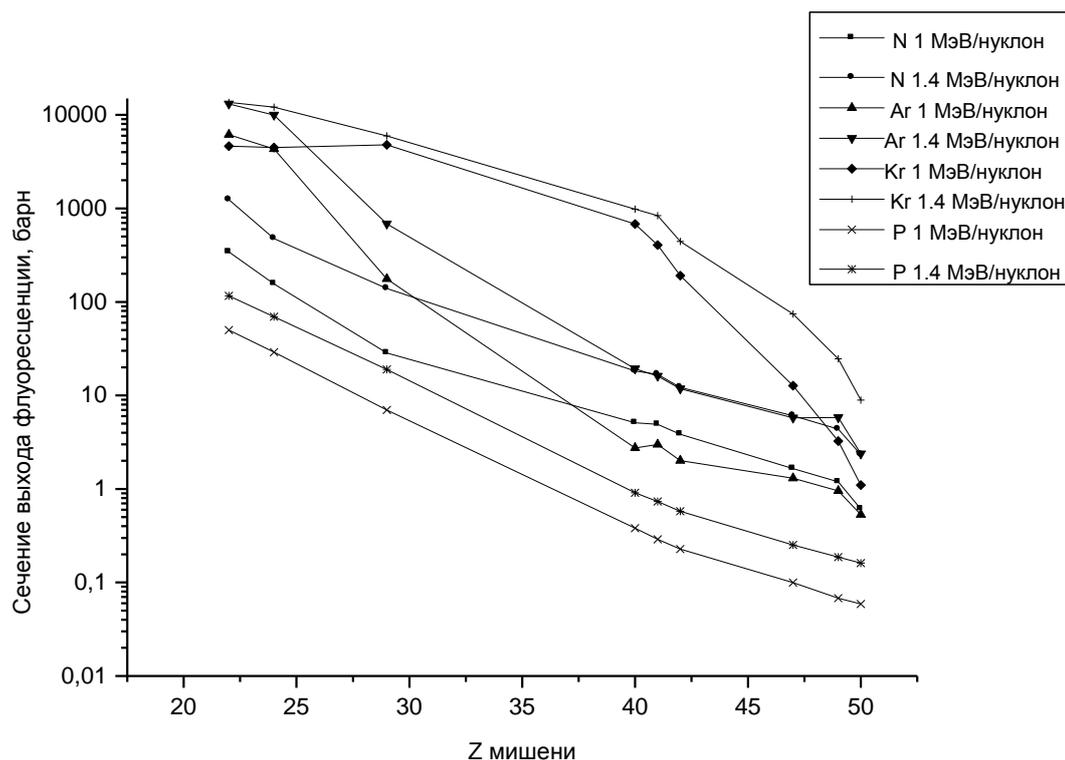


Рисунок 1. Зависимость сечение выхода флуоресценции от атомного номера мишени

Как видно из рисунка 1 результаты экспериментов по выходу флуоресценции из атомов мишени показывают ожидаемо высокие сечения выходов флуоресценции, демонстрируют селективное возбуждение и могут служить основанием для постановки методик определения элементного состава типа NPIXE. По полученным результатам определен предел чувствительности для K_{α} – линии меди, который составляет 15 ppm. Существенным оказалось проявление эффектов многозарядной ионизации, свойственное механизмам прямой кулоновской ионизации при значительно больших энергиях. Это приводит к сдвигам и уширениям флуоресцентных линий, а так же, по-видимому, и к фоновым излучениям, мешающим аккуратной обработке этих линий.

В результате проведенного эксперимента создан набор данных по сечению выхода характеристического рентгеновского излучения, энергетическому смещению и уширению линий характеристического рентгеновского излучения при бомбардировке тонких мишеней из Ti, Cr, Cu, Ge, Zr, Nb, Mo, Ag, In, Sn, W, Ta и Pb пучками ионов N^{14} , Ar^{40} и Kr^{84} с энергиями 1 и 1.4 МэВ/нуклон.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Литература

1. S. Morita, M. Kamiya. Inner-shell ionization by heavy charged particles. Chinese Journal of Physics, V.15, pp 199–221 (1977)
2. А.А. Ключников, Н.Н. Пучеров, Т.Д. Чеснокова, В.Н. Щербин, Методы анализа на пучках заряженных частиц, Киев, Наукова думка, (1987)
3. G.A. Bissinger, S.M. Shafroth, A.W. Waltner, Phys. Rev. A 5, 2046 (1972)
4. S. Messelt, Nucl. Phys. 5, 435 (1958)

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Разработка сцинтиллятора для систем HENPA и LENPA проекта ITER на основе ZnO керамики

Черненко К.А.

