_

_

Том 85, номер 5, 2021

Ядерная физика и физика элементарных частиц. Ядерно-физические технологии	
Современные проблемы физики атомного ядра, элементарных частиц и их приложений (по материалам международной конференции "Ядро-2020")	
А.К.Власников, В.И.Жеребчевский, Т.В.Лазарева	614
Литийсодержащие пластмассовые сцинтилляторы для регистрации тепловых нейтронов	
И.Б. Немченок, И.И. Камнев, Е.А. Шевчик, И.А. Суслов	622
Структурные функции эксклюзивных каналов электророждения $\pi^+ n$ и $\pi^0 p$ из данных CLAS	
А. Д. Булгаков, А. А. Голубенко, М. М. Давыдов, Е. Л. Исупов, Б. С. Ишханов, В. И. Мокеев, А. Г. Насртдинов, В. В. Чесноков	627
Зависимость временных параметров кремниевых детекторов от напряжения смещения	
М. В. Мордовской, В. В. Мицук, И. В. Суркова	634
Применение эффективных нуклон-нуклонных сил, полученных в рамках теории релятивистского среднего поля, к динамическому моделированию слияния тяжелых ионов	
М. В. Чушнякова, И. И. Гончар, Н. А. Хмырова, А. А. Климочкина	638
О ковариантном описании упругого рассеяния продольно поляризованных лептонов ядрами с полуцелым спином	
М. Я. Сафин	645
Система низкопороговых ионизационных камер для мониторинга в протонной терапии	
С. И. Поташев, С. В. Акулиничев, Ю. М. Бурмистров, А. И. Драчев	650
Изучение основных состояний ядер ^{10, 11} В, ^{10, 11} С методом фейнмановских континуальных интегралов	
В. В. Самарин	655
Новый алгоритм вычисления протонных, нейтронных и зарядовых плотностей в ядрах: сравнение с экспериментальными данными	
О. М. Сухарева, М. В. Чушнякова, И. И. Гончар, А. А. Климочкина	662
Синтез намагниченных тяжелых ядер	
В. Н. Кондратьев	671
Феноменологический подход к вычислению энергий связи для сверхтяжелых элементов	
М. В. Симонов, Е. В. Владимирова, Т. Ю. Третьякова, Б. С. Ишханов	676
Влияние нейтронных оболочек на поверхностное натяжение в атомных ядрах	
Н. Г. Гончарова, А. П. Долгодворов	682
Возможность извлечения энергии виртуального pp -состояния в реакции $d + {}^{1}\text{H} \rightarrow p + p + n$	
Е. С. Конобеевский, А. А. Афонин, А. А. Каспаров, В. М. Лебедев, В. В. Мицук, М. В. Мордовской, А. В. Спасский, С. В. Зуев	685
Возможность исследования кластерной структуры возбужденных состояний ⁶ Li в реакции неупругого рассеяния α-частиц	
А. А. Каспаров, Е. С. Конобеевский, С. В. Зуев, А. А. Афонин, М. В. Мордовской, В. В. Мицук, В. П. Заварзина, А. С. Курлович	690
Расчет эффективности и энергетического разрешения при разработке детектора быстрых нейтронов с ¹⁰ В-конвертером	
А. А. Каспаров, С. И. Поташев, А. А. Афонин, Ю. М. Бурмистров, А. И. Драчев	694

Дискретные преобразования в квантовом хаосе

В. Е. Бунаков	698
Использование кремниевых пиксельных детекторов для внутренней трековой системы эксперимента MPD на коллайдере NICA	
В. И. Жеребчевский, В. В. Вечернин, С. Н. Иголкин, В. П. Кондратьев, Т. В. Лазарева, Н. А. Мальцев, Д. К. Наурузбаев, Д. Г. Нестеров, Н. А. Прокофьев, А. Р. Рахматуллина	702
Исследования низкоэнергетических резонансов в системе ¹² C + ¹⁶ O	
С. Ю. Торилов, Н. А. Мальцев, В. И. Жеребчевский	710
Формирование электромагнитных полей в оптическом диапазоне, возникающих в результате взаимодействия позитронов со средой	
Ф. Ф. Валиев	714
О спектре протонов в столкновениях тяжелых ионов ¹² C + ⁹ Be при энергиях 0.3–2.0 ГэВ/нуклон в рамках гидродинамического подхода	
А. Т. Дьяченко, И. А. Митропольский	716
Теоретическое исследование слабосвязанных трехатомных систем с помощью уравнений Фаддеева в представлении полного орбитального момента	
В. А. Градусов, В. А. Руднев, Е. А. Яревский, С. Л. Яковлев	723
Метод представления дискретных переменных в исследовании слабосвязанных квантовых систем нескольких частиц с ненулевым орбитальным моментом	
В. А. Тимошенко, Е. А. Яревский	728
Четверное деление как виртуальный процесс	
С. Г. Кадменский, Л. В. Титова	732
Измерение полных сечений реакции ⁶ Li(<i>d</i> , <i>xt</i>)	
Л. Н. Генералов, С. Н. Абрамович	737
Стратегия развития комбинированных радиационных технологий стерилизации костных имплантатов	
В. В. Розанов, И. В. Матвейчук, А. П. Черняев, Н. А. Николаева, Л. Н. Саввинова	745
Метод оценивания вариаций интенсивностей мюонных потоков на основе временных рядов матричных наблюдений годоскопа УРАГАН	
В. Е. Чинкин, В. Г. Гетманов, А. Д. Гвишиани, И. И. Яшин, А. А. Ковыляева	749
Нехарактерное понижение интенсивности космических лучей в мае 2019 года на фоне минимума солнечной активности	
Л. А. Трефилова, П. Г. Кобелев, А. В. Белов, Е. А. Ерошенко, В. А. Оленева, В. Г. Янке	753
Исследование событий множественности на высокогорном нейтронном мониторе	
Ю. В. Балабин, А. А. Луковникова, Б. Б. Гвоздевский, А. В. Германенко, Е. А. Михалко, И. В. Янковский	757

_

_

Vol. 85, No. 5, 2021

Nuclear Physics and Elementary Particle Physics. Nuclear Physics Technologies

Modern problems of nuclear and particle physics and their applications (conclusions from the reports of the International Conference "Nucleus-2020")	
A. K. Vlasnikov, V. I. Zherebchevsky, T. V. Lazareva	614
Lithium-loaded plastic scintillators for thermal neutron detection	
I. B. Nemchenok, I. I. Kamnev, E. A. Shevchik, I. A. Suslov	622
Exclusive structure functions for $\pi^+ n$ and $\pi^0 p$ electroproduction channels from the data measured with the CLAS detector	
A. D. Bulgakov, A. A. Golubenko, M. M. Davydov, E. L. Isupov, B. S. Ishkhanov, V. I. Mokeev, A. G. Nasrtdinov, V. V. Chesnokov	627
The time parameters of silicon detectors dependence on bias voltage	
M. V. Mordovskoy, V. V. Mitcuk, I. V. Surkova	634
Relativistic mean-field effective NN forces in dynamical modeling of heavy-ion fusion	
M. V. Chushnyakova, I. I. Gontchar, N. A. Khmyrova, A. A. Klimochkina	638
On the covariant description of the elastic scattering of longitudinally polarized leptons by half-integer spin nuclei	
M. Ya. Safin	645
Low threshold-energy ion-chamber system for proton therapy monitoring	
S. I. Potashev, S. V. Akulinichev, Yu. M. Burmistrov, A. I. Drachev	650
Study of ground states of ^{10, 11} B, ^{10, 11} C nuclei by Feynman's continual integrals method <i>V. V. Samarin</i>	655
A novel algorithm for evaluating the proton, neutron, and charge densities in nuclei: comparison with experimental data	
O. M. Sukhareva, M. V. Chushnyakova, I. I. Gontchar, A. A. Klimochkina	662
Synthesis of magnetized heavy nuclei	
V. N. Kondratyev	671
Phenomenological approach to extrapolation of nuclear binding energies for superheavy elements	
M. V. Simonov, E. V. Vladimirova, T. Yu. Tretyakova, B. S. Ishkhanov	676
Influence of neutron shells on surface tension in nuclei	
N. G. Goncharova, A. P. Dolgodvorov	682
The possibility of extraction of singlet <i>pp</i> -virtual state energy in $d + {}^{1}H \rightarrow p + p + n$ reaction	
E. S. Konobeevski, A. A. Afonin, A. A. Kasparov, V. M. Lebedev, V. V. Mitcuk, M. V. Mordovskoy, A. V. Spassky, S. V. Zuyev	685
A possibility of determining cluster structure of 6 Li excited states in inelastic scattering of α -particles	
A. A. Kasparov, E. S. Konobeevski, S. V. Zuyev, A. A. Afonin, M. V. Mordovskoy, V. V. Mitcuk, V. P. Zavarzina, A. S. Kurlovich	690
Efficiency and energy resolution calculation under developing of fast neutron detector with ¹⁰ B-converter	
A. A. Kasparov, S. I. Potashev, A. A. Afonin, Yu. M. Burmistrov, A. I. Drachev	694

Discrete transforms in quantum chaos	
V. E. Bunakov	698
Silicon pixel detectors for the inner tracking system of MPD experiment at the NICA collider	
V. I. Zherebchevsky, V. V. Vechernin, S. N. Igolkin, V. P. Kondratiev, T. V. Lazareva, N. A. Maltsev, D. K. Nauruzbaev, D. G. Nesterov, N. A. Prokofiev, A. R. Rakhmatullina	702
Studies of the low energy resonances in the ${}^{16}O + {}^{12}C$ system	
S. Yu. Torilov, N. A. Maltsev, V. I. Zherebchevsky	710
Formation of electromagnetic fields in the optical range arising as a result of interaction of positrons with a medium	
F. F. Valiev	714
On the spectrum of protons in collisions of heavy ions ${}^{12}C + {}^{9}Be$ at energies of 0.3–2.0 GeV/nucleon in the framework of the hydrodynamic approach	
A. T. D'yachenko, I. A. Mitropolsky	716
Theoretical study of weakly-bound triatomic systems with Faddeev equations in total orbital momentum representation	
V. A. Gradusov, V. A. Roudnev, E. A. Yarevsky, S. L. Yakovlev	723
Discrete variable representation method in the study of few-body quantum systems with non-zero angular momentum	
V. A. Timoshenko, E. A. Yarevsky	728
Quaternary fission as virtual process	
S. G. Kadmensky, L. V. Titova	732
6 Li(<i>d</i> , <i>xt</i>) reaction total cross sections measurements	
L. N. Generalov, S. N. Abramovich	737
Strategy for development of combined radiation technologies for bone implant sterilization	
V. V. Rozanov, I. V. Matveychuk, A. P. Chernyaev, N. A. Nikolaeva, L. N. Savvinova	745
Method for estimating variations in muon flux intensities based on time series of matrix observations of the URAGAN hodoscope	
V. E. Chinkin, V. G. Getmanov, A. D. Gvishiani, I. I. Yashin, A. A. Kovylyaeva	749
Unusual decrease of the cosmic ray intensity in May 2019 on the background of the minima solar activity	
L. A. Trefilova, P. G. Kobelev, A. V. Belov, E. A. Eroshenko, V. A. Oleneva, V. G. Yanke	753
Study of multiplicity events on a high altitude neutron monitor	
Yu. V. Balabin, A. A. Lukovnikova, B. B. Gvozdevsky, A. V. Germanenko, E. A. Mikhalko, I. V. Yankovsky	757

Ядерная физика и физика элементарных частиц. Ядерно-физические технологии

Редакторы тематического выпуска: канд. физ.-мат. наук А. К. Власников канд. физ.-мат. наук К. А. Стопани УДК 539.17.013

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА, Элементарных частиц и их приложений (по материалам международной конференции "ядро-2020")

© 2021 г. А. К. Власников^{1,} *, В. И. Жеребчевский¹, Т. В. Лазарева¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Санкт-Петербургский государственный университет", Санкт-Петербург, Россия *E-mail: a.vlasnikov@spbu.ru

Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Обсуждаются наиболее перспективные направления развития ядерной физики и физики элементарных частиц. Одно из них сводится к синтезу достижений ядерной физики и нано-, био-, информационных и социальных наук для создания природоподобных технологий и углубления представлений о человеке (НБИКС-парадигма). Второе — переход к сверхвысоким энергиям и экзотическим состояниям вещества (пример — кварк-глюонная плазма). Доклады на 70-й конференции по ядерной физике дают для этого обсуждения обширный материал.

DOI: 10.31857/S0367676521050276

С 12 по 17 октября 2020 г. в Санкт-Петербургском государственном университете проходила LXX международная конференция по ядерной физике "Ядро-2020. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Ядерно-физические технологии". Эта конференция является уникальнейшим явлением не только на пространстве бывшего Советского Союза, но и среди всех проводимых ныне конференций. С 1951 г. без единого перерыва ежегодно проходит крупнейший научный форум, собирающий ведущих ученых со всего мира. Его предшественниками были всесоюзные конференции по атомному ядру (Ленинград, 1933 г., Москва, 1935 г.) и совещания по физике атомного ядра (Ленинград, 1938 г., Харьков, 1939 г., Москва, 1940 г.). Великая Отечественная война прервала складывавшуюся тенденцию проведения ежегодных ядерно-физических конференций. И только в феврале 1951 г. в небольшом зале Президиума Академии наук СССР в Москве состоялось 1-е Совешание по ядерной физике [1], которому стало суждено прожить долгую и славную жизнь. Многие годы оргкомитет Совещания возглавлял член-корреспондент Академии наук СССР Борис Сергеевич Джелепов. Благодаря его авторитету, энергии и организаторскому таланту конференции стали ежегодными, причем проводились они в разных городах, что способствовало развитию ядерной физики в стране. И хотя многие годы конференция называлась "Совещанием по ядерной спектроскопии", ее тематика становилась заметно шире. Ведь в стране не было других ежегодных конференций, на которых физики-ядерщики могли обсудить актуальные проблемы развития науки. Со временем название конференции изменилось на "Всесоюзное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра". С 1960 г. мероприятие де-факто стало международным, хотя по-прежнему называлось всесоюзным. В начале 2000-х в названии конференции прочно закрепились слово "Ядро" и год проведения. Судьба конференции во многом повторяет судьбу развития в нашей стране науки вообще и ядерной физики в частности. Численность представленных тезисов докладов в периоды 1951-1970 гг. (рис. 1*a*) и 1990-2020 гг. (рис. 1*б*) хорошо иллюстрирует развитие советской и российской ядерной физики. Стремительный подъем первых двух десятилетий сменился на тенденцию к снижению с начала 1990-х. Однако в последнее пятилетие намечается рост. Пусть и не равномерный, но он дает надежду на восстановление роли науки в современном обществе.

