

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. Ломоносова

XXVI Международная конференция
студентов, аспирантов и молодых ученых
по фундаментальным наукам



“ЛОМОНОСОВ–2019”

Секция “ФИЗИКА”

Подсекция
“АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА”

Сборник тезисов докладов

МОСКВА
Физический факультет МГУ
2019

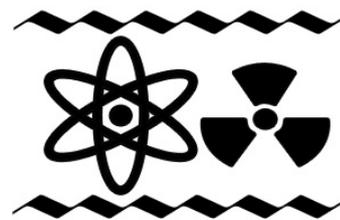
АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Председатели:

доц. Широков Евгений Вадимович

доц. Кузнецов Александр Александрович

проф. Гончаров Сергей Антонович



ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ И ЯДЕР ГЕЛИЯ С ВОЛЬФРАМОМ ПО ДАННЫМ КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА PAMELA

Голуб О.А., Майоров А.Г. (Коллаборация PAMELA)

НИЯУ МИФИ, Россия

В докладе приводятся энергетические зависимости сечения неупругого взаимодействия протонов и ядер гелия с ядрами вольфрама в диапазоне энергий от нескольких сотен МэВ до сотни ГэВ с использованием данных космического эксперимента PAMELA. Он был предназначен для прецизионных измерений потоков космических лучей различной природы и включал набор детекторных систем для надёжного определения характеристик частицы (типа и энергии). В работе идентификация частиц осуществлялась при помощи трековой системы в магнитном поле, время-пролётной системы и системы антисовпадений. Позиционно-чувствительный калориметр с поглотителем из вольфрама, в свою очередь, позволяет изучить топологию взаимодействия определённых частиц внутри него, и вычислить сечение их неупругого взаимодействия. В работе приводится сравнение полученных результатов с измерениями на ускорителях и с существующими теоретическими моделями. Результаты работы могут быть востребованы для развития численных моделей взаимодействия частиц с веществом.

FEATURES OF DISPERSION NUCLEAR FUEL RADIATION WITH COMPLEX INERTIAL STRUCTURE

Alekseev N.V., Sabitova R.R., Kuznetsova M.E., Bedenko D.N.

*National Research Tomsk Polytechnic University,
School of Nuclear Science & Engineering, Tomsk, Russia
E-mail: nval1@tpu.ru*

Researches in the field of physics of nuclear fuel of new generation are being carried out at present at National research Tomsk polytechnic university. The fuel being developed is a graphite matrix with micro encapsulated fuel (microfuel) of spherical shape in it. The main technological application of these researches is creation of low-power high temperature gas-cooled thorium reactor unit [1, 2]. The researchers are of great significance and are generally paid much attention to.

In the present paper a calculated analysis of different configurations of thorium reactor core loading is described. Neutron-physical researches and fuel isotopic composition calculation were made. Alpha-emitters, sources of neutron and photon radiation were analyzed. A calculation instrument which allows evaluating radiation characteristics of nuclear fuel at the reactor designing stage was developed. It also makes it possible to reconsider usual procedures of handling new and irradiated nuclear fuel in a nuclear fuel cycle of new generation.

The main attention in the research was paid to the calculation of neutron yield and spectrum formed as a result of (alpha, n)-reactions on light nuclei of microfuel, as the concentration of various alpha-emitters resulting from irradiation is directly dependent on the fuel burn-up, while the concentration of (alpha, n)-neutrons depends on the configuration of microfuel, graphite matrix, concentration of light elements, and modifies the pattern of neutron diffusion flux.

To calculate the neutron yield, an analytical model and verified calculation codes were used. At the stage of calculation evaluation the use of an analytical model is considered a more preferable research method, as it allows calculating alpha-particles transport, when a corresponding code is not available. Besides, such approach can be used to prepare a file with input data for tasks of neutron-activation analysis, to calculate dosimetric characteristics of neutron isotopic sources and media, containing discrete particles of different shape, size and composition.

The researched were performed to create an effective calculation instrument used for initial evaluation of radiation characteristics of nuclear fuel in a nuclear fuel cycle of new generation.

References

1. Shamanin I.V., Grachev V.M., Chertkov Y.B., Bedenko S.V., Mendoza O., Knyshev V.V. Neutronic properties of high-temperature gas-cooled reactors with thorium fuel // *Annals of Nuclear Energy*. 2018. V. 113, P. 286–293.
2. Bedenko S., Shamanin I., Grachev V., Knyshev V., Ukrainets O., Zorkin A. Neutron radiation characteristics of the IVth generation reactor spent fuel // *AIP Conference Proceedings*. 2018. V. 1938, № 020001.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ В НЕЙТРИНО-НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ПОМОЩИ НЕЙТРИННОГО ГЕНЕРАТОРА GENIE В ЭКСПЕРИМЕНТЕ NOvA

Аллахвердян В. А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: Allaxwerdian@yandex.ru

NOvA — это нейтринный ускорительный эксперимент нового поколения, изучающий осцилляции мюонного нейтрино с появлением электронного нейтрино и выживанием первоначального мюонного нейтрино. Два детектора с аналогичной структурой, ближний и дальний, позволяют оптимизировать чувствительность к изучению данного феномена. Ближний детектор массой 220 тонн расположен в Лаборатории им. Ферми (США) вблизи пучка нейтрино (около 600 м), который рождается ускорительным комплексом NuMI. Дальний детектор массой 14 ктонн расположен на расстоянии 810 км в максимуме осцилляции. Эти критерии совместно с удалением обоих детекторов на 14 мрад вне основной оси нейтринного пучка позволяют получить наилучшее соотношение сигнал / фон.

Интенсивность нейтринного пучка в ближнем детекторе NOvA позволяет получить рекордную на сегодняшний день статистику нейтринных взаимодействий в области 2 ГэВ, позволяющую прецизионно описать моделирование пучка и сечений взаимодействия нейтрино. Это эффективно используется в изучении феномена осцилляции при процедуре так называемой экстраполяции пучка в дальний детектор. Однако, из-за достаточно широкого сечения детектора внеосевой угол нейтринного пучка не является строго 14 мрад, а энергетическое распределение имеет продолжительный хвост в область больших энергий или в область глубоко неупругих реакций нейтрино. Оценка та-

ких реакций представляет актуальный интерес как для описания фона, так и для изучения отдельных каналов.

Моя работа заключается в моделировании и анализе рождения странных частиц в ближнем детекторе в глубоко неупругих реакциях. Проведено моделирование таких реакций при помощи пакета GENIE (генератор нейтринных взаимодействий), оценена вероятность рождения K_0 s и K^* мезонов. Проведено сравнение с результатами эксперимента NOMAD.

Литература

1. K.A. Olive et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014).
2. D.S. Ayres, G.R. Drake, M.C. Goodman, J.J. Grudzinski, V.J. Guarino, et al.. The NOvA Technical Design Report. 2007, pp.600. < HYPERLINK "http://hal.in2p3.fr/in2p3-00704734" HYPERLINK "http://hal.in2p3.fr/in2p3-00704734" HYPERLINK "http://hal.in2p3.fr/in2p3-00704734" in2p3-00704734 HYPERLINK "http://hal.in2p3.fr/in2p3-00704734" HYPERLINK "http://hal.in2p3.fr/in2p3-00704734" HYPERLINK "http://hal.in2p3.fr/in2p3-00704734">
3. ОКУНЬ Л. Б. Лептоны и кварки.-2-е изд., перераб. и доп.-М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1990.-346 с. - ISBN 5-02-014027-9
4. The GENIE Neutrino Monte Carlo Generator: Physics and User Manual Costas Andreopoulos, Christopher Barry, et al..

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ УДЛИНЕННЫХ КАМПАНИЙ НА ЗАРУБЕЖНЫХ АЭС С РЕАКТОРАМИ ТИПА ВВЭР

Альассаф С.Х., Савандер В.И.

НИЯУ (МИФИ), г. Москва, Россия

Рассматривается анализ эффективности применения удлиненных кампаний (τ) на строящихся зарубежных АЭС, с реакторами типа ВВЭР, с точки зрения обращения с отработавшим ядерным топливом. В качестве таковых рассматриваются задачи оценки количества расхода природного урана (q_U) и изменения радиационных характеристиках отработавших ТВС с различным обогащением и кратностью перегрузки (n).

Для уточнения полученных результатов были проведены расчеты выгорания топлива в реакторе типа ВВЭР с обогащением топлива подпитки $x = 4.95\%$ по урану-235. Расчеты проводились с помощью программы «GETERA».

Таблица 1. Зависимость относительных интегральных величин от кратности перегрузки.

n	τ	q_U	Расход ТВС $q_{TВС}$	Масса ^{235}U в ОТВС	Масса ^{236}U в ОТВС	Содержание делящихся изотопов Pu в ОТВС
5	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
3	1.48	1.13	1.13	1.18	0.95	0.97
2	2.00	1.27	1.27	1.33	0.91	0.94

Таким образом, переход на удлиненные кампании приводит к следующим негативным факторам: снижается среднее выгорание топлива; увеличивается расход природного урана на изготовление топлива подпитки и поток ОТВС.

Для того, чтобы сохранить преимущества удлиненных кампаний с точки зрения снижения стоимости отпускаемой электроэнергии, предлагается увеличить кратность перегрузки для рассматриваемых вариантов на одну кампанию, при сохранении длительности кампании. для этого необходимо повысить начальное обогащение топлива до уровня выше 5%. Результаты расчетного анализа предлагаемых вариантов приведены в табл. 2.

Таблица 2. Результаты расчетного анализа предлагаемых вариантов.

T (год)	X %	N	q_U	Поток ОЯТ в год	Масса ^{235}U в ОТВС	Масса ^{236}U в ОТВС	M_f в ОТВС
1.5	4.95	3	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
	5.7	4	0.92	0.75	1.04	1.29	1.11
2.0	4.95	2	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
	6.2	3	0.89	0.66	1.07	1.45	1.15

Это приведет к повышению выгорания топлива и снижению потока ОТВС во временные хранилища (25%–30%) и снижается годовой расход природного урана (на 10%).

Литература

1. В. Я. Беркович, Семченков Ю. М., Актуальные вопросы развития технологии ВВЭР/Десятая международная науднотехнудческая конференция «Безопасность, эффектудность и экономика атомной энергетудки» АО «Концерн Росэнергодатом», г. Москва, 2016г.
2. Ю. Семченков, А. Павловичев, А. Чудбунудев. Близость к сценарудю. Перспектудвы эволюцудонного развудудя топлива ВВЭР. «Атомная энергетудка России». №10, октудбрь 2011. Стр.25-29. WWW.ROSENERGODATOM.INFO.

ВЛИЯНИЕ ФОНА ОТ α -РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

Барбарудян В.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физудческий факультет, Москва
E-mail: va.barbaryan@physics.msu.ru

Природа Темной матеруди являеудся одной из фундаментальных проблем в современной физудке. Некотудрые из теоретудческих моделуд предсказываюуд существование частудц Темной матеруди в форме слабо взаимодействующуд массивных частудц (WIMP). Целью экспериментуд DarkSide [1–4] являеудся регудстрация столкнодения WIMP с барионной матерудей [5,6]. Ожуддаемое сечудне взаимодействуд WIMP с рабочим вешудством детектудра $\sim 10^{-47}$ см², поэудому для регудстрации таких редкудх процессуд необходимо создудние детектудров, имеющудх мудшень из ультра-нудзкофоновудх материалуд, максудмально защищенную от источникуд внешней, естественной радиоактудвности. Однако, в большуднстве доступных на сегодня конструдкцудонных материалуд, окружающудх мудшень, все равно остаюудся следовые концентрудции изотопуд ^{238}U , ^{235}U и ^{232}Th . В резульудтате распада эудх изотопуд проудсходудт (α, n) реакцуд в объеудме материалуд из котудрых изготудвлен детектудр. Механудзм взаимодействуд нейтронуд с мудшенью, аналогудчен взаимодействуду WIMP с мудшенью. В сувязи с эудм, на этапе проектудриванудя детектудра необходимо промудделировать выхוד нейтронуд от (α, n) реакцуд для всех материалуд исполудзуемудх в конструдкцуди детектудра с учудтом их радудхимудческой чудсты и соответствующудх сечудне реакцуд для разных химудческих элементуд с учудтом их изотопного состава.

Для мудделирования исполудзовалась прогудрамма NeuCBOT [7, 8]. NeuCBOT — это инструмудт для расчудда выхודуд (α, n) реакцуд и энергетудческих спектудров нейтронуд для произвольных материалуд. Вычудсленудя провуддудтся на основе даннудх, полученных из бazu даннудх ядерных реакцуд с исполудзованудем прогудраммы TALYS [9]. Прогудрамма NeuCBOT универсальная и похודит для любых нудзкофоновудх экспериментуд в облудсти физудки нейтрудно и поудсков Темной матеруди.

Орудгинальная прогудрамма NeuCBOT была дорудботана, что позвудло получить выхודы не только (α, n), но и ($\alpha, n\gamma$) реакцуд. Были полученуд таблицы выхודуд нейтрод-

нов и гамма квантов для разных конструкционных материалов детектора DarkSide-20k и сформулированы рекомендации по уровням радиохимической чистоты используемых конструкционных материалов детектора, обеспечивающих допустимый уровень фона с учетом чувствительности детектора.

Литература

1. <http://darkside.lngs.infn.it/>.
2. P. Agnes et al. (DarkSide Collaboration), Phys. Lett. B 743, 456 (2015).
3. P. Agnes et al. (DarkSide Collaboration), Phys. Rev. D 93, 081101 (2016).
4. Aalseth C E et al. (DarkSide Collaboration) 2015 Advances in High Energy Physics 7(3)
5. G. Steigman and M. S. Turner, Nucl. Phys. B253, 375 (1985)
6. G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, Phys. Rep. 405, 279 (2005).
7. S. Westerdale, P.D. Meyers, arXiv:1702.02465, (2017).
8. <https://github.com/shawest/neucbot>
9. <http://www.talys.eu/fileadmin/talys/user/docs/talys1.8.pdf>

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА НАРАБОТКИ ИЗОТОПА Sm-153 НА РЕАКТОРЕ ИРТ-Т

Беляев В.В, Бибик И.С.

НИТПУ, Инженерная школа ядерных технологий, Томск, Россия

E-mail: Bringdown921@gmail.com

В настоящее время радиоактивные изотопы нашли широкое применение в отраслях науки, медицины, техники и промышленности.

Искусственные и естественные радиоактивные изотопы – мощный и тонкий инструмент для создания чувствительных способов технического анализа и контроля, уникальное средство для медицинской диагностики и лечения злокачественных опухолевых заболеваний. Радиоизотопы являются эффективным средством воздействия на различные вещества, в том числе органические.

Существуют два типа технологий получения радиоактивных элементов: на ускорительных установках, и на ядерных реакторах.

В данной работе был проведена оптимизация процесса наработки Sm-153 на реакторе ИРТ-Т, с помощью программного обеспечения MCU [4].

Данный β -излучающий изотоп нашел наиболее широкое применение в медицине, в рамках радионуклидной терапии, для лечения костных метастазов. Это обусловлено способностью Sm-153 к избирательному накоплению в патологических очагах с усиленной минерализацией и повышенным метаболизмом костной ткани. Локальное «внутреннее» облучение β -частицами в равной степени воздействует как на манифестирующие, так и на субклинические очаги костной деструкции, что позволяет достичь редукции опухолевой инфильтрации и обеспечить обезболивание [2].

В основе технологии получения Sm-153 на реакторах лежит реакция радиационного захвата [1].

Крупнейшим производителем и поставщиком данного радионуклида в России является АО «НИФХИ им. Л.Я. Карпова» г. Обнинск.

С помощью программного обеспечения MCU была разработана активная зона реактора ИРТ-Т. Образцы высотой 5 см и диаметром 2,75 см были помещены в вертикальные экспериментальные каналы [3].

Для оптимизации расположения канала для облучения самария были проведены расчеты потоков и скоростей реакции радиационного захвата в ВЭЖ-2 и ВЭЖ-5 Расчет плотностей потока нейтронов рассчитывался для тепловых нейтронов с энергией от 0,025 до 0,625 эВ.

Исходя из результатов расчета можно сделать вывод, что наиболее высокая плотность потока тепловых нейтронов наблюдалась в канале, находящимся ближе к активной зоне, а также, что наибольшая скорость реакции поглощения изотопом Sm-152 наблюдается в центре канала по высоте. Тем самым удалось достичь оптимизации геометрических параметров процесса наработки данного изотопа.

Литература

1. Герасимов А.С., Зарицкая Т.С., Рудик А.П. Справочник по образованию нуклидов в ядерных реакторах. – Москва: Энергоатомиздат, 1989. – 504 с;
2. Левие В.И. Получение радиоактивных изотопов. – Москва: Атомиздат, 1972. – 183 с;
3. Соболев И. М. Метод Монте-Карло. – Москва: Наука, 1968. – 64 с;
4. Varlachev V A, Glukhov G G and Skuridin V S 2011 Research Nuclear Reactor IRT-T, Tomsk Polytechnic University (Tomsk: TPU Press).

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ ЗАМЫКАНИЯ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА ПО РЕМИКС ТЕХНОЛОГИИ

Бибик И.С.¹, Вальцева А.И.², Беляев В.В.¹

¹НИТПУ, Инженерная школа ядерных технологий, Томск, Россия

²Уральский ФУ, химико-технический институт, Екатеринбург, Россия

E-mail: ira.bibik.95@mail.ru

Ежегодно из реакторов выгружается 650–700 т радиоактивных отходов (далее — РО), при этом перерабатывается лишь незначительная часть от общего объема. На данный момент в России накоплено около 22,5 тыс. т отработанного ядерного топлива (далее — ОЯТ) [4]. Наибольшую опасность представляют долгоживущие актиниды и продукты деления, образующиеся в твэлах по мере выгорания свежего топлива.

Одним из решений проблемы хранения ОЯТ, и повышения ресурсной базы атомной энергетики, является замыкание ядерного топливного цикла (далее — ЗЯТЦ) на тепловых нейтронах.

РЕМИКС (Regenerated MIXture of U-Pu oxides) — это топливо, разработанное в России, получают из неразделенной смеси регенерированного урана и плутония, образующейся в ходе использования технологии пирометаллургической обработки ОЯТ. В данном методе используется электрический ток для выделения совокупности необходимых элементов, а не плутония в отдельности, что снижает риск распространения плутония [3].

В отличие от МОКС-топлива, где плутоний смешивается с природным ураном, РЕМИКС-топливо планируется изготавливать из неразделенной смеси плутония и урана с добавлением природного урана-235 с обогащением около 16–17 % для компенсации присутствия в смеси четных изотопов ²³⁶U, ²³²U, ²⁴⁰Pu, ²⁴²Pu и обеспечения необходимых размножающих свойств [1].

Другими словами, сокращение объемов ОЯТ и расхода природного урана на подпитку реакторов ВВЭР будет осуществляться за счет ЗЯТЦ по РЕМИКС-технологии при многократном рециклировании.

Одним из главных достоинств регенерированного топлива является минимизация РО. Остаточные высокоактивные продукты деления планируется направлять для дальнейшей утилизации в систему «сухого хранения» отходов. РО, в данной технологии, заключаются в герметичные пеналы, заполненные азотно-гелиевой смесью, которые помещаются в бетонные модули, и размещаются в зале хранения. Хранить РО «сухим» способом значительно безопаснее и дешевле. В отличие от «мокрого» хранилища, здесь нет расходов на водоснабжение и водоподготовку, не нужно организовывать цир-

куляцию воды. Объект не пострадает при потере электропитания, а от персонала требуется лишь загрузка свежих модулей [2].

Оценка возможности замыкания ядерного топливного цикла на тепловых нейтронах показала, что благодаря вовлечению в топливный цикл ОЯТ данная технология повышает экологическую эффективность путем минимизации техногенного воздействия на окружающую среду.

Разработка и реализация ЗЯТЦ с использованием в ВВЭР регенерированного топлива позволит расширить ресурсную базу будущего атомной энергетики, а также повысить экономическую привлекательность ядерной отрасли и конкурентоспособность России на мировом рынке в условиях исчерпания запасов природного урана и перехода к замкнутому ядерному топливному циклу.

Литература

1. Федоров Ю. С., Бибичев Б. А., Зильберман Б. Я., Кудрявцев Е. Г. Использование регенерированного урана и плутония в тепловых реакторах // *Атомная энергия*. 2005. Т. 99. Вып. 2. С. 136–141.
2. Grouiller J. P., Doriath J. Y., Vasile A., Zaetta A. Different possible scenarios for plutonium recycling in PWRs // *Global*. 2001. Paris, France. INIS-FR-1314.
3. Nuclear Science. Physics of Plutonium Recycling. Vol. VI. Multiple Pu Recycling in Advanced PWRs. NEA OECD, 2002. P. 9.
4. Российские подходы к перспективным ядерным топливным циклам / А. Хаперская // *Международный общественный форум-диалог «АтомЭко-2017»* [Электронный ресурс]. URL: http://www.atomeco.org/mediafiles/u/files/2017/materials/04_Khaperskaya_rus_zhenskij_stol.pdf (дата обращения: 29.10.2018).

ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В РАЗРЕЗНОМ МИКРОТРОНЕ

Борисов М.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва
E-mail: muchmaxx@gmail.com

Ускорители, работающие на двух гармониках, успешно функционируют в наше время. Для уменьшения эффекта пространственного заряда применяется вторая гармоника в синхротронах и накопительных кольцах. Эти примеры показывают, что внедрение дополнительной гармоники положительным образом сказывается на характеристиках ускорителя. Было доказано, что использование второй гармоники в микротроне, может привести к значительному увеличению величины области устойчивости фазовых колебаний [1], что является слабым местом ускорителя данного типа. В данной работе будет рассмотрены несколько путей практической реализации второй гармоники в разрезном микротроне.

Было рассмотрено два метода реализации второй гармоники: за счет наведенного поля и за счет внешнего источника. Большинство оптимальных значений фазы второй гармоники лежит вблизи 180° , что соответствует фазе торможения. При пролете через резонатор частица наводит в нем поле как раз тормозящей для нее фазе. Поэтому первым вариантом реализации второй гармоники является использование “пустого” резонатора [2]. Помимо отсутствия системы питания данный случай удобен еще и тем, что можно сделать резонатор, работающий одновременно на двух гармониках, что уменьшает размеры ускоряющей структуры. Второй метод состоит во введении внешнего источника питания.

Проведенные расчеты показали неоднозначность применения второй гармоники в разрезном микротроне. С одной стороны, наблюдается значительное увеличение об-

ласти устойчивости фазовый колебаний, что существенно снижает чувствительность коэффициента захвата микротрона к нестабильностям амплитуды ускоряющего и магнитного полей. С другой, эти преимущества нивелируются сложностями реализации. Как и в первом так и во втором методе возникает проблема с временем нарастания ускоряющего поля, решение которой состоит в уменьшении добротности резонаторов второй гармоники. Однако в первом случае это приводит к сильному увеличению тока пучка который не реализуем в микротроне, а во втором к сильному различию между оптимальным и пробваемым значениями коэффициента связи ускоряющей структуры с внешним источником.

Литература

1. Rosander S. Accelerating particles in the microtron by non-sinusoidal field. – SIS-74-5128, 1974. – №. TRITA-EPP-74-16.
2. Wilson P. B., Griffin J. E. High energy electron linacs; application to storage ring RF systems and linear colliders //AIP conference proceedings. AIP, 1982. Т. 87. №. 1. С. 450–555.

АНАЛИЗ СОВМЕСТНЫХ С ШАЛ СОБЫТИЙ В УСТАНОВКЕ ПРИЗМА-32 С ПРИВЛЕЧЕНИЕМ ДАННЫХ ЧВД НЕВОД

Булан А.В.

НИЯУ «МИФИ», НИЦ НЕВОД, Москва, Россия

E-mail: AVBulan@mephi.ru

В космических лучах (КЛ) имеются частицы с энергиями до 10^{20} эВ. Их исследования проводятся путем регистрации вторичных частиц широких атмосферных ливней (ШАЛ), образующихся при взаимодействии первичных частиц с атмосферой Земли, что позволяет исследовать взаимодействия при энергиях в десятки и сотни ТэВ в системе центра масс.

ШАЛ можно разделить на две компоненты: адронная компонента от столкновений протонов и подобных им частиц с ядрами атмосферных газов, и электромагнитная компонента от распада π^0 мезонов. Большинство установок по исследованию ШАЛ регистрируют электромагнитную составляющую ливней. Адронную компоненту регистрировать несколько сложнее, так как трудно и дорого создавать установки для её регистрации, хотя именно адроны, которые в основном сосредоточены в стволе ливня, несут важную информацию о первичных частицах.

В настоящее время в НИЯУ МИФИ на базе экспериментального комплекса НЕВОД, входящего в перечень уникальных научных установок России, работают две установки, позволяющие регистрировать адронную компоненту ШАЛ: черенковский водный калориметр (ЧВК НЕВОД) [1] и установка ПРИЗМА-32 [2].

Установка ЧВК НЕВОД представляет собой бассейн объемом 2000 м^3 , внутри которого располагается пространственная детектирующая решетка, состоящая из 91 квазисферического модуля с ФЭУ-200, регистрирующих черенковское излучение с любого направления практически с одинаковой эффективностью.

Установка ПРИЗМА-32 состоит из двух кластеров, каждый из которых включает в себя 16 электронно-нейтронных детекторов сцинтилляционного типа, использующих неорганический сцинтиллятор ZnS(Ag)+LiF . Расстояние между детекторами установки ПРИЗМА-32: 2.5 м на 5 м, общая площадь установки $\sim 500 \text{ м}^2$. Установка позволяет регистрировать две основные компоненты ШАЛ: электронно-фотонную и нейтронную.

Установки объединены единой триггерной системой, что позволяет связывать экспериментальные данные для одного и того же события с разных установок.

Использованный в работе метод позволяет по данным ПРИЗМА-32 восстанавливать координаты осей ШАЛ, а единая триггерная система – наблюдать отклик от них в черенковском водном калориметре.

В докладе обсуждаются амплитудные спектры и корреляции нейтронной и электромагнитной компонент ШАЛ с различными положениями осей ливней относительно рабочих областей этих установок. Положения осей восстанавливаются по данным об электронно-фотонной компоненте. На рисунке 1 представлено распределение восстановленных осей по данным установки ПРИЗМА-32 для совместно отобранных событий. Светлый прямоугольник совпадает с местоположением детектора ПРИЗМА-32 и ЧВК НЕВОД.

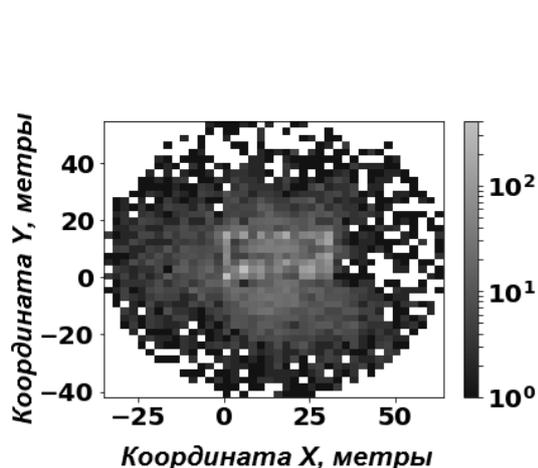


Рис. 1. Распределение восстановленных осей.

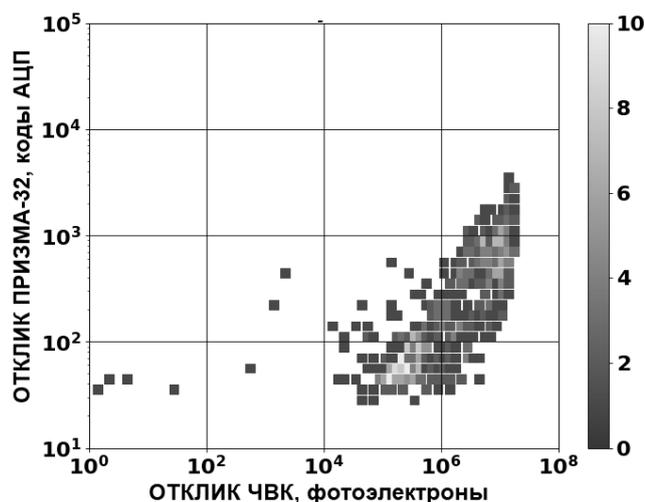


Рис. 2. Корреляция отклика ЧВК НЕВОД и отклика ПРИЗМА-32 на электромагнитную компоненту.

Корреляции между откликами ЧВК и электромагнитной компонентой в ПРИЗМА-32 в таких событиях наблюдаются с корреляционным коэффициентом $R = 0.7$ и коэффициентом пропорциональности $B = (0.404 \pm 0.016)10^{-3}$ кодов АЦП ПРИЗМА/фотоэлектрон ЧВД. Корреляции представлены на рисунке 2.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 18-32-00214 мол_а).