Студент

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, физико-механический факультет, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: nuclearphys@yandex.ru

Проект строительства термоядерного реактора требует решения большого числа инженерных и физических задач. Частью системы диагностики состояния реактора является тандем анализаторов атомов перезарядки HENPA и LENPA [1]. Он представляет собой два сцинтилляционных спектрометра тяжелых заряженных частиц, использующих для разделения частиц по заряду и скоростям электрическое и магнитное поля. Основная особенность этих приборов - работа при мощном фоновом потоке нейтронов и электронов, продолжительное время работы и невозможность их технического обслуживания. Эти условия определяют спектр требований, предъявляемых к сцинтиллятору, используемому в детекторах: высокий световыход, малое время спада сцинтилляции, малое уменьшение сцинтилляционной эффективности при возбуждении альфа-частицами, отсутствие гигроскопичности, низкая стоимость, возможность изготовления сцинтиллятора в виде пластины толщиной менее 20 мкм (что обеспечивает подавление сигналов от электронного фона). Сцинтилляторы, получаемые «классическим» способом в виде монокристаллов, не удовлетворяют последнему требованию. Альтернативой применению монокристаллического сцинтиллятора является использование сцинтилляционной оптической керамики.

Оптическая керамика, получаемая путем одноосного горячего прессования высокодисперсного порошка, представляет собой поликристаллический материал, обладающий лучшими механическими и термическими свойствами по сравнению с монокристаллами.

В данной работе исследовались свойства оптических ZnO керамик, разрабатываемых нами совместно с НИТИОМ ВНЦ «ГОИ им. С. И. Вавилова». Были проведены исследования спектрально-люминесцентных свойств керамик в режиме непрерывного рентгеновского возбуждения, и кинетических характеристик при возбуждении короткими (~1 нс) рентгеновскими импульсами. Получены энергетические спектры альфа и гамма источников, измеренные с использованием ZnO керамик.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

В исследованных керамических сцинтилляторах на основе оксида цинка регистрировались две полосы излучения: коротковолновая вблизи края поглощения кристалла и длинноволновая (зеленая) полоса.

Коротковолновая полоса с максимумом при 3.21 эВ имеет постоянную спада сцинтилляции 0.7 нс, обусловленную экситонным излучением [2]. Экситонная люминесценция обладает низкой интенсивностью, поэтому керамики с преобладающей коротковолновой полосой, можно использовать только для регистрации высокоэнергетичной части спектра частиц.

Природа люминесценции зеленой полосы излучения ZnO, несмотря на огромное число исследований, до сих пор остается предметом обсуждений. В ZnO керамиках зеленая люминесценция обладает большой шириной на полувысоте (~500 мэВ) и состоит из двух неразрешенных полос: основной с максимумом при 2.37 эВ и меньшей по интенсивности - при 2.22 эВ. Авторы [3] связывают подобные полосы в порошкообразном ZnO люминофоре с излучением на вакансиях цинка и на ионах лития. Кинетика люминесценции этих образцов достаточно медленная, форма спада интенсивности гиперболическая, среднее время высвечивания составляет порядка 1.1 мкс.

Для уменьшения времени свечения были изготовлены керамики с добавкой лития. В спектре люминесценции керамик с Li^+ относительная интенсивность компоненты с максимумом при 2.22 эВ выше, а форма вспышки описывается двумя экспонентами, быстрой и медленной, с постоянными спада 30 нс и 1.3 мкс. В результате, среднее время люминесценции этих образцов меньше, чем в образцах без добавок.

Также с помощью исследуемых ZnO керамик были измерены спектры радиоактивных изотопов. Разрешение моноэнергетических пиков составляет 40-60%, в зависимости от образца, и определяется внутренней неоднородностью самих образцов. Отношение коэффициентов сцинтилляционной эффективности для альфа-частиц и гамма-квантов составляет не менее 0.5.

Таким образом, керамики на основе оксида цинка удовлетворяют требованиям поставленной задачи. Проводятся работы по совершенствованию сцинтиллятора: уменьшению времени высвечивания и улучшению энергетического разрешения, что позволит упростить тракт обработки сигнала и увеличить надежность работы прибора.

Литература

1. Afanasiev V.I. Neutral Particle Analysis on ITER-FEAT //30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys., St. Petersburg, 7-11 July 2003 ECA Vol. 27A, O-4.4D
2. Meyer B. K., Alves H., Hofmann D. M., et al. // phys. stat. sol. (b) 2004. V. 241. P. 231.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

3. Moe Berseth T. Identification of oxygen and zinc vacancy optical signals in ZnO // Appl. Phys. Letters. 2006. V. 89. P. 262112.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Анализ возможности регистрации редкого полуплептонного распада

$$B_s^0 \rightarrow \varphi(K^+ K^-)\mu^+ \mu^- \text{ на установке LHCb}$$

Комаров И.А.

Студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: ilya-komarov@de1.sinp.msu.ru*

Редкие полуплептонные распады B_s -мезонов обусловлены переходами b кварка в s кварк. В Стандартной модели (СМ) подобные переходы запрещены на древесном уровне и возникают только со второго порядка теории возмущения по константе слабого взаимодействия за счет диаграмм типа «пингвин» и «бокс». За счет этого вклад «стандартной физики» в таких распадах, по сравнению с древесными диаграммами, сильно подавлен. Имеются веские теоретические аргументы, что на фоне подавленной «стандартной физики» можно наблюдать эффекты физики вне рамок СМ (так называемой «новой» или «нестандартной физики»). Одним из распадов, в котором можно ожидать проявления «новой физики», выступает распад $B_s^0 \rightarrow \varphi(K^+ K^-)\mu^+ \mu^-$. Его парциальная ширина порядка 10^{-6} (см., например, теоретические предсказания в работе [1]). В настоящее время данный распад не обнаружен, но его планируется зарегистрировать в 2011 году на установке LHCb [2] Большого адронного коллайдера LHC, который начал свою работу в 2008 году в CERN.

Считается перспективным наблюдать «нестандартную физику» в дифференциальных распределениях, таких как зарядовая лептонная асимметрия или CP-асимметрия [3]. Измерение таких асимметрий с достаточной степенью точности возможно только на LHCb.

Для изучения этих распределений необходимо решить задачу выделения сигнальных событий из большого числа фоновых. Выделение сигнальных событий происходит путем наложения определенных ограничений на характеристики распада (таких как импульсы частиц, точность восстановления вершины и др.).

Для поиска критериев отбора интересных событий используются данные Монте-Карло моделирования. Отличие «данных» промоделированных на ЭВМ перед экспериментальными данными состоит в том, что промоделированные «данные» позволяют однозначно ответить на вопрос, является ли отобранное событие сигнальным или фоновым. Следовательно, на таких модельных «данных» становится возможным проверка эффективности различных критериев отбора и отбора из них оптимальных.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Существует несколько способов получения оптимальных критериев. В данной работе для определения оптимальных критериев отбора событий вводится функция значимости («Significance») равная отношению числа сигнальных событий (S), оставшихся после применения определенного ограничения, к числу фоновых (BG).

$$f = \frac{S}{\sqrt{BG}}$$

Можно показать статистически, что оптимальными будут те значения ограничений, при которых функция значимости будет достигать своего максимума. Поэтому задача поиска оптимальных критериев отбора сводится к поиску максимума функции значимости в многомерном пространстве критериев отбора.

Работа по поиску оптимальных критериев отбора проводилась на двух наборах промоделированных «данных»: на «данных» генерации 2006 и 2010 годов. На основе «данных» 2006 года были получены следующие ограничения на параметры сигнального события:

Vertex $\chi^2 < 12$ (критерий точности восстановления вершины);

Direction Angle < 2.5 мрад (ограничение на направление вылета вторичных частиц);

$p_{TK} > 0.72$ ГэВ/ c^2 (ограничение на поперечный импульс каона);

$m_{\phi} = [1.015 - 1.025]$ ГэВ (ограничение на массу ϕ -мезона).

«Данные» 2010 года дают другие значения ограничений:

$DLLK\pi > 15$ (данный трек с большей вероятностью принадлежит каону, чем пиону);

$DLLKp > -5$ (данный трек с большей вероятностью принадлежит каону, чем протону);

$p_{T\phi} > 1$ ГэВ (поперечный импульс ϕ -мезона);

Direction Angle < 7 мрад

$BipChi2 < 7$ (критерий качества восстановления вершины распада B -мезона);

$Kip < 0.05$ мкм (критерий качества восстановления вторичной вершины).

Помимо ограничений на параметры распада, полученных с помощью нахождения максимума значимости, на события накладывается ограничение на вхождение в кинематически разрешенную область, а так же ограничения на массы частиц, полученные с большой точностью из других экспериментов [4].