Конференция 2020 г. уникальна. И не только потому, что она 70-я по счету. И не потому, что в ней приняли участие большое количество ученых. Она уникальна еще и необычностью условий, в которых проходила. Коронавирусная инфекция сделала невозможным очный формат проведения конференции. За относительно короткое время удалось создать команду, способную успешно провести крупнейшее совещание в on-line формате. В ситуации, когда многие конференции были отменены, совместные усилия СПбГУ, Курчатовского института, ОИЯИ и организационного комитета привели к выработке правильных стратегических и организационных решений. Удалось наладить стабильные каналы связи и обеспечить не только трансляцию выступлений, но и дискуссию между участниками заседаний.

Научная программа конференции охватывала широчайший спектр ядерно-физических проблем: экспериментальные и теоретические исследования структуры атомного ядра, исследования ядерных реакций, современные методы и технологии в области ядерной физики, физика элементарных частиц и высоких энергий, физика нейтрино и ядерная астрофизика. Помимо традиционных тем, в программу конференции вошли исследования в области синхротронной и нейтронной физики, ядерно-физических методов в исследовании объектов культурного наследия. Особое внимание было уделено проблемам ядерной медицины.

География участников конференции также очень обширна: было представлено более четырехсот докладов участниками из 38 стран (рис. 2). Общее число зарегистрированных участников составило более 575 человек. Несмотря на то, что конференция проходила в онлайн режиме, а значит участникам приходилось подключаться к конференции в рабочее время и независимо от часового пояса (например, докладчица из США, из университета Иллинойса делала свой доклад в 5:30 утра по местному времени!), интерес к докладам был очень высоким.

Открытие конференции состоялось в понедельник 12 октября. Теплые слова приветствия высказали главы ведущих российских ядернофизических центров: директор НИЦ Курчатовский Институт А.Е. Благов, директор ОИЯИ академик В.А. Матвеев, а также директор одного из ведущих мировых центров ядерных исследований GSI П. Джиубеллино (Германия). От имени СПбГУ участников приветствовали проректор по науке С.В. Микушев и сопредседатель конференции В.И. Жеребчевский.

На открытии с пленарным докладом "Синхротронно-нейтронные исследования — база нового научно-технологического прорыва" выступил директор НИЦ "Курчатовский институт" А.Е. Благов. Участники конференции прослушали интереснейший доклад о становлении атомной отрасли в нашей стране, а также о современных возможностях синхротронных и нейтронных исследований. Докладчик подчеркнул, что "Курчатовский институт" в настоящее время ставит перед собой задачу развития нового технологического уклада, ядром которого являются конвергенция нано-, био-, информационных, когнитивных и со-



Рис. 1. Изменение количества докладов, включенных в программу ежегодных совещаний: a - 1951 - 1970 гг.; $\delta - 1990 - 2020$ гг. Обозначения места проведения конференции: АА – Алма-Ата, В – Воронеж, Д – Дубна, Е – Ереван, К – Киев, Л – Ленинград, М – Москва, Мн – Минск, О – Обнинск, Р – Рига, Са-Саров, СПб – Санкт-Петербург, Т – Тбилиси, Х – Харьков, Ч – Чебоксары.

циогуманитарных знаний (так называемая НБИКС-парадигма). Природоподобные технологии, порождаемые этим укладом, позволят создавать биологические системы и материалы с заранее заданными свойствами, экономящие природные ресурсы и энергию. Достижение столь амбициозных целей требует широкой программы исследований, в том числе с применением синхротронного и нейтронного излучений. А.Е. Благов отметил, что комплекс синхротронно-нейтронных исследований Курчатовского института является одним из немногих мест в мире, где на одной площадке находятся синхротрон (с энерги-



Рис. 2. География участников конференции. Показаны страны и количество участников из данной страны (в кружках).

ей электронов до 2.5 ГэВ, 16 действующих станций) и исследовательский реактор, что позволяет добиться принципиально нового уровня фундаментальных и прикладных исследований. Среди направлений этих исследований – кристаллография, материаловедение, структурная химия, белковая кристаллография, молекулярная биология, медицина, исследование органических и гибридных многослойных систем, исследование когнитивных процессов и изучение объектов культурного наследия. Курчатовский институт является головным в развитии синхротронных и нейтронных исследований в Российской Федерации. Поэтому особый интерес вызвала представленная программа развития синхротронно-нейтронных исследований и исследовательской инфраструктуры. В рамках этой федеральной программы будет создана сеть центров синхротронного излучения, включающая модернизированный источник синхротронного излучения Курчатовского института, источник синхротронного излучения на о. Русский (Владивосток), источник синхротронного излучения 4-го поколения СКИФ с энергией электронов 3 ГэВ (Кольцово, Новосибирская область). Особую роль в развитии синхротронных исследований мирового уровня будет играть флагманский источник синхротронного излучения 4-го поколения (энергия электронов 6 ГэВ), соединенный общей инфраструктурой с линейным ускорителем и рентгеновским лазером на свободных электронах (проект "СИЛА" – синхротрон + рентгеновский лазер в г. Протвино, Московская область). Специализированный источник синхротронного излучения будет иметь рекордный в своем классе эмиттанс 90 пм · рад, а фемтосекундный лазер —

длину волны на уровне лучших мировых установок — 0.1 нм. Подобные параметры позволят исследовать объекты атомарного размера и быстро протекающие процессы.

Пленарный доклад и. о. руководителя Курчатовского комплекса синхротронно-нейтронных исследований Н.В. Марченкова "Курчатовский комплекс синхротронно-нейтронных исследований: текущий статус и перспективы" позволил участникам конференции более подробно знакомиться с исследованиями, ведущимися на головной площадке Курчатовского института.

Одним из примеров НБИКС парадигмы является применение методов ядерной физики к объектам культурного наследия (доклад "Ядернофизические методы в историческом материаловедении в НИЦ "Курчатовский институт"" представленный Е.Б. Яцышиной). Среди полученных интересных результатов – неразрушающее исследование содержимого крестов-реликвариев 10-11 веков из Суздальского Ополья (территории Северо-Восточной Руси, интенсивно заселявшейся в Средние века). Был применен метод нейтронной томографии, позволивший установить, что при одинаковом внешнем виде крестов их содержимое заметно отличалось (человеческие волосы, овечья шерсть, льняная и шелковая ткани). Особый интерес вызвали совместные исследования ученых Курчатовского института и Государственного музея изобразительных искусств им. А.С. Пушкина 10 мумий египтян 20 в. до н. э. методом компьютерной томографии. Особенность заключалась в том, что мумии находились в саркофагах, вскрытие которых было невозможно. Удалось установить метод мумификации, возраст, пол, болезни, ранения и в ряде случаев причины смерти. Реконструкция мягких тканей головы по методу Герасимова позволило восстановить внешний вид людей, живших 4000 лет назад. Ядерно-физические методы исследования артефактов впервые были представлены в рамках данной конференции и привлекли большое внимание. Хочется надеяться, что они прочно закрепятся в программах будущих конференций.

Одной из крупнейших установок класса мегасайенс Российской Федерации является высокопоточный исследовательский реактор ПИК (Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, НИЦ Курчатовский институт, г. Гатчина, Ленинградская обл.). В пленарном докладе заместителя директора ПИЯФ В.В. Воронина "Международный центр нейтронных исследований на основе реактора ПИК" рассказал о введении в эксплуатацию и планируемых экспериментах на реакторе. Докладчик отметил, что первое упоминание о реакторе ПИК появилось в 1966 г. Несмотря на более чем полувековую историю проекта, установка по своим параметрам и сейчас превосходит современные исследовательские реакторы. Планируется, что все возможности исследовательского комплекса, включая максимальную мощность 100 МВт, 25 экспериментальных нейтронных станций, исследования с использованием ультрахолодных и холодных нейтронов, станут доступны в 2024 г. Будут проводиться исследования в области физики конденсированного состояния, наносистем, биологии, ядерной физики, физики фундаментальных взаимодействий и элементарных частиц.

Второй день конференции начался с доклада директора музея Радиевого института (г. Санкт-Петербург) С.В. Хлебникова "История одной календарной даты. К 80-летию открытия спонтанного деления урана". Докладчик подчеркнул, что это открытие, сделанное ленинградскими физиками Г.Н. Флеровым и К.А. Петержаком, стало возможным благодаря интенсивному развитию исследований по физике атомного ядра, радиохимии и радиогеологии, крупнейший вклад в которые внес Радиевый институт Академии наук. Именно в Радиевом институте в 1937 г. запущен в эксплуатацию первый в Европе циклотрон (идея ускорять заряженные частицы полем переменного тока высокой частоты была высказана 15 годами ранее сотрудником Радиевого института Л.В. Мысовским). Радиевый институт был организатором Первого Всесоюзного совещания по радиоактивности (1932 г.), положившего начало ядерным конференциям в Советском Союзе. Любопытно, что хотя открытие спонтанного деления атомных ядер датируется 1940 г., однако первый отчет, написанный сотрудником Радиевого института К.А. Петржаком, появился годом ранее.

В этот же день были представлены доклады от участников крупных мировых проектов в области физики нейтрино. А. Гарфанини (Италия) в докладе "Статус и перспективы нейтринной подземной обсерватории Цзянмынь" рассказал о международной коллаборации JUNO, объединяюшей ученых из 19 стран (включая Россию). Эксперименты по изучению параметров осцилляций нейтрино будут проводиться в Китае в строящемся на глубине 700 м экспериментальном зале, в котором будет находиться крупнейший в мире жидкосцинтилляционный антинейтринный детектор (сцинтиллятор массой 20000 т находится в сфере радиусом более 30 м, 20000 больших и 26500 малых фотоэлектронных умножителей регистрируют излучение Вавилова-Черенкова в результате рассеяния электронных антинейтрино на протонах). Источниками антинейтрино являются две ядерных электростанции, находящихся на расстоянии около 50 км от установки. Эксперимент JUNO будет использовать нейтринные осцилляции для измерения иерархии масс нейтрино и других параметров. Благодаря уникальным параметрам точность результатов, полученных на других установках, будет повышена в несколько раз. JUNO также обладает большим потенциалом по изучению солнечных и атмосферных нейтрино, нейтрино от сверхновых, геонейтрино. В программу исследований входят также эксперименты по поиску распада протона (предсказываемого рядом теорий за пределами Стандартной модели), а также стерильных нейтрино. Последним посвяшен доклад члена-корреспондента РАН А.П. Сереброва "Наблюдение осцилляций стерильного антинейтрино в эксперименте Нейтрино-4 на реакторе СМ-3" о революционных открытиях нового вида нейтрино. В настоящее время установлено сушествование трех типов нейтрино, соответствующих трем поколениям лептонов: электронное, мюонное и тау-нейтрино. Была выдвинута гипотеза, что существуют и другие виды нейтрино (стерильные, претендующие на частицы "темной" материи Вселенной), участвующие только в гравитационном взаимодействии, но смешивающиеся с другими видами нейтрино. Тогда по изменению количества электронных антинейтрино в зависимости от расстояния от ядерного реактора можно судить о параметрах перехода традиционных антинейтрино в стерильные. Эксперимент "Нейтрино-4", проводившийся с 2014 по 2019 г., дает указание на существование стерильного нейтрино (названного нейтрино-4), что соответствует результатам предыдущих экспериментов LSND и MiniBooNE. Авторы получили значения разностей квадратов масс массовых состояний нейтрино 1 и 4, а также значение синуса удвоенного угла смешивания этих состояний. Используя данные других работ и полагая, что справедлива простейшая модель, включающая

стерильное нейтрино (модель 3 + 1), удалось при некоторых предположениях получить значения эффективных масс нейтрино: $m_{ve} = 0.58 \pm$ ± 0.09 эВ, $m_{\nu\mu} = 0.42 \pm 0.24$ эВ, $m_{\nu\tau} \le 0.65$ эВ, $m_4 = 2.68 \pm 0.13$ эВ. Полученное значение массы электронного нейтрино можно сравнить с результатами прямого измерения верхней границы эффективной массы электронного антинейтрино по данным бета-распада трития (эксперимент KATRIN, Германия, докладчик Н. Титов, ИЯИ РАН, Москва): $m_{ve} < 1.1$ эВ (уровень достоверности 90%). К эффективной массе нейтрино чувствителен и безнейтринный двойной бета-распад (0νββ). Однако для того, чтобы происходил такой процесс, наличия массы у нейтрино недостаточно: требуется несохранение лептонного числа и тождественность нейтрино и антинейтрино. В докладе Ф. Саламида (Италия, коллаборация "GERDA") "Поиск безнейтринного двойного бета-распада в рамках проекта GERDA" показано, что нижняя граница периода полураспада (0νββ) ⁷⁶Ge составляет 1.8 · 10²⁶ лет (С.L 90%). В настоящее время это рекордный показатель. Также в этот день прозвучали интереснейшие доклады в области физики космических лучей сверхвысоких энергий. Ни для кого не секрет, что нашу атмосферу пронзают заряженные частицы с энергиями на семь-восемь порядков выше, чем максимально достижимые энергии на самом мощном, созданном человеком ускорителе — Большом адронном коллайдере (LHC). Такие частицы создают в нашей атмосфере "ливни" вторичных частиц, и уже эти "ливни" из элементарных частиц, наблюдают в крупнейшей в мире обсерватории имени Пьера Оже (Аргентина). В итоге, регистрируя космические частицы сверхвысоких энергий. происхождение которых до сих пор не получило объяснения, человечество получает уникальную информацию о физике фундаментальных взаимодействий и астрофизике. Кстати, говоря о коллайдерах, нельзя не упомянуть огромное количество докладов, посвященных строящемуся в подмосковной Дубне отечественному коллайдеру NICA.