Литература

1. Kindin V.V. et al. Cherenkov water detector NEVOD: a new stage of development // Physics Procedia. 2015. Vol. 74. P. 435–41.
2. Gromushkin D. et al. The array for EAS neutron component detection // J.Instrum. 2014. Vol. 9. C08028.

ВЕРИФИКАЦИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В МОДЕЛИ ДЕТЕКТОРА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ МОНИТОРИНГА ОБСТАНОВКИ НА ЯДЕРНЫХ ОБЪЕКТАХ НА ОСНОВЕ Geant4 и Serpent

Бушама Л., Громушкин Д.М.

НИЯУ МИФИ», г. Москва, Россия

E-mail: Lazhar-phy@hotmail.fr

Мониторинг нейтронного фона играет ключевую роль при контроле работы ядерных установок. В работе рассматривается нейтронный детектор на основе $ZnS(Ag) + {}^6LiF$ [1]. Его высокая эффективность позволяет использовать такие детекторы для контроля уровня фоновой радиоактивности вблизи различных объектов. В настоящей работе проведено моделирование распространения нейтронов.

Конструкция данного детектора (рисунок 1а) является стандартной для сцинтилляционных детекторов, но со специальным тонким неорганическим сцинтиллятором, чувствительным к тепловым нейтронам и с низкой чувствительностью к заряженным частицам.

В программном пакете Geant4 (версия 10.04.p02) [2] создана модель детектора (рисунок 1б). На первом этапе была задана геометрия с учетом реальных размеров и состава материалов всех частей детектора. Для детектора были прописаны оптические свойства материалов и поверхностей, для сцинтиллятора заданы все нужные параметры – спектр излучения, световыход, время высвечивания. Также были подключены все необходимые физические процессы (ионизационные потери, радиационные потери, рождение пар, рассеяние и т.д.). Был создан генератор частиц, который позволяет запускать первичные частицы со спектром, близким к реальному.

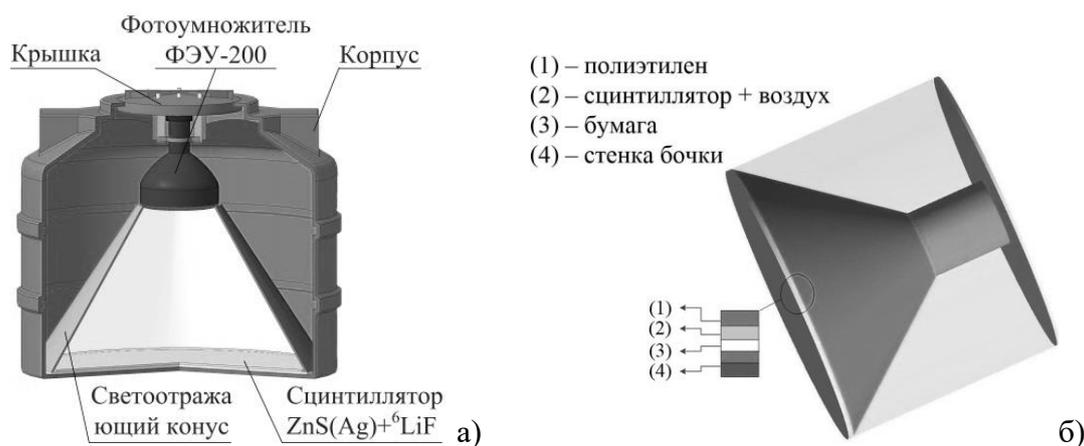


Рис. 1. а) Конструкция эн-детектора, б) Визуализация геометрической модели нейтронного детектора.

Для моделирования распространения и замедления нейтронов разработчиками Geant4 предлагаются следующие физические модели — QGSP_BERT_HP, QGSP_BIC_HP и QBBC [3]. Выбор модели непосредственно повлияет на корректность описания детектора и точность полученных результатов, поэтому было необходимо проверить их надежность путем сравнением с другим кодом.

Для верификации перечисленных моделей в качестве эталона было использовано программное средство (ПС) PSG2/Serpent (версия 2.1.30) [4], предназначенное для нейтронно-физического расчёта активной зоны реактора. Serpent и Geant4 представляют собой программы, реализующие метод Монте-Карло, обе основаны на преобразованных файлах ядерных данных ENDF (Evaluated Nuclear Data File) и имеют одинаковые модели термализации тепловых нейтронов — связанный атом (англ. bound-atom) и свободный атом (англ. free atoms или free gas) [5, 6]. Для нейтронов с энергией < 4 эВ были заданы библиотеки модели связанного атома и в Serpent, и в Geant4.

В Serpent и Geant4 (с использованием модели QGSP_BIC_HP) было промоделировано распространение нейтронов в разных средах – вода и воздух. Была задана сферическая геометрия с разными радиусами – 5 см, 10 см, 30 см и 40 см для водной среды и 100 м, 300 м, 500 м и 1000 м для воздушной среды. Был задан точечный изотропный моноэнергетический источник нейтронов в центре сферы с энергией нейтронов, равной 2 МэВ. Поток нейтронов рассчитывался на поверхности каждой сферы. В обоих кодах после пересечения границы сферы нейтрон останавливался и уничтожался. На рисунке 2 показаны полученные спектры нейтронов в воде (а) и в воздухе (б), нормированные на число запущенных нейтронов – $(dN/du)/N_0$, где $u = \ln(E_{\text{макс}}/E)$, $E_{\text{макс}} = 2$ МэВ, $N_0 = 3.5 \cdot 10^6$ нейтронов.

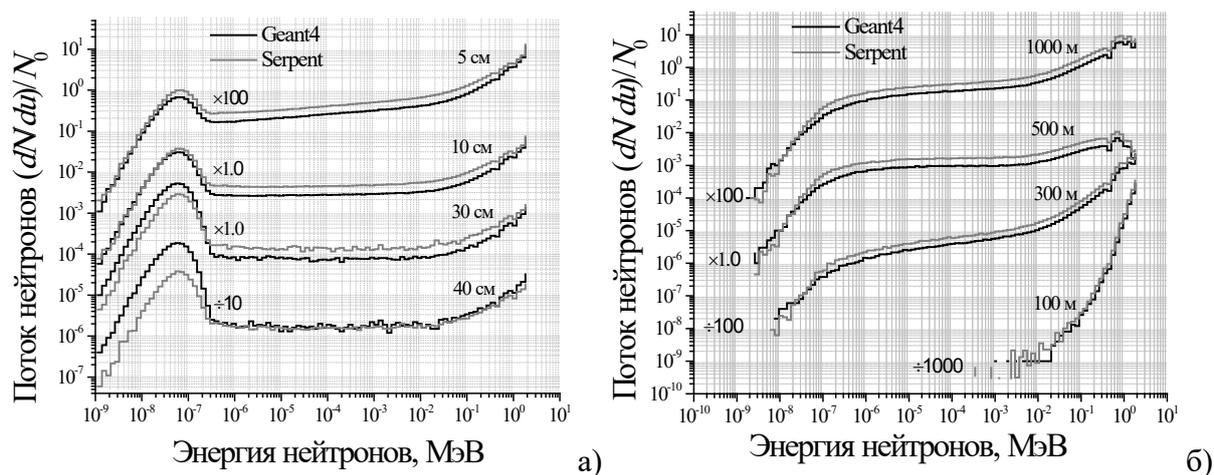


Рис. 2. Сравнение рассчитанных в Geant4 и Serpent потоков нейтронов в воде (а) и в воздухе (б). Кривые на графиках приведены с соответствующими множителями.

Результаты сравнения распределения нейтронов в Geant4 и Serpent показывают топологическое совпадение. После сравнения результатов моделирования распространения нейтронов в воде с разными моделями Geant4, перечисленными выше, будет выбрана более точная модель для описания нейтронной компоненты.

Литература

1. Gromushkin D.M., et al. The ProtoPRISMA array for EAS study: first results // J. Phys: Conf. Ser. 2013. V. 409. P. 012044.
2. Agostinelli S., et al. Geant4: A simulation toolkit // Nucl. Instrum. Methods. 2003. V. 506. P. 250–303.
3. Описание моделей распространения и замедления нейтронов в Geant4: <http://geant4.slac.stanford.edu/JLAB2012/PhysList.pdf>
4. Leppänen J., et al. The Serpent Monte Carlo code: Status, development and applications in 2013 // Ann. Nucl. Energy. 2015. P. 142–150.
5. Leppänen J. Development of a New Monte Carlo Reactor Physics Code. PhD thesis // Helsinki University of Technology. 2007.
6. Tran H.N., Marchix A., Letourneau A. et al. Comparison of the thermal neutron scattering treatment in MCNP6 and Geant4 codes // Nucl. Instr. Meth. Phys. Research. 2018. A 893. P. 84–94.

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ТОМОГРАФИИ ДЛЯ КОМПОНЕНТОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В СФЕРЕ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ, С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОМПЬЮТЕРНЫХ СИМУЛЯЦИЙ

Вдовенко А.Ю., Долматов Д.О.

ФГАОУ ВО НИТПУ, Инженерная школа ядерных технологий, Томск, Россия
E-mail: ayv9@tpu.ru

Сегодня актуальной проблемой в сфере атомной промышленности является повышение качества ультразвукового контроля (УЗК) для мониторинга сварных соединений контейнеров для хранения ОЯТ. Одним из наиболее перспективных путей решения задач УЗК, связанных с повышением требований к достоверности, это эксплуатация методик и приборов, визуализирующих внутреннюю структуру обследуемого изделия [1]. Для этого используют метод синтезированной апертуры. Для качественной работы метод должен учитывать сложности УЗК объекта и гарантировать точность результатов.

Для проверки работоспособности и целесообразности проведения экспериментальной апробации разрабатываемых алгоритмов эффективным является применение

компьютерных симуляций. В рамках данной работы компьютерные симуляции проводились в программном пакете CIV4 2016. Данная программа предназначена для оптимизации параметров методики контроля и обеспечивает поддержку при презентации новых инновационных решений неразрушающего контроля. CIV4 предоставляет возможность моделировать весь процесс УЗК, с выбором характеристик объекта контроля, оптимальных преобразователей и источников излучения.

Проведенные симуляции позволили получить данные для реализации алгоритма реконструкции в программном пакете Matlab R2016b, используя ограниченное количество акустических схем (только отраженные от дна волны).

Результатом данной работы является разработка алгоритма ультразвуковой томографии с использованием методов синтезированной апертуры и фазированных антенных решеток для контроля сварных соединений контейнера с облученным ядерным топливом. Предложенный метод использования акустических схем, при которых ультразвуковая волна отражается от донной поверхности объекта контроля, показал высокую информативность и точность полученного изображения.

Литература

1. Бойчук А.С., Генералов А.С., Степанов А.В. Неразрушающий контроль углепластиков на наличие несплошностей с использованием ультразвуковых фазированных решеток // *Авиационные материалы и технологии*. 2015. № 3 (36). С. 84–89.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕНЦИАЛОВ НАЧАЛЬНОГО И КОНЕЧНОГО КАНАЛОВ В РЕАКЦИИ $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$

Войчук О. О.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва
E-mail: odinsp@mail.ru

На 120-см циклотроне НИИЯФ МГУ с α -частицами, ускоренными до энергии $E_\alpha = 30.3$ МэВ выполнен эксперимент по измерению углового распределения протонов, образованных в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$. Для теоретического анализа этой реакции по методу связанных каналов необходимо знать оптический потенциал (ОП) взаимодействия частиц в начальном и конечном канале реакции.

Традиционно определение ОП выполняется на основе анализа угловых распределений упругого рассеяния. При значениях энергии порядка десятка МэВ/нуклон упругое рассеяние хорошо описывается в рамках оптической модели [7]. В оптической модели предполагается, что взаимодействие между ядрами может быть описано комплексной потенциальной ямой

$$U(r) = V(r) + iW(r),$$

где мнимая часть $W(r)$ описывает поглощение частиц падающего пучка. Значения параметров потенциалов выбираются из принципа максимального соответствия теоретического углового распределения и экспериментальных данных. Анализ параметров ОП, полученных из экспериментов при различных энергиях и на разных ядрах, позволяет вывести феноменологические зависимости для параметров ОП (глобальные ОП [5]). При этом возникает проблема неоднозначной определенности параметров: удовлетворительное согласие с экспериментом можно получить при использовании нескольких наборов параметров. Альтернативным подходом к определению параметров ОП являются модели фолдинга [4].

В данной работе выполнено определение ОП в начальном $\alpha+^{27}\text{Al}$ и конечном $p+^{30}\text{Si}$ канале на основе анализа угловых распределений упругого рассеяния при энергиях ~ 30 МэВ. Расчет производится с использованием пакета программ Sfresco [8].

Экспериментальные данные по упругому рассеянию были взяты из работ [1, 6]. Найденные параметры ОП не противоречат использованными в работе [3] при энергии порядка 40 МэВ и работе [2] при энергии порядка 80 МэВ.

Таким образом, в данной работы на основе анализа совокупности имеющихся экспериментальных данных с помощью программного кода Sфresco определены параметры ОП начального и конечного каналов в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$, необходимые для последующего анализа реакции в рамках метода связанных каналов.

Литература

1. Bobrowska A., Budzanowski A., Grotowski K., Jarczyk L., Kamys B., Micek S., Polok M., Strzalkowski A., Wrobel Z., J. PR/C.51.1604 (1995).
2. Ciangaru G., Chang C. C., Wu J. R., Koontz R. W. and Holmgren H. D. PhysRevC.29.2017 (1984).
3. Fulmer C. B., Mariolopoulos G., Bagieu G., Cole A. J., de Swiniarski R. and Koang D. PhysRevC.18.621 (1978).
4. Gontchar I.I., Chushnyakova M.V. Computer Physics Communications 181 (2010) 168–182.
5. Kumar, Ashok, Kailas, S.; Rathi, Sarla ; Mahata, K. (2006) Global alpha-nucleus optical potential Nuclear Physics A, 776 (3-4). pp. 105-117. ISSN 0375-9474].
6. Miskimen R., Bernstein A., Quinn B., Wood S., Hynes M., Blanpied G., Ritchie B., Brown V., J. PL/B.131.26 (1983).
7. Satchler G. R. Direct Nuclear Reactions (1983).
8. Tompson I. J., Comput. Phys. Rep. 7 (1988); <http://www.fresco.org.uk/>

ИЗМЕРЕНИЯ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ДИФРАГИРОВАННОГО ВОЛНОВОДА

Гришина К.А.

Новосибирский ГТУ, физико-технический факультет, Новосибирск, Россия

E-mail: grishinakristina21@gmail.com

Данная работа посвящена созданию стенда для измерения электродинамических характеристик ускоряющих структур типа диафрагмированный волновод для нового источника СИ в Новосибирске и определению критериев точности этих параметров. Исследования ускоряющей структуры основаны на методе малых возмущений резонансного и нерезонансного макета. В результате проведенных измерений определен набег фазы на ячейку $\varphi = 120^0 \pm 15^0$, фактическая рабочая частота $f = 2856.38$ МГц, коэффициент связи $|k_c| = 0.023$. На основе измеренных данных рассчитаны групповая скорость $v_{гр} = 0.018$ с м/с и фазовая скорость $v_{ф} = 2.994 \cdot 10^8$ м/с, постоянная времени $\tau_0 = 1.46$ мкс, коэффициент затухания по полю $\alpha = 0.126$ 1/м и время заполнения ускоряющей структуры $\tau = 0.276$ мкс. Получено распределение электрического поля внутри ускоряющей структуры. В работе получены допуски на изготовление радиуса и периодичности ячеек, и допуск на отклонение от рабочей температуры.

В новосибирском Институте ядерной физики им. Будкера более тридцати лет назад был организован Сибирский центр синхротронного излучения (СЦСИ) и в настоящее время одной из главных проблем центра является отсутствие современного источника синхротронного излучения. Используемые накопители ВЭПП-3 и ВЭПП-4 не являются специализированными источниками СИ, и параметры их излучения не соответствуют современным требованиям. Поэтому в Новосибирске планируется строительство нового источника синхротронного излучения — Сибирский Кольцевой Источник Фотонов (СКИФ), разработчиком которого является ИЯФ.

Комплекс включает в себя синхротрон, кольцо накопителя-охладителя и инжектор. Инжектор представляет собой линейный ускоритель, который состоит из источни-

ка электронов, адиабатического группирователя и пяти ускоряющих структур на основе диафрагмированного волновода и источников СВЧ мощности.

Целью моей работы является определение критериев точностей параметров ускоряющих структур и создание стенда для измерения электродинамических характеристик ускоряющих структур линейного ускорителя инжектора новосибирского источника СИ, получение основных параметров макета тестовой ускоряющей структуры.

В работе сделана оценка допусков параметров ускоряющей структуры. Отклонение радиуса ячейки от заданного на 10 мкм ведет к изменению набега фазы на ячейку в $1,36^\circ$. Отсюда следует, что фаза влета пучка φ_0 для каждой ячейки будет разная. Отклонение периода ячейки от заданного на 10 мкм ведет к изменению набега фазы на ячейку в $0,021^\circ$. Такое отклонения набега фазы не значительно влияет на фазу влета пучка φ_0 . Отклонение в 1°C от рабочей температуры даст ошибку в фазе $0,1^\circ$.

Исследования ускоряющей структуры основаны на методе малых возмущений: возмущающее тело, перемещаясь вдоль продольной оси структуры, приводит к изменению запасенной энергии электромагнитного поля, что сказывается на рабочей частоте резонансных ячеек структуры. Данную зависимость можно представить выражением (1)

$$\frac{f - f_0}{f_0} = \frac{\Delta W_m - \Delta W_e}{W}$$

Или выражением (1) для случая, когда на оси структуры присутствует только электрическая компонента электромагнитного поля

$$\frac{\delta f(z)}{f_0} = \alpha \frac{E^2(z)}{W_c}$$

В выражениях (1)–(2) используются обозначения: f_0 — резонансная частота невозмущенного резонатора, f — резонансная частота возмущенного резонатора, W — полная запасенная энергия в невозмущенном резонаторе, ΔW_e — изменение за счет возмущающего тела запасенной электрической энергии, ΔW_m — изменение за счет возмущающего тела запасенной магнитной энергии, α — коэффициент, зависящий от формы и материала возмущающего тела, W_c — полная запасенная энергия в резонансном макете.

Исследования проводились для ускоряющей секции длиной 1.5 м, с периодом 35 мм, которая должна работать частоте 2856 МГц с видом колебания $\theta = 2\pi/3 = 120^\circ$.

Измерительный стенд включает в себя: шаговый двигатель для протягивания возмущающего тела, контроллер для управления шаговым двигателем, анализатор S-параметров, кабельная трасса. Управление процессом и получение данных с анализатора S-параметра происходит с помощью системы автоматизации на основе кода, написанного на языке программирования Python.

В результате проведенных измерений определен вид колебания $\theta = 120^\circ \pm 15^\circ$, то есть ошибки изготовления ускоряющей структуры приводят к ошибкам набега фаз $\pm 15^\circ$. Определена фактическая рабочая частота $f = 2856.38$ МГц, которая близка к заявленной при изготовлении. На основе измеренных данных рассчитаны групповая скорость $v_{гр} = 0.018$ с м/с и фазовая скорость $v_\phi = 2.994 \cdot 10^8$ м/с. Кроме этого, получен коэффициент связи $|k_c| = 0.023$, постоянная времени $\tau_0 = 1.46$ мкс, коэффициент затухания по полю $\alpha = 0.126$ 1/м и время заполнения ускоряющей структуры $\tau = 0.276$ мкс.

На рисунке 1 показано измеренное распределение электрического поля для трех ячеек ускоряющей структуры. Видно, что оно отличается от теоретического распреде-

ления, изображенного на рисунке 2. Это связано с имеющимися ошибками фазового сдвига, которые приводят к изменению амплитуды в некоторых ячейках.

Таким образом, из полученных данных будет выработано техническое задание на изготовление ускоряющих структур инжектора СКИФ и на группирующую систему.

В дальнейшем планируется провести измерения с возмущающими телами другой формы, увеличить точность метода, определить шунтовое сопротивление резонаторов.

Литература

1. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. Т.1// М.: Высшая школа, 1970.-440 с.
2. Левичев А.Е., Павлов В.М. Линейные СВЧ ускорители: электродинамика ускоряющих структур. Учебное пособие//Н.: ИЯФ_НГТУ, 2014. – 158 с.
3. Степанов Ю.М. Ускорители электронов: методические указания к выполнению лабораторных работ по курсу «Электрофизические установки и ускорители»//Т.:ТПУ, 2008.-116 с.
4. Шехтман И.А. Теория электромагнитного поля. Учебное пособие// Н.: ИЯФ_НГТУ, 1998. – 151 с.

СТОЛКНОВЕНИЯ ЯДЕР НА ПРОЕКТИРУЕМОМ КОЛЛАЙДЕРЕ FCC-hh

Гунин С.А.

МФТИ (ГУ), факультет проблем физики и энергетики, Москва, Россия

E-mail: gunin.sa@phystech.edu

Столкновения ядер свинца ^{208}Pb на Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider - LHC) в ЦЕРНе позволяют достичь рекордных значений температуры и плотности ядерного вещества и получить кварк-глюонную плазму [1]. В настоящее время разрабатывается проект циклического коллайдера FCC-hh (Future Circular Collider), который помимо изучения протон-протонных столкновений предполагает возможность исследования столкновений ядро-ядро [2]. Проектная энергия FCC-hh в системе центра масс для ^{208}Pb – ^{208}Pb столкновений составит $\sqrt{s_{NN}}=39.4$ ТэВ, что почти в 8 раз больше энергии LHC.

В зависимости от величины прицельного параметра b – минимального расстояния между центрами ядер, в данном столкновении играют роль либо сильные, либо электромагнитные взаимодействия. В событиях с $b < R_1 + R_2$, где R_1 и R_2 – радиусы ядер-партнеров, доминируют короткодействующие адронные взаимодействия и наблюдается значительный разогрев ядерной материи в области перекрытия ядер. Именно такие события позволяют изучать свойства кварк-глюонной плазмы. В другой области прицельных параметров при $b > R_1 + R_2$ адронные взаимодействия ядер невозможны, но с большой вероятностью происходят их ультрапериферические взаимодействия благодаря дальнедействующим электромагнитным силам. Действие таких сил на ядра удобно интерпретировать как поглощение эквивалентных фотонов [3]. Под действием лорентц-сжатых кулоновских полей происходят различные процессы: возбуждение гигантских резонансов в ядрах с их последующим распадом посредством эмиссии нуклонов, поглощение фотонов квазидейтонными парами, фотовозбуждение отдельных внутриядерных нуклонов в ядрах в виде дельта-изобар и других барионных резонансов, множественное фоторождение мезонов. Разрушение ядер под действием кулоновских полей называется электромагнитной диссоциацией (ЭМД). Кроме этого, в полях сталкивающихся ядер происходит интенсивное рождение электрон-позитронных пар, а отдельные электроны могут захватываться этими ядрами на различные атомные орбиты [4]. Этот процесс, приводящий, например, к образованию ионов $^{208}\text{Pb}^{81+}$ вместо ионов пучка $^{208}\text{Pb}^{82+}$, получил название bound-free pair production (BFPP) [4].

В настоящей работе с помощью метода эквивалентных фотонов Вайцеккера-Вильямса [3] вычислены полные сечения ЭМД ядер ^{40}Ar , ^{40}Ca , ^{84}Kr , ^{129}Xe и ^{208}Pb в столкновениях их встречных пучков на проектируемом FCC-hh. Ядра инертных газов, более легкие чем ^{208}Pb , рассматриваются в качестве альтернативы для ионных источников в будущих экспериментах на ЛНС при увеличенной светимости и энергии [5]. Однако данные по сечениям ЭМД при энергиях FCC-hh пока отсутствуют в научной литературе, в то время как их величины, в совокупности с сечениями адронных взаимодействий и сечениями BFPP, необходимы для оценки времени жизни пучков в будущем коллайдере [6]. Можно также ожидать, что вторичные ионы, образующиеся в результате ЭМД, будут оказывать тепловую и радиационную нагрузку на элементы конструкции ускорителя. Подобные явления были исследованы на ЛНС [7]. Благодаря ожидаемому росту сечений ЭМД с энергией столкновений, и особенно благодаря восьмикратному увеличению энергии вторичных ядер, их воздействие на компоненты FCC-hh может оказаться критическим.

Для сбора необходимой статистики по адронным событиям взаимодействий ядер на коллайдерах ЛНС и FCC-hh необходимо обеспечить достаточный ток пучков, их фокусировку в точках пересечения пучков, там где располагаются детекторы. Однако, поскольку помимо адронных взаимодействий, являющихся предметом исследований на ЛНС и FCC-hh, интенсивно происходят ЭМД ядер пучков и захват ими электронов, то два последних процесса ведут к дополнительной нежелательной потере ядер пучков и падению светимости коллайдеров в отношении адронных взаимодействий.

Полные сечения ЭМД для ядер ^{40}Ar , ^{40}Ca , ^{84}Kr , ^{129}Xe и ^{208}Pb в настоящей работе получены в приближении однофотонного обмена на основе полных сечений фотопоглощения $\sigma_{\gamma A}(E_{\gamma})$. При энергиях эквивалентных фотонов $E_{\gamma} < 140$ МэВ используются $\sigma_{\gamma A}(E_{\gamma})$ из библиотек оценённых ядерных данных (ENDF): JENDL/PD-2004 для ^{40}Ca ; TENDL-2017, подготовленной с помощью модели TALYS [8], для ^{40}Ar , ^{84}Kr , ^{129}Xe ; JENDL/PD-2016 для ^{208}Pb . Для больших E_{γ} применяются аппроксимации $\sigma_{\gamma A}(E_{\gamma})$ из работы [9]. В Таблице 1 представлены вычисленные сечения ЭМД, вместе с сечениями адронных взаимодействий, вычисленными с помощью модели Глаубера, и сечениями BFPP, полученными на основе аппроксимаций из работы [4]. Из таблицы следует, что только около одного процента ядер ^{208}Pb теряются из пучков в результате «полезных» адронных событий, в то время как эффективность использования ^{40}Ar для адронной физики превышает 50%. ^{84}Kr и ^{129}Xe занимают промежуточное положение, при котором число нуклон-нуклонных столкновений в адронных событиях достаточно велико, а доля последних в сравнении с электромагнитными событиями заметно выше, чем для ^{208}Pb .

Таблица 1. Сечения адронных взаимодействий (σ^{HAD}), рождения e^+e^- с захватом электрона (σ^{BFPP}), электромагнитной диссоциации (σ^{EMD}) и их сумма (σ^{TOT}) для различных ионов с энергией пучка (E/A) на нуклон, ускоренных на FCC-hh. Приведена доля (в %) адронных взаимодействий ядер в общем количестве событий, приводящих к потерям ядер пучков.

Пучок	E/A (ТэВ)	σ^{HAD} (барн)	σ^{BFPP} (барн)	σ^{EMD} (барн)	σ^{TOT} (барн)	$\sigma^{\text{HAD}}/\sigma^{\text{TOT}}$ %
$^{40}\text{Ar}^{18+}$	22.5	2.76	~0.02	2.32	5.1	54
$^{40}\text{Ca}^{20+}$	25.	2.77	0.042	3.49	6.3	44
$^{84}\text{Kr}^{36+}$	21.4	4.5	~1	21.92	26.8	17
$^{129}\text{Xe}^{54+}$	20.9	5.89	~18.5	77.3	101.7	6
$^{208}\text{Pb}^{82+}$	19.7	7.9	344	294.3	646.2	1.2

Литература

1. Bruno G.E. CERN Achievements in relativistic heavy ion collisions //EPJ Web of Conf. 2015. – V. 95. – P. 06001.
2. Bogomyagkov A. V., Koop I. A., Levichev E. B. et al. Projects for ultra-high-energy circular colliders at CERN // Phys. Part. Nucl. Lett. – 2016. – V. 13. – Pp. 870–875.
3. Bertulani C. A., Baur G. Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions // Phys. Reports. – 1988. – V. 163. – Pp. 299-408.
4. Meier H. et al. Bound-free electron-positron pair production in relativistic heavy-ion collisions // Phys. Rev. A 2001. – V. 63. – P. 032713.
6. Citron Z. et al., Future physics opportunities for high-density QCD at the LHC with heavy-ion and proton beams — 2018. — arXiv:1812.06772.
7. Schaumann M. Potential performance for Pb-Pb, p-Pb, and p-p collisions in a future circular collider // Phys. Rev. ST 2015. – V. 18. – P. 091002.
8. Bruce R. et al. Beam losses from ultraperipheral nuclear collisions between 208Pb82+ ions in the Large Hadron Collider and their alleviation // Phys. Rev. ST 2011. V. 12. Pp. 1–17.
9. Koning A., Rochman D. Modern nuclear data evaluation with TALYS // Nucl. Data Sheets . 2012. V. 113. P. 2841–2934.
10. Kossov M.V. Approximation of photonuclear interaction cross-sections // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 14. P. 377–392.