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

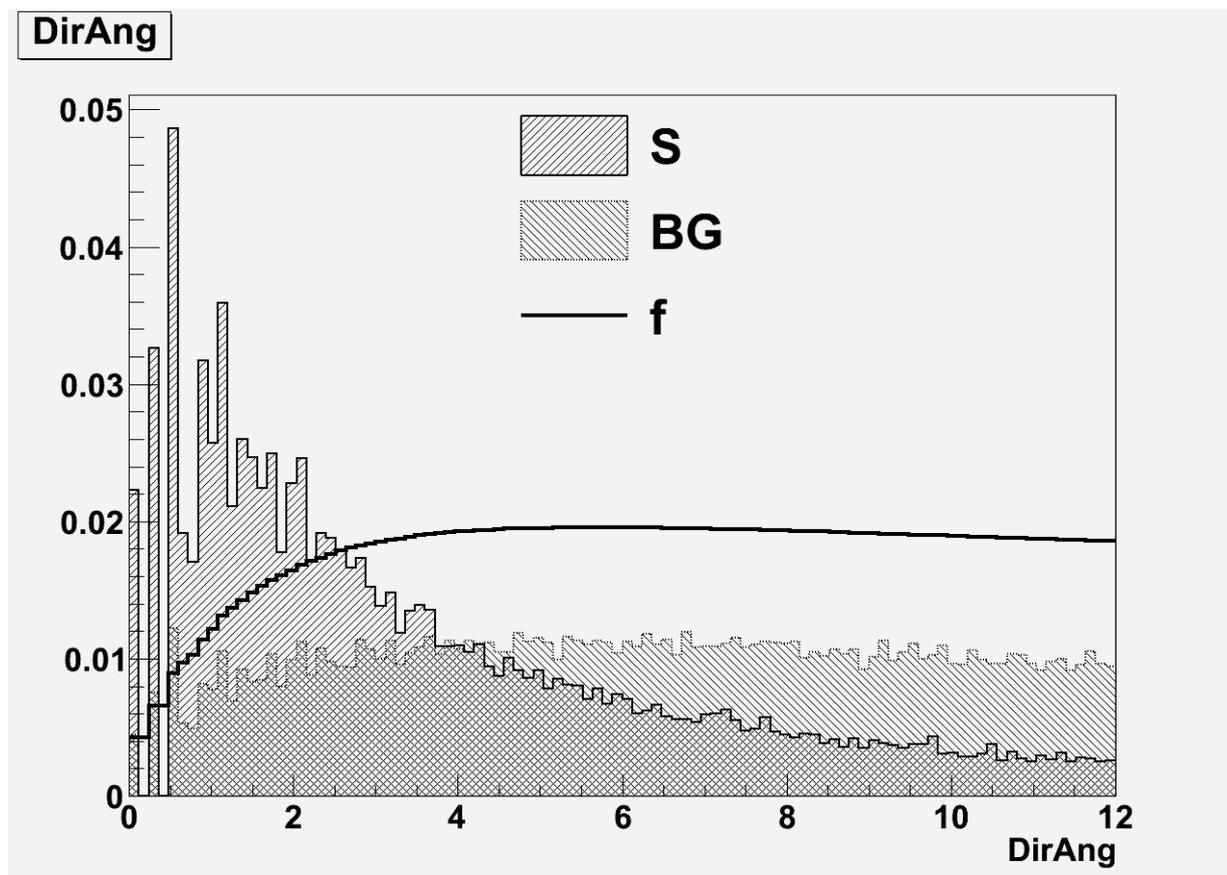


Рисунок 3. Пример распределения числа сигнальных и фоновых событий по одному из критериев отбора, а также функция значимости для данного случая.

В настоящее время указанные выше критерии применяются для анализа экспериментальных данных.

Литература

5. D.Melikhov, N.Nikitin, S. Simula, PRD 57, 6914 (1998)
6. The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments, Vol. 2: CMS and LHCb, Cern, Geneva (2009)
7. I.Balakireva, D.Melikhov, N.Nikitin, D.Tliso, PRD 81, 054024 (2010).
8. <http://pdg.lbl.gov/>

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Методы определения мощности дозы гамма-излучения и эквивалентной активности при изготовлении источников ионизирующего излучения на основе высокоактивного ^{60}Co **Федотова Д.А.**

Студент

Филиал Ульяновского Государственного Университета в г. Димитровграде,

E-mail: romeldd@mail.ru

Источники гамма-излучения на основе высокоактивного ^{60}Co широко применяются в медицине, промышленности и сельском хозяйстве. Независимо от области применения источников ионизирующих излучений (ИИИ) выход излучения, т.е. мощность дозы излучения, создаваемая источником в заданной точке, а так же эквивалентная этой мощности активность источника, являются основными характеристиками протяженных источников. При их изготовлении крайне важна точность и правильность измерений потоков излучений этих источников и их активностей.

В настоящее время существует большое количество методов измерения потоков ионизирующих излучений. В данной работе представлен комплекс методов измерений, позволяющих передать размерность единиц мощности дозы и эквивалентной активности от государственного первичного эталона к промышленным источникам третьего разряда. Основные методы определения мощности дозы и эквивалентной активности (метод прямых измерений и метод компаратора) высокоактивных источников ионизирующего излучения представлены в работе [1].