Практически все крупнейшие мировые коллаборации в области физики элементарных частиц, релятивистской ядерной физики и физики высоких энергий, представили свои доклады в среду 14 октября. Также отметим, что секция "Релятивистская ядерная физика, физика элементарных частиц и физика высоких энергий" стала самой популярной как по количеству докладов, так и по количеству слушателей, что отражает общемировые тенденции в этом направлении физических исследований. На пленарные доклады были вынесены результаты исследований, проводившихся на крупнейших современных ускорителях: коллайдере релятивистских тяжелых ионов (RHIC) в Брукхейвенской национальной лаборатории (США) и Большом адронном коллайдере в Центре европейских ядерных исследований (CERN), а также протонном суперсинхротроне (CERN). Эти ускорители являются центрами крупнейших международных коллабораций, в которых заметную роль играют российские ученые. В докладе "Основные результаты эксперимента PHENIX" Ю. Митранков (Санкт-Петербургский политехнический университет) почеркнуто, что основная цель эксперимента PHENIX на RHIC – экспериментальное исследование кварк-глюонной плазмы (КГП) с использованием столкновений релятивистских тяжелых ионов. Преимущество ускорителя RHIC перед LHC заключается в широком выборе сталкиваемых частиц, что позволяет определить зависимость формирования КГП от массовых чисел ядер. Автор представил экспериментальные данные по параметрам, чувствительным к появлению КГП: анизотропии в распределении продуктов реакции – заряженных и нейтральных адронов (эллиптические и триангулярные потоки); факторам ядерной модификации, отражающим влияние КГП на множественность рождаемых адронов; выходу прямых фотонов. Авторы доклада делают вывод, что миниКГП образуется в результате столкновений легких ядер с тяжелыми. Анализируя выходы прямых фотонов, они считают, что источник прямых фотонов во всех тяжелых системах вне зависимости от энергии пучка одной и той же природы (хотя и не указывают, какой). Экспериментам на RHIC посвящен и доклад А.А. Апарина (ОИЯИ) "Последние результаты по столкновениям тяжелых ионов в эксперименте STAR". Одной из важнейших задач физики высоких энергий является исследование фазовой диаграммы в координатах энергия сталкивающихся частиц-плотность вещества для выяснения особенностей фазового перехода от адронной материи в состояние КГП. На ускорителе RHIC в эксперименте STAR планируется расширить диапазон энергий столкновения ядер золота на низкие энергии вплоть до $\sqrt{s_{NN}} = 3 \ \Gamma \ni B$, что может позволить исследовать границу фазового перехода. Докладчик рассказал о программе планируемых исследований, а также об измерении разности масс гипертритона и антигипертритона (что позволяет ответить на вопрос о соблюдении фундаментальной СРТ сим-

Большое количество пленарных докладов было посвящено исследованиям в CERN. С. Ковальски (Польша) рассказал о последних результатах по программе исследования сильных взаимодействий NA61/SHINE на SPS при импульсах ионов (Ar, Xe, Pb) первичного пучка 13A - 158A ГэВ · с⁻¹. Основными задачами программы NA61/SHINE явля-

метрии). На основании полученных результатов

автор приходит к выводу, что нарушения СРТ ин-

вариантности не происходит.

ются изучение формирования файербола (сгустка сверхплотной сильновзаимодействующей материи) и систематическое исследование процесса перехода из газа адронов в КГП. Намечено построение фазовых диаграмм сильновзаимодействующих систем в зависимости от температуры, барионного химического потенциала, размера сталкивающихся систем. По сравнению с предыдущими исследованиями на SPS эксперимент NA61/SHINE особое внимание уделяет флуктуациям физических характеристик, являющихся индикаторами фазового переходу. Известно, что одним из сигналов образования КГП является изменение в множественности рождения странных и очарованных частиц. Как подчеркивает автор, только энергетический диапазон, покрываемый ускорителем SPS, позволяет в ближайшем будущем приступить к изучению особенностей рождения очарованных частиц вблизи критической точки фазового перехода первого рода из состояния адронной материи в состояние КГП.

Нельзя не отметить большое количество докладов (в том числе 4 пленарных), представленных коллаборацией ALICE (LHC), в том числе по тематике, связанной с модернизацией эксперимента. Э. Фраджакомо (ЦЕРН) в пленарном докладе рассказал о реакциях с протонами и тяжелыми ионами (Pb, Xe) при энергиях от 1 до 13 ТэВ, позволяющих изучить этапы формирования и последующего распада КГП, а также о планах модернизации установки. Известно, что в настоящее время LHC проходит глубокую модернизасущественного шию для двухэтапного повышения светимости (приблизительно 10кратного после 2027 г.). Предполагается, что первый этап этой модернизации завершится в 2021-2022 гг., после чего на LHC вновь можно будет проводить эксперименты с протонами и тяжелыми ионами. Представляющий коллаборацию ALICE В. Трашка (Финляндия) рассказал об особенностях глубокой модернизации детектора тяжелых ионов на LHC, что позволит использовать увеличенную светимость ускорителя. Благодаря обновлению детектора с 2022 г. можно будет резко повысить точность измерения редких сигналов, таких, например, как рождение адронов с тяжелыми кварками с малыми значениями поперечного импульса (что позволит проследить взаимодействие кварков со средой), излучение дилептонов КГП (дает информацию о восстановлении киральной симметрии в КГП). С большим интересом участники конференции заслушали доклад еще одного представителя коллаборации Г.А. Феофилова (Санкт-Петербургский государственный университет) "Новая внутренняя трековая система установки ALICE на LHC для прямого измерения очарованных частиц: нынешнее состояние и перспективы". Докладчик рассказал о планах модернизации установки ALICE, связанных с 3 и 4 этапами экспериментальных исследований. Для регистрации короткоживущих адронов с тяжелыми кварками (таких, как *D*-мезоны) с малыми поперечными импульсами при существенно увеличенной частоте столкновений первичных частиц была создана новая внутренняя трековая система, состоящая из 7 слоев монолитных активно-пиксельных сенсоров, созданных по КМОП технологии. Новая конструкция в три раза повышает пространственное разрешение, позволяет регистрировать частицы с поперечными импульсами от 50 МэВ \cdot с⁻¹ (для очарованных частиц от нулевых значений импульса), причем повышенное быстродействие соответствует высокой частоте столкновения первичных частиц в ускорителе. Следует отметить, что по ряду параметров новая внутренняя трековая система ALICE превосходит перспективные летектирующие системы установок ATLAS и CMS LHC. О том, что ALICE может быть использована не только для исследований свойств КГП, но также и свойств экзотических ядер рассказал А.Б. Борисов (МФТИ) в докладе "Новые результаты по рождению (анти)гиперядер на установке ALICE LHC". В процессе столкновения тяжелых ионов свинца наряду с элементарными частицами рождаются малонуклонные атомные ядра, а также (в редких случаях) гиперядра, то есть ядра, содержащие вместо одного из нейтронов А-гиперон. Уникальные возможности установки ALICE позволили не только зарегистрировать гипертритон, но и измерить его время жизни. Оказалось, что оно близко ко времени жизни Λ -гиперона, что подтверждает теоретические модели, предполагающие слабую связь гиперона с нуклонами ядра. При этом также возможно рождение антигипертритона. Исследования КГП на LHC не ограничиваются детектором ALICE. Об ЭТОМ рассказала О. Евдокимова (США) в докладе "Новые результаты исследований с тяжелыми ионами в эксперименте CMS". Любопытно, что первоначально установка CMS была нацелена на изучение элементарных частиц (в частности, бозона Хиггса). Однако в настоящее время программа исследований дополнена изучением результатов столкновения тяжелых ионов: азимутальной анизотропии рождаемых в столкновениях частиц, рождения частиц, содержащих тяжелые кварки, эффекта гашения струй. Анализ этих процессов дает информацию о формировании КГП в столкновениях тяжелых ионов. При это автор особое внимание обратила на сигналы о формировании КГП при столкновениях легких ядер.

Четвертый день конференции был посвящен фундаментальным проблемам в области ядерной физики низких энергий. Свои доклады представили, в том числе, старейшие участники конференции, которые на протяжении десятков лет не

пропускали ни одной такой конференции. Профессор Л.Д. Блохинцев (МГУ) подверг критическому рассмотрению понятие спектроскопических факторов, широко используемого при анализе ядерных реакций. В результате автор пришел к неожиданному заключению, что спектроскопические факторы являются ненаблюдаемыми величинами, которые могут быть определены только в рамках специфического вида ядерного гамильтониана. Профессор В.Е. Бунаков (ПИЯФ) рассмотрел явление хаоса в квантово-механических системах (частным случаем которых является атомное ядро). Можно ли говорить о хаотическом движении в квантовых процессах, где отсутствует понятие траектории? Докладчик ввел критерий хаотичности, применимый и для микромира: система является хаотической, если количество ее интегралов движения ("хороших" квантовых чисел) меньше количества степеней свободы. Причем в набор учитываемых "хороших" квантовых чисел надо включить только те, которые сохраняются при переходе к классическому пределу (то есть не учитывать, например, сохраняемую в сильных взаимодействиях пространственную четность). В своем обзорном докладе профессор Р.В. Джолос (ОИЯИ) рассмотрел многочисленные примеры фазовых переходов в атомных ядрах, происходящих при увеличении энергии возбуждения, углового момента и изменении количества нейтронов. При этом происходит изменение симметрии среднего поля ядра и структуры основного и возбужденных состояний. Среди рассмотренных эффектов – сосуществование форм атомных ядер, переход в состояние с октупольной деформацией при увеличении углового момента, изменение сверхтекучих свойств ядра и др. Докладчик рассказал как о подходе на основе коллективной модели, так и о микроскопических аспектах этих процессов. В докладе В.В. Самарина были представлены результаты группы ученых из ОИЯИ по определению энергетической зависимости полных сечений реакции экзотических ядер-изобар ⁸Li и ⁸He на ядрах ²⁸Si, ⁵⁹Со и ¹⁸¹Та. Следует отметить, что реакции с находящимися на границе стабильности экзотическими атомными ядрами, состоящими из кора и нейтронного гало, являются важным инструментом изучения их структуры и сейчас привлекают большой интерес исследователей. Впервые измерения полных сечений охватили диапазон энергий $6-46 A \cdot M \ni B$, и был применен метод регистрации мгновенного нейтронного и гамма-излучения. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов (в частности, на основе зависящего от времени уравнения Шрёдингера) подтверждают, что ядро ⁸Li состоит из остова ⁷Li (включающего кластеры ⁴Не и ³Н) и нейтрона. Большой интерес вызвал доклад профессора В.В. Варламова (МГУ) "Физические критерии

достоверности данных и систематические погрешности сечений фотонейтронных реакций" о причинах различий в экспериментальных значениях сечений фотонейтронных реакций, полученных в лабораториях г. Сакле (Франция) и г. Ливермора (США). В докладе профессора С.Г. Кадменского (Воронеж) "Механизмы многоступенчатых ядерных распадов с учетом реальных и виртуальных состояний промежуточных ядер" было предложено включить в цепочки последовательных радиоактивных распадов промежуточные ядра, находящихся не только в реальных, но и в виртуальных состояниях. Предложенная авторами доклада теория использована для описания тройного и четверного спонтанного и вынужденного делений ядер как виртуальных процессов. Большой интерес вызвали также доклады Е. Литвиновой (Университет Западного Мичигана, США) и Ю.В. Попова (МГУ).

В 2020 г. была расширена тематика ядерно-физических методов в мелицинских исследованиях. На конференции европейские и российские участники поделились своим опытом внедрения ядерно-физических технологий для терапии и диагностики различных заболеваний. С интереснейшим докладом выступила профессор М. Досанж (ЦЕРН), в котором была упомянута новейшая технология флэш-терапии, открывающая совершенно иные горизонты в лечении онкологических заболеваний. Флэш-терапия – это кратковременное воздействие пучком заряженных частиц, очень большими дозами радиации на раковые опухоли. При этом время облучения является достаточным для разрушения ДНК раковых клеток, но недостаточным для разрушения ДНК здоровых клеток. В.И. Жеребчевским (СПбГУ) был представлен обзорный доклад о самых современных методах лечения онкологических заболеваний с использованием радиоактивных изотопов различных элементов. Было рассказано о важной роли новых радиоизотопов для диагностики (методом позитронной эмиссионной томографии и однофотонной эмиссионной компьютерной томографии) и для терапии (радиоиммунотерапия). Соединение методик радиоизотопной визуализации органов и тканей с радиоизотопной терапией - "тераностика" (неологизм, возникающий в результате терапии, основанной на диагностике), способно дать отличный результат с минимальными побочными эффектами для лечения и диагностики онкологических заболеваний. Пациент будет получать сначала онко-селективный препарат, помеченный диагностическим радионуклидом, и затем с помощью этого радионуклида будет проведена терапия. В докладе отдельное внимание было уделено разработкам и исследованиям физиков и инженеров СПБГУ совместно с коллегами из Государственной корпорации "Росатом".

Естественно, в короткой статье невозможно упомянуть все доклады, представленные на конференции. С ними можно ознакомиться на сайте [2] и в сборнике тезисов докладов, изданном накануне конференции [3]. Полнотекстовые статьи по материалам лучших докладов, рекомендованные программным комитетом коференции, будут опубликованы в нескольких выпусках журнала "Известия РАН. Серия физическая", а также в изданиях ЭЧАЯ, "Ядерная физика и инжиниринг".

В чем же секрет уникальной долговечности традиционной конференции по ядерной физике? Думается, он заключается в гибкости и универсальности ее научной программы, развивающейся вместе с физикой микромира. И если в первые четыре десятилетия большинство докладов были посвящены физике низких энергий, то в настоящее время на первый план вышли физика высоких энергий и прикладные аспектам ядерной физики (включая ядерную медицину и ядерно-физические методы изучения культурного наследия). И еще одна причина: несмотря на весьма почтенный возраст конференции, ее организаторы — молодые люди, вносящие и новые идеи, и новую энергию.

В заключение отметим, что конференцию делали многие люди. Мы благодарим наших дорогих докладчиков за то, что поделились с нами своими идеями и результатами. Мы благодарим наших дорогих слушателей за вдохновляющие вопросы. И кто знает, возможно именно эти вопросы, послужат толчком для новых открытий? "От мечты — к идеям и Открытиям!"

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Известия АН СССР. Сер. физ. 1953. Т. 16. № 3. С. 1.
- 2. https://indico.cern.ch/event/839985.
- 3. https://indico.cern.ch/event/839985/attachments/ 2116081/3590424/book_of_abstracts_Nucleus-2.pdf.