ВЛИЯНИЕ НЕЙТРОННОГО ИЗБЫТКА НА ОДНОЧАСТИЧНУЮ СТРУКТУРУ ЯДЕР $1d_{2s}$ ОБОЛОЧКИ

Дашков И.Д.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва
E-mail: daschkov.id15@physics.msu.ru

Характеристики ядер вдали от линии стабильности представляют особый интерес, поскольку предсказания привычных ядерных моделей и теорий, дающих сходные результаты для стабильных изотопов, могут сильно различаться с ростом нейтронного избытка. Поэтому экспериментальные данные для нейтроноизбыточных ядер и цепочек, к которым они принадлежат, крайне важны.

В данной работе рассмотрены цепочки изотопов кремния и серы с четными значениями $A=24\div 42$ и $A=28\div 46$ соответственно. Для стабильных изотопов $^{28,30}\text{Si}$ и $^{32,34}\text{S}$ оценка положения одночастичных состояний может быть выполнена по экспериментальным данным реакций однонуклонных передач [1]. В этом случае расчет энергий уровней в случае подхвата нуклона E_{nij}^- и его срыва E_{nij}^+ производится на основе известных энергий отделения нуклона $B(A)$ и энергетических центроидов $C_{nlj}(A)$:

$$E_{nlj}^- = -B(A) - C_{nlj}(A - 1); \quad E_{nlj}^+ = -B(A + 1) + C_{nlj}(A + 1) \quad (1)$$

Данная схема расчета была использована нами ранее для расчета одночастичных энергий нуклонов и заселенностей подоболочек $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$ в стабильных изотопах кремния [2]. Для описания одночастичных состояний в нестабильных нейтроноизбыточных изотопах вместо энергетических центроидов могут быть использованы энергии первых возбужденных состояний [4] в соседних нечетных изотопах $E_{nij}^*(A-1)$ и $E_{nij}^*(A+1)$.

В настоящей работе также были проанализированы данные для стабильных изотопов ^{32}S , ^{34}S и актуализированы с использованием новых экспериментальных данных результаты для кремния. Для расчета одночастичной энергии с использованием числа частиц G_{nlj}^- и числа дырок G_{nlj}^+ на подоболочке применялась формула:

$$E_{n1j} = \frac{c_{n1j}^- E_{n1j}^- + c_{n1j}^+ E_{n1j}^+}{c_{n1j}^- + c_{n1j}^+}, \quad (2)$$

где значения чисел заполнения брались на основе одночастичной оболочечной модели. Результаты приведены на рис. 1 и 2. Для сравнения также показаны результаты расчетов в модели оболочек со сферически симметричным потенциалом Вудса-Саксона [3]. Видно, что положение протонных уровней сильно меняется за счет существенного изменения центрального потенциала, в тоже время энергия состояний нейтронов остается практически неизменной, то есть избыток внешних нейтронов уравнивает влияние изменения потенциала с ростом общего числа нуклонов.

Важно отметить значительное расхождение экспериментальных оценок с модельным описанием. Данное расхождение свидетельствует о том, что сферически симметричная одночастичная модель оболочек не дает адекватного описания структуры ядер в данной области. Соответственно при анализе экспериментальных данных необходимо учитывать спектроскопические факторы состояний для описания изменения населенностей подоболочек. С точки зрения модельного описания необходимо учесть, что в данной области ядра обладают значительной деформацией.

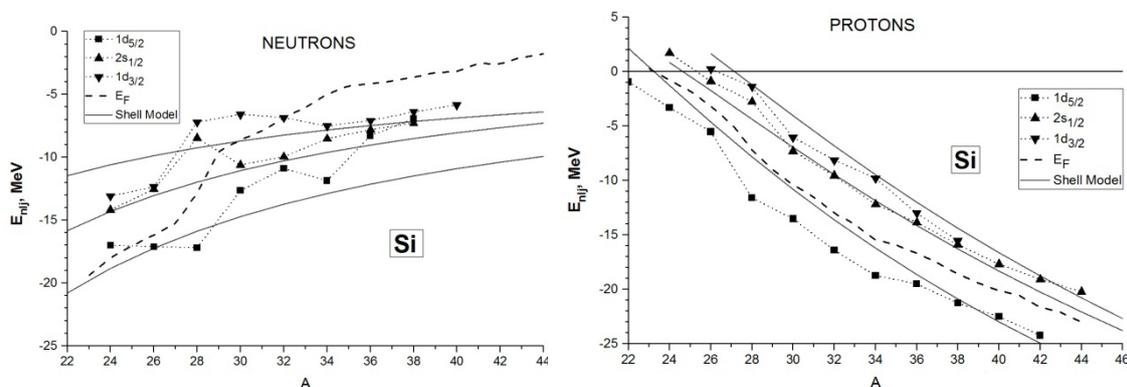


Рис.1. Одночастичные энергии E_{n1j} протонов и нейтронов для ядер кремния.

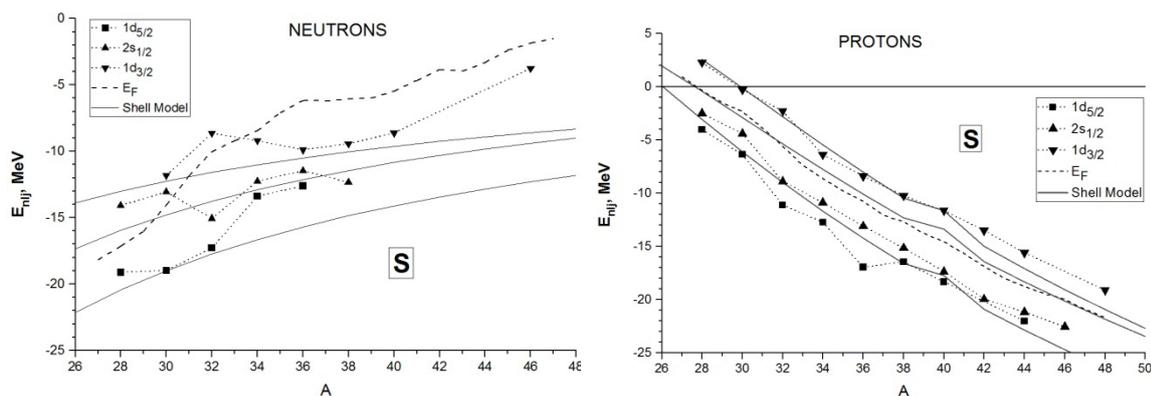


Рис. 2. Одночастичные энергии E_{n1j} нейтронов и протонов для ядер серы.

Литература

1. Батлер С., Ядерные реакции срыва. М., 1960.
2. Vespalova O.V., Fedorov N.A., Klimochkina A.A., et al Evolution of single-particle structure of silicon isotopes // European Physical Journal A, 54. 2018. P. 2
3. Low Energy Nuclear Knowledge Base, NRV, Shell model: <http://nrv.jinr.ru>
4. National Nuclear Data Center, Brookhaven, Evaluated Nuclear Structure Data File: <http://ie.lbl.gov>

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ ^{197}Au НА УСКОРИТЕЛЕ NICA

Дмитриева У.А.

*МФТИ (ГУ), факультет проблем физики и энергетики, Москва, Россия**E-mail: Uliana.Dmitrieva@phystech.edu*

На создаваемом коллайдере NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) посредством многоцелевого детектора MPD (Multi-Purpose Detector) планируется изучать ядро-ядерные столкновения при энергии в системе центра масс на нуклон-нуклонную пару $\sqrt{s_{NN}}$ от 4 до 11 ГэВ [1]. Основное внимание в эксперименте MPD будет уделено сильно взаимодействующей ядерной материи высокой плотности, образующейся в области перекрытия сталкивающихся ядер, однако в ряде работ отмечается влияние другого типа взаимодействия — электромагнитных полей от сталкивающихся ядер — на направленные потоки заряженных пионов и каонов [2,3,4]. В частности, работе [4] предсказано заметное различие потоков для π^+ и π^- в столкновениях Cu-Au на NICA при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ. При этом пока отсутствуют публикации, характеризующие дальнейшее влияние кулоновских полей ядер на партнёров по столкновению в так называемых ультрапериферических взаимодействиях на NICA с прицельными параметрами, превышающими сумму радиусов ядер. Настоящая работа призвана заполнить этот пробел.

Известно, что воздействие лорентц-сжатых кулоновских полей на ядро-партнёры по ультрапериферическому взаимодействию на LHC приводит к их электромагнитной диссоциации (ЭМД) [5] и снижает время жизни пучков LHC. Нейтроны, испущенные вперёд по направлению пучка в результате ЭМД ядер ^{208}Pb используются в эксперименте ALICE для мониторинга светимости LHC [5] посредством их регистрации с помощью Zero Degree Calorimeters (ZDC) [6]. Одновременно необходимо моделирование образования в результате ЭМД вторичных ядер, имеющих отношение заряда к массе, близкое к таковому для ^{208}Pb . Такие ядра движутся по траекториям, близким к траектории пучка и могут проходить сквозь систему коллиматоров LHC [7], воздействуя на конструкционные элементы ускорителя. Аналогичное моделирование необходимо выполнить и для столкновений ядер золота ^{197}Au на NICA.

Эксперимент MPD будет оснащен передним адронным калориметром FHCAL (Forward Hadron Calorimeter) [8], предназначенным для регистрации фрагментов ядер-остатков (спектаторов) и других продуктов взаимодействия с быстрыми, близкими к скорости пучка. В отличие от эксперимента ALICE, в эксперименте MPD нет возможности разместить ZDC с полным акцептансом для регистрации всех нейтронов от ЭМД, но часть нуклонов от ЭМД будет попадать в FHCAL, возможно вместе со вторичными ядрами.

В настоящей работе с помощью модели RELDIS (Relativistic Electromagnetic DISSociation) [5] вычислены полные сечения ЭМД и сечения образования вторичных ядер в результате ЭМД ^{197}Au при $\sqrt{s_{NN}} = 4, 6, 9$ и 11 ГэВ. В модели RELDIS [5] с помощью метода Монте-Карло реализовано моделирование поглощения эквивалентных фотонов Вайцеккера-Вильямса, с учетом одно- и двухфотонных процессов, моделируется возбуждение и последующий распад ядер-остатков. Благодаря характерной $1/E_\gamma$ зависимости спектра эквивалентных фотонов поглощение фотонов с энергиями до нескольких десятков МэВ является наиболее вероятным процессом ЭМД, приводящим к мягкому возбуждению ^{197}Au . Поэтому наиболее вероятно, что в таких процессах в результате эмиссии небольшого числа нуклонов (от 1 до 4) образуется единственное вторичное тяжелое ядро.

Полное сечение одиночной ЭМД в зависимости от энергии составляет от 16.9 до 30.8 барн (Таблица 1), что в 2–4 раза больше сечения адронного взаимодействия (~ 7 барн). Средняя множественность нейтронов в событии при увеличении энергии столкновений от 4 до 11 ГэВ растет от 1.38 до 1.76, а протонов — от 0.03 до 0.1. Доми-

нируют каналы с вылетом одного или двух нейтронов, сечение данных процессов составляет 82 % от полного сечения электромагнитной диссоциации для $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ и 89 % для $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ, см. табл. 1. На рисунке 1 представлены сечения образования в ЭМД изотопов золота Au и платины Pt вместе с временами полураспада для нестабильных изотопов при наименьшей энергии столкновений $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ. При этой энергии угловое распределение вторичных частиц будет наиболее широким, что делает попадание в FHCaI более вероятным.

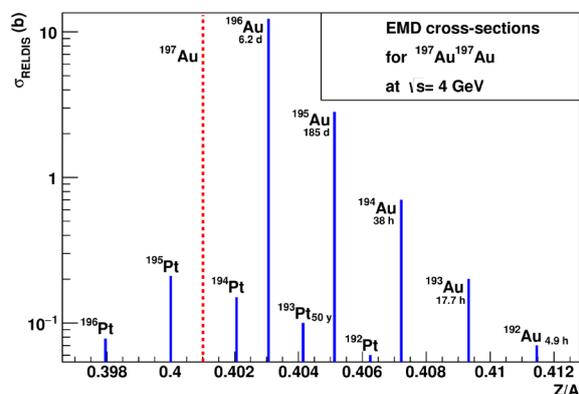


Рис. 1. Сечения образования вторичных ядер в результате ЭМД для столкновений ядер золота ^{197}Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ на ускорителе NICA в зависимости от отношения заряда к массе A/Z .

Канал ЭМД	Сечение ЭМД (барн)			
	4 ГэВ	6 ГэВ	9 ГэВ	11 ГэВ
Полное сечение	16.9	21.8	27.6	30.8
$^{196}\text{Au} + n$	12.3	15.2	18.6	20.3
$^{195}\text{Au} + 2n$	2.8	3.67	4.5	4.95
$^{194}\text{Au} + 3n$	0.7	0.85	1.	1.15
$^{193}\text{Au} + 4n$	0.2	0.28	0.36	0.42

Таблица 1. Полное и парциальные сечения ЭМД, предсказываемые моделью RELDIS [5] для ультрапериферических столкновений ядер золота ^{197}Au с энергиями $\sqrt{s_{NN}}$ от 4 до 11 ГэВ на нуклотроне NICA.

Полученные результаты для сечений ультрапериферических столкновений AuAu на ускорителе NICA указывают на важность учета процессов ЭМД. В дальнейшем следует провести детальное моделирование вылета вторичных ядер от ЭМД методом Монте-Карло с целью вычисления акцептанса FHCaI в отношении продуктов ЭМД.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-40035.

МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ МЮОННО-ИНДУЦИРОВАННОГО ФОНА ОДИНОЧНЫХ НЕЙТРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ «DANSS»

Ершова А.М.

*МФТИ (НИУ), факультет общей и прикладной физики, Москва, Россия
E-mail: anna.ershova@phystech.edu*

Эксперимент DANSS [1],[2] направлен на поиск новой физики, а именно поиск стерильных нейтрино. Он представляет собой компактный нейтринный спектрометр, расположенный на Калининской АЭС в непосредственной близости к ядру энергетического промышленного реактора. В основе детектирования реакторных антинейтрино лежит реакция обратного бета-распада. Детектором регистрируются порядка 5000 событий в сутки после вычитания фона. Ощутимый вклад в фоновые события вносят нейтроны, образовавшиеся в пассивной защите детектора в результате взаимодействия с ней космических мюонов.

В данном исследовании было проведено моделирование с помощью пакета GEANT4 [3] распределения нейтронов, рождающихся в материалах пассивной защиты от космических мюонов, не дающих сигнала в активной вето защите, проанализирован

спектр данных нейтронов и получена оценка количества сигналоподобных событий, которые дают нейтроны в чувствительном объеме детектора.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-12-01145.

Литература

1. Alekseev I. и др. DANSS: Detector of the reactor AntiNeutrino based on Solid Scintillator // J. Instrum. 2016. Т. 11. № 11. С. 012006.
2. Alekseev I. и др. Detector of the reactor AntiNeutrino based on Solid-state plastic Scintillator (DANSS). Status and first results. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. Т. 798. № 1. С. 012152.
3. Agostinelli S. и др. Geant4—a simulation toolkit // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 2003. Т. 506. № 3. С. 250–303.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕЙСТВИЙ ОПЕРАТОРА В СИСТЕМАХ БЕЗОПАСНОСТИ

Захаркина Д.А.

НИИПУ, Инженерная школа ядерных технологий, Томск, Россия
dzakharkina@gmail.com

Согласно законодательным нормам РФ любой ядерный объект должен обеспечиваться автоматизированной системой физической защиты. Однако управление КИТСФЗ все равно производится операторами в ЦПУ и ЛПУ. Человеческий фактор оказывает прямое влияние на качество функционирования СФЗ [1,2].

Качество работы операторов зависит от нескольких факторов. И хотя основной вклад вносят теоретические и практические навыки человека, немаловажное влияние оказывают его когнитивные способности (которые со временем могут как улучшаться, так и деградировать), а также психологического состояния (тревожность, утомление, нервозность и т.п.).

Для того чтобы наилучшим образом определить уровень подготовленности оператора (при необходимости и повысить его), а также проанализировать личные качества кандидата, было решено построить модель по формализации действий оператора в системах безопасности. Предполагается достижение цели в виде программного продукта [1-4].

Данная программное обеспечение включает в себя анализ знаний оператора в теоретической и практической частях. Во время прохождения этих этапов одновременно происходит регистрация скорости реакции оператора, позволяющей произвести оценку когнитивных функций и психологического состояния. На данном этапе теоретическая проверка будет происходить в виде тестов, а практическая представится в непосредственной симуляции действий оператора на гипотетическом объекте, параметры которого будут задаваться перед началом проверки.

Теоретическая проверка охватывает документы и руководства (или же их разделы), которые непосредственно необходимы оператору для качественной работы.

Акцент делается именно на том моменте, что эту формальную модель можно было легко настроить под необходимый гипотетический объект, а не прививать и проверять общие знания. Однако точная настройка под каждый существующий объект не разрешается в рамках тезисов. На данном этапе рассматривается создание формальной модели объекта с учетом расположения ПФЗ и его категории, чтобы было возможно моделирование расположения КИТСФЗ, за управление которым непосредственно отвечает оператор.

Оценка отдельно предоставляется как по теоретической, так и по практической части. Она представляет собой количественное сравнение правильности ответов или же ее процентное соотношение. Тогда результат будет просто просматриваться в виде: на

сколько полученные значения отличаются от заданных идеальных. Такой вариант неплох как для теории, но для оценки практических навыков.

Вывод оценки можно будет сделать как отдельно по каждому разделу (так как все равно по ним разделяется матрица) теории, так и совокупная (обработать данные по всем разделам и высчитать общее отклонение от идеального ответа).

Тем не менее данный продукт не является статичным. Он предполагает свое совершенствование по сближению с реальной работой операторов в системах безопасности, чтобы обеспечить наиболее качественную как подготовку новых кандидатов, так и проверку знаний у давно работающих.

Литература

1. Системный анализ и моделирование безопасности: Учеб. Пособие/Н.А. Северцев, В.К. Дедков. – М.: Высш. шк., 2006. 462 с.
2. Буш Р. Стохастические модели обучаемости: пер. с англ./Р. Буш, Ф. Мотеллер; под ред. Ю.А. Шрейдера – М.: Физматгиз, 1962. 483 с.
3. Н.И. Холодков, В.О. Гапоненко, В.И. Ткачев. Модели и показатели оптимизации управления профессиональной подготовкой коллектива операторов эргатической системы с применением компьютерного тренажера // Актуальные направления научных исследований XXI века: теория и практика. – 2015. № 9–1. с. 418–423.
4. Р.В. Майер. Моделирование обучения, основанное на представлении осмысленной информации в виде системы связанных элементов // научные исследования и разработки. Социально-гуманитарные исследования и технологии. 2017. №2. с. 16–21.

ТЕМПЕРАТУРЫ ВХОДНОГО ОКНА И МИШЕНИ ГАЗОНАПОЛНЕННОГО СЕПАРАТОРА, ОБЛУЧЁННЫХ ИНТЕНСИВНЫМ ПУЧКОМ ТЯЖЁЛЫХ ИОНОВ

Ибадуллаев Д.А.

*ЛЯР, ОИЯИ, Дубна, Московская область ГБОУ «Университет «Дубна»,
dovus@uni-dubna.ru*

Детальное исследование свойств сверхтяжелых ядер (СТЯ), образующихся в реакциях полного слияния ускоренных ионов ^{48}Ca с ядрами актинидных мишеней, предполагает использование пучка ионов с интенсивностью, значительно превышающей ту, при которой эти ядра были синтезированы ранее. Для синтеза СТЯ с $Z > 118$ требуется использование более тяжелых пучков, чем ^{48}Ca [1]. А также для повышения эффективности выхода СТЯ необходимо увеличение толщины оксида актинида, нанесённого на мишенную подложку.

В данном докладе рассмотрена устойчивость работы входного окна и мишени при повышенной интенсивности пучка тяжелых ионов. Устойчивость работы входного окна и мишени оценивается как результат воздействий интенсивного пучка тяжелых ионов [2]. Обсуждаются оценки этих воздействий, определяющих стойкость входного окна и мишени. Температура входного окна и мишени вычисляется как функция времени в условиях их импульсного нагрева пучком тяжелых ионов с последующим радиационным охлаждением и излучением, испускаемым с их поверхности. Проводится расчёт температур входного окна и мишени при облучении пучками тяжелых ионов, таких как ^{48}Ca , ^{50}Ti , ^{54}Cr и ^{58}Fe с интенсивностями, соответствующими ожидаемым на ускорителе DC-280. На основании полученных расчётов зависимости температуры от времени воздействия пучков осуществляется выбор оптимальных параметров работы входного окна.

Определяется оптимальная скорость вращения мишени при варьировании толщины оксида актинида и радиуса мишени.

Литература

1. Yu.Ts. Oganessian, V.K. Utyonkov, et. al. “Superheavy nuclei from ^{48}Ca -induced reactions” //Nucl. Phys. A, 2015, vol. 944, pp. 62–98.
2. J. Yntema and F. Nickel, “Targets for heavy ion beams,” in Experimental Methods in Heavy Ion Physics, Lecture Notes in Physics, 1978, vol. 83, pp. 206–235.

МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРИТЕЛЬНОГО НЕЙТРИННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА NOvA В ПРОГРАММНОМ ПАКЕТЕ GNA

Калиткина А.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва
E-mail: kalitkina.a18@physics.msu.ru

Основная задача эксперимента NOvA [1] заключается в измерении важных для современной физики параметров нейтринных осцилляций, таких как иерархия масс нейтрино и дельта CP-нарушения.

Эксперимент NOvA расположен на территории США и на данный момент считается основным проектом Фермилаба. Он состоит из двух сцинтилляционных детекторов: ближнего, с массой 290 т, и дальнего, с массой 14 кт. Источником нейтрино для эксперимента являются частицы, родившиеся от взаимодействия ускоренных протонов с графитовой мишенью. На выходе ускорителя NuMI и перед взаимодействием с мишенью протоны имеют энергию порядка 120 ГэВ. Расположение дальнего детектора вне оси изначального пучка, дает характерное распределение энергий нейтрино с пиком около 2 ГэВ. После детектирования первоначального состава нейтринного потока в ближнем детекторе частицы проходят 810 км под землей, где проявляются необходимые эффекты осцилляций. Конечный поток нейтрино после осцилляций регистрируется в дальнем детекторе.

Сегодня в Лаборатории Ядерных Проблем ОИЯИ ведется разработка программного пакета GNA (“Global Neutrino Analysis”) [2], который позволяет проводить анализ данных нейтринных экспериментов и должен стать удобной средой для проведения совместного анализа результатов нескольких экспериментов. Например, уже реализован проект для реакторных экспериментов, таких как Daya Bay и JUNO.

Задачей данной работы было на примере эксперимента NOvA разработать входящий в GNA модуль, с помощью которого можно проводить моделирование эксперимента для анализа появления электронных нейтрино. На данный момент моделирование полного числа нейтринных событий в дальнем детекторе реализовано в виде формулы

$$N = \int dE \Phi(E) \frac{\sigma(E)}{E} \varepsilon(E) P_{osc}$$

где Φ — потоки частиц из gsimple, σ — сечения взаимодействия частиц с веществом детектора, которые рассчитаны с помощью пакета GENIE, ε — эффективности детектора, P_{osc} — вероятности осцилляций нейтрино. Для проверки достоверности результатов моделирования на рис. 1 проведено сравнение результатов, полученных с помощью пакета GNA, с результатами моделирования, полученными с использованием программных средств эксперимента NOvA. Как видно из гистограммы различия между моделированиями очень малы, порядка 0.001%.

В будущем планируется полная реализация осцилляционного анализа для NOvA с учетом систематических ошибок. Также будет проделано фитирование полученной модели с реальными данными эксперимента. NOvA располагает на данный момент статистикой нейтрино, соответствующей 9×10^{20} POT с пучком нейтрино и 7×10^{20} POT

с пучком антинейтрино. В последующие годы эксперимент продолжит набор данных с пучком антинейтрино. Так как раз в год происходит анализ текущих результатов,

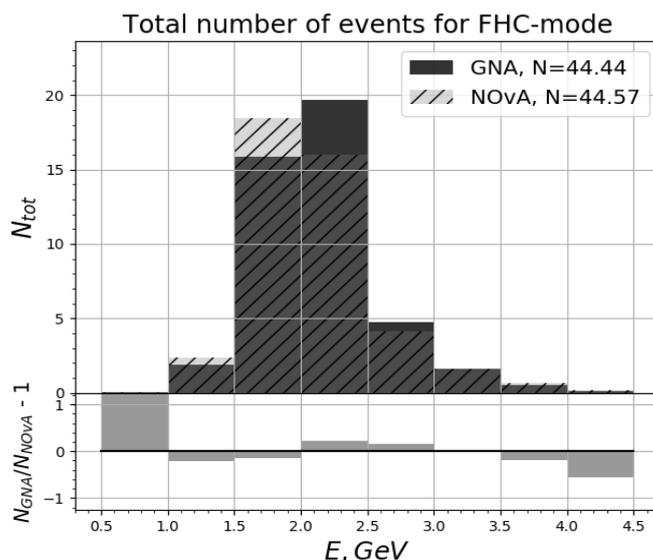


Рис. 1 Сравнительная гистограмма моделирования энергетического спектра событий $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$ в дальнем детекторе NOvA, полученного с помощью программного пакета GNA, с моделированием эксперимента средствами NOvA.

новый модуль в GNA может стать альтернативным методом анализа данных.
Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-32-00935 мол_а.

Литература

1. Acero M.A., et al. [NOvA Collaboration] New constraints on oscillation parameters from ν_{e} appearance and ν_{μ} disappearance in the NOvA experiment // Phys. Rev. D. 2018. V. 98 (3). doi:10.1103/PhysRevD.98.032012
2. Global neutrino analysis [электронный ресурс] // URL: <http://gna.pages.jinr.ru/gna>

ИЗМЕНЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОКРЫТИЙ МИКРОТВЭЛ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

Кнышев В.В., Алексеев Н.В., Кузнецова М.Е., Украинец О.А., Беденко С.В.

НИИПУ, Инженерная школа ядерных технологий, Томск, Россия

E-mail: vvk28@tpu.ru

Микротвэл ядерного реактора представляет собой топливную микросферу из делящегося материала, в качестве которого применяется керамические соединения урана, тория и плутония, с защитными покрытиями [1–2]. На стадии разработки МТ их характеристики, такие как плотность, толщина слоев покрытия, параметры микроструктуры, содержание примесей делящегося материала и т.д., определяется с учетом специфики работы ядерного реактора [1–2].

При длительном режиме работы теплофизические свойства покрытий микротвэл под действием ионизирующего излучения и осколков деления существенно изменяются, что в последствие может привести к образованию сквозных трещин и объемным дефектам [1].

Следовательно, необходимо учитывать особенности образования и влияния структурных изменений в материале топливного ядра и покрытий под действием

ионизирующего излучения, с учетом диффузии топливного керна и продуктов деления, на теплопроводность в условиях длительной эксплуатации реакторной установки.

В работе [3] представлена конструкция и результаты исследований физики высокотемпературной газоохлаждаемой ториевой реакторной установки малой мощности, работающей в режиме длительной эксплуатации. По результатам исследования [4] определено оптимальное содержание дисперсной фазы в топливном элементе, которая составляет 17 %. При таком содержании дисперсной фазы, кампания топлива составляет более 7 лет работы без подпитки и перегрузки активной зоны, а выгорание Pu^{239} составило 92%.

Следовательно, для топливного элемента [3] необходимо рассмотреть изменение теплофизических свойств покрытий микротвэл при столь длительной тепловой и нейтронной нагрузке. Рассмотреть диффузию продуктов деления и их влияние на теплофизические и механические свойства основного диффузионного барьера топливного элемента [3] из титанакремнистогокарбида.

Литература

1. Дегальцев Ю.Г., Пономарев-Степной Н.Н., Кузнецов В.Ф. Поведение высокотемпературного ядерного топлива при облучении. Москва.: Энергоатомиздат, 1987.
2. Черников А.С., Пермяков Л.Н., Федик И.И., Гаврилин С.С., Курбаков С.Д. Твэлы на основе сферических топливных частиц с защитным покрытием для реакторов повышенной безопасности. // Атомная энергия. 1999. Т.87, вып.6. –С.451–462.
3. Shamanin I.V., Grachev V.M., Chertkov Y.B., Bedenko S.V., Mendoza O., Knyshev V.V. Neutronic properties of high-temperature gas-cooled reactors with thorium fuel. *Annals of Nuclear Energy*. 2018. Vol. 113. P. 286–293.
4. Беденко С.В., Кнышев В.В., Кузнецова М.Е., Шаманин И.В. Особенности формирования остаточного излучения дисперсионного микрокапсулированного ядерного топлива // Известия вузов. Ядерная энергетика. 2018. Т. 2018. №. 3. С. 75–87.