Эквивалентную активность источника на расстоянии 1 м от его рабочей поверхности для γ -излучения рассчитывают по измеренному значению мощности кермы в воздухе с применением гамма-постоянной мощности K_γ . Под эквивалентной активностью понимается активность точечного источника без учета самопоглощения в источнике на расстоянии 1 м от торцевой поверхности источника до геометрического центра детектора.

Метод прямых измерений заключается в непосредственной регистрации потока излучения от источника. Численное значение измеренной мощности кермы в воздухе на расстоянии 1 м от рабочей торцевой поверхности контролируемого источника в Гр/с, рассчитывают по формуле:

$$\dot{X} = X_R \cdot \frac{R^2}{R_0^2} e^{-\mu(R-R_0)}, \quad (1)$$

где X_R – измеренное значение мощности кермы в воздухе на расстоянии R , Гр/с; μ – линейный коэффициент ослабления излучения в воздухе, м^{-1} ; R – расстояние от рабочей поверхности источника до геометрического центра ионизационной камеры при измерении мощности

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

кермы в воздухе, м; $R_0 = 1$ м – расстояние, к которому приводят значение мощности кермы в воздухе.

Эквивалентную активность источника на расстоянии 1 м от его рабочей поверхности для γ -излучения рассчитывают по измеренному значению мощности кермы в воздухе с применением гамма-постоянной мощности K_γ . Под эквивалентной активностью понимается активность точечного источника без учета самопоглощения в источнике на расстоянии 1 м от торцевой поверхности источника до геометрического центра детектора.

Большое внимание в работе уделено определению вклада рассеянного излучения в показания прибора при измерении мощности дозы источника прямым методом в защитной камере. В наиболее общем виде поле рассеянного излучения определяется энергией, угловым распределением излучения и геометрией источника, формой, составом и толщиной рассеивателя, взаимным расположением источника, рассеивателя и точки детектирования, а также граничащей с рассеивателем средой, в которой находятся источник излучения и детектор.

Для проведения прямых измерений на установке оценивают вклад рассеянного излучения $k_{рас}$ в защитной камере. Определение коэффициента $k_{рас}$ производят с использованием поглощающего стального цилиндра. Экранирующий цилиндр располагают между источником и ионизационной камерой. Таким образом, вкладом прямого излучения можно пренебречь и считать, что показание детектора формируется только рассеянным излучением. Тогда формула (1) преобразуется к виду:

$$\dot{X} = X_{Ri} \cdot \frac{R_i^2}{R_0^2} e^{-\mu(R-R_0)} (1 - k_{рас}). \quad (2)$$

Коэффициент $k_{рас}$ рассчитывают по формуле:

$$k_{рас} = \frac{X^u}{X} \cdot 100\%, \quad (3)$$

где X^u – измеренное значение мощности кермы в воздухе с цилиндром от источника, Гр/с; X – измеренное значение мощности кермы в воздухе без цилиндра от того же источника, Гр/с.

Строго говоря, сам экранирующий цилиндр является рассеивающим центром, поэтому учет вклада рассеянного излучения в показания прибора представляет собой сложную задачу.

В работе так же приводятся выражения для расчета активности радионуклида для источников цилиндрической формы в условиях коллимации потока излучения. Решение данной задачи представляет собой обратную задачу определения поля излучения источника по его активности.[2].

Литература

9. Демченко Н.Ф. и др., Измерительная техника. 11, 64 (2010).
10. Минвалиев Р.Н., Федотова Д.А., сборник аннотации работ 7-й курчатовской молодежной научной школы, Москва, РНЦ «Курчатовский институт», (2009).

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Реконструкция распада $W \rightarrow l\nu$ на детекторе ATLAS

Черемушкина Е. В.

Студент

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: cheremushkina@sinp.msu.ru

Масса и сечение распада W -бозона являются важными величинами для расчета параметров Стандартной Модели (СМ). Одним из пунктов физической программы эксперимента ATLAS (CERN, LHC) является изучение свойств W -бозонов. Большая энергия пучка и высокая светимость позволят получать большое число W -бозонов в протон-протонных столкновениях. Набранная статистика позволит измерить их свойства в ранее неисследованных кинематических областях, что обеспечит новый взгляд на свойства протона, расчеты пертурбативной КХД, и, в конечном счете, позволит уточнить массу W -бозона [3].

Сечение распада W -бозона можно измерить путем регистрации и реконструкции его лептонных распадов. В данной работе реконструкция распада W проводится по двум каналам: с образованием мюонов и электронов ($W \rightarrow l\nu$, где $l = \mu, e$).

Для реконструкции этих распадов необходимо выделить интересующие нас сигнальные события из большого числа фоновых. Выделение сигнальных событий происходит путем наложения определенных ограничений на характеристики распада (таких как импульсы частиц, потерянная поперечная энергия и др.).