Modern problems of nuclear and particle physics and their applications (conclusions from the reports of the International Conference "Nucleus-2020")

A. K. Vlasnikov^{a, *}, V. I. Zherebchevsky^a, T. V. Lazareva^a

^aSaint-Petersburg State University, St. Petersburg, 199034 Russia *e-mail: a.vlasnikov@spbu.ru

The most promising areas of the development of nuclear and particle physics are discussed. One of them is the synthesis of the achievements of nuclear physics and the nano-, bio-, information and social sciences to create nature-like technologies and deepen the understanding of a man (NBICS paradigm). The second is the transition to ultra-high energies and exotic states of matter (for example, quark-gluon plasma). The reports at the 70th Conference on Nuclear Physics provide extensive material for this discussion.

УДК 539.1.074+546.34+547.38

ЛИТИЙСОДЕРЖАЩИЕ ПЛАСТМАССОВЫЕ СЦИНТИЛЛЯТОРЫ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

© 2021 г. И. Б. Немченок^{1, 2, *}, И. И. Камнев¹, Е. А. Шевчик¹, И. А. Суслов^{1, 2}

¹Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

²Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области "Университет "Дубна", Дубна, Россия

> **E-mail: nemch@jinr.ru* Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Описаны результаты исследований по разработке нового литийсодержащего пластмассового сцинтиллятора на основе сополимера стирола и метакриловой кислоты. Измерения световыхода и прозрачности образцов нового материала позволили установить оптимальные концентрации сцинтилляционной добавки, сместителя спектра, вторичного растворителя и литийсодержащей добавки.

DOI: 10.31857/S0367676521050161

введение

Пластмассовые сцинтилляторы (ПС) находят широкое применение для регистрации ядерных излучений. благодаря их невысокой стоимости. быстродействию, нетоксичности, легкости механической обработки и простоты масштабирования при изготовлении, высокой устойчивости к воздействиям окружающей среды. Значительное внимание к себе привлекают ПС, содержащие элементы, имеющие изотопы с высоким сечением захвата тепловых нейтронов. К ним относятся бор- [1-6], гадолиний- [7-10], кадмий- [10, 11] и литийсодержащие [12-21] материалы. Каждый из этих элементов имеет определенные преимущества и недостатки, по сравнению с другими, однако заметный интерес связан именно с литийсодержащими ПС (Li-ПС). И это не случайно. Их привлекательность объясняется следующим:

1. Изотоп лития с высоким сечением захвата тепловых нейтронов (⁶Li) содержится в естественной смеси в количестве 7.5%. И хотя это не очень много, обогащение естественной смеси изотопов лития не является существенной проблемой.

2. При захвате ядром ⁶Li теплового нейтрона образуются ядра ³H и ⁴He, с энергией 2.73 МэВ и 2.05 МэВ, соответственно. Эти частицы уверенно регистрируются ПС в непосредственной близости от места захвата, что позволяет определить его координаты.

3. Ядра изотопов лития примерно в 20 раз легче ядер изотопов кадмия и гадолиния, что при оди-

наковых массовых долях позволяет вводить в состав сцинтиллятора больше атомов лития.

4. Соединения лития недороги и доступны.

В последние годы появился ряд публикаций, описывающих результаты исследований в области получения Li-ПС. Авторами работ [12-17] исследовано большое количество Li-содержащих добавок и различных методов введения лития в неполярную сцинтилляционную основу. Им удалось достичь содержания лития 0.4% (по массе) для пластмассового сцинтиллятора на основе сополимера стирола и метилметакрилата [15]. В работе [18] использована добавка пивалоата лития, что позволило получить прозрачный сцинтиллятор на основе поливинилтолуола с содержанием лития 1.94%. В работе [19] в качестве элементосодержащей добавки использован метакрилат лития, который вводят в полистирол в количестве 10% (массовая доля лития – 0.63%). Этот результат авторы связывают с наличием винильных групп в метакрилате и его способности к сополимеризации. Авторами работы [20] были использованы карбоксилаты лития с низкой молекулярной массой. Возможность получения пленочного литийсодержащего пластмассового сцинтиллятора на основе полисилоксана рассматривается в работе [21], в качестве добавки лития используется 6 LiF с концентрацией 2.6 мг/см².

Цель настоящего исследования — разработка нового литийсодержащего пластмассового сцинтиллятора на основе доступных и устойчивых исходных веществ. Таблица 1. Зависимость световыхода Li-ПС на основе сополимера стирола (Ст) с метакриловой кислотой (Мк) от соотношения мономеров

Мольное соотношение Ст : Мк	1:0.8	1:0.9	1:1
Световыход	0.27	0.23	0.22

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для получения литийсодержащих пластмассовых сцинтилляторов использованы следующие материалы:

 – стирол и метакриловая кислота, очищенные вакуумной перегонкой;

 – 2,5-дифенилоксазол (РРО) сцинтилляционный, химически чистый;

– 1,4-бис(5-фенил-2-оксазолил)бензол (РОРОР)
 сцинтилляционный, химически чистый;

 – нафталин, очищенный зонной плавкой, чистый для анализа;

 – 2,2'-азобисизобутиронитрил (AIBN) химически чистый;

– ацетат лития.

Ацетат лития получали нейтрализацией безводного гидроксида лития (чистого) уксусной кислотой (химически чистой). При проведении полимеризации растворы необходимых добавок в смеси мономеров предварительно барботировали газообразным аргоном. Полимеризацию проводили в стеклянных ампулах при температуре 50°C в течение 100 ч в присутствии AIBN. По окончании полимеризации заготовки извлекали из ампул и подвергали механической обработке. Размеры образцов после механической обработки — 25 мм в диаметре и 10 мм высотой с полированными торцевыми поверхностями и шлифованными боковыми.

Спектры пропускания образцов измерены относительно воздуха при помощи спектрофотометра UNICO UV 2804. Световыход измеряли, используя источник ²⁰⁷Ві, относительно образца сравнения на основе полистирола, содержащего 2% РРО и 0.015% РОРОР. Погрешность определения световыхода составляла 8–10%.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Получение нового элементосодержащего пластмассового сцинтиллятора достаточно трудоемкая задача, включающая подбор сцинтилляционной основы и элементосодержащих добавок, разработку технологии изготовления и т.д. Главная

трудность получения Li-ПС связана с низкой растворимостью полярных (ионных) соединений лития в неполярных сцинтилляционных основах. Поэтому основной задачей исследования был подбор пары сцинтилляционная основа литийсодержащая добавка. В предварительных экспериментах установлено, что ацетат лития обладает приемлемой растворимостью (в контексте разработки Li-ПС), достигающей 0.30%, в сополимере стирола с метакриловой кислотой, взятых в мольном соотношении 1 : 0.8. Почему в качестве элементосодержащей добавки выбран именно ацетат лития? Ответ на этот вопрос полностью соответствует сформулированной выше цели настоящей работы. Дело в том, что это вещество бесцветно, доступно и устойчиво к воздействиям окружающей среды.

В качестве сцинтилляционных добавок выбрана традиционная комбинация: 2,5-дифенилоксазол (сцинтилляционная добавка) и 1,4-бис(5-фенил-2-оксазолил)бензол (вторичная сцинтилляционная добавка, сместитель спектра). Такой выбор обусловлен широким использованием этих веществ в качестве компонентов пластмассовых сцинтилляторов.

Указанное выше соотношение мономеров выбрано не случайно. При меньшей концентрации полиметакриловой кислоты растворимость ацетата лития становится слишком низкой, а при большей происходит хоть и незначительное, но систематическое снижение световыхода (табл. 1). Это было установлено исследованием световыхода Li-ПС на основе выбранного сополимера, содержащего 0.2% лития (в форме ацетата), 2% РРО и 0.015%.

Дальнейшие исследования были посвящены оптимизации содержания остальных компонентов ПС на основе этого сополимера, направленные на достижение максимального световыхода. Для подбора оптимальной концентрации сцинтилляционной добавки в сцинтилляционной основе (полистирол — полиметакриловая кислота) исследован ряд ПС, с переменной концентрацией 2,5-дифенилоксазола (в пределах от 0 до 7% по массе). С этой целью измерены световыход (табл. 2) и спектры пропускания образцов (рис. 1).

Анализ результатов исследования световыхода позволил определить оптимальную концентрацию 2,5-дифенилоксазола – 4%. Дальнейшее увеличение массовой доли сцинтилляционной добавки не приводит к увеличению световыхода. Этому результату не противоречит прозрачность

Таблица 2. Световыход ПС на основе сополимера стирола с метакриловой кислотой (мольное соотношение 1 : 0.8) с переменной концентрацией PPO

Массовая доля РРО, %	1	2	3	4	5	6	7
Световыход	0.12	0.18	0.19	0.21	0.22	0.22	0.22



Рис. 1. Спектры пропускания некоторых образцов ПС на основе сополимера стирола с метакриловой кислотой (мольное соотношение 1:0.8) с переменной концентрацией РРО: сплошная линия – 2%, тире – 4%, точки – 6%.

ПС (рис. 1). Для всех образцов она достаточно близка, но претерпевает некоторое снижение с возрастанием концентрации РРО.

Оптимальная концентрация РОРОР установлена исследованием сцинтилляторов с фиксированной концентрацией РРО (4%) и переменной концентрацией РОРОР (табл. 3). Установлено, что при концентрациях свыше 0.02% (по массе) этой вторичной сцинтилляционной добавки световыход выходит на постоянное значение.

Прозрачность образцов, содержащих РОРОР (рис. 2), так же, как и в предыдущем случае (рис. 1), мало зависит от их состава, претерпевая незначительное снижение с возрастанием концентрации РОРОР.

Таким образом, оптимальные концентрации РРО и РОРОР в пластмассовых сцинтилляторах на основе сополимера стирола с метакриловой



Рис. 2. Спектры пропускания некоторых образцов ПС на основе сополимера стирола с метакриловой кислотой (мольное соотношение 1:0.8) с постоянной концентрацией РРО (4%) и переменной концентрацией РОРОР: сплошная линия 0%, тире – 0.02%, точ-ки – 0.03%.

кислотой (мольное соотношение 1:0.8) составляют 4 и 0.02%, соответственно.

Очевидным недостатком используемого сополимера является высокое содержание в нем элементарных звеньев полиметакриловой кислоты, неактивной в сцинтилляционном отношении изза отсутствия в них ароматических фрагментов. Для преодоления этого недостатка нами была исследована возможность увеличения световыхода ПС на основе сополимера стирола с метакриловой кислотой введением в их состав вторичного растворителя — нафталина [9, 22] (табл. 4). Полученные результаты демонстрируют достаточно крутую линейную зависимость световыхода ПС от массовой доли нафталина. При 30%-ной его концентрации световыход достигает 0.67 от стандартного образца.

Таблица 3. Световыход ПС на основе сополимера стирола с метакриловой кислотой (мольное соотношение 1:0.8) с постоянной концентрацией РРО (4%) и переменной концентрацией РОРОР

Массовая доля РОРОР, %	0	0.01	0.02	0.03	0.04	0.05	0.06	0.07
Световыход	0.23	0.30	0.31	0.31	0.31	0.32	0.32	0.32

Таблица 4. Световыход пластмассовых сцинтилляторов на основе сополимера стирола с метакриловой кислотой (мольное соотношение 1 : 0.8) с постоянной концентрацией РРО и РОРОР (4 и 0.02% по массе, соответственно) и переменной концентрацией нафталина

Массовая доля нафталина, %	5	10	15	20	25	30
Световыход	0.31	0.36	0.44	0.50	0.56	0.67



Рис. 3. Спектры пропускания образцов Li-ПС (сплошная линия – 0.1% Li, тире – 0.2% Li, точки – 0.3% Li) на основе сополимера стирола с метакриловой кислотой (мольное соотношение 1 : 0.8). Массовые доли компонентов: РРО – 4%, РОРОР – 0.02%, нафталин – 15%.

Однако нельзя не учитывать возможность "выпотевания" нафталина при его высоком содержании. Поэтому концентрация вторичного растворителя ограничена 15%. При этом световыход составляет 0.44 от световыхода стандартного образца.

Итак, установлено, что для достижения наилучшего световыхода ПС на основе сополимера стирола с метакриловой кислотой (мольное соотношение 1:0.8) следует использовать следующий состав: РРО – 4%, РОРОР – 0.02%, нафталин – 15%. С учетом этих соотношений приготовлены и исследованы литийсодержашие пластмассовые сцинтилляторы. Напомним, что в качестве элементосодержащей добавки использован ацетат лития. Это вещество бесцветно, доступно и устойчиво к воздействиям окружающей среды. Было изготовлено три образца с содержанием лития 0.1, 0.2 и 0.3%. Исследование световыхода показало отсутствие его зависимости от концентрации лития, взятого в виде ацетата (табл. 5). Прозрачность полученных образцов незначительно, но закономерно уменьшается с ростом концентрации металла (рис. 3).

Таблица 5. Световыход Li-ПС на основе сополимера стирола с метакриловой кислотой (мольное соотношение 1 : 0.8). Массовые доли компонентов: PPO – 4%, POPOP – 0.02%, нафталин – 15%

Массовая доля лития, %	0.1	0.2	0.3
Световыход	0.46	0.46	0.46

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

625

В результате выполненных исследований разработан литийсодержащий пластмассовый сцинтиллятор на основе сополимера стирола с метакриловой кислотой, содержащий в качестве элементосодержащей добавки ацетат лития, бесцветное, легкодоступное соединение с высокой устойчивостью к воздействиям окружающей среды.

В качестве сцинтилляционных добавок выбраны РРО и РОРОР. Установлены оптимальные концентрации этих веществ, составившие 4 и 0.02%, соответственно. Для увеличения световыхода использован вторичный растворитель, нафталин, взятый в количестве 15%.