ПРОИЗВОДСТВО РАДИОНУКЛИДА ^{212}Pb И ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕПАРАТА ДЛЯ ТЕРАПИИ НЕЙРОЭНДОКРИННЫХ ОПУХОЛЕЙ НА ЕГО ОСНОВЕ

Демченко А.Г.¹, Егорова Б.В.², Коков К.В.³

¹ФГАОУ ВО Первый МГМУ им. И.М. Сеченова Минздрава России, Москва

²МГУ им. М.В. Ломоносова, химический факультет, Москва

³НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Мишенная альфа-терапия в настоящее время является одним из наиболее многообещающих и динамично развивающихся методов лечения онкологических заболеваний. Определенный интерес для радионуклидной терапии представляет бета-эмиттер ^{212}Pb , дочерние нуклиды (^{212}Bi и ^{212}Po) которого подвергаются α -распаду, благодаря чему ^{212}Pb рассматривается как *in vivo* генератор альфа-частиц.

В связи с этим был разработан и реализован новый метод производства радионуклида ^{212}Pb для исследований в области ядерной медицины. Также был реализован метод синтеза меченого ^{212}Pb комплекса на основе синтетического пептида Туг³-октреотат, конъюгированного с бифункциональным хелатирующим агентом DOTA (DOTATATE). Данное соединение специфично к рецепторам соматостатина типа SSTR2, сверхэкспрессия которых наблюдается в клетках ряда опухолей.

Радионуклид ^{212}Pb получали с помощью разработанного генератора $^{228}\text{Th}/^{212}\text{Pb}$. Принцип работы генератора основан на удалении из объема с ^{228}Th -содержащей ионообменной смолой с потоком воздуха газообразного ^{220}Rn в отдельный объем-накопитель. После распада ^{220}Rn образуется ^{212}Pb , который вымывается из накопителя раствором 0,1 М HCl. Благодаря такому разделению фаз обеспечивается высокая радионуклидная чистота препарата, что играет важную роль при применении в ядерной ме-

дицине. Конструкция генератора теоретически позволяет производить 10–20 мКи ^{212}Pb в небольшом объеме. Каждый цикла производства радионуклида ^{212}Pb составляет 72 ч.

Проведены исследования по зависимости выхода реакции мечения DOTATATE изотопом ^{212}Pb в случае различных масс пептида в реакционной смеси. Удельная активность препарата по пептиду варьировалась от 0,025 МБк/нмоль до 2 МБк/нмоль. В этом диапазоне удельных активностей выход реакции мечения на уровне >95% достигается при температуре синтеза 90°C , времени синтеза от 30 мин и значениях pH 5,0–6,5.

Также проведены исследования на предмет диссоциативной стабильности синтезированного препарата в изотоническом растворе. Показано, что целостность комплекса сохраняется на уровне более чем 90% на протяжении всего периода полураспада ^{212}Pb (10,64 ч). Вместе с этим проведены эксперименты по определению устойчивости комплекса в сыворотке крови человека. Сыворотка была получена из крови здорового донора. После выдержки препарата в сыворотке крови спустя различные промежутки времени производилась денатурация белков сыворотки, за которой следовало осаждение белков центрифугированием. Степень устойчивости определялась отношением не связанной с белками активности к исходной активности в аликвоте. Эксперименты показали, что на протяжении времени вплоть до 10 ч устойчивость составляет величину на уровне 80–85%.

Проведены исследования цитотоксичности комплекса ^{212}Pb -DOTATATE на клетках рака поджелудочной железы (клеточная линия Rin-m5F) с использованием МТТ-теста. Цитотоксический эффект наблюдался спустя 24 ч и 48 ч после начала инкубирования препарата с клетками.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ВЫХОДОВ γ -КВАНТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА МЕЧЕНЫХ НЕЙТРОНОВ

^{1,2}Колядко Д.К., ^{1,3}Федоров Н.А., ^{1,4}Грозданов Д.Н.

¹ОИЯИ, Дубна, Россия,

²НИТПУ, Инженерная школа ядерных технологий, Томск, Россия

³МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва

⁴ИИЯИЯЭ Болгарской АН, София, Болгария

E-mail: dkk5@tpu.ru

Измерение энергетических спектров и выходов γ -квантов при взаимодействии быстрых нейтронов с различными ядрами имеет важное значение как для понимания механизма ядерных реакций и структуры ядра, так и для развития методов неразрушающего элементного анализа на основе гамма-спектрометрии.

В рамках работы по изучению неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14.1 МэВ на ядрах различных элементов на базе проекта TANGRA (TAGged Neutrons and Gamma-RAys) [1], в Лаборатории нейтронной физики им. И.М. Франка в ОИЯИ, был поставлен эксперимент по определению относительных выходов γ -квантов.

Измерения проводились детектором из сверхчистого германия (HpGe) расположенным под 90° к облучаемому образцу, в плоскости нейтронного пучка, источником нейтронов являлся нейтронный генератор ИНГ-27 с 64 мечеными пучками [2]. В работе представлены экспериментально определенные относительные выходы γ -квантов для ряда образцов. На рис. 1 представлено сравнение гамма-спектров для образца из железа в совпадении с мечеными нейтронами и без совпадений. Анализ таких спектров позволяет однозначно приписать принадлежность каждой наблюдаемой гамма-линии к исследуемому образцу или к фоновому окружению, а также определить их относительные выходы.

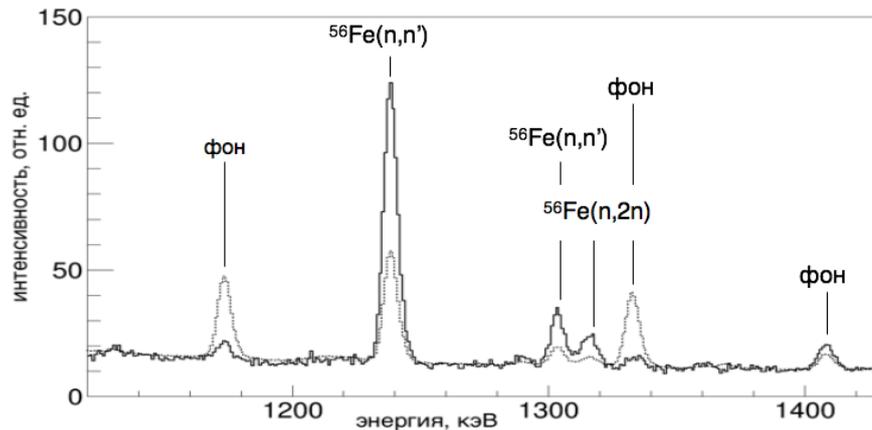


Рис. 1. Спектр γ -квантов от природной смеси изотопов железа, сплошной линией обозначен спектр совпадений, пунктирной – спектр без совпадений

Литература

1. Д. Грозданов, Н. А. Федоров, В. М. Быстрицкий и Ю. Н. Копач, «Измерение угловых распределений гамма-квантов в реакциях неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14.1 МэВ на ядрах углерода и кислорода,» ЯФ, т. 5, р. 548, 2018.
2. ING-27 neutron generator based on a gas filled neutron tube. <http://www.vniia.ru/ng/element.html>.

УЛУЧШЕНИЕ АЭС С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ БЕЗОПАСНОСТИ И ЗАМЕНЫ ГАБАРИТОВ

Курбанов Р.А.

НИИ «Московский Энергетический Институт»

E-mail: kurbanov983@mail.ru

Для вывода АЭС на более высокий уровень электрической мощности, допустима замена конденсаторов. К примеру, Южно-Украинская АЭС заменила конденсатор медно-никелевого сплава на конденсатор нержавеющей стали, что привело к поднятию мощности энергоблока до 1050 МВт. Также рекомендуется увеличить коэффициент использования установленной мощности (КИУМ), модернизировать оборудование. Для повышения КПД АЭС нужно организовывать внедрение статоров турбогенератора повышенной электрической мощности. Надежно увеличить выработку энергоблоков можно с помощью более точных средств измерения расходов питательной воды.

Для безопасности необходимо проводить регулярно экологические экспертизы энергоблоков, организовывать комплексные работы по обоснованию безопасности.

Литература

1. Габарев Б.А. Атомная энергетика XXI века.
2. [<http://www.atomic-energy.ru/news/2017/03/06/73337>]
3. [<http://publicatom.ru/blog/energy/2191.html>]

ПОИСК РАСПАДА КАОНА $K^+ \rightarrow e^+ \nu \nu$ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ NA62 (CERN)

Курочка В.Л.

Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

E-mail: likhacheva@inr.ru

Обнаруженные осцилляции нейтрино свидетельствуют о том, что Стандартная Модель (СМ) элементарных частиц не является полной. Но пока неизвестны свойства

частиц, которые скрываются за этим явлением. Предложено много расширений СМ, включающих массивные стерильные нейтрино, называемые тяжелыми нейтральными лептонами, которые смешиваются с активными нейтрино.

Например, в Нейтринной Минимальной Стандартной Модели (ν MSM) [1] постулируется существование трех правых массивных стерильных нейтрино. Самое легкое из них с массой около 10 кэВ является кандидатом на роль частицы темной материи. Два других нейтральных фермиона с массами в широком интервале от 150 МэВ до 100 ГэВ позволят объяснить ненулевую массу активных нейтрино и барионную асимметрию Вселенной.

Смешивание активных и стерильных нейтрино приводит к образованию тяжелых нейтральных лептонов N в распадах мезонов, включая распад $K^+ \rightarrow l^+ N$ ($l = e^+, \mu^+$), изучение которого осуществляется в эксперименте NA62 (CERN) при измерении распадов на один заряженный лептон (мюон или электрон) положительных каонов с импульсом 75 ГэВ/с на лету.

Основная идея анализа заключается в поиске пика в спектре missing mass. Для этого разработан критерий отбора событий $K^+ \rightarrow e^+ \nu \nu$ и проанализированы основные источники фона, которые будут представлены в докладе. Сканирование массы производилось в диапазоне масс 170–450 МэВ. Получены ограничения на уровне 10^{-7} на параметры смешивания стерильных нейтрино $|U_{e4}|$. В ходе доклада будут предложены дальнейшие пути улучшения анализа по поиску стерильных нейтрино в эксперименте NA62.

Литература

1. A. Boyarsky, O. Ruchayskiy and M. Shaposhnikov. The role of sterile neutrinos in cosmology and astrophysics. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 59 (2009) 191, arXiv:0901.0011 [hep-ph].
2. E. Cortina Gil et al. (The NA62 Collaboration), Search for heavy neutral lepton production in K^+ decays, arXiv:1712.00297v1 [hep-ex].

ИССЛЕДОВАНИЕ ДОЗНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ МЕДИЦИНСКОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ ELEKTA SYNERGY

Лебедева Е.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва
E-mail: evgeniyalebedeva17@gmail.com

В течение последних десятилетий активно ведется работа по стандартизации методов и средств измерений, основных параметров всех видов аппаратуры, применяемой для лучевой терапии. Основная задача клинической дозиметрии состоит в количественном описании пространственного и временного распределения поглощенной энергии излучения в теле облучаемого больного, а также в поиске, обосновании и выборе индивидуально оптимизируемых условий его облучения. Дозиметрические сведения служат основой расчета плана облучения каждого больного. Формирование дозного поля (пространственного распределения поглощенной дозы в облучаемой части тела больного) зависит от вида источника излучения, от метода облучения (внешнего, внутреннего, статического, подвижного и др.), телосложения больного, а также от типа радиационного терапевтического аппарата. Результат лучевого лечения напрямую связан с точностью дозы, доставленной пациенту. Доза в свою очередь зависит от параметров пучка, используемых в процессе планирования лечения. Параметры пучка получают во время первоначального ввода в эксплуатацию линейного ускорителя, и они рассматриваются как стандартные для клинического использования.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование дозных распределений медицинского линейного ускорителя электронов Elekta Synergy с использованием цилиндрических ионизационных камер и недавно появившейся на рынке дозиметрического оборудования камеры транзитного типа Stealth. Преимущество камеры Stealth заключается в возможности прикрепить ее к головке ускорителя, тем самым позволяя более точно измерять глубинные распределения и профили малых полей и исключая необходимость менять положение референсной камеры.

Измерения проводились на линейном ускорителе Elekta Synergy городской клинической больницы №57 имени Д.Д.Плетнева, работающего в режиме фотонного и электронного пучков в диапазоне энергий от 4 МэВ до 18 МэВ. Исследования проводились с использованием водного фантома производства IBA Dosimetry. Водный фантом – это, как правило, пластиковый резервуар, заполненный водой до уровня, достаточно глубокого для того, чтобы можно было выполнять измерения глубинного распределения по центральной оси и профили на глубину до 40 см. В рамках эксперимента использовались фотоны с энергиями 6 МэВ, 10 МэВ и 18 МэВ и следующие размеры полей: $5 \times 5 \text{ см}^2$ (поле, размеры которого еще позволяют провести измерения с ионизационной камерой в качестве референсной), $10 \times 10 \text{ см}^2$ (стандартное поле для определения поглощенной дозы), $15 \times 15 \text{ см}^2$, $40 \times 40 \text{ см}^2$ (максимальное значение поля).

С данными параметрами были измерены глубинные распределения фотонов и профили доз на следующих глубинах: $d_{\text{max}}=1.5 \text{ см}$, $d_{\text{max}}=5 \text{ см}$, $d_{\text{max}}=10 \text{ см}$ и $d_{\text{max}}=20 \text{ см}$. Эксперимент проходил в три этапа. На первом этапе проводились измерения только с использованием цилиндрических ионизационных камер CC13. На втором этапе проводились измерения с использованием новой камеры транзитного типа Stealth. Камера Stealth использовалась в качестве референсной, а ионизационная камера CC13 – в качестве полевой. На третьем этапе проводился сравнительный анализ.

В ходе эксперимента показано, что для определенных размеров полей наблюдаются различия у профилей доз. Отклонения происходят в областях, близких к границам полей, и наблюдается только для большого размера поля ($40 \times 40 \text{ см}^2$). Это может быть вызвано недостаточным внутренним зазором камеры Stealth. Для PDD (процентной глубинной дозы) отклонение тем больше, чем выше энергия пучка и чем больше размер поля. Экспериментальные результаты этого исследования указывают на преимущества, связанные с точностью и временем, затрачиваемым в получение относительных измерений таких, как PDD и профилей для ввода в эксплуатацию пучка, когда камера Stealth используется в качестве референсной камеры для выполнения этих задач.

Одним из главных преимуществ камеры Stealth является экономия времени, благодаря возможности прикрепить ее к головке линейного ускорителя, и отсутствием необходимости после каждого изменения размера поля передвигать референсную камеру. Сопоставимость результатов камеры Stealth и стандартной ионизационной камеры CC13, полученных в данном исследовании, позволяет предположить, что Stealth имеет несколько преимуществ при использовании в качестве референсной камеры для дозиметрии малых полей.

Литература

1. Gersh J : Stereotactic beam characterization using the IBA Stealth chamber reference detector / IBA Dosimetry Whitepaper, 2014.
2. Vazquez-Quino et al.: Evaluation of a novel reference chamber “Stealth chamber”/ International Journal of Cancer Therapy and Oncology, 2015.

ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КИНЕТИКИ ГИБРИДНОЙ ТОРИЕВОЙ РЕАКТОРНОЙ УСТАНОВКИ С ПРОТЯЖЕННЫМ ПЛАЗМЕННЫМ ИСТОЧНИКОМ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКИ

Алексеев Н.В.¹, Луцик И.О.¹, Кнышев В.В.¹, Аржанников А.В.²,
Шаманин И.В.¹, Беденко С.В.¹, Шмаков В.М.³

¹НИТПУ, Инженерная школа ядерных технологий, Томск, Россия

²ИЯФ им. Г.И. Будкера, Сибирское отделение РАН, Новосибирск, Россия

³РФ ЯЦ - ВНИИТФ им. академика Е.И. Забабахина, Снежинск, Россия

E-mail: io.lutsik@gmail.com

В работе представлены результаты компьютерного моделирования нейтронно-физических процессов, протекающих в высокотемпературном газоохлаждаемом ториевом реакторе [1] для 30-ти разных вариантов загрузки активной зоны. Для обеспечения надежной и длительной работы реактора (не менее 7 лет) подобрана доля дисперсной фазы и стартовый состав топлива. Приведены параметры длинной магнитной ловушки с высокотемпературной плазмой [2], которая обеспечивает генерацию дополнительных нейтронов за счет протекающих в плазме термоядерных реакций и реакций типа (n, xn) . Продемонстрирована принципиальная возможность замещения приосевой области активной зоны исследуемого реактора [1] длинной магнитной ловушкой с высокотемпературной плазмой для случаев D-D- и D-T-реакций [2]. Получено пространственно-энергетическое распределение выхода этих нейтронов на внешней поверхности магнитной ловушки. Продемонстрирована перспективность использования плазменного D-T-источника нейтронов для модификации приосевой области активной зоны реактора.

Исследуемый реактор с приосевым источником дополнительных нейтронов предназначен для изучения теплофизических и нейтронно-физических характеристик дисперсионного торий-плутониевого топлива с целью улучшения его свойств.

Результаты настоящих исследований представляют интерес с позиции продвижения к будущей термоядерной энергетике через создание гибридной технологии на базе ториевого реактора с источником дополнительных нейтронов в виде длинного плазменного столба.

Литература

1. Shamanin I.V., Grachev V.M., Chertkov Y.B., Bedenko S.V., Mendoza O., Knyshev V.V. Neutronic properties of high-temperature gas-cooled reactors with thorium fuel // *Annals of Nuclear Energy*. 2018. V. 113, P. 286–293.
2. Arzhannikov A.V., Anikeev A.B., Beklemishev A.D., et al. Subcritical Assembly with Thermonuclear Neutron Source as Device for Studies of Neutron-physical Characteristics of Thorium Fuel. // *AIP Conference Proceedings*. 2016. V. 1771, № 090004.

ПОДГОТОВКА ПРОФИЛЕЙ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ И РАСЧЕТНЫХ СЕТОК ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИНАМИКИ БЛОБОВ НА ПЕРИФЕРИИ ТОКАМАКА T-15

Ляшенко А.Б.¹, Пшенов А.А.^{1,2}, Степаненко А.А.¹

¹НИЯУ «МИФИ», ²НИЦ «Курчатовский институт», Москва

alexeyb.lyashenko@gmail.com

Экспериментальные наблюдения на большом числе токамаков демонстрируют, что блобы (сильно вытянутые вдоль силовых линий магнитного поля плазменные филаменты) могут быть ответственны за значительные потоки вещества и энергии на первую стенку этих установок [1]. Поэтому предсказание областей их преимуществен-

ного взаимодействия с материалами токамака, обращенными к плазме, является важной задачей.

В настоящее время для теоретического исследования движения отдельных блобов широко применяется компьютерное моделирование их динамики в таких турбулентных кодах, как HESEL, GBS, BOUT++ [1, 2]. Одним из часто используемых при этом физических приближений является предположение о пространственной однородности профилей параметров фоновой плазмы, в которой движутся блобы. В реальных установках профили параметров плазмы являются, как правило, неоднородными, притом как поперек, так и вдоль линий магнитного поля, что необходимо учитывать при анализе динамики блобов на периферии этих устройств.

В настоящей работе представлены результаты подготовки распределений параметров фоновой плазмы, а также геометрии магнитного поля для моделирования движения блобов на периферии токамака T-15 в турбулентном коде BOUT++ [3]. При помощи двухмерного транспортного кода SOLPS4.3 получены распределения плотности плазмы электронной и ионной температур чистой дейтериевой плазмы в пристеночной области токамака при различных значениях средней плотности диверторной плазмы и мощности, приходящей в скрэп-слой установки из области удержания. Для передачи в BOUT++ полученных в SOLPS профилей параметров пристеночной плазмы, реализована программа, интерполирующая данные между расчетными сетками двух кодов. Для выделения областей скрэп-слоя, представляющих наибольший интерес при анализе движения блобов, в работе также написана программа, позволяющая вырезать области расчетной сетки BOUT++, лежащие внутри физической границы установки. В рамках работы определены области различных режимов движения блоба в токамаке T-15.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, проект № 18-32-00208 мол_а.

Литература

1. D'Ippolito D. A., Myra J. R., and Zweben S. J. // Phys. Plasmas. 2011. Vol. 18. P. 060501.
2. Krasheninnikov S. I., D'Ippolito D. A., and Myra J. R. // J. Plasma Phys. 2008. Vol. 74. P. 679.
3. Dudson V. D., Umansky M. V., Xu X. Q., et al. // Comp. Phys. Comm. 2009. Vol. 180. P. 1467.

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЙТРОННОГО РЕЗОНАНСНОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА ФИБУЛЫ (10 ВЕК Н.Э)

Мажен С.Т.

ГУ «Дубна», Факультет естественных и инженерных наук, Дубна, Россия

Анализа по нейтронным резонансам радиационного захвата (Neutron Resonance Capture Analysis – NRCA) в настоящее время развивается в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка для определения элементного состава образцов [2]. Метод основан на использовании импульсного источника нейтронов и техники времени пролета (Time of flight, TOF). В качестве источника нейтронов используется импульсный источник резонансных нейтронов ИРЕН, а для регистрации мгновенных γ -лучей используется многосекционный жидкостный сцинтилляционный детектор (210 л) созданный в ЛНФ ОИЯИ [1].

К настоящему времени параметры низколежащих резонансов [3] определены практически для всех стабильных изотопов. Кроме этого, ни для одной пары ядер не совпадают параметры и энергия данного резонанса. Следовательно, по измеренному энергетическому положению пика резонансов, можно определить элементный и

изотопный состав образца. А также, зная площади под резонансами, можно вычислить количество ядер данного элемента или изотопа.

Такой анализ был проведен для материала, переданного Институтом археологии РАН. Предоставленный образец – фибула (рис. 1) был найден при раскопках в Подболотьевском могильнике во Владимирской области в числе ювелирных изделий, относящиеся к 10 веку н.э. Сам археологический погребальный памятник был обнаружен в конце 20-го века. В течение 3 лет раскопок эксперты нашли около 7000 артефактов – от ювелирных изделий до оружия. Это сотня могил финно-угорского племени мурома, жившего ниже реки Ока с X века и занимавшегося охотой, ремеслами и сельским хозяйством. В течение последних трех лет ученые изучили 181 могилу и еще 20 изучаются в настоящее время. Элементный и изотопный состав фибулы может быть интересен для идентификации территории, на которой был изготовлен археологический объект.



Рис. 1. Внешний вид фибулы

Литература

1. Малэцки Х., Пикельнер Л. Б., Родионов К. Г., Саламатин И. М., Шарапов Э. И. Детектор нейтронов и гамма-лучей для работ в области нейтронной спектроскопии // Сообщение ОИЯИ. 13-6609. Дубна, 1972.
2. N. V. Bazhazhina, Yu. D. Mareev, L. B. Pikelner, P. V. Sedyshev, V. N. Shvetsov. Analysis of element and isotope composition of samples by neutron spectroscopy at the IREN facility // Physics of Particles and Nuclei Letters. 12. 2015. P. 578–583.
3. S. F. Mughabghab. Neutron Gross Sections, Neutron Resonance Parameters and Thermal Gross Sections // Academic Press, New York, 1984.

ПОИСК НЕЙТРАЛЬНЫХ ТОКОВ, МЕНЯЮЩИХ АРОМАТ КВАРКОВ, В ПРОЦЕССАХ РОЖДЕНИЯ БОЗОНА ХИГГСА

Илюшин М.А., Мандрик П.С., Слабоспицкий С.Р.

«ИФВЭ им. А.А. Логанова НИЦ «Курчатовский институт», Протвино, Россия
E-mail: petr.mandrik@ihep.ru

Наблюдение бозона Хиггса [1, 2] в экспериментах на Большом адронном коллайдере открыло новую область для прямого поиска проявлений физики за пределами Стандартной модели. Одними их возможных аномальных взаимодействий являются взаимодействия бозона Хиггса, меняющие аромат кварков [3]. Как и остальные нарушающие аромат нейтральные токи, данные взаимодействия запрещены в Стандартной модели на древесном уровне и крайне подавлены в петлевых поправках за счёт ГИМ-

механизма [4]. Наблюдение данных процессов будет являться явным указанием на существование физики за пределами Стандартной модели. Поиск нейтральных токов, меняющих аромат кварков, с участием бозона Хиггса и топ-кварка, является одним из важных направлений анализа данных экспериментов на Большом адронном коллайдере [5, 6]. В данной работе мы исследуем вклад меняющих аромат взаимодействий u , d , s , и b кварков в процессы одиночного рождения бозона Хиггса. Проведено сравнение ограничений, полученных из анализа данных экспериментов Большого адронного коллайдера и результатов косвенных измерений в низкоэнергетичных экспериментах по наблюдению осцилляций мезонов. Исследована чувствительность будущих экспериментов на ускорителе FCC-hh в протон-протонных соударениях при энергии центра масс 100 ТэВ на основе быстрого моделирования проектируемого детектора.

Литература

1. G. Aad, et al., Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Phys. Lett. B716 (2012) 1–29. arXiv:1207.7214, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020.
2. S. Chatrchyan, et al., Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, Phys. Lett. B716 (2012) 30–61. arXiv:1207.7235, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021.
3. R. Harnik, J. Kopp, J. Zupan, Flavor Violating Higgs Decays, JHEP 03 (2013) 026. arXiv:1209.1397, doi:10.1007/JHEP03(2013)026.
4. S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Weak interactions with lepton-hadron symmetry, Phys. Rev. D 2 (1970) 1285–1292. doi:10.1103/PhysRevD.2.1285.
5. G. Aad, et al., Search for flavour-changing neutral current top quark decays $t \rightarrow Hq$ in pp collisions at $s = 8$ TeV with the ATLAS detector, JHEP 12 (2015) 061. arXiv:1509.06047, doi:10.1007/JHEP12(2015)061.
6. A. M. Sirunyan, et al., Search for the flavor-changing neutral current interactions of the top quark and the Higgs boson which decays into a pair of b quarks at $s = 13$ TeV. arXiv:1712.02399, doi:10.1007/JHEP06(2018)102.

АНАЛИЗ ЯВЛЕНИЯ СОСУЩЕСТВОВАНИЯ ФОРМ В ЯДРАХ ^{96}Zr И ^{96}Mo НА ОСНОВЕ КОЛЛЕКТИВНОГО ГАМИЛЬТОНИАНА БОРА

Мардыбан М.А.^{1,3}, Сазонов Д.А.^{2,3}

¹Государственный университет «Дубна», ИФИ, Дубна, Россия

²Государственный университет «Дубна», ИСАУ, Дубна, Россия

³Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

E-mail: makhnovetsm@mail.ru

Сосуществование форм — интересное явление, которое может встречаться во многих ядрах. Появление разных форм связано с эволюцией оболочечной структуры и изменением заполнения нуклонных орбиталей с энергией возбуждения [1,2,3]. Теоретический подход для рассмотрения подобных явлений, связанных с динамикой формы ядра, основывается на коллективной модели ядра. Основная идея этой модели заключается в том, что, хотя такая квантовая система многих тел как атомное ядро характеризуется огромным количеством степеней свободы, они формируют коллективные моды, которые играют решающую роль в определении структуры низколежащих состояний ядер.

Основной целью работы являлось исследование свойств низколежащих коллективных состояний ядер ^{96}Zr и ^{96}Mo на основе коллективного квадрупольного гамильтониана Бора. Экспериментальные данные указывают на сосуществование сферической и деформированной структур в ^{96}Zr со слабым смешиванием соответствующих амплитуд. Основываясь на коллективном гамильтониане Бора с потенциалом, имеющим сфериче-

ский и деформированный минимумы, в настоящей работе были проанализированы свойства низколежащих состояний этого ядра. В работе подбирался потенциал таким образом, чтобы описать экспериментальные данные по энергиям возбуждения 0_1^+ , 0_2^+ , 2_1^+ и 2_2^+ состояний и вероятностям E2 переходов $V(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, $V(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_2^+)$ и $V(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ [4]. Далее с полученным потенциалом были вычислены вероятности переходов $V(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ и $V(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$, которые оказались в хорошем согласии с экспериментом, и предсказаны величины $V(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ и $Q(2_2^+)$. Также в работе показано, что низкоэнергетическая структура ^{96}Mo может быть удовлетворительно воспроизведена в геометрической модели с потенциальной функцией, поддерживающей существование формы.

Таким образом, в работе показано, что геометрическая модель позволяет объяснить свойства коллективных квадрупольных возбуждений и слабое смешивание сферических и деформированных конфигураций в ядрах ^{96}Zr и ^{96}Mo . Анализ указывает на важность учета зависимости ротационного коэффициента инерции от деформации, необходимость учета оболочечных эффектов при рассмотрении M1 переходов и влияние парных вибраций на E0 переходы.