Поиск данных ограничений происходит на данных Монте-Карло генерации.

Наложение ограничений на характеристики распадов для мюонов и электронов происходит по-разному из-за различий в поведении этих частиц при прохождении их сквозь детектор. Так, для электронов важно учитывать тормозное излучение, тогда как для мюонов им можно пренебречь.

Для электронов отбор происходит по следующим этапам: триггерный, этап преселекции, «жесткий» (“tight”) и этап выборки [1]. В итоге для электронного канала ($W \rightarrow e\nu$):

- $E_t^{\text{miss}} > 25 \text{ GeV}$ (потерянная поперечная энергия)
- $m_t > 40 \text{ GeV}$ (поперечная масса).

Эти ограничения позволяют отобрать из 2.4×10^6 кандидатов, прошедших через триггеры, 46 событий.

Мюоны лучше восстанавливаются калориметром из-за отсутствия значительных потерь на

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

тормозное излучение. Вследствие этого, жесткий этап опускается. И для мюонного канала ($W \rightarrow \mu\nu$):

- $p_t > 20$ GeV (поперечный импульс)
- $E_t^{\text{miss}} > 25$ GeV
- $m_t > 40$ GeV

Эти ограничения позволяют отобрать из 2×10^6 кандидатов, прошедших через триггеры, 72 события.

По результатам этой работы были определены сечения для $W \rightarrow \mu\nu$ $\sigma = 10.3$ nb, и для $W \rightarrow e\nu$ $\sigma = 8.5$ nb [1,2].

Литература

9. ATLAS Collaboration (ATLAS NOTE), ATLAS-CONF-2010-051
10. ATLAS Collaboration (M. Aharrouche *et al.*). Total inclusive W and Z boson cross-section measurements and cross-section ratios in the electron and muon decay channels at $\sqrt{s} = 7$ TeV
11. ATLAS Twiki page: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/SMWZSignatures>

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

**Исследование поведения заряженных частиц в тяжелоионных столкновениях:
Au + Au при энергии 9,2 ГэВ/нуклон*****Апарин А. А.****Студент**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: aparin.lexxa@gmail.com*

Свойства материи, образующейся при столкновениях тяжелых ионов при сравнительно низких энергиях, до сих пор остаются недостаточно хорошо изучены. Экспериментальные данные при энергии 9,2 ГэВ на нуклон пока получены только с детектора STAR ускорителя RHIC [1]. Планируется к запуску на энергии 9,2 ГэВ/нуклон ускоритель NICA.

В данной работе исследуется поведение заряженных частиц, образующихся при столкновении ядер атомов Au. Особенностью процессов столкновения тяжелых ионов по сравнению с протонами являются большая множественность рожденных частиц и возможные кумулятивные эффекты. Проводился поиск коррелированного вылета частиц, для чего строились графики зависимости азимутального угла вылета частиц от псевдобыстроты.

При помощи метода Монте-Карло, реализованного в генераторе UrQMD, [2] исследуется поведение рожденных заряженных частиц различных видов. Моделирование проводилось при энергии столкновения 9,2 ГэВ/нуклон, прицельный параметр 0,1 – 1,4 фм, при этом в рассмотрение не принимались образовавшиеся частицы, имевшие импульс $< 0,1$ ГэВ/с.

Литература

11. Архив.org <http://arxiv.org/pdf/1101.4310>
12. <http://urqmd.org/>

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Определение радиусов некоторых состояний ядер ^{11}B и ^{13}C вблизи порогов эмиссии альфа-частиц

Данилов А.Н.

Аспирант

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: danilov1987@mail.ru

Дифференциальные сечения неупругого рассеяния альфа-частиц, дейтронов и ионов ^3He при энергиях порядка 10 и 100 МэВ/нуклон [1-4] были проанализированы в дифракционной области с целью определения радиусов ядер ^{11}B , ^{13}C в состояниях, находящихся вблизи порогов испускания альфа-частиц. Было показано, что уровни ядер ^{11}B 8.56 МэВ, ($3/2^-$) и ^{13}C 8.86, 11.08, и 12.5 МэВ ($1/2^-$), лежащие вблизи порогов $2\alpha + t$ и $3\alpha + n$ соответственно, имеют радиусы, увеличенные примерно в 1.2 раза по сравнению с основными состояниями. Их величины примерно равны радиусу ядра ^{12}C в состоянии $0^+_{2, 7.65}$ МэВ (состоянии Хойла), что находится в согласии с гипотезой об их генетической связи, и близки к предсказаниям различных вариантов антисимметризованной молекулярной динамики.