Авторы выражают благодарность О.В. Вагиной, Н.А. Винокурову и В.В. Фарисеевой за техническую помощь при получении образцов сцинтилляторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Анисимова Г.И., Данелян Л.С., Жигач А.Ф. и др. // ПТЭ. 1969. № 1. С. 49.
- Бруданин В.Б., Кочетов О.И., Немченок И.Б. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2001. Т. 65. № 1. С. 60; Brudanin V.B., Kochetov O.I., Nemchenok I.B. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2001. V. 65. No. 1. P. 62.
- 3. https://www.crystals.saintgobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/organics-plastic-scintillators.pdf.
- 4. https://eljentechnology.com/images/technical_library/ Eljen-Catalog-2019.pdf.
- Ryzhikov V.D., Desenko S.M., Kopina I.V. et al. // PAST. 2004. No. 2. P. 169.
- Pawełczak I.A., Glenn A.M., Martinez H.P. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2014. V. 751. Art. No. 8269.
- 7. Gzirr J.B. // Nucl. Instrum. Meth. 1973. V. 108. P. 613.
- 8. Алешин В.И., Бакаляров А.М., Балыш А.Я. и др. // ПТЭ. 1977. № 4. С. 68.
- Bregadze V.I., Brudanin V.B., Nemchenok I.B. et al. // Part. Nucl. Lett. 2001. No. 6(109). P. 69.
- Nemchenok I.B., Gundorin N.A., Shurenkova A.A. et al. // Func. Mater. 2013. V. 20. No. 3. P. 310.
- Немченок И.Б., Шуренкова А.А., Бруданин В.Б. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. № 11. С. 1326. Nemchenok I.B., Shurenkova А.А., Brudanin V.B. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2011. V. 75. No. 7. P. 1007.
- 12. Zaitseva N., Glenn A., Martinez H.P. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2013. V. 729. P. 747.
- Mabe A.N., Carman L., Glenn A. et al. // Proc. SPIE. 2019. V. 11114. Art. No. 1111408.
- Zaitseva N., Carman M.L., Faust M.A. et al. Patent US No. 9274237, Int. cl. C 09 K 11/02, G 01 T 1/204, G 01 T 1/10, G 01 K 4/00, G 01 T 3/06. 2016.
- 15. *Mabe A.N., Glenn A.M., Carman M.L. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. No. 2016. V. 806. P. 80.
- Mabe A.N., Auxier J.D., Urffer M.J. et al. // J. Compos. 2013. V. 2013. Art. No. 539060.

- 17. *Mabe A.N., Urffer M.J., Penumadu Dayakar et al.* // Radiat. Meas. 2014. V. 66. P. 5.
- 18. *Cherepy N.J., Sanner R.D., Beck P.R. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2015. V. 778. P. 126.
- 19. *Breukers R.D., Bartle C.M., Edgar A.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2013. V. 701. P. 58.
- 20. *Frangville C., Hamel M., Bertrand G.H.V. et al.* // Mater. Chem. Front. 2019. V. 3. No. 8. P. 1626.
- 21. Carturan S.M., Vesco M., Bonesso I. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2019. V. 925. P. 109.
- 22. Барашков Н.Н., Гундер О.А. Флуоресцирующие полимеры. М.: Химия, 1987. 224 с.

Lithium-loaded plastic scintillators for thermal neutron detection

I. B. Nemchenok^{a, b, *}, I. I. Kamnev^a, E. A. Shevchik^a, I. A. Suslov^{a, b}

^aJoint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia ^bDubna State University, Dubna, 141982 Russia *e-mail: nemch@jinr.ru

We describe the results of research on the development of a new lithium-loaded plastic scintillator based on a copolymer of styrene and methacrylic acid. Measurements of the light output and transparency of the new material samples made it possible to establish the optimal concentrations of the fluors, secondary solvent, and lithium-containing additive.

УДК 539.171.017

СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ ЭКСКЛЮЗИВНЫХ КАНАЛОВ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ $\pi^+ n$ И $\pi^0 p$ ИЗ ДАННЫХ CLAS

© 2021 г. А. Д. Булгаков^{1, *}, А. А. Голубенко², М. М. Давыдов¹, Е. Л. Исупов², Б. С. Ишханов^{1, 2}, В. И. Мокеев³, А. Г. Насртдинов¹, В. В. Чесноков²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", Москва, Россия ²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия ³Национальная лаборатория Томаса Джефферсона, Ньюпорт-Ньюс, США *E-mail: alexandrbulgakov2014@gmail.com

Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Представлен метод для извлечения неполяризованных поперечных, продольных и поляризованных поперечно-поперечно и продольно-поперечных структурных функций, полученных из данных по дифференциальным сечениям из эксклюзивных каналов электророждения $\pi^+ n$ и $\pi^0 p$, измеренных детектором CLAS. Измеренные сечения покрывают широкий кинематический диапазон по инвариантной массе конечной адронной системы $W < 1.7 \ \Gamma$ эВ, и виртуальности фотона в диапазоне $Q^2 < 5.0 \ \Gamma$ эВ². Эксклюзивные структурные функции, извлеченные из канала рождения одиночного пиона играют значительную роль в изучении структуры возбужденных состояний нуклона.

выражением

DOI: 10.31857/S0367676521050033

введение

Дифференциальные сечения эксклюзивных каналов электророждения $\pi^0 p$, $\pi^+ n$ и $\pi^+ \pi^- p$ на протоне, а также поляризационные асимметрии в $N\pi$ каналах, измеренные на детекторе CLAS (Лаборатории Джефферсона, США) являются доминирующей частью экспериментальных данных по процессам эксклюзивного электророждения мезонов в резонансной области. Из этих данных были определены амплитуды электровозбуждения большинства нуклонных резонансов (*N**) в области масс <1.8 ГэВ [1, 3, 4]. База данных CLAS, созданная в НИИЯФ МГУ в коллаборации с Hall B at Jefferson Lab [2] содержит все опубликованные экспериментальные данные, измеренные на детекторе CLAS, по дифференциальным сечениям и поляризационным асимметриям. Эксклюзивные каналы электророждения одиночного пиона, а также состояния $\pi^+\pi^-p$ — главный источник информации об амплитудах электровозбуждения нуклонных резонансов. Результаты по амплитудам электровозбуждения N* обеспечивают доступ к динамике сильных взаимодействий формирующей основное и возбужденные состояния нуклона, а также другие адроны как связанные системы кварков и глюонов [1, 3-6].

В данной работе анализировались дифференциальные сечения взаимодействия виртуального фотона с протоном $\frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\pi}}$ в реакциях электророждения нейтральных и заряженных пионов $\gamma_v p \to \pi N$. Связь между сечением рассеяния электронов и сечением под действием виртуальных фотонов дается

$$\frac{d^4 \sigma_e}{dW dO^2 d\Omega_-} = \Gamma_{\gamma} \frac{d\sigma_{\gamma_{\gamma}}}{d\Omega_{\pi}},\tag{1}$$

$$\Gamma_{\gamma}\left(W,Q^{2}\right) = \frac{\alpha}{4\pi} \frac{1}{E_{beam}^{2}m_{p}^{2}} \frac{W\left(W^{2}-m_{p}^{2}\right)}{(1-\varepsilon)Q^{2}},$$
 (2)

$$\varepsilon = \left(1 + 2\left(1 + \frac{v^2}{Q^2}\right)\tan^2\frac{\vartheta_e}{2}\right)^{-1},\tag{3}$$

где $\Gamma_{\gamma}(W,Q^2)$ — поток виртуальных фотонов, є поляризация виртуального фотона, Q^2 — виртуальность фотона, W — инвариантная масса конечной адронной системы, E_{beam} — энергия начального пучка электронов, m_p — масса протона в ГэВ, α — постоянная тонкой структуры, ϑ_e — угол рассеяния электрона в лабораторной системе отсчета, ν — энергия виртуального фотона. Сечение эксклюзивного электророждения $N\pi$ на протонах виртуальными фотонами может быть представлено в следующем виде [7]

$$\frac{d\sigma_{\gamma_{v}}}{d\Omega_{\pi}} = \frac{d\sigma_{u}}{d\Omega_{\pi}} + \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi}} \cos 2\varphi + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi}} \cos \varphi, (4)$$

$$\frac{d\sigma_u}{d\Omega_\pi} = \frac{d\sigma_t}{d\Omega_\pi} + \varepsilon \frac{d\sigma_l}{d\Omega_\pi},\tag{5}$$

где $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}, \frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}}, \frac{d\sigma_l}{d\Omega_{\pi}}, \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi}}, \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi}} -$ неполяризованная поперечная, продольная и поляризованные

ная поперечная, продольная и поляризованные поперечно-поперечная, продольно-поперечная структурные функции, соответственно. Перечисленные структурные функции зависят от инвариантной массы конечной адронной системы W, полярного θ и азимутального ϕ углов эмиссии конечного пиона в системе центра масс.

В работе представлены методы для извлечения перечисленных выше структурных функций из экспериментальных данных CLAS по дифференциальным сечениям $\pi^0 p$ и $\pi^+ n$ электророждения на протонах содержащихся в CLAS Physics Data Base [2].

ОТБОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Эксклюзивные структурные функции электророждения $N\pi$ на протонах извлечены из дифференциальных сечений этих реакций под действием виртуальных фотонов (1). При этом экспериментальные данные должны удовлетворять следующим критериям отбора:

1) Точки с относительной погрешностью более 0.7 были исключены.

2) Выполнен фит измеренных дифференциальных сечений в каждом интервале по (W, Q^2 , θ) в зависимости от угла φ согласно (4). Угловое распределение (4) представляет собой модельно-независимое описание в приближении однофотонного обмена [7]. Точки, отклоняющиеся от описания согласно (4) более чем на ±1.5 стандартных отклонений, были исключены.

3) Данные в интервалах по (W, Q^2 , θ), в которых содержится менее 4 точек по φ , были исключены.

МЕТОДЫ ИЗВЛЕЧЕНИЯ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ

В работе использовались различные методы извлечения структурных функций, которые зависели от наличия интервалов в угловых распределениях по φ, где данные отсутствовали из-за ограничений налагаемых аксептансом детектора. 1. Метод 0: Данные покрывают полный диапазон $\phi \in [0, 2\pi]$. Структурные функции определены из условия их наилучшего описания в соответствии с уравнением (4)

2. Метод 1: Методы 1 и 2 использовались в случае частичного покрытия диапазона $\varphi \in [\varphi_{min}, \varphi_{max}]$. В методе 1 дифференциальные сечения оцениваются следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{u}}{d\Omega_{\pi_{METO}11}} = \frac{1}{\varphi_{max} - \varphi_{min}} \left[\int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} \frac{d\sigma_{\gamma_{v}}}{d\Omega_{\pi_{exp}}} d\varphi - \frac{\varphi_{max}}{Q_{\pi_{0}}} \int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} \cos 2\varphi d\varphi - \sqrt{2\varepsilon (1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{ll}}{d\Omega_{\pi_{0}}} \times (6) \right] \\ \times \int_{\varphi_{min}}^{\varphi_{max}} \cos \varphi d\varphi ,$$

где $\frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\pi_{exp}}}$ измеренные дифференциальные сече-

ния, $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}}$ и $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}}$ оценены из подгонки угловых рас-

пределений в области от φ_{min} до φ_{max} согласно (4). Таким образом, при определении $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi_{METOAl}}}$ структурной функции в методе 1 используется информация из области [$\varphi_{min}, \varphi_{max}$], где имеются экспериментальные данные без какой либо экстраполяции в области по φ где данные отсутствуют.

Поляризационные
$$\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi,\text{метол 1}}}$$
 и $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi,\text{метол 1}}}$ структур-

ные функции в методе 1 оцениваются следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_{METOGI}}} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{d\sigma_{u}}{d\Omega_{\pi_{METOGI}}} \cdot r_{tt} \right], \tag{7}$$

$$\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi_{METOGI}}} = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)}} \left[\frac{d\sigma_{u}}{d\Omega_{\pi_{METOGI}}} \cdot r_{lt} \right].$$
(8)

Входящие в (7, 8) отношения r_{tt} и r_{lt} определяются из подгонки (4) дифференциальных сече-

1 -

ний
$$\frac{d\Theta_{\gamma_{\gamma}}}{d\Omega_{\pi exp}}$$
 в области [ϕ_{min}, ϕ_{max}]:

$$r_{tt} = \frac{\varepsilon \frac{d \sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}}}{\frac{d \sigma_{u}}{d\Omega_{\pi 0}}},$$
(9)

$$r_{lt} = \frac{\sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi_0}}}{\frac{d\sigma_{u}}{d\Omega_{\pi_0}}},$$
(10)

где $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi_0}}$, $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_0}}$, $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_0}}$ определены из подгонки (4) в области [ϕ_{min}, ϕ_{max}].

Метод 2: В методе 2 выполняется экстраполяция измеренных сечений в области по φ вне интервала [$\varphi_{min}, \varphi_{max}$] согласно зависимости (4) с $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}}$ и $\frac{d\sigma_{lt}}{d\Omega_{\pi 0}}$ определенными из фита данных в области [$\varphi_{min}, \varphi_{max}$]:

 $\frac{d\sigma_{u}}{d\Omega_{\pi_{METOID2}}} = \frac{1}{2\pi} \left[\int_{\phi_{min}}^{\phi_{max}} \frac{d\sigma_{\gamma_{v}}}{d\Omega_{\pi_{exp}}} d\phi + \int_{0}^{\phi_{min}} \left(\frac{d\sigma_{u}}{d\Omega_{\pi_{0}}} + \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_{0}}} \cos 2\phi + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \times \right) \right] \times \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_{0}}} \cos \phi d\phi + \int_{\phi_{max}}^{2\pi} \left(\frac{d\sigma_{u}}{d\Omega_{\pi_{0}}} + \varepsilon \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_{0}}} \cos 2\phi + \right) + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_{0}}} \cos \phi d\phi \right].$ (11)

Неполяризованная структурная функция $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi_{METOD2}}}$ вычисляется из интеграла от сечения

 $\frac{d\sigma_{\gamma_{v}}}{d\Omega_{\pi_{exp}}}$ в области ϕ от 0 до 2π . При этом в интерва-

ле $[\phi_{min}, \phi_{max}]$ подынтегральное выражение берется из экспериментальных данных. Вне интервала $[\phi_{min}, \phi_{max}]$ оно определяется из описанной выше экстраполяции.

Поляризационные структурные функции в методе 2 вычисляются согласно (7)—(10) из неполяризованной структурной функции (11).

3. Методы 3 и 4 используются в случаях, когда в ф-распределениях имеются один (метод 3) или два (метод 4) интервала по ф где эксперимен-

два (метод ч) интерет. тальные данные по сечениям $\frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\pi\,exp}}$ отсутствуют

вследствие наличия мертвых зон в аксептансе детектора CLAS. В обоих случаях неполяризованные структурные функции определяются из областей по ф, где имеются данные без экстраполя-

ции сечений $\frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\pi exp}}$ в области зон детектора CLAS

с эффективностью регистрации продуктов реакций равной нулю.