Литература

1. P. Cejnar, J. Jolie, and R. F. Casten. Quantum phase transitions in the shapes of atomic nuclei// Rev. Mod. Phys. 2010. 82: 2155.
2. K. Heyde and J. L. Wood. Shape coexistence in atomic nuclei// Rev. Mod. Phys. 2011. 83: 1655.
3. R.V. Jolos. Models of Atomic Nucleus: Textbook.-Dubna: ОИЯИ, 2012.-109p.
4. C. Kremer et al. First Measurement of Collectivity of Coexisting Shapes Based on Type II Shell Evolution: The Case of ^{96}Zr . // Phys. Rev. Lett. 2016. 117: 172503.

ИЗМЕРЕНИЕ КАСКАДНОЙ КРИВОЙ РАЗВИТИЯ ШАЛ С ЭНЕРГИЕЙ ВЫШЕ 10^{16} эВ КАМЕРАМИ ОБСКУРА НА ЯКУШАЛ

Мохначевская В.П., Егоров Ю.А.

*ИКИиА им. Ю.Г. Шафера СО РАН, Якутск, Россия
E-mail: valyamokh@yandex.ru*

Изучение космических лучей [1] сверхвысоких энергий осуществляется путем наблюдения широких атмосферных ливней [2]. Для этих целей была создана Якутская комплексная установка ШАЛ (ЯКУШАЛ) [3]. В настоящее время Якутская установка ШАЛ является одной из крупнейших установок в мире, ведущих исследования в области энергий выше 10^{17} эВ. Основным преимуществом Якутской установки является комплексность измерений характеристик ШАЛ: потоков электронов, мюонов и излучения Вавилова – Черенкова [4] частицами ШАЛ в атмосфере.

В данной работе приводятся результаты, полученные с помощью Черенковских дифференциальных детекторов на основе камеры обскура [5]. Данные детекторы работают в составе Якутской установки, расположены от центра установки ~ 500 м и образуют треугольник. Такое расположение дает возможность использовать для дальнейшей обработки первичные данные, которые определяются по показаниям участвовавших в регистрации ШАЛ станций наблюдения Якутской установки: x_0 , y_0 – координаты пересечения оси ливня с плоскостью установки, E_0 – энергия ливня, θ , ϕ – углы прихода ливня, N_s – полное число заряженных частиц на уровне наблюдения.

Все ливневые события были отобраны в камерах обскура при одновременной работе более 8 фотоумножителей мозаики с основным мастерным сигналом от большой установки. С помощью метода, описанного в работах [6,7], были восстановлены индивидуальные каскадные кривые развития ШАЛ, в частности глубина максима X_{max} для

ливней выше 10^{16} эВ. Экспериментальные данные указывают на изменение массового состава в диапазоне энергий $10^{16} - 10^{19}$ эВ и сравниваются с результатами других установок.

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. Слепцову И.Е., к.ф.-м.н. Кнуренко С.П., а также сотрудникам лаборатории широких атмосферных ливней и сотрудникам Якутской установки ШАЛ.

Литература

1. Росси Б. Космические лучи // Атомиздат, 1966, 236 с
2. Христиансен Г.Б., Куликов Г.В. и др. Космическое изучение предельно высокой энергии // Наука. СО РФН, Новосибирск, 1991. 252 с
3. Egorov T.A., Efimov N.N., Kolosov V.A. et al. The Yakutsk EAS Complex Array // Proc. 12th ICRC, Hobart, 1971, Vol.6, P.2059-2073
4. Джелли Дж. Черенковское излучение. ИЛ, Москва, 1960. 334 с
5. Garipov G.K., Grigoryev V.M., Efremov N.N. et al. // Proc. 27th ICRC. Hamburg. 2001. P. S885
6. Григорьев В.М. Новый метод исследования продольного развития широких атмосферных ливней // Наука и техника в Якутии, Якутск, 2007. С28
7. Mokhnachevskaya V.P., Egorov Yu.A., Knurenko S.P. et al. // Proc. PoS 35th ICRC. Busan. 2017. P. S341

БАРОМЕМБРАННЫЙ МЕТОД ПОДГОТОВКИ СЧЕТНЫХ ОБРАЗЦОВ ВОДЫ ДЛЯ АНАЛИЗА УЛЬТРАНИЗКИХ КОНЦЕНТРАЦИЙ РАДИОНУКЛИДОВ В ВОДОЕМАХ-ОХЛАДИТЕЛЯХ АЭС

Назаров Е.И., Екидин А.А., Васянович М.Е., Васильев А.В.

Институт промышленной экологии УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: e.nazarov1005@gmail.com

Анализ доступной информации показывает необходимость учета фоновой активности радионуклидов в водоемах, используемых для нужд АЭС [1]. Согласно рекомендациям МАГАТЭ, фоновые уровни следует вычитать из результатов измерений для определения доз на население, обусловленных только практической деятельностью [2]. В числе наиболее важных, с точки зрения воздействия на окружающую среду от сбросов АЭС, МАГАТЭ рассматривает 31 радионуклид [3]. Национальные требования РФ указывают на необходимость государственного регулирования в сбросах 81 радионуклида [4]. Для определения фоновых уровней радионуклидов в водных объектах требуются приборы и методы, отличающиеся высокой чувствительностью в сравнении со штатными методами, применяемыми на АЭС РФ, США и Европы. При измерении ультранизкого содержания радионуклидов требуется предварительное концентрирование активности в счетном образце.

Традиционными способами концентрирования жидких проб являются сорбция и выпаривание. Существующие высокоэффективные методы сорбции радионуклидов на основе сульфидов, диоксидов и ферроцианидов различных металлов, носят селективный характер и не могут быть универсальными для десятка радионуклидов. Применение метода выпаривания требует большие затраты времени и энергии.

В данной работе продемонстрировано применение баромембранного метода на основе установки с осмотическими мембранами, как способа предварительного концентрирования жидких проб. Последующее выпаривание концентрата позволяет определить ультранизкие концентрации радионуклидов в счетных образцах из водоемов-охладителей АЭС. Предложенный подход позволяет концентрировать соли металлов с помощью осмотической мембраны в 30–40 раз, при этом исходный объем пробы может быть уменьшен с 1000 до 30 литров. Анализ сухого остатка, при упаривании оставших-

ся 30 литров пробы, позволяет определять удельную активность Cs-137 и Sr-90 на уровне $5,0 \cdot 10^{-4}$ Бк/л.

Выполненные натурные эксперименты на водоемах-охладителях Балаковской, Белоярской, Курской, Ростовской АЭС позволили получить значения концентраций радионуклидов в диапазонах:

- Cs-137: от $1,5 \cdot 10^{-3}$ до $1,4 \cdot 10^{-2}$ Бк/л;
- Sr-90: от $3,2 \cdot 10^{-3}$ до $3,8 \cdot 10^{-2}$ Бк/л.

В зависимости от технологических процессов, формирующих сброс на АЭС, эпизодически в пробах детектировались Mn-54 и Co-60 на уровне 10^{-3} Бк/л.

Литература

1. Ekidin A.A., Malinovskii G.P., Rogozina M.A., Vasil'ev A.V., Vasyanovich M.E., Yarmoshenko I.V. Evaluation of the contribution of technogenic radionuclides to the total activity of NPP emissions on the basis of a simulation model. Atomic Energy. 2016. Т. 119. № 4. С. 271–274.
2. Руководство по безопасности № RS-G-1.8. «Мониторинг окружающей среды и источников для целей радиационной защиты», МАГАТЭ, Вена 2016.
3. IAEA Nuclear Energy Series, No. NG-T-3.15. INPRO Methodology for Sustainability Assessment of Nuclear Energy Systems: Environmental Impact of Stressors IAEA, VIENNA, 2016.
4. Перечень загрязняющих веществ, в отношении которых применяются меры государственного регулирования в области охраны окружающей среды. Распоряжение Правительства РФ от 08.07.2015, № 1316-р. Москва.

РЕШЕНИЕ РАЗРЕЖЕННЫХ СИСТЕМ ОДУ В ЗАДАЧАХ МОДЕЛИРОВАНИЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

¹Негребецкий В. В., ²Стопани К.А.

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
²НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия
kmiziz.com@gmail.com hatta@depni.sinp.msu.ru

Применение методов математического моделирования является основным путем исследования астрофизических процессов, в частности процессов звездного нуклеосинтеза, т.е. образования ядер химических элементов в результате реакций синтеза, протекающих в звездном веществе. Протекание этих реакций может быть описано в виде системы обычных дифференциальных уравнений (ОДУ), связывающих скорости изменения концентраций различных нуклидов во времени. Коэффициенты уравнений достаточно хорошо известны и связаны с сечениями соответствующих реакций, приведенных в стандартизированных базах данных, таких как REACLIB [1]. Каждому задействованному нуклиду соответствует дифференциальное уравнение, описывающее его распад и образование в различных ядерных реакциях, поэтому описание процессов нуклеосинтеза с участием ядер тяжелее железа, таких как r-процесс, требует решения систем с размерностью до нескольких тысяч переменных, что затрудняет их прямое решение. Отличительной особенностью рассматриваемых систем, позволяющей значительно упростить решение, является большая степень разреженности.

Доклад посвящен методам решения систем ОДУ такого типа и их особенностям. Для расчетов используется пакет SkyNet [2].

Литература

1. R. H. Cyburt et al., ApJS 189, 240 (2010).
2. J. Lippuner, L.F. Roberts, ApJS 233, 18 (2017).

СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЕ

Никольский А.В.

*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия**E-mail: alexn@theor.jinr.ru*

Исследование свойств материи в экстремальных состояниях, например, таких как кварк-глюонная плазма, является одной из самых актуальных и интересных задач современной физики высоких энергий в столкновениях тяжелых ионов. Одним из возможных способов изучения свойств кварк-глюонной плазмы являются, так называемые, электромагнитные сигналы – фотоны и лептоны [1, 2]. Так как эти частицы свободно покидают плазменный объем, практически не взаимодействуя с кварками и глюонами, они могут нести прямую информацию о ее структуре.

В работе предлагается альтернативный механизм для возможного объяснения азимутальной анизотропии излучаемых фотонов, который практически не учитывался в других феноменологических подходах. Речь идет о магнитно-тормозном или синхротронном излучении кварков в коллективном цветовом поле, обеспечивающем конфайнмент.

В нашем подходе предполагается, что взаимодействие кварков и кварк-глюонной плазмы осуществляется посредством постоянной удерживающей силы σ , которая действует вдоль нормали к поверхности плазменного объема. В результате, цветной объект - кварк или антикварк у границы плазменного объема начинает двигаться по искривленной траектории и, вследствие этого, излучает фотоны. Такое синхротронное излучение достаточно интенсивно для легких u - и d -кварков благодаря высокому значению силы «натянутой струны» $\sigma \approx 0.2 \text{ ГэВ}^2$ в модели хромозлектрических трубок [3, 4]. Данный эффект присущ любой ускоренно движущейся классической заряженной частице. Такая квази-классическая трактовка основана на том факте, что длина волна де Бройля кварков меньше в сравнении с размерами области их локализации (кварк-глюонной плазмы).

В работе приводится теоретическое обоснование для синхротронного излучения кварков, движущихся вблизи границы плазменной системы, показан рассчитанный спектр фотонов с высоким значением поперечного импульса в сравнении с экспериментальными данными (рис.1), а также рассматриваются и обсуждаются особенности углового распределения для излучения такого типа.

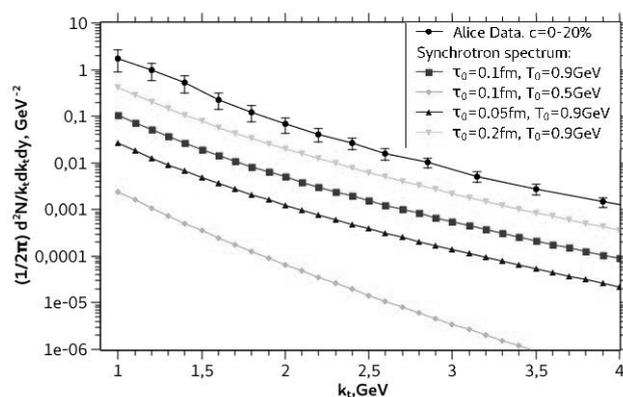


Рис. 1. спектр синхротронных фотонов. Экспериментальные данные взяты из [5].

Литература

1. E.V. Shuryak, *Yad Fiz.* 28, 796 (1978) [*Sov. J. Nucl. Phys.* 28, 408 (1978)].
2. V.V. Goloviznin, A.M. Snigirev and G.M. Zinovjev, *JETP Lett.* 98, 61 (2013).
A. Casher, H. Neuberger, and S. Nussinov, *Phys. Rev. D* 20, 179 (1979).
3. V.V. Goloviznin, A.M. Snigirev and G.M. Zinovjev, *Phys. Lett. B* 211, 167 (1988).
4. J. Adams et al. (ALICE Collaboration), *Phys. Lett. B* 754, 235 (2016).

КОГЕРЕНТНЫЙ КОНТРОЛЬ НАД УГЛОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ
ПРИ ИОНИЗАЦИИ НЕОНА БИХРОМАТИЧЕСКИМ ЦИРКУЛЯРНО
ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Грызлова Е.В.¹, Попова М.М.²

МГУ им. М.В. Ломоносова, ¹НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына

² физический факультет, Москва, Россия

E-mail: mm.porova@physics.msu.ru

Появление мощных лазеров на свободных электронах, работающих в диапазоне вакуумного ультрафиолета и генерирующих излучение, обладающее высокой пространственной и временной когерентностью [1], позволило распространить на высокочастотный домен исследования интерференционных явлений, возникающих в результате одно- и двухфотонной ионизации атомов фотонами с частотами 2ω и ω соответственно и проявляющейся в асимметрии углового распределения фотоэлектронов (РАД). Ранее такие исследования были доступны только в оптическом или инфракрасном диапазонах [2, 3]. Изучение интерференционных явлений представляет важность как с теоретической точки зрения как ключевой квантовомеханический феномен, так и как практический метод реализации квантового когерентного контроля — непосредственного управления динамическими характеристиками квантовых систем [4]. Принципиальная возможность использования бихроматического (двухчастотного) лазерного излучения для реализации когерентного контроля была показана еще в середине 80х годов прошлого века [5].

Были исследованы угловые распределения фотоэлектронов при ионизации водорода бихроматическим полем линейной [6] и круговой поляризации [7]. Также была изучена важная, с экспериментальной точки зрения, мишень — атом неона в поле линейной поляризации [8]. В настоящей работе рассматривается интерференция одно- и двухфотонного каналов ионизации неона полями круговой поляризации, когда основная гармоника ω сканирует области $3s$ и $4s$ резонансов.

Электрическое поле двухчастотного циркулярно поляризованного излучения, распространяющегося вдоль оси Z , берется в виде

$$\varepsilon(t) = F(t) \cdot (\cos(\omega t)\bar{x} + \sin(\omega t)\bar{y} + \eta(\cos(2\omega t + \phi)\bar{x} + H\sin(\omega t + \phi)\bar{y})), \quad (1)$$

где $F(t) = \sin(\omega t/2N)^2$ — огибающая импульса (N — число оптических циклов в импульсе), η — отношение силы поля первой ω и второй 2ω гармоник, а $H=1$ для право- и $H=-1$ для левополяризованного излучения.

В электрическом дипольном приближении во втором порядке теории возмущений дифференциальное сечение ионизации в случае одинаковой ($++$) и противоположной ($+ -$) поляризаций первой и второй гармоник можно представить в форме

$$\frac{dW^{++}}{d\Omega} = \frac{W_0}{4\pi} \left(1 + \beta_2 P_2(\cos\theta) + \beta_4 P_4(\cos\theta) + |\beta_1| \sin^3\theta \cos(\varphi - \psi_1) - |\beta_3| \sin\theta \cos(\varphi - \psi_3) \right), \quad (2)$$

$$\frac{dW^{+-}}{d\Omega} = \frac{W_0}{4\pi} \left(1 + \beta_2 P_2(\cos\theta) + \beta_4 P_4(\cos\theta) + |\beta_3| \sin^3\theta \cos(3\varphi - \psi_3) \right),$$

где P_k — полиномы Лежандра k -го порядка, а β_k — константы.

В отличие от водорода [6], в параметризации дифференциального сечения ионизации неона вследствие его многоэлектронности появляется новый независимый член β_1 . На Рис. 1 представлена форма РАД в районе $3s$ резонанса в случае одинаковых

(справа) и противоположных (слева) поляризаций гармоник. Расчет приведенных матричных элементов перехода, необходимых для моделирования РАД, был выполнен с помощью метода самосогласованного поля Хартри-Фока. Орбитали $1s$, $2s$ и $2p$ были оптимизированы, чтобы минимизировать энергию основного состояния иона $1s^2 2s^2 2p^5$, орбитали $3s$, $4s$, $3d$ и орбитали непрерывного спектра оптимизированы в модели замороженного остова с учетом зависимости от терма, основное состояние было получено путем смешивания 11 конфигураций, в которое наибольший вклад дали три: $1s^2 2s^2 (2p^6 + 2p^5 3\tilde{p}^1 + 2p^4 3\tilde{p}^2)$.

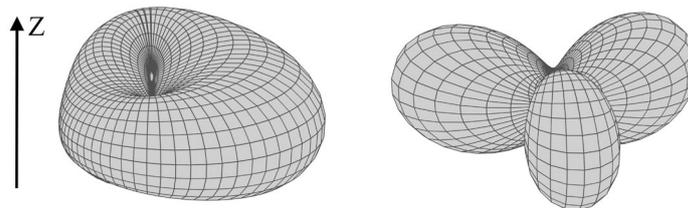


Рис. 1. форма РАД в районе $3s$ резонанса ($\omega = 16.84$ эВ) в случае одинаковых (слева) и противоположных (справа) поляризаций гармоник для мощности излучения $I=1012$ Вт/см², $N=250$ оптических циклов и $\eta=0.1$

Помимо асимметрии углового распределения, в результате ионизации бихроматическим $\omega+2\omega$ циркулярно поляризованным излучением появляется и достигает значения 40% (при $I=10^{12}$ Вт/см², $N=250$ и $\eta=0.1$) спиновая поляризация:

$$P_3 = \frac{\frac{dW}{d\Omega_{m_s=+\frac{1}{2}}} - \frac{dW}{d\Omega_{m_s=-\frac{1}{2}}}}{\frac{dW}{d\Omega_{m_s=+\frac{1}{2}}} + \frac{dW}{d\Omega_{m_s=-\frac{1}{2}}}}, \quad (3)$$

где m_s — проекция спина фотоэлектрона на ось Z . Ее угловая зависимость показана на Рис. 2.

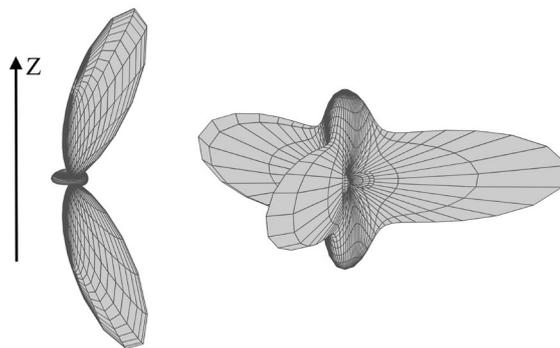


Рис. 2. Продольная спиновая поляризация P_3 в районе $3s$ резонанса ($\omega = 16.84$ эВ) в случае одинаковых (слева) и противоположных (справа) поляризаций гармоник для мощности излучения $I=1012$ Вт/см², $N=250$ оптических циклов и $\eta=0.1$

Работа Е.В. Грызловой была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «Базис».

Литература

1. E. Allaria, R. Appio, L. Badano et al. // Nature Photonics. 2012. V. 6. P. 699.
2. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я., Чудинов А.Н., Шульгинов А.А. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1990. Т. 98, № 6(12). С. 1857.
3. Yi-Yian Yin, Ce Chen, D. S. Elliott, A. V. Smith // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 2353.
4. Brif C., Chakrabarti R., Rabitz H. // New Journal of Physics. 2010. V. 12, P. 075008.

5. Brumer P., Shapiro M. // Chemical Physics Letters. 1986. V.126, P. 541.
6. A.N. Grum-Grzhimailo, E.V. Gryzlova, E.I. Staroselskaya, J. Venzke, and K. Bartschat. // Phys. Rev. A. 2015. V. 91, P. 063418(1).
7. N. Douguet, A.N. Grum-Grzhimailo, E.V. Gryzlova, E.I. Staroselskaya, J. Venzke, and K. Bartschat. // Phys. Rev. A. 2016 V. 93. P. 033402(1).
8. E.V. Gryzlova, A.N. Grum-Grzhimailo, E.I. Staroselskaya, N. Douguet, and K. Bartschat. // Phys. Rev. A. 2018. V. 97, P. 013420(1).

ПЕРОРАЛЬНЫЙ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ ДОЗИМЕТР НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Пышкина М.Д., Жуковский М.В.

Институт промышленной экологии УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

E-mail: maria1pyshkina@gmail.com

Проведение рутинного дозиметрического контроля нейтронного облучения персонала на ядерно-физических (ЯФУ) установках является сложной задачей в области индивидуальной дозиметрии. За биологической защитой ЯФУ энергии нейтронов лежат в широком диапазоне – от тепловых до единиц ГэВ. В условиях аварийного облучения стандартные методы индивидуальной и групповой дозиметрии не позволяют адекватно оценить уровни воздействия излучения на персонал.

Энергетическая зависимость чувствительности (ЭЗЧ) индивидуальных дозиметров нейтронов в значительной степени отличается от функции персонального эквивалента дозы на единичный флюенс, $h_p(10)$. Показания индивидуальных дозиметров в условиях штатной работы ЯФУ могут существенно отличаться от истинных значений эффективной дозы нейтронного облучения [1–3]. В условиях рутинного мониторинга для компенсации неопределенности показаний индивидуальных дозиметров вводят корректирующие коэффициенты, учитывающие угловое и энергетическое распределение нейтронов на рабочем месте персонала [4–6]. В аварийной ситуации энергетическое распределение нейтронов на рабочем месте персонала может не соответствовать таковому в условиях штатной работы.

С помощью переносных дозиметров группового контроля может быть получена адекватная оценка дозы нейтронного облучения персонала ЯФУ в точке контроля. Как правило, такие дозиметры состоят из полиэтиленовой сферы или цилиндра, определенного диаметра для замедления нападающих нейтронов, и активного или пассивного детектора тепловых нейтронов. ЭЗЧ такого типа дозиметров близко описывает функцию амбиентного эквивалента дозы на единичный флюенс ($h^*(10)$). Данные приборы предназначены для определения дозиметрических характеристик непосредственно в определенной точке рабочего места персонала. В условиях аварийного облучения использование дозиметров группового контроля затруднено из-за его массивности и низкой мобильности.

В данной работе предлагается использовать пероральный термолюминесцентный дозиметр (ПТД) нейтронного излучения в условиях аварийного облучения. ЭЗЧ разработанного дозиметра более точно описывает функцию эффективной дозы на единичный флюенс по сравнению с наиболее широко распространенными индивидуальными дозиметрами нейтронного излучения (рис.1). Пероральный термолюминесцентный дозиметр обладает преимуществами как приборов индивидуального, так и группового контроля: мобильность, малогабаритность и наличие необходимой ЭЗЧ.

ЭЗЧ ПТД имеет схожее поведение с функцией эффективной дозы на единичный флюенс. Наибольшее отклонение ЭЗЧ от функции эффективной дозы на единичный флюенс наблюдается в диапазоне от 1 эВ до 100 кэВ. ЭЗЧ превышает функцию эффективной дозы на единичный флюенс в 7 и 9 раз для переднезадней геометрии и геомет-

рии вращения соответственно. В области высоких энергий нейтронов, от $2 \cdot 10^6$ эВ происходит спад ЭЗЧ, в то время как функция эффективной дозы на единичный флюенс продолжает возрастать. Данный факт свидетельствует о том, что ПТД не может применяться в высокоэнергетических полях на ускорителях.

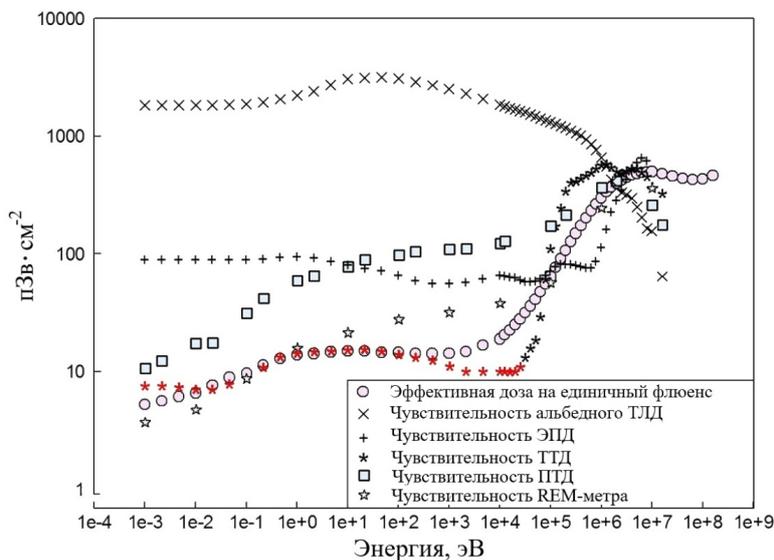


Рис. 1. Сравнение ЭЗЧ дозиметров с эффективной дозой.

Работа выполнена при поддержке Президиума УрО РАН программы 18-11-2-2.

Литература

1. Алексеев А.Г., Кирякова Н.В., Крючков В.П. и др. Метрологические вопросы использования индивидуальных дозиметров нейтронов ДВН-А-01 и ДВГН-01: Препринт ИФВЭ 2004-14. – Протвино, 2004. – 15 с.
2. Санников А.В., Лебедев В.Н., Кустарев В.Н. и др. Индивидуальный дозиметр смешанного излучения ДВГН-01: разработка и исследование характеристик. Препринт ИФВЭ 2005-6. – Протвино, 2005. – 13с.
3. Санников А.В., Пелешко В.Н., Савицкая Е.Н. и др. Дозиметр эффективной дозы смешенного излучения: Препринт ИФВЭ 2008-1. – Протвино, 2008. – 11с.
4. Алексеев А.Г., Лебедев В.Н. Исследование методических вопросов использования индивидуальных дозиметров нейтронов альбедного типа: Препринт ИФВЭ 2003-8. – Протвино, 2003 – 10 с.
5. L.G. Beskrovnaya, E.A. Goroshkova, Yu.V. Mokrov, 2010, published in *Pis'ma v Zhurnal-FizikaElementarnykhChastits i AtomnogoYadra*, 2010, No. 3 (159), pp. 347–363.
6. M. Luszik-Bhadra, M. Boschung, M. Coeckat et al. EVIDOS: Optimisation of Individual Monitoring in Mixed Neutron/Photon Fields at Workplaces of the Nuclear Fuel Cycle

MODELING AN HPGE DETECTOR RESPONSE TO GAMMA RAYS USING MCNP5 CODE

Sabitova R.R.¹, Bedenko S.V.¹, Ghal-Eh N.²

¹*School of Nuclear Science and Engineering, Tomsk PU, Tomsk, Russia*

²*School of Physics, Damghan University, Damghan, Iran and Department of Physics, School of Sciences, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran
radmila1@tpu.ru, bedenko@tpu.ru, ghal-eh@du.ac.ir*

The semiconductor detectors are widely used in radiation measurement. They have a leading place among different radiation detection devices due to a number of advantages, such

as high-energy resolution, linearity over a wide range of energies, short pulse rise time, simplicity, very small dimensions, and the insensitivity to magnetic fields [1].

Research studies have been undertaken on different aspects of HPGe detectors, including the new technologies for producing semiconductor detectors, methods for calibrating and measuring geometric parameters, and so on [2,3]. High-resolution spectroscopy of penetrating charged particles is an interesting topic which requires us to know the thickness of insensitive region (i.e., the dead layer) of the HPGe to obtain the incident particle energy. The incident particle energy is determined by taking a summation over both the deposition energy inside the detector and the average energy loss in the dead layers. Therefore, the thickness of both the sensitive and dead layer is necessary to take into account for particle identification and spectroscopy through the registration of the events in which the energy changes occur due to nuclear interactions. The most accurate approach to the measurement of sensitive and dead layers of HPGe detector is the use of accelerated beam. However, this approach has limited application because of the long-term measurement with accelerators.

In an undertaken study [3], the dead layer measurements of a standard HPGe detector were carried out with a ^{207}Bi source. The 975 keV internal conversion electrons of ^{207}Bi were incident on the HPGe whose range dependent upon the source thickness. The dead layer of HPGe was so determined that for each detector a calibration dependence was constructed. Then, the detector under study was turned so that the dead layer (i.e., p+-contact) was faced to the source. The shift of the internal conversion electron peak could determine the dead layer thickness.