Литература

1. R.G.Peterson et al., Phys.Rev. C24 (1981) 826.
2. Kawabata et al., Journal of Physics: Conference Series, 111 (2008) 012013.
3. G.Thiamova et al., Nucl. Phys. A697 (2002) 25.
4. G.Ball and J.Cerny, Phys.Rev.177(1969)1466.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

Инклюзивные спектры протон-протонного и протон-антипротонного рассеяний при полной энергии 900 ГэВ**Радченко Н.В.¹***Программист кафедры ТМФ, кандидат физико-математических наук**Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, Великий Новгород, Россия**nvrad@mail.ru*

В докладе [1] мы обсудили возможность различия в распределениях множественности P_n (n – число заряженных частиц) в pp и $p\bar{p}$ взаимодействиях. Различие в распределениях связано с наличием дополнительного трехструнного неупругого процесса в случае $p\bar{p}$ рассеяния. Этот процесс дает вклад в область больших множественностей в хвосте распределения. Здесь велики погрешности измерений и различие в распределениях pp и $p\bar{p}$ взаимодействий смазывается. Вместо распределения P_n предлагается измерять величину $n \cdot P_n$, что увеличивает различие в распределениях в n раз. Кроме того, величина $n \cdot P_n$ измеряется инклюзивным методом, что уменьшает величину погрешности измерений по сравнению с измерениями P_n .

Мы усредняем величину $n \cdot P_n$ по 9 бинам множественности, полученным коллаборацией UA5 для $p\bar{p}$ рассеяния: $2 \leq n \leq 10$, $12 \leq n \leq 20$, ..., $n \geq 82$ при энергии в СЦМ 900 ГэВ [2]. Для pp рассеяния мы усредняем величину $n \cdot P_n$ в тех же бинах, исходя из распределения P_n , полученного в [1]. Усредненная по i -му бину величина $\bar{n}^i = \sum_i n \cdot P_n$ связана с инклюзивным сечением в этом же бине соотношением $\bar{n}^i = 1/\sigma^{nsd} \int d^3 p (d^3 \sigma^{(i)incl} / d^3 p)$, где $d^3 \sigma^{(i)incl} / d^3 p$ – инклюзивное сечение заряженной частицы в i -м бине. Поскольку мы считаем, что распределения множественности в pp и $p\bar{p}$ различны, будут также различны \bar{n}_{pp}^i и $\bar{n}_{p\bar{p}}^i$. Отношение этих величин дает отношение инклюзивных сечений в pp и $p\bar{p}$ взаимодействиях (можно показать, что $\sigma_{pp}^{nsd} = \sigma_{p\bar{p}}^{nsd}$)

$$\bar{n}_{p\bar{p}}^i / \bar{n}_{pp}^i = \int d^3 p \frac{d^3 \sigma_{p\bar{p}}^{(i)incl}}{d^3 p} / \int d^3 p \frac{d^3 \sigma_{pp}^{(i)incl}}{d^3 p}. \quad (1)$$

Из интегрального уравнения (1) следует его решение (возможно единственное)

¹ Работа поддержана грантом администрации Новгородской области.

Подсекция «Атомная и ядерная физика»

$$\frac{d^3\sigma_{p\bar{p}}^{(i)incl}}{d^3p} \bigg/ \frac{d^3\sigma_{pp}^{(i)incl}}{d^3p} = \bar{n}_{p\bar{p}}^i / \bar{n}_{pp}^i. \quad (2)$$

Если распределения множественности в pp и $p\bar{p}$ взаимодействиях одинаковы, то соотношение (2) тривиально. Однако если различие присутствует, то наиболее ярко оно будет выражено в бинах с большой множественностью. На рис. 1 а показаны инклюзивные сечения по псевдобыстроте η , полученные UA5 для $p\bar{p}$ рассеяния в бине $62 \leq n \leq 70$, и соответствующие инклюзивные сечения для pp при той же энергии, рассчитанные с помощью соотношения (2) в рамках модели адронов с малым числом конstituентов (LCNM). На рис. 1 б показан результат суммирования этих сечений по всем 9 бинам заряженной множественности, вместе с предсказанием для pp .