Метод 3: Метод используется, когда имеется лишь один интервал по ϕ , где нет экспериментальных данных по $\frac{d\sigma_{\gamma_v}}{d\Omega_{\pi exp}}$. Имеющиеся экспериментальные данные подгоняются согласно (4).

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 5 2021

Из подгонки определяются $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi 0}}$, $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}}$ и $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi 0}}$. Неполяризованные структурные функции вычисляются следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{u}}{d\Omega_{\pi_{METO\Pi 3}}} = \frac{\int_{\phi_{1min}}^{\phi_{1max}} \frac{d\sigma_{\gamma_{v}}}{d\Omega_{\pi_{exp}}} d\phi + \int_{\phi_{2min}}^{\phi_{2max}} \frac{d\sigma_{\gamma_{v}}}{d\Omega_{\pi_{exp}}} d\phi}{(\phi_{1max} - \phi_{1min}) + (\phi_{2max} - \phi_{2min}) + r_{tt}I_{1} + r_{lt}I_{2}}, \qquad (12)$$

где

$$I_{1} = \left(\int_{\varphi_{1\,min}}^{\varphi_{1\,max}} \cos 2\varphi d\varphi + \int_{\varphi_{2\,min}}^{\varphi_{2\,max}} \cos 2\varphi d\varphi\right), \quad (13)$$

$$I_{2} = \left(\int_{\phi_{1\,min}}^{\phi_{1\,max}} \cos \varphi d\varphi + \int_{\phi_{2\,min}}^{\phi_{2\,max}} \cos \varphi d\varphi\right), \qquad (14)$$

где r_{tt} и r_{tt} вычислены согласно (9, 10). Поляризационные структурные функции $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_{METOD3}}}$ и $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi_{METOD3}}}$ в методе 3 получены из неполяризованных структурных функций согласно (7), (8).

Метод 4: Этот метод является модификацией метода 3 в случае, когда данные по дифференциальным сечениям отсутствуют в двух интервалах по ф. Формула (12) обобщается добавлением к двум еще и третьего интервала по ф, где имеются экспериментальные данные по дифференциальным сечениям. Поляризованные структурные функции получены аналогично методу 3.

РАЗДЕЛЕНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ И ПРОДОЛЬНЫХ ВКЛАДОВ

Поперечные $\frac{d\sigma_i}{d\Omega_{\pi}}$ и продольные $\frac{d\sigma_i}{d\Omega_{\pi}}$ структурные функции были получены из неполяризованных $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}$ структурных функций и из экспериментальных данных по величине $R(W, Q^2)$:

$$R = \frac{d\sigma_l}{d\Omega_{\pi}} \bigg/ \frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}}$$
(15)

из реакций инклюзивного рассеяния электронов. Разделение поперечной $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}}$ и продольной $\frac{d\sigma_l}{d\Omega_{\pi}}$ компонент выполнено в предположении посто-



Рис. 1. Зависимость неполяризованной структурной функции от угла испускания пиона в системе центра масс виртуального фотона и протона для реакции $\gamma_{\nu}p \rightarrow \pi^0 p$ при W = 1.52 ГэВ, $Q^2 = 0.75$ ГэВ² (*a*), для реакции $\gamma_{\nu}p \rightarrow \pi^+ n$ при W = 1.29 ГэВ, $Q^2 = 0.3$ ГэВ² (*б*). Различными точками показаны результаты, полученные в методах 0–4: зеленые – из подгонки данных CLAS Physics Data Base, красные – извлечено методом 1, синие – извлечено методом 2, черные – извлечено методом 3, фиолетовые – извлечено методом 4.

янства *R* для всех углов θ при фиксированных величинах *W* и Q^2

$$\frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}} = \frac{\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}}{1 + \varepsilon R},$$
(16)

$$\frac{d\sigma_l}{d\Omega_{\pi}} = \frac{R\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}}{1 + \varepsilon R}.$$
(17)

Окончательные результаты по $\frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}}, \ \frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}}, \ \frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}},$

 $\frac{d\sigma_{tt}}{d\Omega_{\pi}}$ структурным функциям были получены в

каждом интервале (W, Q^2 , $\cos \theta$) с использованием метода извлечения, применимого для покрываемого данными диапазона углов φ .

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В рамках описанного выше подхода были получены эксклюзивные структурные функции $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}, \frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}}, \frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}}, \frac{d\sigma_t}{d\Omega_{\pi}}$ из данных CLAS для реакций электророждения $\pi^0 p$ и $\pi^+ n$ в области W < 1.7 ГэВ и $0.2 < Q^2 < 5.0$ ГэВ². Полная информация об этих структурных функциях в резонансной области содержится на веб-сайте [8]. Этот веб-сайт обеспечивает цифровое и графическое представление информации о структурных функциях. Данные по $N\pi$ эксклюзивным структурным функциям представляют значительный интерес для изучения структуры нуклонных резонансов во второй и третьей резонансных областях, а также для сравнительного анализа результатов по амплитудам электровозбуждения $\Delta(1232)3/2^+$ резонанса.

Наблюдается хорошее соответствие между величинами структурных функций, полученных методами 1-4, описанными в предыдущей части статьи. В качестве примера на рис. 1 сравниваются неполяризованные структурные функции $\frac{d\sigma_u}{d\sigma_u}$ $d\Omega_{\pi}$ в каналах $\pi^0 p$ и $\pi^+ n$ полученные различными методами в зависимости от угла эмиссии пиона в системе центра масс виртуального фотона и протона. Хорошее соответствие, наблюдающееся для большинства точек, свидетельствует о надежности извлечения этих величин. Как показано на рис. 1, $\pi^0 p$ неполяризованные структурные функции, полученные в методах 1-4, отличаются от полученных из подгонки измеренных сечений согласно (4). Таким образом, ситуация, когда данные покрывают ограниченные интервалы по углам Ф делает проблематичным извлечение структурных функций из подгонки данных (4). В этих случаях, для определения структурных функций необходимо использовать развитые в настоящей работе методы 1–4. Также в качестве примера на рис. 2 и рис. 3 показаны извлеченные структурные функции для реакций электророждения $\pi^+ n$ при



Рис. 2. Зависимости поперечной (*a*), продольной (*б*), поперечно-поперечной (*s*) и продольно-поперечной (*c*) структурных функций от угла испускания пиона в системе центра масс виртуального фотона и протона для реакции $\gamma_v p \to \pi^+ n$ при $W = 1.21 \ \Gamma_{9}B, Q^2 = 0.3 \ \Gamma_{9}B^2$.

 $W = 1.31 \ \Gamma \Rightarrow B \ u \ Q^2 = 0.3 \ \Gamma \Rightarrow B^2$ (рис. 2) и $\pi^0 p$ при W == 1.4 $\Gamma \Rightarrow B \ u \ Q^2 = 0.65 \ \Gamma \Rightarrow B^2$ (рис. 3). Неполяризованные структурные функции $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}$ вносят наибольший вклад в процессы эксклюзивного электророждения пионов. Вклад от поляризованных структурных функций $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}$ и $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}$ составляет от 10% до 50% сравнительно с неполяризованными структурными функциями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из данных CLAS по дифференциальным сечениям электророждения $\pi^0 p$ и $\pi^+ n$ на протонах были

получены эксклюзивные структурные функции $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}, \frac{d\sigma_l}{d\Omega_{\pi}}, \frac{d\sigma_l}{d\Omega_{\pi}}, \frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}$ и $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{\pi}}$ в области W < 1.7 ГэВ и $0.2 < Q^2 < 5.0$ ГэВ². Полная информация об извлеченных структурных функциях доступна на вебсайте [8]. Полученные результаты по эксклюзивным структурным функциям представляют значительный интерес для исследования структуры возбужденных состояний нуклона во второй и третьей резонансных областях. В будущем данные об эксклюзивных структурных функциях дифференциальных сечений каналов электророждения $\pi^0 p$ и $\pi^+ n$ из данных полученных на детекторе CLAS в качестве первой модельно-независимой оценки

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 5 2021



Рис. 3. Зависимости поперечной (*a*), продольной (*б*), поперечно-поперечной (*s*) и продольно-поперечной (*c*) структурных функций от угла испускания пиона в системе центра масс виртуального фотона и протона для реакции $\gamma_v p \to \pi^0 p$ при $W = 1.46 \ \Gamma_{9}B, Q^2 = 0.65 \ \Gamma_{9}B^2$.

этих сечений всюду в кинематической области $W < 1.7 \ \Gamma$ эВ и $Q^2 < 5.0 \ \Gamma$ эВ².

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Aznauryan I.G., Burkert V.D. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2012. V. 67. P. 1.
- 2. http://clasweb.jlab.org/physicsdb.
- 3. Carman D.S., Joo K., Mokeev V.I. // Few Body Syst. 2020. V. 61. P. 29.
- Brodsky S.J., Burkert V.D., Carman D.S. et al. // Int. J. Mod. Phys. E. 2020. V. 29. Art. No. 2030006-324.

- Burkert V.D., Roberts C.D. // Rev. Mod. Phys. 2019.
 V. 91. Art. No. 011003.
- Буркерт В.Д., Мокеев В.И., Ишханов Б.С. // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физ. Астрон. 2019. № 3. С. 28; Burkert V.D., Mokeev V.I., Ishkhanov B.S. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2019. V. 74. P. 243.
- Amaldi E., Fubini S., Furlan G. Pion-electroproduction: electroproduction at low energy and hadron form factors. Springer tracts in modern physics. Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 1979.
- 8. https://clas.sinp.msu.ru/~almaz.

Exclusive structure functions for $\pi^0 p$ and $\pi^+ n$ electroproduction channels from the data measured with the CLAS detector

A. D. Bulgakov^a, *, A. A. Golubenko^b, M. M. Davydov^a, E. L. Isupov^b, B. S. Ishkhanov^a, ^b, V. I. Mokeev^c, A. G. Nasrtdinov^a, V. V. Chesnokov^b

^aMoscow State University, Moscow, Russia ^bSkobeltsyn Nuclear Physics Institute, Moscow, Russia ^cThomas Jefferson National Accelerator Facility, Newport News, USA *e-mail: alexandrbulgakov2014@gmail.com

The measurements of exclusive $\pi^0 p$ and $\pi^+ n$ electroproduction with the CLAS detector in Hall B at Jlab provided the dominant part of the world data on observables of these channels stored in the CLAS Physics Data Base. The data on exclusive $N\pi$ and $\pi^+\pi^- p$ electroproduction are the major source of the information on nucleon resonance (N^*) electroexcitation amplitudes. They offer insight into the nucleon and N^* structure and strong QCD dynamics which underlie the nucleon resonance generation from quarks and gluons. The approach for evaluation of the polarized transverse-transverse, longitudinal-transverse exclusive structure functions in the $N\pi$ channels has been developed and used in analyses of the data measured with CLAS in the resonance region. The results on $N\pi$ electroproduction structure functions have become available from the measured with the CLAS detector differential cross-sections. They cover a broad kinematics area of the invariant masses of the final hadron system of W < 1.7 GeV and the photon virtuality range of $Q^2 < 5.0$ GeV².

УДК 539.172.13:539.171:539.142

ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ КРЕМНИЕВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ОТ НАПРЯЖЕНИЯ СМЕЩЕНИЯ

© 2021 г. М. В. Мордовской^{1, 2, *}, В. В. Мицук^{1, 2}, И. В. Суркова¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

> **E-mail: mvmordovsk@mail.ru* Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

С помощью источника α-излучения ОСАИ Ra-226 измерены зависимости временных параметров линейки кремниевых детекторов от напряжения смещения. Кроме разрешений амплитудного и временного определялись длительность и форма фронта сигналов. Проведено определение временного разрешения установки для изучения реакций на легких ядрах и его калибровка. Даны рекомендации по оптимальной последовательности таких измерений.

DOI: 10.31857/S036767652105015X

введение

В нашей лаборатории проводятся исследования реакций на легких ядрах на ускорителе У-120 НИИЯФ МГУ с использованием двухплечевого спектрометра из полупроводникового кремниевого $\Delta E - E$ телескопа заряженных частиц и детекторов нейтронов в другом плече [1]. Детектирование в совпадении заряженных частиц и нейтрона является одним из основных условий в таких экспериментах. При этом необходимы измерение энергий частиц с точностью, определяемой типом конкретного эксперимента, и отбор событий по типу частицы (для заряженных по $\Delta E - E$ диаграммам, а для нейтронного канала *п*ү-разделение по форме импульса). Энергия нейтрона вычисляется из его времени пролета, которое получается из разницы времен прихода сигналов от кремниевого детектора (Si-детектора) и сцинтилляционного детектора в другом плече. С учетом возможностей для установки детекторов в экспериментальной зоне пролетные расстояния составляют ≈1.5-2 м. Что по результатам моделирования для большинства планируемых экспериментов приводит к требованию необходимого временного разрешения установки ≤1.5 нс. Также требуется и измерение нулевой временной отметки с точностью ≈0.2 нс, отвечающей одновременному приходу частиц в детекторы обоих плеч.

В качестве детекторов нейтронов используются сцинтилляционные детекторы на основе ФЭУ Hamamatsu 2083 и жидких сцинтилляторов EJ301 и EJ315. Временное разрешение этих детекторов измерялось при регистрации $\gamma\gamma$ -совпадений при распаде ²²Na и составляло $\approx 0.5-0.6$ нс.

Результирующее временное разрешение установки в нашем случае определяется Si-детектором. Для его определения ранее мы проводили на ускорителе калибровочный эксперимент, соответствующий кинематике двухчастичной реакции $d + d \rightarrow {}^{3}\text{He} + n$ с регистрацией нейтрона и ${}^{3}\text{He}$ под определенными углами. При этом можно однозначно выделить энергию нейтрона [2].

Такие калибровочные измерения являются наиболее предпочтительным, поскольку условия измерения совпадают с условиями основного эксперимента. Однако они требуют затрат ускорительного времени. А в случае замены и подбора Si-детекторов значительное, если заранее неизвестны временные параметры детектора.

Задача предварительной проверки Si-детектора, а также измерение временного разрешения и калибровки временного канала может быть решена в лабораторных условиях, без использования ускорителя. Из известных способов можно упомянуть, например, измерения с регистрацией генерируемых вспышек света [3] или при регистрации "убегающих" электронов [4]. Положительное свойство таких измерений: наличие генераторного стартового импульса и возможность получать пучок частиц с заданными характеристиками. Относительный недостаток в отличии от условий основного эксперимента по энергиям и типу регистрируемых частиц.