In this work, the dead layer thickness of a semiconductor detector made of high-purity germanium was measured by the fact that gamma-ray detection efficiency of HPGe depends on the parameters of the dead layer; therefore, the dead layer thickness can be determined through detector modeling. The detector simulation and response function calculation were carried out with the general-purpose Monte Carlo N-particle code, MCNP5.

References

1. Simon R. Cherry, James A. Sorenson and Michael E. Phelps. Physics in Nuclear Medicine. 4th Edition. Elsevier, 2012.
2. E. Andreotti, M. Hult, G. Marissens, G. Lutter, A. Garfagnini, S. Hemmer, K. Von Sturm, Determination of dead-layer variation in HPGe detectors // Appl. Radiat. Isot. 2014. 87. P. 331–335.
3. Gurov, Yu.B., Isakov, S.V., Karpukhin, V.S., Lapushkin, S.V., Sandukovsky, V.G., Chernyshev, B.A. Measuring the thickness of dead layers in semiconductor detectors // Instruments and Experimental Techniques. 2008. 51 (1), P. 59–63.

АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ ПРОДУКТОМ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ЕГО РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ УСКОРЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Черняев А.П.¹, Авдюхина В.М.¹, Близнюк У.А.¹,
Борщеговская П.Ю.¹, Семенова М.Н.¹, Ипатова В.С.¹,
Леонтьев В.А.¹, Студеникин Ф.Р.¹, Юров Д.С.²

МГУ им. М.В. Ломоносова, ¹физический факультет,

²НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына Москва, Россия

E-mail: semenova9519@mail.ru

На сегодняшний день во всем мире усиливается интерес к использованию ионизирующего излучения для обработки продуктов питания с целью контроля их микробиологических показателей и продления сроков хранения [1]. По результатам исследований питательных качеств облученных пищевых продуктов было сделано заключение о том, что облучение любых пищевых продуктов в дозах до 10 кГр не представляет

токсикологической опасности [2]. Однако, при проведении радиационной обработки важно осуществлять дозиметрический контроль облучения, так как его отсутствие может привести к ряду негативных последствий, в частности, к изменению физико-химических и органолептических свойств пищевой продукции.

На кафедре физики ускорителей и радиационной медицины физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова совместно с НИИЯФ МГУ имени Д.В. Скобельцына, а также ФГБНУ ВИЛАР проводится ряд экспериментальных исследований по обработке продуктов растительного происхождения (клубней картофеля), рыбной (форели) и мясной продукции [3, 4].

В данной работе показан алгоритм расчета поглощенной продуктом дозы, полученной при облучении электронами с энергией 1 МэВ.

В качестве объекта исследования была взята суспензия гомогената фарша мяса форели в физиологическом растворе объемом 0,5 мл, помещенная в пластиковые пробирки типа эппендорф объемом 2 мл. Облучение образцов проводилось на ускорителе электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т-001 с энергией 1 МэВ со средней мощностью пучка 25 кВт, ток пучка варьировался. Расстояние от выхода пучка до пластины, на которую помещали одновременно 6 образцов, составляло 12 см. При каждом облучении фиксировали заряд, упавший на пластину и время облучения.

При проведении дозиметрического контроля применялись следующие методы дозиметрии: в диапазоне от 40 Гр до 400 Гр применялся ферросульфатный метод дозиметрии (дозиметр Фрике) и от 1 кГр до 10 кГр использовались дозиметрические пленки СО ПД (Э) – 1/10 (сополимер с 4-диэтиламиноазобензоловым красителем). Дозиметрический раствор объемом 0,5 мл облучался в пробирках типа эппендорф объемом 2 мл, схема облучения соответствовала облучению образцов с гомогенатом. Ток пучка составлял 0,01 мкА. Дозиметрические пленки, размером (10-12)*(30-35) мм, по 3 штуки, герметично упакованные в бумагу, ламинированную полиэтиленом, помещали на пластине, рядом с опытными образцами. Ток пучка при облучении образцов и пленок составлял 1,5 мкА. Равномерность распределения заряда, падающего на пластину, по всей площади пластины была также проверена с помощью дозиметрических пленок.

Суть алгоритма определения дозы, поглощенной суспензией рыбного фарша заключается в следующем. Путем компьютерного моделирования с использованием программного обеспечения GEANT 4, с учетом технических характеристик ускорителя, схемы облучения и значений заряда, падающего на пластину с образцами, геометрии образцов с раствором и дозиметрических пленок, найти коэффициенты пересчета доз, измеренных с помощью ферросульфатного дозиметра и дозиметрических пленок, в дозу в пробирке с гомогенатом форели. В результате были получены зависимости дозы, поглощенной образцами с гомогенатом $D_{\Gamma}^{\text{мод}}$, дозиметрическим раствором Фрике $D_{\Phi}^{\text{мод}}$, дозиметрическими пленками $D_{\text{пл}}^{\text{мод}}$ от заряда, падающего на пластину. Фактические дозы, поглощенные дозиметрическими растворами и пленками, оценивались по изменению их оптических плотностей на спектрофотометре Specord 50 РС. Для дозиметра Фрике рабочая длина волны составляло $\lambda=304$ нм. Изменение оптической плотности дозиметрических пленок относительно опорного образца измеряли на длине волны $\lambda=550$ нм.

По результатам исследования был получен коэффициент пересчета экспериментальной дозы в растворе Фрике в рассчитанную путем моделирования поглощенную дозу в гомогенате: $D_{\Gamma}^{\text{мод}} = 1,74 \cdot D_{\Phi}^{\text{изм}}$. Также был получен коэффициент пересчета экс-

периментальной дозы в пленке в рассчитанную путем моделирования поглощенную дозу в гомогенате: $D_{\Gamma}^{\text{мод}} = 96 \cdot D_{\text{пл}}^{\text{изм}}$. Измерив дозу, полученную дозиметрическим рас-

твором или пленкой, можно рассчитать дозу, поглощенную продуктом. Итак, при осуществлении дозиметрического контроля в ходе проведения радиационной обработки,

зная параметры и схему облучения, геометрию дозиметров и продукта, путем компьютерного моделирования можно рассчитать дозу в продукте с достаточной степенью точности.

Литература

1. Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности/Г.В. Козьмин, Н.И. Санжарова, И.И. Кибина, А.Н. Павлов, В.Н. Тихонов //Достижения науки и техники АПК. 2015. № 5. С. 87–92.
2. «Лучевая обработка пищевых продуктов» Ян Ван Коэй, Бюллетень МАГАТЭ, том 23.
3. У.А. Близнюк, П.Ю. Борщеговская, В.С. Ипатова, Ф.Р. Студеникин, А.П. Черняев, Д.С. Юров. Воздействие пучка ускоренных электронов с энергией 1 МэВ на жизнеспособность бактерий в рыбной продукции. Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности: состояние и перспективы: Сб. докл. Международной науч-практ. конференции. Обнинск, с. 176–177, 2018.
4. У.А. Близнюк, В.М. Авдюхина, П.Ю. Борщеговская и др. Инновационные подходы к развитию радиационных технологий обработки биообъектов. Известия Российской академии наук. Серия физическая. Т. 82, № 6. с. 824–828, 201.

СКОРОСТЬ БЕТА-РАСПАДА И ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ В ЯДРАХ ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Сидоров С.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: sv.sidorov@physics.msu.ru

При изучении и компьютерном моделировании многих астрофизических процессов необходимо знать скорости реакций, обусловленных слабым взаимодействием. Примерами являются реакции e -захвата и β^- -распада, протекающие в экстремальных условиях, возникающих при гравитационном коллапсе центральной части (кора) массивной звезды и последующем взрыве сверхновой. В экстремальных условиях реализующихся при коллапсе (т.е. при температурах выше 10^9 К или 0.1 МэВ и плотностях выше 10^7 г/см³) обе реакции в ядрах группы железа протекают за счет переходов гамма-теллеровского типа (ГТ) [4], поэтому для расчета скоростей необходимо знать распределение силы этих переходов.

В настоящей работе для описания ГТ-переходов в нагретых ядрах основанный на комбинации квазичастичного приближения случайных фаз (КПСФ) с сепарабельным остаточным взаимодействием [1] и формализма термополевой динамики (ТПД) [5]. Получившийся метод, теплоквазичастичное приближение случайной фазы (ТКПСФ), далее объединён с методом энергетического функционала для сил Скирма [2], что позволяет проводить расчеты самосогласованным образом, когда и среднее поле, и остаточное взаимодействие рассчитывается на основе одного и того же энергетического функционала. В настоящей работе метод Скирма-ТКПСФ применяется для расчета скоростей e -захвата и β^- -распада ядра ^{56}Ni . Данное ядро является одним из самых распространённых в коре звезды на финальной стадии коллапса. Одночастичные волновые функции и энергии ядра ^{56}Ni рассчитывались в подходе Хартри-Фока со взаимодействием Скирма SGII, Sly4, Sly5, BSk17.

На рис. 1 показана силовая функция ГТ-переходов в ядре ^{56}Ni , рассчитанная с использованием набора параметров Скирма SGII для трех значений температуры: $T = 0, 0.6, 1.2$ МэВ. Как видно, с ростом температуры наблюдается возникновение переходов с отрицательной энергией. Такие переходы соответствуют ГТ-переходам с высоковозбужденных состояний ядра на низколежащие состояния дочернего ядра. Доля низкоэнергетических переходов также увеличивается вследствие теплового размывания поверхности Ферми, возрастающего с температурой. Для реакций захвата электронов яд-

рами в звездном веществе появление GT^+ -переходов низких и отрицательных энергий снижает порог реакции и существенно повышает скорости захвата электронов при низких плотностях звездного вещества, когда мала энергия Ферми вырожденного электронного газа, окружающего атомные ядра.

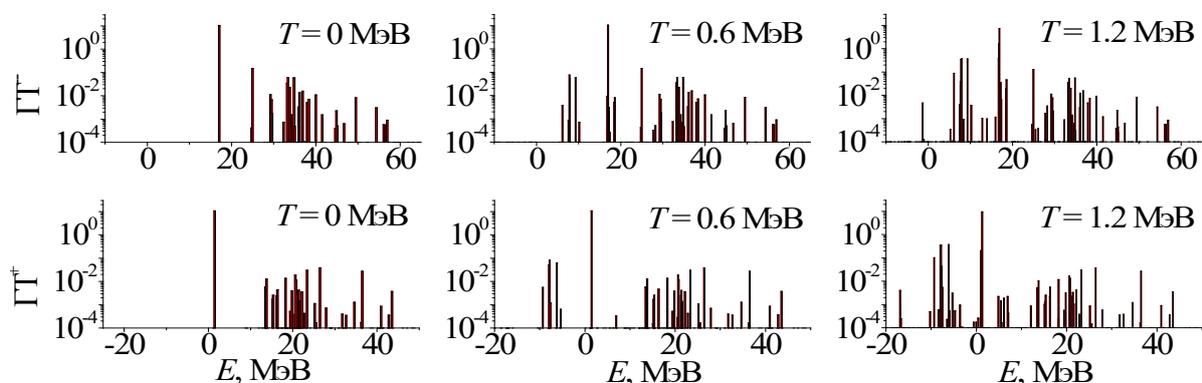


Рис. 1. Распределение силы GT^- (верхний ряд) и GT^+ -переходов (нижний ряд) в ^{56}Ni при различных температурах

На рис. 2 приводится расчет скорости β^- -распада и e -захвата в ядре ^{56}Ni при температурах и плотностях звездной материи, реализующихся на начальных этапах коллапса. Видно, что скорость электронного захвата увеличивается как с ростом плотности, так и с повышением температуры. Это обусловлено в первую очередь тем, что с ростом плотности и, соответственно, ростом химического потенциала ($\mu_e \sim \rho^{1/3}$) в электронном газе увеличивается доля электронов, энергии которых достаточно для перехода на все более высокие ядерные состояния с $J^\pi = 1^+$, а также увеличением числа GT^+ -переходов низких энергий при повышении температуры ядра. В случае β^- -распада рост плотности электронного газа приводит к уменьшению скорости реакции, что связано с увеличением химического потенциала электронного газа и блокировкой доступного фазового пространства для вылетающего электрона. Такая блокировка ослабляется, однако, при повышении температуры.

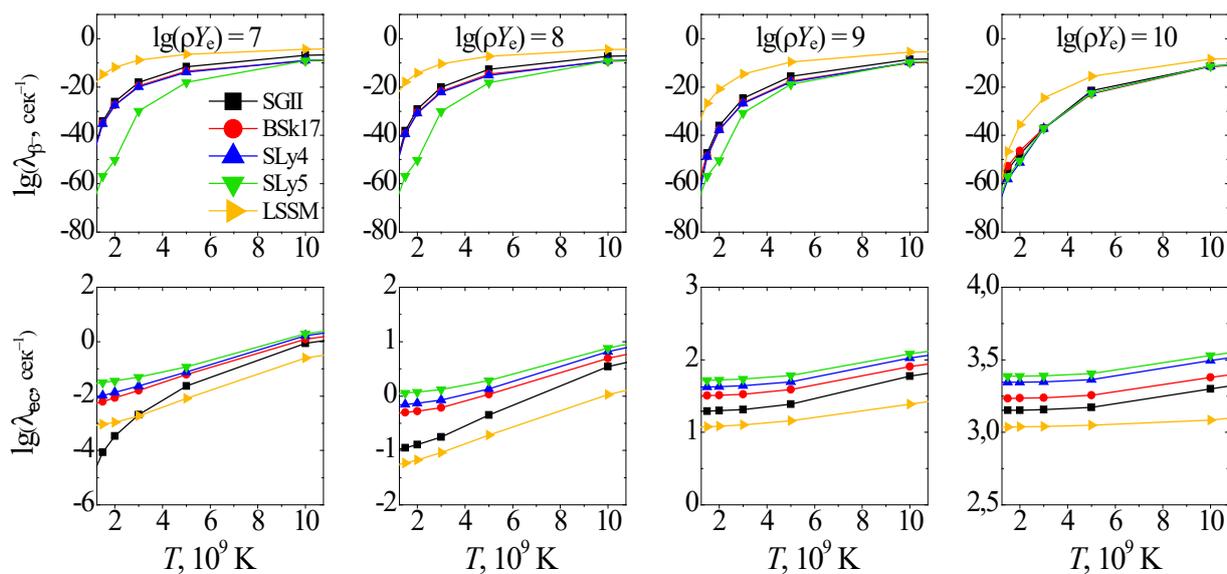


Рис. 2. Скорость бета-распада (верхний ряд) и e -захвата (нижний ряд) в ^{56}Ni при различных температурах и плотностях электронного газа ρY_e (в единицах моль/см³).

На рис. 2 для сравнения приведены результаты расчетов, выполненных в рамках оболочечной модели (LSSM) [3]. Расчеты скорости e -захвата в рамках двух моделей с удовлетворительной точностью согласуются друг с другом. Видно, однако, что скорость β^- -распада в оболочечной модели существенно выше, чем в приближении

ТКПСФ для всех рассматриваемых величин плотности электронного газа. Такое отличие может вызвано отсутствием в нашей модели учета связь однофоновных состояний с более сложными конфигурациями, как это сделано в случае холодных ядер [1].

Автор выражает благодарность своим научным руководителям А.А. Джигоеву за ценные советы при планировании исследования и Т.Ю. Третьяковой за полезные обсуждения и консультации.

Литература

1. Соловьев В.Г., Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы. М., Энергоатом-издат, 1989.
2. Dzhioev A., Vdovin A., Stoyanov Ch. // *Physics of Atomic Nuclei*. 2016. 79. P. 1019.
3. Langanke K., Martinez-Pinedo G. // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 2001. 79. P. 1.
4. Langanke K. and Martinez-Pinedo G. // *Reviews of Modern Physics*. 2003. 75. P. 819.
5. Takahashi Y., Umezawa H. // *Collect. Phenom.* 1975. 2. P. 55.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС ИЗОТОПОВ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ 102-106

Симонов М.В., Владимирова Е.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: simonov.mv16@physics.msu.ru

Исследование характеристик изотопов сверхтяжелых элементов (SHE, $Z > 100$) – важная задача ядерной физики. Фундаментальным параметром ядра является его масса или энергия связи. Указанная характеристика позволяет судить о внутренней структуре ядра, давать оценку времени жизни нуклида.

Одной из основных мод распада для ядер SHE является α -канал. Поэтому современные экспериментальные методы регистрации сверхтяжелых изотопов базируются на регистрации каскадов α -распадов. С регистрацией связана теоретическая задача определить такие характеристики реакции, как энергия распада и время жизни материнского и 3-5 поколений дочерних ядер. Зная массу изотопа, мы имеем возможность рассчитать энергию реакции и сделать оценку для времени распада по α -каналу.

В настоящей работе для определения масс нуклидов использовался феноменологический метод массовых соотношений, отличающийся математической простотой и высокой точностью [1]. Для расчетов была выбрана характеристика, соответствующая оценке остаточного np -взаимодействию [2]:

$$\Delta_{np} = B(N; Z) + B(N - 1; Z - 1) - B(N; Z - 1) - B(N - 1; Z) \quad (1)$$

Данная характеристика связывает между собой массы 4-х нуклидов, является довольно гладкой и может быть аппроксимирована зависимостью типа [3]

$$\Delta_{np} = d + c * A^b, \quad (2)$$

где b , c , d — параметры аппроксимации, A — массовое число. С помощью полученной зависимости масса неизвестного изотопа может быть рассчитана на основе масс 3-х ближайших ядер. Используемые в расчетах значения экспериментально определенных масс ядер и периодов полураспада взяты из AME2016 [4] и NNDC [5].

Ранее нами были рассмотрены особенности характеристики Δ_{np} и показано, что ее значения существенно различаются для ядер с четным и нечетным значением A [7]. При аппроксимации по формуле (2) значений Δ_{np} в области тяжелых ядер с $Z > 82$ и $N > 126$ нами были получены значения при $d = 0$: для четных ядер $c = 95,14735$, $b = -1$, для нечетных ядер $c = 0,09586$, $b = 0$. С использованием данных параметров были рассчитаны массы изотопов с $100 < Z < 106$ для широкого диапазона нейтронных чисел $144 < N < 157$.

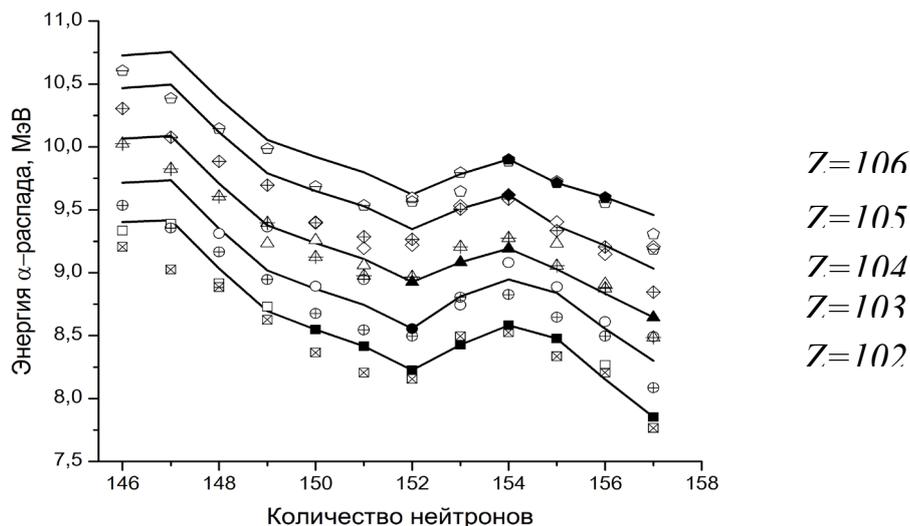


Рис. 1. Энергия α -распада в изотопных цепочках $Z=102-106$. Линии — полученные оценки Q_α , закрашенные и пустые маркеры — экспериментальные и оценочные данные из AME2016 [4] соответственно, зачеркнутые маркеры — оценки модели FRDM [6].

По известным значениям энергий связи атомных ядер могут быть определены энергии α -распада Q_α . На рис. 1 приведены результаты расчета Q_α в сравнении с другими оценками. Видно, что по сравнению с макро-микроскопическими расчетами FRDM, для большинства изотопов полученные значения Q_α лежат выше, что может быть следствием расхождения модельных расчетов и экспериментальных значений для $^{252,253}\text{No}$. В целом основные тенденции поведения Q_α для рассмотренных изотопов $102 < Z < 106$ воспроизводятся как в модельных расчетах FRDM, так и в феноменологических оценках на основе массовых соотношений.

Авторы выражают благодарность своему научному руководителю Т.Ю. Третьяковой за полезные обсуждения.

Литература

1. D. Lunney, J. M. Pearson, C. Thibault // Rev. of Mod. Phys. 2003. Vol.75, N3, p. 1021–1082.
2. V. A. Kravtsov, Sov. Phys. JETP, 1959. 36(9), p. 871.
3. H. Jiang, G. J. Fu, B. Sun, etc. // Phys. Rev. 2012. C 85, 054303.
4. G. Audi, F.G. Kondev, Meng Wang, W.J. Huang, S. Naimi. // Chin. Phys. 2017. C 41, No. 3, 030001.
5. The National Nuclear Data Center (NNDC), <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
6. Moller P., Sierk A.J., Ichikawa T., Sagawa H. // At. Data and Nucl. Data Tabl. 2016. 109–110, P. 1-204.
7. Ishkhanov B.S., Sidorov S.V., Tretyakova T.Yu, Vladimirova E.V. // Chin. Phys. C, 2019, v. 43, 014104.

ЭНЕРГИЯ, ПЕРЕДАВАЕМАЯ В СГУСТКИ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Созинов Е.С.

НИЯУ «МИФИ», ИЛуПТ, Москва, Россия

E-mail: e.s.sozinov@gmail.com

Ядро-ядерные взаимодействия при очень высоких энергиях представляют особый интерес, например, в исследованиях космических лучей, состоящих в основном из ядер. При энергиях около 10^{16} эВ и выше наблюдаются различные необычные события,

объяснить которые в полной мере удастся лишь с использованием модели образования кварк-глюонных сгустков с большим орбитальным моментом [1].

В данном докладе взаимодействия между ядрами рассматриваются в геометрическом подходе: ядра представляют собой твердые сферы радиуса R с постоянной плотностью нуклонов, взаимодействия между которыми не учитываются. Основным параметром, определяющим объем взаимодействующих частей двух ядер, является прицельный параметр b : расстояние между их центрами.

Для двух разных ядер с радиусами R_1 и R_2 , содержащих число нуклонов A_1 и A_2 соответственно, в работе [2] были получены формулы для ΔA_1 и ΔA_2 , а также для общего числа провзаимодействовавших нуклонов $\Delta A(b) = \Delta A_1 + \Delta A_2$ в зависимости от соотношения размеров (R_1, R_2) и прицельного параметра b . На рисунке 1 приведена зависимость $\Delta A(b, R_1, R_2)$.

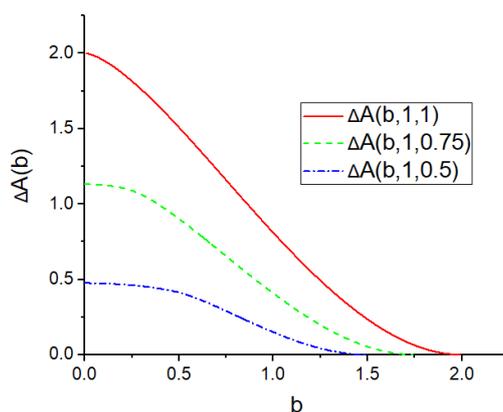


Рис. 1. График зависимости $\Delta A(b)$ для различных соотношений R_1, R_2 .

Используя полученные функции $\Delta A(b)$ и плотность вероятности столкновения ядер с прицельным параметром b в виде $f(b) = 2b / (R_1 + R_2)^2$ можно оценить средние значения $\langle \Delta A \rangle$ при столкновении разных ядер. В работе [2] показано, что максимально возможное значение $\langle \Delta A \rangle$ соответствует четверти полного количества нуклонов для равных ядер. Во взаимодействиях космических лучей с ядрами атмосферы ($A = 14.5$) это значение меняется от 0.2 (гелий и железо) до 0.25 (азот и кислород).

В работе также исследовалась зависимость энергии в системе центра масс \sqrt{s} от прицельного параметра b и количества нуклонов в ядре космических лучей, налетающем на ядро атмосферы. Обозначим за A_2 число нуклонов в ядре атмосферы, $A_2 = 14.5$, за A_1 обозначим число нуклонов в налетающем ядре. Учитывая, что в сгусток кварк-глюонной плазмы передается лишь часть первичной энергии, её значение в системе центра масс можно записать в виде:

$$\sqrt{s} = \sqrt{2\Delta m_2 \Delta E_1},$$

где $\Delta E_1 = E_1 \Delta A_1 / A_1$, $\Delta m_2 = \Delta A_2 m_N$.

Тогда:

$$\sqrt{s} = \sqrt{s_0} \sqrt{\Delta A_1 \Delta A_2 / A_1},$$

$$\sqrt{s_0} = \sqrt{2m_N E_1}.$$

где

E_1 — энергия налетающего ядра в лабораторной системе отсчета, m_N — масса нуклона. Обозначим коэффициент, стоящий справа, за

$$\alpha(A_1, b) = \sqrt{\Delta A_1 \Delta A_2 / A_1}$$

и построим график (см. рис. 2), соответствующий таблице массового состава космических лучей.

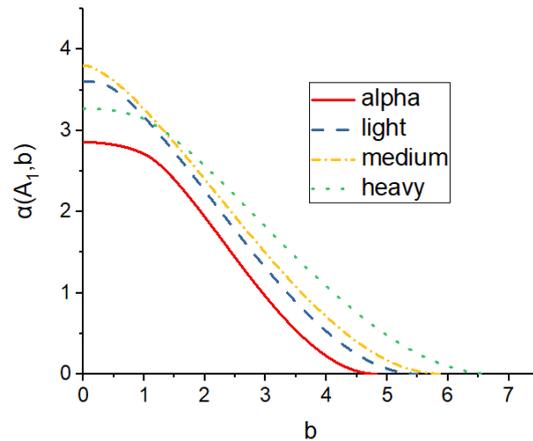
Рис. 2. График зависимости $\alpha(A_1, b)$.

Таблица массового состава первичных космических лучей.

Particles	Z	$\langle A \rangle$	Energy per nucleon	Energy per nucleus
Protons	1	1	92 %	~40 %
α – particles	2	4	7 %	~20 %
Light nuclei	3 – 5	10	0.15 %	~1 %
Medium nuclei	6 – 10	15	0.5 %	~18 %
Heavy nuclei	≥ 11	32	0.15 %	~18 %

Заключение

В работе исследовалась зависимость энергии, передаваемой в сгусток кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных столкновениях. Получена аналитическая зависимость коэффициента $\alpha(A_1, b)$ в формуле для \sqrt{s} и проведен численный расчет для исследования зависимости этого коэффициента от типа налетающего ядра и прицельного параметра.

Литература

1. A.A.Petrukhin. The knee and unusual events at PeV energies. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 151 (2006) 57-60.
2. A.A.Petrukhin, E.S. Sozinov and V.V.Shutenko. Possible approach to the analysis of nucleus-nucleus interactions at very high energies. 26ECRS+35RCRC, 2018, Barnaul, Russia https://ecrs18.asu.ru/event/1/contributions/268/attachments/72/93/17_00_AAPetrukhin_EC_RS_2018.pdf

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ ПРОТОТИПОВ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ МОДЕРНИЗАЦИИ ЭКСПЕРИМЕНТА T2K НА ПУЧКЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Суворов С.Б.

*Институт ядерных исследований РАН г. Москва, Россия
suvorov@inr.ru*

Прецизионное измерение параметров нейтринных осцилляций является одной из основных задач физики частиц. Эксперимент T2K [1] занимается исследованием осцилляций ускорительных нейтрино при помощи ближнего и дальнего детектора. Дальним является водный черенковский детектор Супер-Камиоканде, который обладает 4pi акцептансом. Ближний детектор ND280 спроектирован для регистрации вперед летящих частиц. Данное ограничение фазового пространства является одним из основных

источников систематических ошибок при измерении осцилляционных параметров и поиске CP нарушения. В данный момент активно ведется подготовка модернизации комплекса ближнего детектора для уменьшения систематических ошибок в эксперименте, что приведет к существенному повышению точности результатов[2].

Планируется разработка, изготовление и установка двух новых детекторов:

1) время-проекционных камер с резистивным покрытием на считывающей плоскости [4],

2) сегментированный полностью активный сцинтилляционный 3D детектор [5]

Прототипы этих детекторов были изготовлены и протестированы на пучке заряженных частиц CERN в экспериментальных зонах NA T9 и T10. В данной работе представлены текущие результаты анализа набранных данных и основные измеренные характеристики детекторов. Пучок частиц состоял из электронов, пионов, протонов с небольшими примесями остальных частиц. Тип частицы определялся на основе измерений времени пролета. Импульс пучка варьировался в процессе набора данных от 500 МэВ/с² до 3 ГэВ/с². Для время-проекционных камер основными изученными характеристиками являются разрешение по энергии (dE/dx), пространственное разрешение, из зависимости от позиции частицы и усиления в детекторе. Для сцинтилляционного детектора измерялись световой ход, кросс-толк, временное разрешение, изучались разные способы калибровки детектора.