Из теоремы Абрамовского – Грибова – Канчели (АГК) следует, что инклюзивные сечения факторизуются на спектр по псевдобыстроте и функцию $f(p_\perp)$, зависящую только от поперечного импульса. Кроме того, из теоремы АГК следует, что $f_{pp}(p_\perp) \equiv f_{p\bar{p}}(p_\perp)$. Тогда отношение полных инклюзивных сечений будет равно отношению сечений по псевдобыстроте.

$$R = \left(\frac{1}{2\pi p_\perp} \right) \frac{d^2\sigma_{p\bar{p}}}{d\eta dp_\perp} \bigg/ \left(\frac{1}{2\pi p_\perp} \right) \frac{d^2\sigma_{pp}}{d\eta dp_\perp} = \frac{d\sigma_{p\bar{p}}}{d\eta} \bigg/ \frac{d\sigma_{pp}}{d\eta} \quad (3)$$

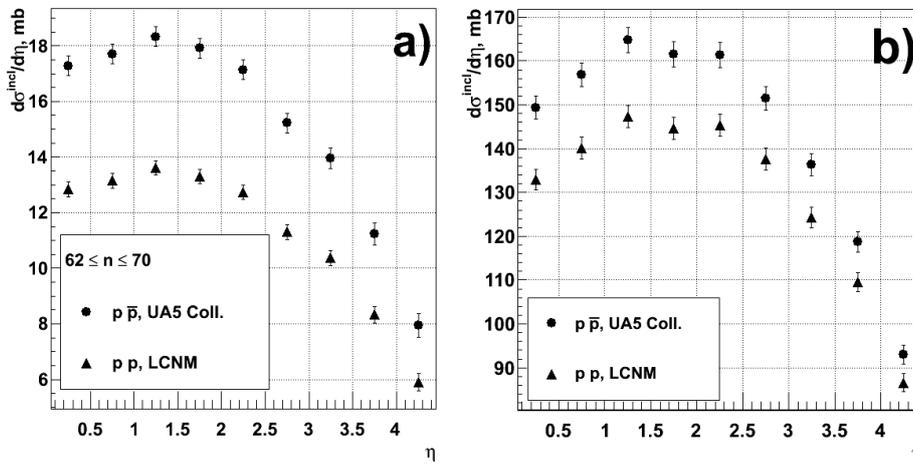


Рис. 1

Соотношение (3) справедливо в достаточно широкой области по поперечному импульсу, вплоть до $p_\perp \approx 2$ ГэВ/с, где справедлива теорема АГК. Из данных рис. 1 б следует, что $R \approx 1,12$ как для $|\eta| < 2,5$, так и для $|\eta| < 0,8$. На рис. 2 а и 2 б приведены отношения инклюзивных сечений $p\bar{p}$ и pp взаимодействий при энергии 900 ГэВ, полученные на БАК коллаборациями ATLAS [3] и ALICE [4], где $R \approx 1,2$.

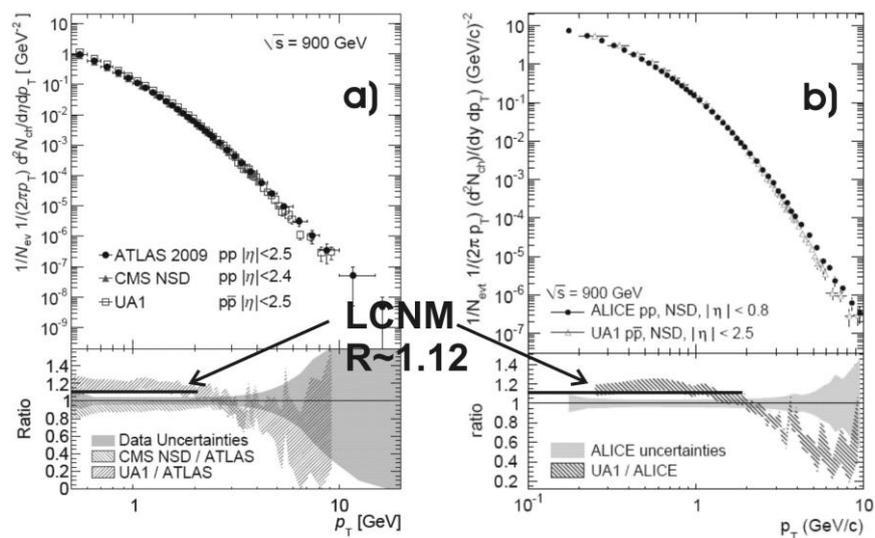


Рис. 2

Литература

1. Радченко Н.В. Различия в распределениях множественности в протон-протонном и протон-антипротонном столкновениях // ISBN 978-5-317-02774-2. <http://www.lomonosov-msu.ru/2009/>
2. Alner G.J. et al., Scaling of Pseudorapidity Distributions at c.m. Energies Up to 0.9-TeV // Z. Phys. 1986. С 33. P. 1-6.
3. Aad G. et al., Charged-particle multiplicities in pp interactions at 900 GeV measured with the ATLAS detector at the LHC // Phys. Lett. B. 2010. V. 688. P. 21-42.
4. Aamodt K. et al., Transverse momentum spectra of charged particles in proton-proton collisions at 900 GeV with ALICE at the LHC // Phys. Lett. B. 2010. V. 693. P. 53-68.