Еще один способ определения временных характеристик детекторов – регистрация коррелирующих сигналов от частиц при радиоактивном распаде источника.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Мы использовали в измерениях α -источник OCAU Ra-226. Первая ступень распада ²²⁶Ra (на ²²²Rn) в 94.6% случаев происходит через альфараспад (E_{α} = 4784.4 кэВ), а в 5.4% случаев сопровождается и испусканием γ -кванта с энергией 185.7 кэВ. Регистрируя одновременно испускаемые частицы — альфа-частицы полупроводниковым детектором и гамма-кванты сцинтилляционным детектором можно определять временные характеристики детекторов.

На рис. 1 приведена схема эксперимента. Структура и состав установки (детекторы и система сбора информации) такие же, как в основных экспериментах. Схема почти стандартная для таких измерений. Из особенностей отметим то, что оцифровывается и записывается форма регистрируемых сигналов от одновременно испускаемых в распаде альфа- и гамма-частиц в цифровых сигнальных процессорах (ЦСП). На рисунке видно четыре канала записи сигналов. Первый для записи "медленных", спектрометрических сигналов и изучения амплитудного разрешения Si-детектора: цепочка детектор 1, предусилитель 4, усилитель 6, ЦСП DT5720. Второй и третий – для записи "быстрых", временных сигналов от Si- и сцинтилляционного детекторов: детекторы 1-2, усилители 5, ЦСП DT5742. Записанные сигналы обрабатываются в режиме "off-line". Последний канал - только для оперативного контроля "опline" за временным распределением сигналов: детекторы 1-2, усилители 5, формирователи со следящим порогом 7, время-амплитудный преобразователь 8. ЦСП DT5720.

Если не задаваться целью измерять с высокой точностью амплитудное разрешение детектора, то достаточно иметь только второй и третий канал, без оцифровки спектрометрического сигнала на ЦСП DT5720 (у ЦСП DT5720 шаг оцифровки 4 нс и длина буфера записи в десятки микросекунд, что позволяет записывать микросекундный спектрометрический сигнал; у DT5742 шаг – 0.2 нс, что подходит для временных измерений, но всего 200 нс диапазона [5]).

Известно, что на результирующее временные и амплитудные характеристики Si-детектора большое влияние оказывает выбор предусилителя (ПУ). Мы проводили измерения с тремя типами ПУ: ORTEC 142A, ORTEC H242A, CANBERRA 2003BT. Все приведенные ниже данные относятся к измерениям с ПУ CANBERRA 2003BT. В этом ПУ выходной "быстрый" сигнал создается дифференцированием основного длинного выходного сигнала. Амплитуда такого "временного" сигнала сильно зависит от крутизны переднего фронта и



Рис. 1. Схема эксперимента. Обозначения: *1* – Si-детектор, *2* – сцинтилляционный детектор, *3* – источник напряжения смещения и контроля тока CAEN DT5472, *4* – предусилитель CANBERRA 2003BT, *5* – быстрый усилитель PHILIPS 7177, *6* – медленный усилитель ORTEC 472, *7* – формирователь CANBERRA QUAD CFD 454, *8* – ВАП INTERTECHNIQUE TA-22.

существенно меньше, чем амплитуда "медленного" сигнала. И поэтому такой сигнал является определяющим нижний порог по энергии регистрируемых заряженных частиц в эксперименте.

Одной из целей проведенных измерений была отработка методики отбора детекторов и выбора для них рабочей точки, обеспечивающей наилучшее временное и амплитудное разрешение при амплитуде "быстрого" сигнала, превышающей заданный порог регистрации заряженных частиц.

Меняя с определенным шагом напряжение смещения, в течение 30 мин записывались сигналы от Si- и сцинтилляционного детекторов, при этом измерялись ток и температура Si-детектора. Стартовыми синхронизирующими импульсами были сигналы от сцинтилляционного детектора как наименее загруженного. Для иллюстрации на рис. 2 приведен амплитудный спектр регистрируемых Si-детектором альфа событий в двух режимах: без совпадений с сигналами сцинтилляционного детектора на совпадениями. Видно значительное выделение при работе в режиме совпадений линии α-спектра, относящейся к первой ступени распада ²²⁶Ra.

Незначительное проявление остальных линий обусловлено случайными совпадениями, возникающих при определенной установке границ выборки выделения событий в амплитудном спектре использованного сцинтиллятора, относящих-



Рис. 2. Амплитудный спектр α-частиц в двух режимах измерений: штрихпунктирная линия и точки — без совпадений с регистрацией событий сцинтилляционным детектором, сплошные линии — с включенными совпадениями. Время измерений 30 мин. Шкала ординат для помеченного точками спектра разделена на 200.

ся к ү-линии в 185.7 кэВ (спектр представляет собой широкие комптоновские распределения).

Обработка записанной информации проводилась в режиме "off-line". Для сигналов записанного массива определяются максимумы, по ним выделяются события, отвечающие соответствующим энергиям коррелирующих α-и γ-частиц. Для отобранных событий определяется длительность фронта сигнала на уровне 0.1–0.9 от амплитуды, проверяет-

ся отклонение от заданной средней формы быстрого сигнала, амплитуда среднего шума. Определяются времена прихода сигналов (по методу следящего порога) и разница этих времен для совпадающих сигналов. Величина распределения и считается временным разрешением канала, а положение центральной точки распределения определяет временную калибровку. Все распределения были существенно шире 0.6 нс, т.е. соответствуют вкладу от временного разрешения Si-детектора.

РЕЗУЛЬТАТЫ

При прочих равных условиях временное разрешение должно определяться передним фронтом сигнала и величиной отношения сигнал/шум. Продолжительность и форма переднего фронта сигнала могут зависеть в разной степени от напряженности поля, в котором собираются заряды, от типа регистрируемой заряженной частицы, от величины пробега в детекторе (и от условия — прошла или поглотилась частица в детекторе), от того с какой стороны детектора входит частица [6, 7]. Все детекторы в наших измерениях облучались с "лицевой" стороны.

Измерения были проведены для двенадцати поверхностно-барьерных Si-детекторов разных производителей. Площадь детекторов от 20 до 150 мм², толщина рабочего слоя от 25 до 550 мкм. Все детекторы ранее подвергались облучению и были изготовлены 10—30 лет назад. Для всех детекторов измеренные зависимости имели схожее поведение.

На рис. 3 приведены примеры части измеряемых зависимостей для одного детектора произ-



Рис. 3. Зависимости изменения измеряемых величин от напряжения смещения для одного детектора, в процентах относительно произвольно выбранной точки 40 В напряжения смещения. Кривые *a* и δ – изменение амплитуд "быстрого" и "медленного" сигналов. Шкала ординат для кривой б умножена на 10. Кривая *в* – изменение ширины пика с энергией ~5 МэВ в амплитудном спектре α -частиц (отражает изменение амплитудного разрешения), кривая *e* – изменение ширины распределения разницы времен прихода сигналов от Si- и сцинтилляционного детекторов (отражает изменение временного разрешения). Кривая *д* – изменение длительности фронта "быстрого" сигнала.

водства ORTEC толщиной 250 мкм, площадью 80 мм². Паспортное значение рабочего напряжения — 100 В.

Все зависимости приводятся в виде изменений величин параметров в % (увеличение с плюсом или уменьшение с минусом) относительно точки по напряжению питания 40 В. На левой части рисунка показаны зависимости амплитуды выходных сигналов предусилителя "медленного" канала (кривая б) и "быстрого" каналов (а) от прикладываемого напряжения. Видно, что по достижению паспортной рабочей точки в 100 В амплитуда "медленного" сигнала фактически не изменяется. При этом рост "быстрого" сигнала не прекращается. "Быстрый" сигнал образуется в результате дифференцирования исходного выходного сигнала предусилителя. Поэтому такое поведение означает, что укорачивается фронт сигнала. Что можно видеть на правом рисунке (кривая ∂). Можно было бы ожидать при уменьшении фронта сигнала и улучшение временного разрешения (кривая г, меньше значение распределения – лучше разрешение). Однако насыщение изменения временного разрешения наступает гораздо раньше, чем это происходит с фронтом сигнала (хотя и позже, чем перестает улучшаться амплитудное разрешение, кривая в). Это возможно если, например, с увеличением питающего напряжения падает соотношение сигнал/шум (но это проявлялось бы и в ухудшении амплитудного разрешения); если увеличивается джиттер сигнала (однако ширина распределения величин длительности фронта сигнала не показывает значительного изменения), в случае изменения формы сигнала, что при постоянных параметрах обработки сигнала (сдвиги и коэффициент деления программного следящего порогового формирователя) могло бы приводить к таким результатам. В задачи данной работы такое исследование не входило.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате измерений показано, что отладку и калибровку временного канала установки можно проводить с помощью α-источника ОСАИ. Для получения приемлемой статистики достаточно 60 мин. При поиске оптимального рабочего напряжения для

временных характеристик детектора одна точка измерений занимает примерно 20–30 мин.

Для рассматриваемого набора Si-детекторов рабочая точка по напряжению смещения для наилучшего временного разрешения не совпадает с таковой по амплитуде и достигается при более высоких напряжениях. Выход на плато в зависимости временного разрешения от напряжения наступает намного раньше, чем достигается минимальное время нарастания, т.е. чтобы достичь наилучшего разрешения по времени недостаточно ориентироваться по переднему фронту сигнала, а необходимы измерения этого разрешения.

Если необходим низкий порог регистрации заряженных частиц, то следует увеличивать питающее напряжение до достижения необходимой амплитуды "быстрого" сигнала с учетом соображений безопасности для детектора (в этом случае также наиболее вероятно достижение наилучшего разрешения по амплитуде и времени). После этого измерить амплитудное и временное разрешения. Затем снизить напряжение и проверить факт выхода зависимостей на плато.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-32-00944).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Конобеевский Е.С., Афонин А.А., Зуев С.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84 № 4. С. 492; Konobeevski E.S., Afonin A.A., Zuyev S.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 4. P. 378.
- Зуев С.В., Каспаров А.А., Конобеевский Е.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 3. С. 260; Zuyev S.V., Kasparov А.А., Konobeevski E.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 3. P. 232.
- https://www.ortec-online.com/-/media/ametekortec/ other/fast-timing-discriminator-introduction.pdf?la=en.
- 4. Бабич Л.П., Лойко Т.В., Родигин А.В. // ПТЭ. 2014. № 3. С. 21; Babich L.P., Loiko T.V., Rodigin A.V. // Instrum. Exp. Tech. 2014. V. 57. No. 3. P. 248.
- https://www.caen.it/products/dt5720/; https:// www.caen.it/products/dt5742.
- 6. *Гуров Ю.Б., Чернышев Б.А.* Телескопические полупроводниковые детекторы для ускорительных экспериментов. М: НИЯУ "МИФИ", 2012. 96 с.
- 7. *Mutterer M., Trzaska W.H., Tyurin G.P. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2000. V. 47. No. 3. P. 756.

The time parameters of silicon detectors dependence on bias voltage

M. V. Mordovskoy^{a, b, *}, V. V. Mitcuk^{a, b}, I. V. Surkova^a

^aInstitute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia ^bMoscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141701 Russia *e-mail: mvmordovsk@mail.ru

Using an α -radiation source Ra-226 the dependences of the time parameters of a set of silicon detectors on the bias voltage are measured. Together with the amplitude resolution and time resolution the duration and shape of the signal front were determined. Determination of the time resolution of the setup for studying reactions on light nuclei and its calibration have been performed. Recommendations are given on the optimal sequence of such measurements.

УДК 539.17

ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ НУКЛОН-НУКЛОННЫХ СИЛ, ПОЛУЧЕННЫХ В РАМКАХ ТЕОРИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО СРЕДНЕГО ПОЛЯ, К ДИНАМИЧЕСКОМУ МОДЕЛИРОВАНИЮ СЛИЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

© 2021 г. М. В. Чушнякова¹, И. И. Гончар², Н. А. Хмырова², А. А. Климочкина^{3, *}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Омский государственный технический университет", Омск, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Омский государственный университет путей сообщения", Омск, Россия

 $^{3}\Phi$ едеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

"Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", Москва, Россия

**E-mail: klimann16@gmail.com* Поступила в редакцию 20.11.2020 г.

После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Высокоточные экспериментальные сечения слияния сферических ядер проанализированы количественно с использованием эффективного взаимодействия, полученного в рамках теории релятивистского среднего поля. Из четырех рассмотренных наборов параметров только в двух случаях имеется кулоновский барьер. Сечения слияния, вычисленные с одним из этих наборов, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0367676521050057

введение

Известно, что теория релятивистского среднего поля (ТРСП) успешно описывает такие статические свойства ядер как энергии связи и кулоновские форм-факторы [1–3]. В то же время имеется множество высокоточных данных (с типичной погрешностью порядка 1%) по слиянию (захвату) сложных ядер [4, 5]. Эти данные детально анализировались с помощью модели двойной свертки с эффективными нуклон-нуклонными (*NN*) силами M3Y [6, 7]. Поэтому представляется логичным попытаться описать те же данные, используя эффективные силы, полученные в рамках теории релятивистского среднего поля.

Это эффективное взаимодействие имеет вид [8]

$$v_{NN}(r) = \frac{g_{\omega}^{2}}{4\pi} \frac{\exp(-m_{\omega}rc/\hbar)}{r} + \frac{g_{\rho}^{2}}{4\pi} \frac{\exp(-m_{\rho}rc/\hbar)}{r} - \frac{g_{\sigma}^{2}}{4\pi} \frac{\exp(-m_{\sigma}rc/\hbar)}{r} + \frac{g_{2}^{2}}{4\pi} r \exp(-2m_{\sigma}rc/\hbar) + (1) + \frac{g_{3}^{2}}{4\pi} \frac{\exp(-3m_{\sigma}rc/\hbar)}{r} - J_{00}\delta(\vec{r}).$$

Массы мезонов m_{ω} , m_{ρ} , m_{σ} и константы связи мезонов с нуклонами g_{ω} , g_{ρ} , g_{σ} , g_{σ} , g_{2} , g_{3} , полученные

из подгонки статических свойств ядер, представлены в табл. 1 с соответствующими ссылками.