Измеренные характеристики детекторов совпадают с запланированными и указывают на то, что их использование существенно улучшит чувствительной эксперимента T2K к исследованию нейтринных осцилляций.

Литература

1. Abe, K., Abgrall, N., Aihara, H., Ajima, Y., Albert, J. B., Allan, D., ... Zmuda, J. (2011). The T2K experiment. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 659(1), 106–135. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.06.067>
2. Abe, K., Aihara, H., Ajmi, A., Andreopoulos, C., Antonova, M., Aoki, S., ... Zito, M. (2019). T2K ND280 Upgrade - Technical Design Report. Retrieved from <http://arxiv.org/abs/1901.03750>
3. Mineev, O., Blondel, A., Fedotov, S., Khotjantsev, A., Korzenev, A., Kudenko, Y., ... Yershov, N. (2018, September 11). Parameters of a fine-grained scintillator detector prototype with 3D WLS fiber readout for a T2K ND280 neutrino active target. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.09.04>
4. Shiell, N. M. (2012). A New Analysis Technique to Improve Spatial Resolution for a Resistive Anode Time Projection Chamber. Retrieved from https://curve.carleton.ca/system/files/etd/8ce8bd91-bc3d-4778-8150-4eb057db7e48/etd_pdf/66b1797cbcf45d81599e0c30d8ce76b1/shiell-anewanalysetechniquetoimprovespatialresolution.pda
5. Blondel, A., Cadoux, F., Fedotov, S., Khabibullin, M., Khotjantsev, A., Korzenev, A., ... Yershov, N. (2018, July 6). A fully-active fine-grained detector with three readout views. Journal of Instrumentation. IOP Publishing. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/02/P02006>

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕТОУХОДА ПЛАСТИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СВЕТООТРАЖАТЕЛЯ

Сухов Е.В.

ГУ «Дубна», факультет естественных и инженерных наук, Дубна, Россия
E-mail: suhov@jinr.ru

В настоящий момент широкое распространение имеют детекторы, в основе которых лежат сцинтилляторы — это как классические сцинтилляционные счетчики, так

и калориметры. Детекторы такого типа были изобретены давно и их характеристики не всегда удовлетворяют современным потребностям в физике высоких энергий. Все-таки существует множество способов для улучшения характеристик самого сцинтиллятора.

Современной науке давно уже известно — чем выше коэффициент отражения оболочки сцинтиллятора, тем лучше его светосбор и, как следствие, детекторы на основе пластиковых сцинтилляторов становятся все более привлекательными для использования. В связи с этим было проведено исследование световыхода пластиковых сцинтилляторов в зависимости от их отражателя.

Для такого исследования был собран экспериментальный стенд (см. рис.1), состоящий из:

- Фотоприемник (Hamamatsu MPPC S 12572-015P[3]) с необходимой электроникой;
- Источник частиц (космические лучи);
- Триггерная система из двух сцинтилляционных счетчиков, на основе ФЭУ-130;
- ПК с установленным необходимым программным обеспечением.
-

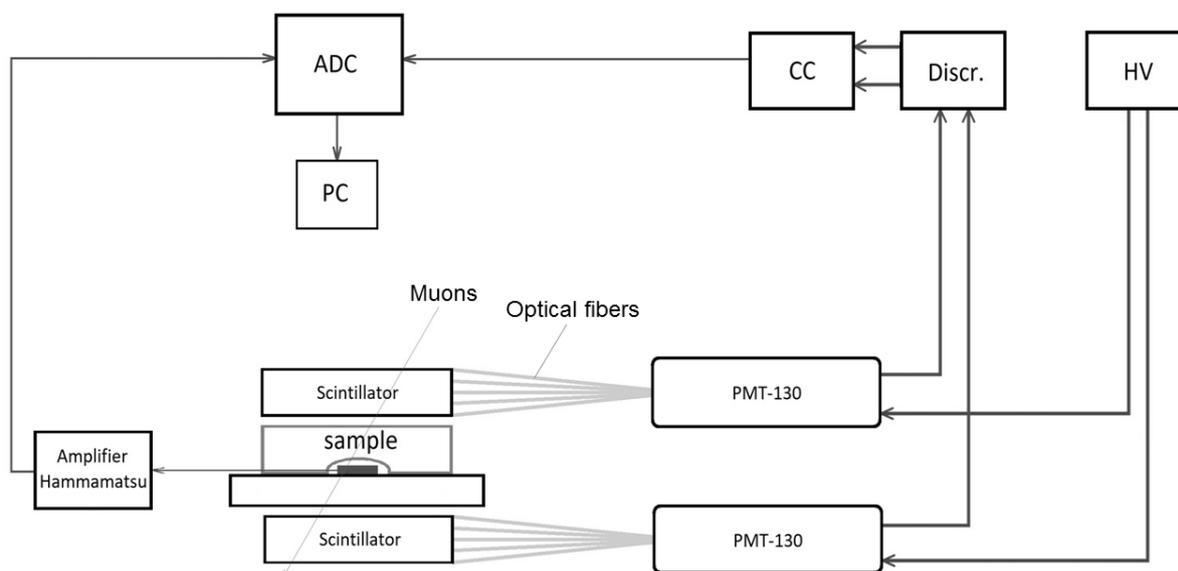


Рис. 1. Блок схема экспериментального стенда на космических мюонах

Чтобы получить более подробную информацию, использовались сцинтилляторы разных фирм, а также сцинтилляторы разных форм: квадрат со стороной 30 мм (образцы № 246 и № 214) и шестиугольник со стороной 20мм (образец № 45). В каждом образце сцинтиллятора ровно посередине была сделана лунка, в которой в последующем помещался фотоприемник.

Все образцы пластиковых сцинтилляторов были исследованы с несколькими типами светоотражающих покрытий, информация об этом представлена на рисунке 2.

Исследования показали, что Туvek увеличивает световыход на 20–30%, Туvek + ESR — на 40–60% а, в случае, если образец полностью завернут в ESR, световыход увеличивается на 80–120%. Большую роль в показаниях играет также и технология производства образцов пластиковых сцинтилляторов, т.е. их производитель.

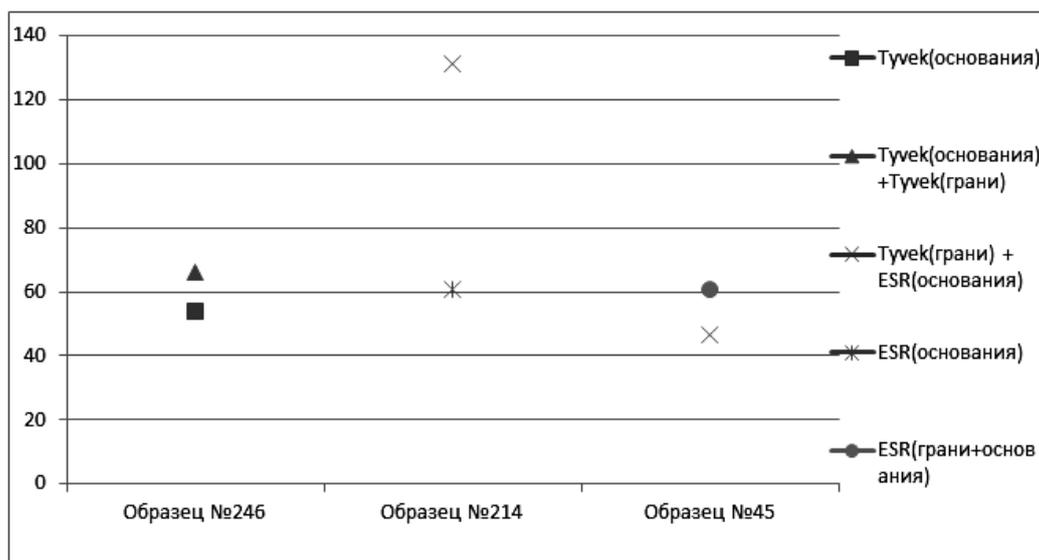


Рис. 2. Влияние отражателя на световой выход образцов

Литература

1. Enhanced Specular Reflector (ESR): [Электронный ресурс] // Copyright © 3M 2019., URL: https://www.3m.com/3M/en_US/company-us/all-3m-products/~/3M-Enhanced-Specular-Reflector-3M-ESR-/?N=5002385+3293061534&rt=rud (Дата обращения 20.02.2019).
2. Tyvek: [Электронный ресурс] // Copyright © DuPont, 2019 г., URL: <http://www.dupont.ru/products-and-services/fabrics-fibers-nonwovens/protective-fabrics/brands/tyvek.html> (Дата обращения 20.02.2019).
3. Кремниевый фотоумножитель S12572-015P: [Электронный ресурс] // Hamamatsu Photonics К.К.. М., URL: <http://www.hamamatsu.com/jp/en/S12572-015P.html>. (Дата обращения 20.02.2019).

ИЗУЧЕНИЕ СТАРЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ В АДРОННОМ ТАЙЛ-КАЛОРИМЕТРЕ ПРИ КАЛИБРОВКЕ С ПОМОЩЬЮ ЦЕЗИЕВОГО ИСТОЧНИКА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS

Тагиев Э.Р.

*ИФВЭ им. А.А. Логанова НИЦ «Курчатовский институт», Протвино, Россия
E-mail: emin.tagiev@phystech.edu*

Калибровка и мониторинг состояния калориметров в физике высоких энергий является необходимым элементом в процессе эксплуатации детектора. Дело в том, что в современных экспериментах все более высокие требования предъявляются как к надёжности измерений, так и к точности получаемых данных. Также возрастает длительность проведения экспериментов. Эксперимент ATLAS [1] является одним из самых крупных на Большом адронном коллайдере (ЛHC). С момента запуска установки и начала набора данных прошло более 10 лет, что выходит за пределы начальных плановых сроков проведения эксперимента. В настоящее время планируется продолжение эксперимента на срок 15 лет и более. Это означает, что возрастает актуальность калибровки калориметра и его мониторинга, т.е. постоянного наблюдения за состоянием детекторов в процессе набора данных.

В данной работе рассмотрена калибровка адронного калориметра установки ATLAS, который называется тайл (Tile) –калориметром [2], с помощью цезиевого источника [3,4]. Это один из методов калибровки и мониторинга тайл-калориметра, использующий радиоактивный цезиевый источник, движущий по трубкам внутри ка-

лориметра в потоке жидкости. При этом отклик от источника регистрируется фотоумножителями, подключенными к модулям калориметра. Таким образом, использование источника гамма-квантов позволяет протестировать состояние сцинтилляторов и волокон, связывающих сцинтилляторы и фотоумножители. Сцинтилляторы являются активным элементом калориметра, обеспечивающим измерение энергии частиц и струй. При движении радиоактивного цезиевого источника контролируется каждая ячейка с течением времени, обеспечивая общую калибровку всей системы.

При высокой радиационной нагрузке детекторов при проведении эксперимента происходит старение сцинтилляторов, поэтому изучение этого процесса очень важно для оценки общего состояния калориметра. Автором данной работы были проведены работы по сравнению деградации сцинтилляторов в различных слоях калориметра. В результате были получены графики зависимости относительной деградации сцинтилляторов в различных слоях калориметра от времени. Также были разработаны программы для включения информации о полученных радиационных дозах в программу калибровки и построения графиков деградации сцинтилляторов. Как итог данных работ, были получены графики относительной деградации сцинтилляторов в зависимости от полученной радиационной дозы. Практическая значимость данных работ обуславливается возможностью оценки деградации сцинтилляторов в будущем проекте высокой светимости LHC.

Литература

1. ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 (2008) S08003.
2. Tile Calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC/96-42
3. E. Starchenko et al. Cesium monitoring system for the ATLAS Tile Hadron Calorimeter. Nuclear Instruments and Methods, A494:381–384, 2002.
4. Solovyanov et al, ATLAS tile calorimeter cesium calibration control and analysis software, J. Phys.: Conf. Ser. 119 022012, 2008.

РАЗРАБОТКА ВИРТУАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ НА АЭС

Татолина А.И., Степанов Б.П.

НИТПУ, инженерная школа ядерных технологий, Томск, Россия

E-mail: nteynn@gmail.com

В настоящее время цифровизация, и в частности технологии, создающие ощущение присутствия, повсеместно внедряются во все промышленные и научные отрасли. Виртуальная реальность используется как для того, чтобы показать простому обывателю основные принципы и технологии, благодаря которым осуществим ядерно-топливный цикл, так и для обучения и переподготовки квалифицированных специалистов.

Под термином «виртуальная АЭС» подразумевается создание цифрового двойника, модели атомной станции, которая повторяла бы характеристики реального оборудования и позволяла без последствий корректировать и изменять режимы работы и состояние энергоблоков и всех остальных систем АЭС.

В частности, такую виртуальную модель можно использовать, например, для обучения в университетах на специальностях, связанных с ядерно-топливным циклом. Такая практика обеспечивала бы наглядное начальное знакомство обучающихся с основами и принципами работы АЭС. Также, поскольку в атомной отрасли широко распространена практика выполнения международных контрактов по строительству атом-

ных объектов, подобные «тренажеры» могли бы помочь в понимании сходств и различий конструктивных особенностей АЭС разных стран.

Данная работа посвящена созданию в Томском политехническом университете виртуальной учебной среды, в которой были бы реализованы технологические процессы как АЭС, так и других объектов использования атомной энергии, технические и организационные системы для обеспечения функционирования и безопасности на этих объектах, а также алгоритмы, позволяющие смоделировать сценарии вероятных несанкционированных действий на этих объектах.

ПРЕЦИЗИОННЫЕ АППРОКСИМАЦИИ СЕЧЕНИЯ И СКОРОСТИ ТЕРМОЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ $T + T \rightarrow 2n + {}^4\text{He}$

Топор О.И., И.А. Федоров И.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: topor.oi15@physics.msu.ru igorfedorov0997@gmail.com

Проблема. Для решения задач управляемого термоядерного синтеза (УТС) требуется информация о зависимости скорости термоядерной реакции от температуры, при которой она протекает. Список реакций, которые нужно учитывать, нельзя считать окончательно устоявшимся. Ведутся обсуждения, следует ли учитывать ту или иную реакцию. Это зависит от конкретных условий задачи. Мы ограничиваемся небольшими температурами T , которые реализуются в установках УТС: не более 0.1–1 кэВ для лазерных мишеней и не более 20–30 кэВ для токамаков. Среду будем считать равновесной, поэтому значимой является область энергий E , не превосходящих 2–3 T , то есть не более ~100 кэВ.

Отбор реакций. В работе [1] приведено порядка 60 реакций с участием ядер легчайших элементов. Мы показали, что из этих реакций действительно значима лишь одна



Сечение реакции сильно зависит от энергии и резко изменяется при малых E . Удобнее строить аппроксимацию не для сечения, а для S -фактора, который изменяется всего на 1.5–2 порядка.

С использованием экспериментальных данных из [4] для реакции (1) была построена аппроксимация S -фактора с помощью предложенного в [2] регуляризованного метода двойного периода. В этом методе строится аппроксимация непериодической функции в виде специфического переопределенного ряда Фурье. При этом вводится штраф за большие значения второй производной аппроксимирующей кривой, что позволяет бороться с нефизичными осцилляциями.

Доверительный интервал. Для этого метода разработана процедура, позволяющая находить доверительный интервал аппроксимирующей кривой [3]. Для рассматриваемой реакции точность аппроксимации составила всего 0.1% в диапазоне 2 кэВ – 5 МэВ.

Метод состоит из двух стадий. На первой стадии производится получение объективных оценок погрешности эксперимента. Для этого сначала погрешность каждой точки оценивается экспертно с учетом авторской оценки точности и ряда других факторов. Затем проводится аппроксимация с использованием метода двойного периода. Уклонения экспериментальных точек от найденной аппроксимации рассматриваются как уточненная оценка погрешности. Для этих уточненных оценок находится новая аппроксимация. Эта процедура повторяется до стабилизации аппроксимирующей кривой.

Окончательные отклонения можно рассматривать как объективные оценки погрешности экспериментальных точек.

На второй стадии каждая экспериментальная точка рассматривается как конкретная реализация случайной величины с гауссовым распределением и стандартом, равным отклонению экспериментальной точки от аппроксимирующей кривой. Проводится виртуальное независимое разыгрывание каждой экспериментальной точки. Для полученного набора виртуальных точек строится виртуальная аппроксимирующая кривая. Процедура разыгрывания производится несколько десятков раз. По совокупности полученных виртуальных аппроксимаций определяют дисперсию доверительного коридора экспериментальной кривой. Этот подход позволяет дать объективную оценку погрешности полученной аппроксимирующей кривой.

Скорость реакции. Домножая найденный S-фактор на множитель Гамова и свертывая его с максвелловским распределением скоростей, скорость реакции $K(T)$ находится численным интегрированием. Доверительный интервал полученной скорости реакции определялся также методом виртуального эксперимента и составил $\sim 1\%$.

Вывод. Скорость протекания отобранной нами реакции меньше скорости протекания основной реакции в DT-плазме $D+T \rightarrow n+{}^4\text{He}$ на несколько порядков. Энерговыделение, в результате вылета двух нейтронов, значительно ниже, чем у основной, однако данную реакцию можно использовать для диагностики плазмы и изучения свойств этой реакции востребовано.

Работа поддержана грантом РФФИ № 18-01-00175.

Литература

1. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Жеребцов В.А., Звенигородский А.Г. Ядерно-физические константы термоядерного синтеза. Справочное пособие. М.: 1989.
2. Белов А.А., Калиткин Н.Н. // ДАН. 470:3 (2016), 266–270.
3. Белов А.А. Экономичные методы расчета жестких задач в моделях кинетики, теплопроводности, диффузии. Дисс. канд. физ.-мат. наук. М., 2017. 159 с.
4. NEA Data Bank – Nuclear Data Services. <http://www.oecd-nea.org/janisweb/search/exfor>

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДРА ${}^{24}\text{Mg}(2^+)$, ОБРАЗОВАННОГО В РЕАКЦИИ ${}^{27}\text{Al}(p, \alpha){}^{24}\text{Mg}(2^+)$

Тюрин И.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: contactvasya@mail.ru

В настоящей работе изучался механизм реакции ${}^{27}\text{Al}(p, \alpha){}^{24}\text{Mg}(2^+)$. Измерены двойные дифференциальные сечения реакции ${}^{27}\text{Al}(p, \alpha_1\gamma){}^{24}\text{Mg}$ для 11 углов вылета α -частиц в интервале $\theta_\alpha = 30\text{--}160^\circ$ (лаб.) при $E_p = 7.4$ МэВ с регистрацией γ -квантов в трех плоскостях φ_γ . Восстановлены угловые зависимости всех 9 четных компонент спин-тензоров матрицы плотности ядра ${}^{24}\text{Mg}$ в состоянии 2^+ (1.369 МэВ) и на их базе определены его ориентационные характеристики: заселенности магнитных подуровней $P_{\pm M}$, тензоры ориентации мультипольных моментов t_{kk} и тензорная поляризация T_{kk} ядра ${}^{24}\text{Mg}(2^+)$.

Эксперимент выполнен на 120-см циклотроне НИИЯФ МГУ. В качестве мишени использовалась алюминиевая фольга толщиной от 1.1 до 2.2 мкм. Для регистрации α -частиц одновременно использовалось 3 кремниевых полупроводниковых детектора, закрепленных на поворотной дуге. Регистрация γ -квантов производилась сцинтилляционными детекторами NaI(Tl), расположенными под четырьмя углами θ_γ относительно направления пучка (рис. 1.).

Теоретические расчеты полученных ориентационных характеристик ядра $^{24}\text{Mg}(2^+)$ в настоящей работе проведены для механизма подхвата тритона в рамках метода связанных каналов (МСК) [1, 2] и в модели образования составного ядра (СЯ) [3].

Сопоставление экспериментальной и расчетной угловой зависимости измеренных поляризационных характеристик выстроенного ядра ^{24}Mg , а также дифференциальных сечений реакции, показало, что механизм подхвата тритона описывает их общее немонотонное поведение, а вклад механизма образования СЯ относительно невелик. Сумма вкладов двух механизмов дает качественное согласие расчета с экспериментом при углах вылета α -частиц в переднюю полушару. При углах θ_α задней полушары согласия расчетов с экспериментом нет. В частности, максимум дифференциального сечения на больших углах не описывается в рамках использованных моделей и связан, по-видимому, с резонансными процессами.

Экспериментальные функции угловой корреляции имеют существенные расхождения с расчетными. Согласие полученных экспериментальных и теоретических поляризационных характеристик ядра $^{24}\text{Mg}(2^+)$ следует рассматривать только как качественное. Этот факт указывает на важность учета в исследованной реакции более сложных механизмов, чем подхват тритона в МСК.

Литература

1. T. Tamura, Rev. Mod. Phys. 37, 679 (1965).
2. J. Tompson, Comput. Phys. Rep. 7, 167 (1988); <http://www.fresko.org.uk/>.
3. T. L. Belyaeva, N. S. Zelenskaya, N. V. Odintsov, Comp. Phys. Comm. 73, 161 (1992).

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА СО СЛОЖНОЙ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРОЙ ДЛЯ РЕАКТОРОВ ДЕЛЕНИЯ И СИНТЕЗА: КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Алексеев Н.В., Беденко С.В., Украинец О.А.

НИТПУ, инженерная школа ядерных технологий, Томск, Россия

E-mail: lesyaukrainets@gmail.com

Эксплуатируемое сегодня в энергетических реакторах оксидное керамическое ядерное топливо обладает рядом недостатков, одним из потенциальных кандидатов топлива нового поколения является дисперсионное ядерное топливо, применяемое в реакторах нового поколения [1]. Преимуществом дисперсионного топлива, в сравнении с традиционным оксидным топливом, является высокая теплопроводность, радиационная и термическая стойкость, повышенный ресурс эксплуатации и более глубокое выгорание делящегося изотопа. Самым распространенным видом дисперсионного ядерного топлива является микрокапсулированное топливо, диспергированное в плотноспеченную графитовую матрицу (С) или в матрицу, состоящую из карбида кремния (SiC).

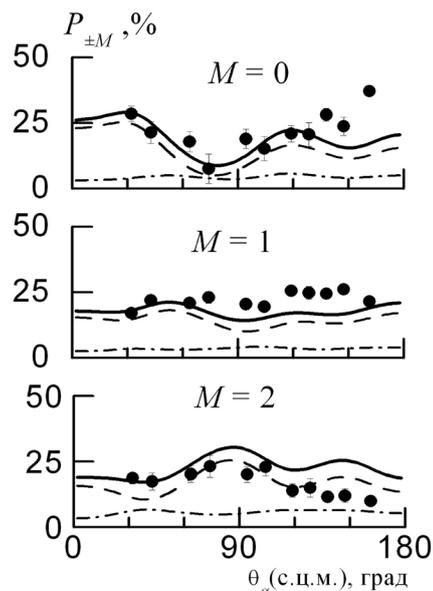


Рис. 1. Угловые зависимости заселенностей магнитных подуровней ядра $^{24}\text{Mg}(2^+)$ при различных проекциях спина M . Точки — эксперимент. Обозначения расчетных кривых: штрих — механизм подхвата тритона в МСК, штрих-пунктир — статистический механизм образования СЯ, сплошная — суммарное сечение.

Общими недостатками технологий изготовления дисперсионного ядерного топлива являются: многостадийность, неравномерное распределение топливной фазы, необходимость использования большого количества химических реагентов, высокая энергоемкость производства. Новой и перспективной технологией изготовления дисперсионного ядерного топлива является плазмохимический синтез, который позволяет синтезировать многокомпонентную смесь с заданными физическими свойствами.

В настоящее время Томский политехнический университет проводит серию экспериментов [2] по созданию технологии изготовления ядерного топлива плазмохимическим методом. Преимущество разрабатываемой технологии: одностадийность, низкая энергоемкость, возможность влиять на размер и морфологию частиц.

В этом исследовании проводится серия компьютерных расчетов, позволяющих определить теплофизические и нейтронно-физические свойства топлива, способного длительно (не менее 10 лет) находиться под облучением в спектре высокотемпературной газоохлаждаемой реакторной установки [1].

Литература

1. Shamanin I.V., Grachev V.M., Chertkov Y.B., Bedenko S.V., Mendoza O., Knyshev V.V. Neutronic properties of high-temperature gas-cooled reactors with thorium fuel // *Annals of Nuclear Energy*, 2018, 113, pp. 286–293.
2. Novoselov I. Yu., Karengin A.G., Babaev R.G. Simulation of Uranium and Plutonium Oxides Compounds Obtained in Plasma // *AIP Conference Proceedings*. 2018. V. 1938. P. 1–5.

СТЕНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАСТИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ НА РАДИАЦИОННУЮ СТОЙКОСТЬ

Устинов В.В.

ОИЯИ ЛФВЭ им. В.И. Векслера и А.М. Балдина, Дубна, Россия

E-mail: ustinov@jinr.ru

Проведенная работа направлена на создание радиационно-стойкого адронного калориметра установки CMS (Compact Muon Solenoid) [3]. Калориметр представляет чередующиеся слои поглотителя и пластического сцинтиллятора. Каждый сцинтиллятор просматривается индивидуальным фотоприемником. Для выбора оптимального радиационно-стойкого типа сцинтиллятора, проведены исследования радиационных повреждений образцов разных производителей (UPS-923A, BC-408, EJ260 и SCSN-81).

Для определения степени радиационных повреждений пластических сцинтилляторов проведены исследования относительного изменения светосбора во время длительной экспозиции в зоне высокого радиационного поля. Исследуемые образцы облучались в течение 136 дней непосредственно в спектрометре CMS на пучке коллайдера ЛНС (Large Hadron Collider) [1]. Измерения проводились до и после облучения образцов. Для этих целей был создан многоцелевой экспериментальный стенд, в основе которого лежат два оптических модуля. Каждый модуль представляет матрицу из девяти фотоприемников.

В качестве фотоприемником в стенде используются кремниевые МРПС (Multi-Pixel Photon Counter), модель S12572-015P [2] с рабочей поверхностью 3 x 3 мм². Все МРПС были настроены под единый коэффициент умножения. Источником изучения при исследованиях образцов до и после облучения служили космические мюоны.

Каждый образец пластических сцинтилляторов имеет лунку для фотоприемника в центральной области. Образцы прижимались к оптическому модулю прижимной пластиной и помещались в светоизолированный корпус. Сигналы с МРПС поступали на 64-канальный АЦП (см. рис. 1). Для того чтобы исключить запись случайных событий использовались два триггерных счетчика, которые работали в режиме совпадения. Триг-

герные счетчики представляют собой сцинтиллятор размером 100 x 100 x 10 мм³ и фотоприемник ФЭУ-85.

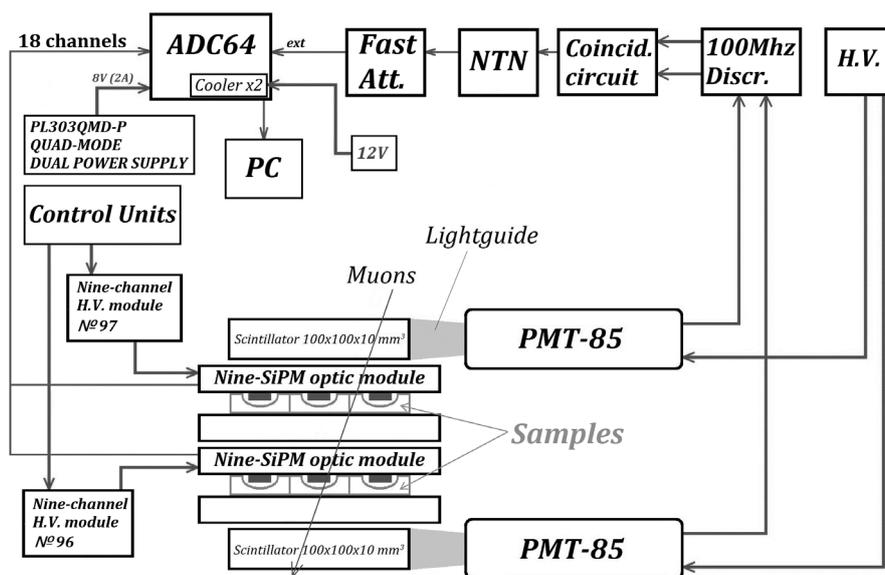


Рис. 1. Блок-схема экспериментального стенда для исследования пластических сцинтилляторов на радиационные повреждения

В ходе исследования получены зависимости относительного изменения светосбора сцинтилляторов от дозы и от мощности дозы, говорящие о степени радиационных повреждений образцов. Также получена зависимость изменения дозы радиационного поля от расстояния до экспозиции внутри спектрометра CMS.

Литература

1. Коллайдер LHC: [Электронный ресурс] // Copyright © 2019 CERN. М., URL: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>. (Дата обращения 21.02.2019).
2. Кремниевый фотоумножитель S12572-015P: [Электронный ресурс] // Hamamatsu Photonics К.К.. М., URL: <http://www.hamamatsu.com/jp/en/S12572-015P.html>. (Дата обращения 21.02.2019).
3. Установка CMS: [Электронный ресурс] // Copyright © 2019 CERN. М., URL: <https://home.cern/science/experiments/cms>. (Дата обращения 21.02.2019).

ОТБОР РЕАКЦИЙ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ МИШЕНЕЙ УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Федоров И.А., Топор О.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: igorfedorov0997@gmail.com topor.oi15@physics.msu.ru

Для расчета задач управляемого термоядерного синтеза (УТС) требуется знать зависимости скоростей термоядерных реакций $K(T)$ от температуры. Скорости реакций получают из экспериментально измеренных зависимостей сечений реакций $\sigma(E)$ от энергии. Существует довольно много экспериментальных работ [2], но точность большинства из них невелика.

В работе [1] приведено более 50 реакций, однако не все реакции дают существенный вклад в кинетику процесса. Поэтому необходимо провести критический от-

бор значимых реакций. В начале горения термоядерная мишень содержит только дейтерий. Поэтому в качестве эталонной реакции выберем $D+D \rightarrow p+T$.

Сравнивая реакции, мы можем ограничиться тем диапазоном температур, которые достигаются в установках УТС: $T < 0.1\text{--}1$ кэВ в мишенях лазерного синтеза и $T < 10\text{--}20$ кэВ в токамаках. Распределение по скоростям можно считать с хорошей точностью максвелловским, значит, основной вклад вносит диапазон энергий от $\sim T/3$ до $3T$.

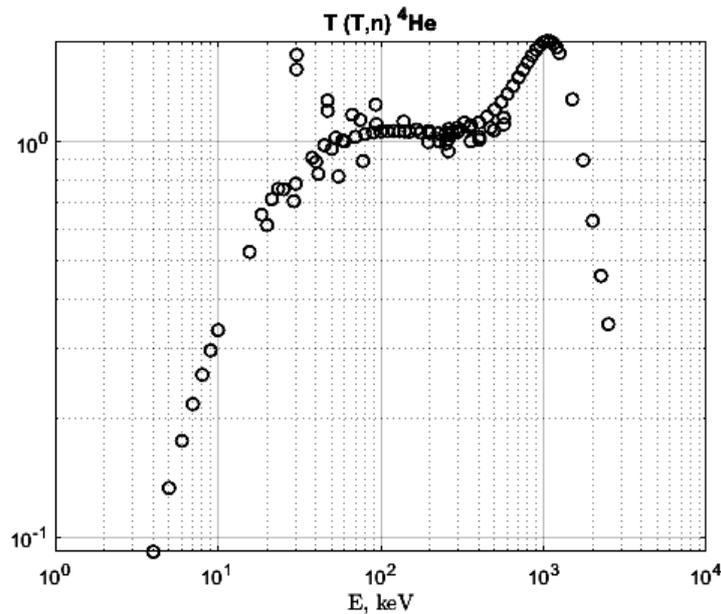


Рис. 1. Отношение сечений выбранной реакции к эталонной реакции в зависимости от энергии в логарифмическом масштабе.

Значимой будем считать такую реакцию, сечение которой составляет не менее 1% от сечения эталонной реакции в диапазоне от самых низких энергий до $\sim 50\text{--}70$ кэВ. К сожалению, для многих реакций данные по сечениям в указанном диапазоне отсутствуют (в основном это реакции с участием изотопов Li). Такие реакции мы вынуждены отбросить.

Оказалось, что из более 50 реакций, указанных в [1], лишь одна реакция $T+T \rightarrow n+{}^4\text{He}$ удовлетворяет сформулированным требованиям. На рис. 1 представлен график отношения сечения выбранной реакции к эталонной реакции в зависимости от энергии. По рисунку видно, что все точки, удовлетворяющие нашему промежутку $T < 50$ кэВ, лежат выше 10%. Также была выделена реакция $D+p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$, которая может быть нам интересна, но в значительно меньшей степени. Ее сечение составляет $\sim 1\%$ от сечения эталонной реакции. Для всех остальных реакций из [1] сечения составляли менее 1% от сечения эталонной реакции, поэтому ими можно уверенно пренебречь.

Заметим, что в астрофизических задачах (например, взрывы сверхновых) достигаемые температуры значительно выше, чем в установках УТС. Поэтому отбор существенных реакций нужно проводить по более мягким критериям, и перечень реакций окажется шире.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-01-00175.

Литература

1. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Жеребцов В.А., Звенигородский А.Г. Ядерно-физические константы термоядерного синтеза. Справочное пособие. М.: 1989.
2. NEA Data Bank – Nuclear Data Services. <http://www.oecd-nea.org/janisweb/search/exfor>

ОГРАНИЧЕНИЯ НА АНОМАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БОЗОНА ХИГГСА ИЗ АНАЛИЗА ПРОЦЕССОВ ПАРНОГО РОЖДЕНИЯ БОЗОНА ХИГГСА НА LHC

¹Мандрик П.С., ¹Слабоспицкий С.Р., ²Ханаева Р.А.¹ИФВЭ им. А.А. Логанова НИЦ «Курчатовский институт»²ФГАОУ ВО МФТИ (НИУ)»

Наблюдение бозона Хиггса [1, 2] в экспериментах на Большом адронном коллайдере открыло новую область для поиска проявлений физики за пределами Стандартной модели. Одними их взаимодействий, чувствительных к вкладу новой физики, являются взаимодействия бозона Хиггса, меняющие аромат кварков [3]. Данные нарушающие аромат нейтральные токи запрещены в Стандартной модели на древесном уровне и крайне подавлены в петлевых поправках за счёт ГИМ-механизма [4]. Наблюдение данных процессов будет являться явным указанием на существование физики за пределами Стандартной модели. Поиск нейтральных токов, меняющих аромат кварков является одним из важных направлений анализа данных экспериментов на Большом адронном коллайдере в секторе физики топ-кварка [5, 6]. В данной работе мы исследуем вклад взаимодействий, меняющих аромат u , d , c , s и b кварков, в процессы парного рождения бозона Хиггса. Проведено сравнение ограничений, полученных на основе анализа данных экспериментов Большого адронного коллайдера, и результатов косвенных измерений в низкоэнергетичных экспериментах по наблюдению осцилляций мезонов.

Литература

1. G. Aad, et al., Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Phys. Lett. B716 (2012) 1–29. arXiv:1207.7214, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020.
2. S. Chatrchyan, et al., Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, Phys. Lett. B716 (2012) 30–61. arXiv:1207.7235, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021.
3. R. Harnik, J. Kopp, J. Zupan, Flavor Violating Higgs Decays, JHEP 03 (2013) 026. arXiv:1209.1397, doi:10.1007/JHEP03(2013)026.
4. S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Weak interactions with lepton-hadron symmetry, Phys. Rev. D 2 (1970) 1285–1292. doi:10.1103/PhysRevD.2.1285.
5. G. Aad, et al., Search for flavour-changing neutral current top quark decays $t \rightarrow Hq$ in pp collisions at $s = 8$ TeV with the ATLAS detector, JHEP 12 (2015) 061. arXiv:1509.06047, doi:10.1007/JHEP12(2015)061.
6. A. M. Sirunyan, et al., Search for the flavor-changing neutral current interactions of the top quark and the Higgs boson which decays into a pair of b quarks at $s = 13$ TeV. arXiv:1712.02399, doi:10.1007/JHEP06(2018)102.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ МЕДИЦИНСКИХ ИЗОТОПОВ ТЕРБИЯ В РЕАКЦИЯХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ АЛЬФА-ЧАСТИЦ НА ЕВРОПЕЙСКИХ МИШЕНЯХ

Хоменко И.А., Моисеева А.Н.

МФТИ (НИУ), ИНБИКСТ, Москва, Россия

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

E-mail: arisha1404@mail.ru

Несмотря на активное применение таких радионуклидов, как ^{99m}Tc , ^{131}I , ^{18}F , одной из главных проблем в радиомедицине до сих пор является получение более подходящих радионуклидов, которые могли бы лучше связываться с лигандом, совмещали бы в себе различные свойства для тераностики, а также селективнее воздействовали бы на раковые клетки.

Для решения всех трёх задач оптимально подошли бы изотопы тербия, способные испускать α -частицы (^{149}Tb) [1] или низкоэнергетические β -частицы (^{161}Tb), Оже-электроны, позитроны ($^{149,152}\text{Tb}$). Дело в том, что ^{149}Tb – единственный оптимальный α -эмиттер из ряда лантанидов, которые устойчиво связываются с большинством используемых в настоящее время лигандов (DOTA, ДТРА и их производными), а РФП на основе радионуклидов тербия способны не только эффективнее попадать в опухоль [2], но также такие препараты будут точнее воздействовать на опухоль, принося гораздо меньше ущерба здоровым клеткам вокруг неё. Однако, несмотря на все достоинства представленных радионуклидов тербия, производство $^{149,152}\text{Tb}$ реализовано только на установке ISOLDE (ЦЕРН, Швейцария) путём скалывающих реакций на танталовой мишени, возбуждённых протонами с энергией 1,4 ГэВ [3].

В связи чем данная работа посвящена разработке нового метода производства тербиевых изотопов для радиохимических и биологических исследований. Было предложено облучение мишени $^{\text{nat}}\text{Eu}_2\text{O}_3$ (толщина 8,50 мг/см²) на циклотроне У-150 в НИЦ «Курчатовский институт» пучком α -частиц с энергией 63 МэВ. Результаты эксперимента отражены в таблице.

Таблица. Активности и сечения реакции изотопов тербия

Нуклид	$T_{1/2}$	A , кБк	σ , мбарн
^{149}Tb	4,118 ч	$16,8 \pm 1,3$	$5,1 \pm 0,4$
^{151}Tb	17,6 ч	$276,2 \pm 19,3$	320 ± 24
^{152}Tb	17,5 ч	$517,2 \pm 5,9$	596 ± 15
^{153}Tb	2,34 д	$86,4 \pm 3,6$	312 ± 15

Представленные данные показывают возможность получения ^{149}Tb описанным способом, однако помимо ^{149}Tb нарабатывается большое количество ^{151}Tb , непригодного для медицины. Поэтому был сделан вывод о том, что необходимо использование обогащённого ^{151}Eu с целью увеличения чистоты медицинских изотопов. В настоящее время проводится серия экспериментов по определению функции возбуждения для нахождения оптимальной энергии облучения.

Литература

1. ALLEN, B.J., BLAGOJEVIC, N.: Alpha- and beta-emitting radiolanthanides in targeted cancer therapy. Nucl. Med. Commun. **17**, 40 (1996).
2. Goddu, S.M., Howell, R.W., Rao, D. V: Cellular dosimetry: absorbed fractions for monoenergetic electron and alpha particle sources and S-values for radionuclides uniformly distributed in different cell compartments. J. Nucl. Med. **35**, 303 (1994).
3. Qaim, S.M., Scholten, B., Neumaier, B.: New developments in the production of theranostic pairs of radionuclides. J. Radioanal. Nucl. Chem. **318**, 1493 (2018).

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ В ЖИДКОМ АРГОНЕ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ ТЁМНОЙ МАТЕРИИ В ДВУХФАЗНОЙ ВРЕМЯПРОЕКЦИОННОЙ КАМЕРЕ ДЕТЕКТОРА DARKSIDE-50

Чашин С.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: schashin@inbox.ru

Современная космологическая модель выделяет среди форм материи темную материю, на существование которой указывают некоторые согласующиеся друг с другом гравитационные эффекты. Обнаружение гипотетических слабозаимодействующих

частиц темной материи (WIMP) является целью эксперимента Darkside [1]. Центральной частью детектора Darkside-50 является двухфазная времяпроекционная камера, заполненная жидким ^{40}Ar с тонким газовым слоем в верхней части камеры. Жидкий аргон обеднен по природному изотопу ^{39}Ar и постоянно циркулирует через систему, обеспечивающую несколько стадий очистки от примесей. Предполагается, что WIMP может испытать упругое рассеяние на ядре рабочего вещества, что приводит к возбуждению ядра. Одним из механизмов «снятия» возбуждения, позволяющим зарегистрировать факт взаимодействия, является сцинтилляция молекул жидкого аргона, которая регистрируется детектором с помощью ФЭУ (S1). Ионизационные сигналы (S2) образуются в результате электролюминесценции в газовой фазе электронов, возникших в результате ионизации аргона в первичном взаимодействии S1 и последующего ускоренного движения этих электронов к границе раздела фаз во внешнем электрическом поле. Зависимость амплитуды и формы сигналов S1 и S2 от времени, а также соотношение их параметров, позволяет определять характер взаимодействия частицы с веществом детектора, в частности, если частица изначально взаимодействовала с ядром аргона, то затухание сцинтилляционного сигнала происходит быстрее, чем если взаимодействие было с электронами атома аргона, а ионизационный сигнал в случае взаимодействия с ядром будет значительно меньше по величине. На основании этого эффекта производится отделение фоновых событий от полезных. Малое сечение взаимодействия WIMP с ядрами аргона приводит к требованию низкофоновости чувствительного объема детектора. Источниками фона являются взаимодействия с γ -частицами, возникающими в α - и β -распадах, с нейтронами космогенного и радиогенного происхождения, а также с α - и β -частицами, последние образуются в результате β -распада ^{39}Ar [2].

Было установлено, что форма и временные характеристики сигналов S2 зависят от природы сигнала S1, то есть от природы первичного взаимодействия. Тем не менее, при некоторых условиях сигналы S1 не могут быть зарегистрированы, притом что сигналы S2 надежно детектируются. Это связано, в частности с тем, что сигналы S2 имеют меньший энергетический порог в детекторе, поэтому на их анализе основан поиск частиц темной материи в области низких масс, так как низкоэнергетическим частицам соответствует меньшее энерговыделение в процессе рассеяния. Наиболее низкоэнергетические события соответствуют единственному ионизационному электрону [3]. Анализ большого массива экспериментальных данных только событий типа S2 показал, что наблюдаются события типа S2, которые не имеют соответствующих первичных событий S1, или наблюдается их аномальное запаздывание. Была предложена гипотеза о возникновении одноэлектронных событий S2, вызываемых захватом ионизационных электронов примесями в жидком аргоне и последующем их испускании. Такие события также являются источником фона. В качестве примесей в первую очередь рассматриваются молекулы O_2 , которые могут содержаться в газовой фазе, а также попадать в рабочее вещество с элементов детектора. Для проверки гипотезы было проведено сравнение данных, накопленных в период выключения на техническое обслуживание фильтрующего устройства. В этот период повышается вероятность накопления примесей в жидком аргоне – рабочем веществе детектора. В процессе обработки производился отбор ионизационных сигналов по форме сигнала, описанный выше. Для выделения сигналов, соответствующих одноэлектронным событиям, было построено распределение числа ионизационных сигналов по величине. Данное распределение аппроксимируется совокупностью нормальных распределений, причем каждому максимуму распределения соответствует выделение энергии на один ионизационный электрон [3]. В результате был обнаружен рост числа одноэлектронных событий со временем, прошедшим с момента отключения фильтрующего устройства, при этом общее число зарегистрированных событий выходит на постоянную величину. Таким образом, было установлено наличие фоновых событий, вызываемых наличием примесей в веществе детектора. Исключение данных событий при анализе данных позволит повысить точность получаемых данных, особенно в случае рассмотрения в анализе только ионизационных событий S2, что позволяет расширить область поиска частиц темной материи в область более низких значений массы.

Литература

1. The DarkSide Multiton Detector for the Direct Dark Matter Search / С.Е. Aalseth, P. Agnes, A. Alton et al. // *Advances in High Energy Physics*. 2015. Vol. 2015.
2. Darkside-50 532-day dark matter search with low-radioactivity argon / P. Agnes, I.F.M Albuquerque et al. // *Physical Review D*. 2018. Vol. 98, no. 10. P. 102006.
3. Low-mass dark matter search with the DarkSide-50 experiment / P. Agnes, I. F. M Albuquerque et al. // *Physical Review Letters*. 2018. Vol. 121, no. 8. P. 081307.

ФОРМФАКТОРЫ ЯДРА ГЕЛИЯ-3 В РЕЛЯТИВИСТСКОМ СЛУЧАЕ

Бондаренко С.Г., Буров В.В., Юрьев С.А.

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

E-mail: yu314156v926@yandex.ru

Развивая идеи предложенные в статьях [2,3] было получено релятивистское обобщение формул для формфакторов трехнуклонных ядер. В формулах для формфакторов учитывалось орбитальные моменты нуклонов внутри ядер от 0 до 2, то есть S, P и D состояния. Формфакторы были вычислены как функции переданного импульса рассеянного на них электрона вплоть до 2 ГэВ. При этом в качестве формфакторов нуклонов использовались такие модели как дипольный фит, модель релятивистского гармонического осциллятора и модель векторной доминантности. В качестве амплитуд состояний ядра используемых для расчета формфакторов использовались решения уравнения Бете-Солпитера-Фаддеева [1]. При этом потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия взят в сепарабельном виде с использованием функций Ямагучи для формфакторов потенциала [4].

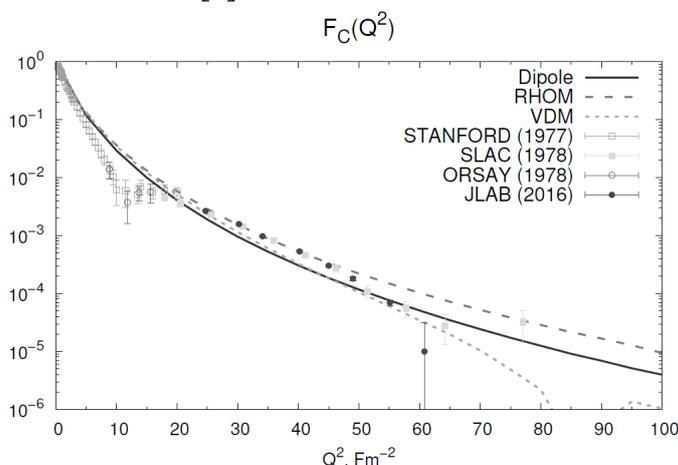


Рис. 1. Зарядовые формфакторы ядра гелия-3: Dipole — дипольный фит, RHOM — модель релятивистского гармонического осциллятора, VDM — модель векторной доминантности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-32-00278 .

Литература

1. Бондаренко С.Г., Буров В.В., Юрьев С.А. О вкладе парциальных P- и D- состояний в энергию связи тритона в формализме Бете-Солпитера-Фаддеева. // *ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА*, 2019, том 82, №1, с. 1–7.
2. Rupp G. and Tjon J.A. Bethe-Salpeter calculation of three-nucleon observables with rank-one separable potentials // *Phys. Rev. C*. 1992. V. 45. P. 2133.
3. Rupp G. and Tjon J.A. Bethe-Salpeter calculation of three-nucleon observables with multi-rank separable interactions // *Phys. Rev. C*. 1988. V. 37. P. 1729.
4. Bondarenko S.G., Burov V.V., Yurev S.A. The Rank-One Separable Interaction Kernel for Nucleons with Scalar Propagator // *Phys. Part. Nucl. Lett*. 2018. V. 15. P. 417.

СОДЕРЖАНИЕ

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Определение сечения неупругого взаимодействия протонов и ядер гелия с вольфрамом по данным космического эксперимента PAMELA.....	58
Голуб О.А., Майоров А.Г. (Коллаборация PAMELA)	
Features of dispersion nuclear fuel radiation with complex inertial structure.....	58
Alekshev N.V., Sabitova R.R., Kuznetsova M.E., Bedenko D.N.	
Моделирование рождения странных частиц в нейтрино-нуклонных взаимодействиях при помощи нейтринного генератора GENIE в эксперименте NOvA.....	59
Аллахвердян В. А.	
Анализ эффективности применения удлиненных кампаний на зарубежных АЭС с реакторами типа ВВЭР	60
Альсасаф С.Х., Савандер В.И.	
Влияние фона от α -радиоактивных изотопов на эффективность регистрации частиц тёмной материи	61
Барбарян В.А.	
Оптимизация процесса наработки изотопа Sm-153 на реакторе ИРТ-Т	62
Беляев В.В., Бибик И.С.	
Оценка возможности замыкания ядерного топливного цикла по РЕМИКС технологии.....	63
Бибик И.С., Вальцева А.И., Беляев В.В.	
Практическая реализация второй гармоники в разрезном микротроне	64
Борисов М.А.	
Анализ совместных с ШАЛ событий в установке ПРИЗМА-32 с привлечением данных ЧВД НЕВОД....	65
Булан А.В.	
Верификация распространения нейтронов в модели детектора тепловых нейтронов для мониторинга обстановки на ядерных объектах на основе Geant4 и Serpent.....	66
Бушамба Л., Громушкин Д.М.	
Разработка алгоритма ультразвуковой томографии для компонентов, применяемых в сфере атомной энергетики, с использованием компьютерных симуляций	68
Вдовенко А.Ю., Долматов Д.О.	
Определение оптических потенциалов начального и конечного каналов в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$	69
Войчук О. О.	
Измерения ускоряющей структуры на основе дифрагированного волновода	70
Гришина К.А.	
Столкновения ядер на проектируемом коллайдере FCC-hh	72
Гунин С.А.	
Влияние нейтронного избытка на одночастичную структуру ядер 1d2s оболочки.....	74
Дашков И.Д.	
Электромагнитная диссоциация ^{197}Au на ускорителе NICA.....	76
Дмитриева У.А.	
Монте-Карло моделирование мюонно-индуцированного фона одиночных нейтронов в эксперименте «DANSS».....	77
Ершова А.М.	
Моделирование действий оператора в системах безопасности	78
Захаркина Д.А.	
Температуры входного окна и мишени газонаполненного сепаратора, облучённых интенсивным пучком тяжёлых ионов.....	79
Ибадуллаев Д.А.	
Моделирование ускорительного нейтринного эксперимента NOvA в программном пакете GNA	80
Калиткина А.И.	
Изменение теплофизических свойств покрытий микротрэн под действием нейтронного излучения и продуктов деления	81
Кнышев В.В., Алексеев Н.В., Кузнецова М.Е., Украинец О.А., Беденко С.В.	

Производство радионуклида ^{212}Pb и исследование препарата для терапии нейроэндокринных опухолей на его основе.....	82
Демченко А.Г., Егорова Б.В., Коков К.В.	
Определение относительных выходов γ -квантов с использованием метода меченых нейтронов	83
Колядко Д.К., Федоров Н.А., Грозданов Д.Н.	
Улучшение АЭС с точки зрения безопасности и замены габаритов.....	84
Курбанов Р.А.	
χ распада каона $\text{K}^+ \rightarrow \text{e}^+ \nu \nu$ в эксперименте NA62 (CERN).....	84
Курочка В.Л.	
Исследование дозных распределений медицинского линейного ускорителя электронов Elekta Synergy..	85
Лебедева Е.А.	
Особенности пространственной кинетики гибридной ториевой реакторной установки с протяженным плазменным источником нейтронов на основе магнитной ловушки	87
Алексеев Н.В., Луцик И.О., Кнышев В.В., Аржанников А.В., Шаманин И.В., Беденко С.В., Шмаков В.М.	
Подготовка профилей параметров плазмы и расчетных сеток для моделирования динамики блобов на периферии токамака T-15	87
Ляшенко А.Б., Пшенов А.А., Степаненко А.А.	
Применение нейтронного резонансного анализа для определения элементного состава фибулы (10 век н.э.).....	88
Мажен С.Т.	
Поиск нейтральных токов, меняющих аромат кварков, в процессах рождения бозона Хиггса.....	89
Илюшин М.А., Мандрик П.С., Слабоспицкий С.Р.	
Анализ явления сосуществования форм в ядрах ^{96}Zr и ^{96}Mo на основе коллективного гамильтониана Бора	90
Мардыбан М.А., Сазонов Д.А.	
Измерение каскадной кривой развития ШАЛ с энергией выше 10^{16} эВ камерами обскура на ЯКУШАЛ.	91
Мохначевская В.П., Егоров Ю.А.	
Баромембранный метод подготовки счетных образцов воды для анализа ультранизких концентраций радионуклидов в водоемах-охладителях АЭС	92
Назаров Е.И., Екидин А.А., Васянович М.Е., Васильев А.В.	
Решение разреженных систем ОДУ в задачах моделирования астрофизических ядерных реакций	93
Негребцкий В. В., Стопани К.А.	
Синхротронное излучение в кварк-глюонной плазме	94
Никольский А.В.	
Когерентный контроль над угловым распределением электронов при ионизации неона бихроматическим циркулярно поляризованным лазерным излучением.....	95
Грызлова Е.В., Попова М.М.	
Пероральный термолюминесцентный дозиметр нейтронного излучения.....	97
Пышкина М.Д., Жуковский М.В.	
Modeling an HPGe detector response to gamma rays using MCNP5 code	98
Sabitova R.R., Bedenko S.V., Ghal-Eh N.	
Алгоритм определения поглощенной дозы продуктом при проведении его радиационной обработки ускоренными электронами	99
Черняев А.П., Авдюхина В.М, Близнюк У.А, Борщеговская П.Ю., Семенова М.Н., Ипатов В.С., Леонтьев В.А., Студеникин Ф.Р., Юров Д.С.	
Скорость бета-распада и захвата электронов в ядрах при конечной температуре	101
Сидоров С.В.	
Определение масс изотопов сверхтяжелых элементов 102-106	103
Симонов М.В., Владимирова Е.В.	
Энергия, передаваемая в сгустки кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных столкновениях.....	104
Созинов Е.С.	
Результаты тестирования прототипов детекторов для модернизации эксперимента T2K на пучке заряженных частиц	106
Суворов С.Б.	

Исследование световыхода пластических сцинтилляторов в зависимости от светоотражателя.....	107
Сухов Е.В.	
Изучение старения сцинтилляторов в адронном тайл-калориметре при калибровке с помощью цезиевого источника в эксперименте ATLAS	109
Тагиев Э.Р.	
Разработка виртуальной модели технологических процессов на АЭС.....	110
Татолина А.И., Степанов Б.П.	
Прецизионные аппроксимации сечения и скорости термоядерной реакции $T + T \rightarrow 2n + {}^4\text{He}$	111
Топор О.И., И.А. Федоров И.А.	
Ориентационные характеристики ядра ${}^{24}\text{Mg}(2^+)$, образованного в реакции ${}^{27}\text{Al}(p, \alpha){}^{24}\text{Mg}(2^+)$	112
Тюрин И.С.	
Исследование свойств ядерного топлива со сложной внутренней структурой для реакторов деления и синтеза: компьютерное моделирование	113
Алексеев Н.В., Беденко С.В., Украинец О.А.	
Стенд для исследования пластических сцинтилляторов на радиационную стойкость	114
Устинов В.В.	
Отбор реакций для моделирования мишеней управляемого термоядерного синтеза	115
Федоров И.А., Топор О.И.	
Ограничения на аномальные взаимодействия бозона Хиггса из анализа процессов парного рождения бозона Хиггса на ЛНС.....	117
Мандрик П.С., Слабоспицкий С.Р., Ханаева Р.А.	
Измерение сечений образования медицинских изотопов тербия в реакциях под действием альфа-частиц на европиевых мишенях	117
Хоменко И.А., Моисеева А.Н.	
Влияние примесей в жидком аргоне на эффективность регистрации частиц тёмной материи в двухфазной времяпроекционной камере детектора Darkside-50	118
Чашин С.М.	
Формфакторы ядра гелия-3 в релятивистском случае.....	120
Бондаренко С.Г., Буров В.В., Юрьев С.А.	

XXVI Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов—2019». Секция «Физика». Сборник тезисов. — М. Физический факультет МГУ, 2019. ISBN 978-5-8279-0168-6

Секция «Физика» включает следующие подсекции:

- | | |
|---------------------------------|--|
| 1. Акустика | 10. Оптика |
| 2. Астрофизика | 11. Медицинская физика |
| 3. Атомная и ядерная физика | 12. Радиофизика |
| 4. Биофизика | 13. Сверхпроводящие и электронные свойства твердых тел |
| 5. Геофизика | 14. Твердотельная наноэлектроника |
| 6. Математика и информатика | 15. Теоретическая физика |
| 7. Математическое моделирование | 16. Физика космоса |
| 8. Молекулярная физика | 17. Физика магнитных явлений |
| 9. Нелинейная оптика | 18. Физика твердого тела |

Подписано в печать 1.04.2019.

Тираж 100 экз.

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
119991 ГСП-1. г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
Отпечатано в отделе оперативной печати физического факультета.