Структура эффективных сил, полученных на основе ТРСП, подобна структуре хорошо известного МЗҮ взаимодействия. Последнее имеет вид:

$$v_{NN}(r) = G_1 \frac{\exp(-r/r_1)}{r/r_1} - G_2 \frac{\exp(-r/r_2)}{r/r_2} - J_{00}\delta(\vec{r}).$$
 (2)

В работе [13] приводятся следующие значения для параметров формулы (2): $G_1 = 11062 \text{ МэВ}$, $G_2 = 2537.5 \text{ МэВ}$, $r_1 = 0.25 \text{ фм}$, $r_2 = 0.40 \text{ фм}$, $J_{00} = 592 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3$ (парижское взаимодействие). Мы используем это же значение J_{00} и для ТРСП взаимодействия. Отметим, что энергетическая зависимость этого взаимодействия не учитывается, так как она несущественна в данной задаче. Прямые части МЗҮ и ТРСП взаимодействий, т.е. V_{NN} без слагаемых с дельта-функцией, сравниваются между собой на рис. 1. Они помечены индексом "0": МЗҮ_0 и т.д. Все пять профилей V_{NN} (r) похожи друг на друга, что заставляет ожидать похожих ядро-ядерных сил, полученных с использованием этих нуклон-нуклонных взаимодействий.

	NL1 [1, 2]	NL2 [2]	NL3 [8, 9]	HS [10–12]
$m_{\omega}c^2/\mathrm{M}\Im\mathrm{B}$	795.359	780.0	782.501	783
$m_{\rm p}c^2/{\rm M}$ əB	763.0	763.0	763.000	770
$m_{\sigma}c^2/\mathrm{M}$ əB	492.25	504.89	508.194	520
$g_{\omega}/\sqrt{\hbar c}$	13.285	11.493	12.868	13.8
$g_{ m p}/\sqrt{\hbar c}$	4.975	5.507	4.474	8.08
$g_{\sigma}/\sqrt{\hbar c}$	10.138	9.111	10.271	10.47
$g_2/(\Phi M \sqrt{\hbar c})$	-12.172	-2.304	-10.431	0
$g_3/\sqrt{\hbar c}$	-36.265	13.783	-28.885	0

Таблица 1. Массы мезонов и соответствующие константы связи, полученные из подгонки статических свойств ядер, с соответствующими ссылками

ЭНЕРГИЯ ЯДРО-ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В настоящей работе энергия сильного ядерного взаимодействия (СиЯВ, U_n) вычисляется методом двойной свертки:

$$U_{n}(R) = \int d\vec{r}_{P} \int d\vec{r}_{T} \rho_{P}(\vec{r}_{P}) v_{NN} \left(\left| \vec{R} + \vec{r}_{T} - \vec{r}_{P} \right| \right) \rho_{T}(\vec{r}_{T}).(3)$$

Здесь \vec{R} – вектор, соединяющий центры масс сталкивающихся ядер; \vec{r}_P и \vec{r}_T – радиус-векторы двух взаимодействующих точек снаряда и мишени соответственно. Рисунки, иллюстрирующие этот процесс, можно найти во многих публикациях (см., например, [14, 15]). Энергия кулоновского взаимодействия вычисляется посредством двойной свертки по формуле, аналогичной формуле (3). Нуклонные и зарядовые плотности, необходимые для этих вычислений, взяты из работы [7]. Они были получены методом Хартри–Фока с силами Скирма, как описано в работе [16]. При этом учитывался тензорный характер сил и использовалась SKX параметризация [17] (далее мы ссылаемся на них как на SKX НF плотности).

Вычисленные таким образом потенциалы Си-ЯВ и полные потенциалы взаимодействия (т.е. с учетом кулоновской составляющей) показаны на рис. 2 для реакции 12 С + 92 Zг при нулевом угловом моменте. Вычисления, результаты которых показаны на рис. 2*a* и 2*6*, проведены без учета слагаемого с дельта-функцией. Потенциалы СиЯВ на рис. 2*a* не убывают при уменьшении *R* и, соответственно, потенциалы $U_{tot}(R)$ на рис. 2*6* не имеют барьеров. Стало быть, их нельзя использовать для описания данных по слиянию (захвату) при столкновении тяжелых ионов. Однако потенциалы U_n на рис. 2*a* возрастают с разной скоростью: те из них, что соответствуют наборам параметров NL2_0 и HS 0 возрастают с убыванием *R* значительно медленнее, чем два других ТРСП-потенциала, NL1_0 и NL3_0. Для сравнения на рис. 2 показаны также потенциалы, полученные с силами M3Y.

В качестве следующего шага мы вычислили ТРСП U_n потенциалы с учетом J_{00} (т.е. с обменным слагаемым). Результаты этих расчетов снабжены индексом "Е". Результирующие потенциалы показаны на рис. 2e и 2e. Для параметров NL1 и NL3 учет обменного слагаемого качественно не изменил картину: полные потенциалы взаимодействия по-прежнему не имеют барьеров. Однако, потенциал $U_n(NL2_E)$ убывает подобно $U_n(M3Y_E)$ (рис. 2e) и в результате на рис. 2e по-



Рис. 1. Прямая часть эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия (т.е. без учета члена с дельтафункцией). Использованы следующие NN силы: сплошная линия без символов – M3Y_0, штриховая линия – NL1_0, сплошная линия с открытыми кружками – NL2_0, сплошная линия с черными квадратами – NL3_0, сплошная линия с черными треугольниками – HS_0.



Рис. 2. СиЯВ ((*a*) и (*в*)) и полный ядро-ядерный потенциал ((δ) и (ϵ)) в зависимости от межцентрового расстояния для реакции ¹²C + ⁹²Zr. Панели (*a*) и (δ) соответствуют расчетам без обменного слагаемого, панели (*в*) и (ϵ) – расчетам с учетом этого слагаемого. Все обозначения как на рис. 1.

является барьер. Форма и высота этого барьера близки к полученным с M3Y_E нуклон-нуклонным взаимодействием. Силы HS из работы [11] также



Рис. 3. Прямая часть эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия (т.е. без учета члена с дельтафункцией): детальная картина для малых расстояний между нуклонами. Все обозначения как на рис. 1.

приводят к ядро-ядерному потенциалу, который убывает по мере сближения ядер (см. рис. 2 θ). Соответственно, полный потенциал U_{tot} (HS_E) имеет барьер, который очень похож на барьер U_{tot} (NL2_E) (см. рис. 2 ϵ). Поэтому мы проводим сравнение с экспериментальными данными, используя только потенциал U_{tot} (HS_E).

Попытаемся качественно понять поведение ТРСП потенциалов СиЯВ, анализируя нуклоннуклонные силы на рис. 1. Сравнивая кривые, соответствующие ТРСП и МЗҮ, можно было бы ожидать, что все ТРСП СиЯВ потенциалы будут убывать при сближении ядер, приводя к появлению барьера на графике $U_{tot}(R)$. В самом деле, силы v_{NN} (ТРСП) выглядят очень похожими на v_{NN} (МЗҮ), причем минимумы у v_{NN} (ТРСП) даже глубже.

Чтобы разобраться в этом кажущемся противоречии, мы показываем на рис. З прямые части всех пяти v_{NN} -потенциалов при малых значениях аргумента. В таком представлении видно, что v_{NN} (NL1_0) и v_{NN} (NL3_0) при уменьшении *r* возрастают гораздо быстрее, чем три остальных. Более

Таблица 2. Реакции, результаты расчетов для которых представлены на рис. 4; оптимальные значения амплитуды коэффициента трения K_{Rm} ; соответствующие значения χ_m^2 . В последних колонках приведены высоты кулоновских барьеров для нулевого углового момента U_{B0} , вычисленные в настоящей работе с HS_E-параметрами и в работе [7] с M3Y Е-параметрами

Реакция	K_{Rm} (зс · Гэ \mathbf{B}^{-1})		x	2 m	<i>U_{B0}</i> (МэВ)		
	данная работа, HS_E	работа [7], M3Y_E	данная работа, HS_E	работа [7], МЗҮ_Е	данная работа, HS_E	работа [7], M3Y_E	
$^{16}O + ^{92}Zr$	17	27	7	17	41.90	41.6	
$^{16}O + {}^{144}Sm$	10	16	7	8	61.05	60.7	
$^{12}C + ^{208}Pb$	9	16	7	7	57.95	57.8	
28 Si + 92 Zr	12	19	3	3	71.01	70.5	
$^{12}C + ^{144}Sm$	17	23	0.07	0.04	46.64	46.4	

того, *r*-зависимости $v_{NN}(NL2_0)$ и $v_{NN}(HS_0)$ при малых значениях *r* становятся близки к $v_{NN}(M3Y_0)$. Таким образом, естественно ожидать, что при использовании этих трех нуклоннуклонных сил барьеры будут получаться близкими по высоте и радиусу.

В потенциалах v_{NN} (NL1_0) и v_{NN} (NL3_0) отталкивание наступает при слишком большом расстоянии между нуклонами по сравнению с тремя потенциалами, обсуждавшимися в предыдущем абзаце. Данное наблюдение, как нам представляется, объясняет отсутствие барьеров для этих двух потенциалов.

Энергия СиЯВ вычислялась в рамках ТРСП ранее в работах [11, 12, 18]. *NN*-силы из работы [11] (HS_0) показаны на рис. 1 и рис. 3, а барьеры, которые получаются при использовании HS_E представлены ниже в табл. 2. Наши вычисления приблизительно воспроизводят барьер для реакции ¹⁴C + ²⁰⁸Pb (см. рис. 2 в [11]). Мы вычисляли барьер для реакции ¹²C + ²⁰⁸Pb и получили $U_{B0}(NL2_E) = 58.3 \text{ МэВ и } U_{B0}(HS_E) = 58.0 \text{ МэВ.}$ Эти значения близки к $U_{B0} \approx 57 \text{ МэВ}$ (см. вставку на рис. 2 в [11]).

Сравнение наших результатов с результатами работы [18] вызывает трудности, так как подходы, использованные в этих двух работах, слишком различны. В самом деле, мы используем SKX HF плотности, тогда как в работе [18] использованы плотности, полученные в релятивистском подходе Хартри–Боголюбова. Кроме того, в [18] для NN сил использовано приближение дельта-функции, тогда как мы используем ТРСП-силы с конечными радиусами взаимодействия.

Наш результат в отношении отсутствия барьера при использовании NL3-сил как будто находится в противоречии с результатами работы [12], в которой сечения слияния вычислялись с использованием этого NN взаимодействия. Один источник кажущегося противоречия – различные плотности, использованные в [12] и в настоящей работе. А именно, в [12] плотности получались с использованием того же NL3 взаимодействия, тогда как у нас используются SKX HF плотности. Другая возможная причина состоит в том, что в сравниваемых двух работах расчеты сделаны для разных реакций. Следует заметить, что в работе [8] для реакции $p + {}^{120}$ Те полный потенциал взаимолействия. основанный на NL3 NN силах. не имеет барьера как и в наших расчетах. Вопрос об этом кажущемся противоречии, возможно, требует дальнейшего изучения.

ВЫЧИСЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ СЛИЯНИЯ

Перейдем теперь к сравнению с экспериментом. Для этой цели мы выбрали высокоточные данные по надбарьерным сечениям слияния в реакциях $^{16}O + ^{92}Zr \ u^{28}Si + ^{92}Zr [19], ^{16}O + ^{144}Sm [20], ^{16}O + ^{208}Pb [21], ^{12}C + ^{144}Sm [22] (данные зачастую взяты из базы данных [23]). Следует заметить, что экспериментальные погрешности в работах [19–21] составляют 0.5–1%, тогда как в [22] – около 5%.$

Сечения слияния в данной работе вычисляются с помощью флуктуационно-диссипативной траекторной модели, разработанной в [6, 7, 24]. Эта модель подробно описана и тщательно протестирована в указанных работах, поэтому здесь приведено лишь ее краткое описание.

Физическая картина модели похожа на использованную в работе [25]: воображаемая броуновская частица с приведенной массой движется под действием консервативной, диссипативной и случайной сил. Мы изучаем процесс при энергиях столкновения заметно выше кулоновского барьера, так что квантовые эффекты (туннелирование и связь каналов) не учитываются. В рассматриваемых реакциях участвуют только сферические ядра. Эти ядра довольно жесткие, благодаря по крайней мере одной (нейтронной или протонной) замкнутой оболочке. Поэтому мы ограничиваемся моделированием с одной степенью свободы, соответствующей радиальному движению. Это движение описывается безразмерной координатой q, которая пропорциональна межцентровому расстоянию *R*. В [26] было показано, что орбитальную степень свободы можно опустить, так как ее учет влияет на сечения в пределах статистических погрешностей, которые в данной работе составляют около 1%.

В [27] было показано, что эффекты памяти в столкновениях тяжелых ионов существенны только вблизи точки касания. В наших расчетах такая конфигурация никогда не достигается, поэтому мы описываем процесс с помощью уравнений типа уравнений Ланжевена с белым шумом и мгновенным трением:

$$dp = (F_U + F_{cen} + F_D)dt + \sqrt{2D}dW, \qquad (4)$$

$$dq = pdt/m_q, (5)$$

$$F_U = -dU/dq, \qquad (6)$$

$$F_{cen} = \frac{\hbar^2 L^2}{m_q q^3},\tag{7}$$

$$F_D = -\frac{p}{m_q} K_R \left(\frac{dU_n}{dq}\right)^2,\tag{8}$$

$$D = \Theta K_R \left(\frac{dU_n}{dq}\right)^2.$$
 (9)

Здесь p — импульс, отвечающий радиальному движению; F_U , F_{cen} и F_D — консервативная, центробежная и диссипативная силы соответственно. Последняя связана с потенциалом СиЯВ формулой поверхностного трения (8) [28, 29]. $\hbar L$ представляет собой проекцию орбитального углового момента на ось, перпендикулярную плоскости реакции; m_q — инерционный параметр; K_R обозначает амплитуду коэффициента трения; D — коэффициент диффузии, пропорциональный температуре θ . Случайная сила пропорциональна приращению dW винеровского процесса W; это приращение имеет нулевое среднее и дисперсию равную dt. Уравнения (4), (5) решались численно методом Рунге—Кутта (см. детали в [24, 30]).

Сечения захвата вычислялись по стандартной квантово-механической формуле (см., например, [31])

$$\sigma_{th} = \frac{\pi \hbar^2}{2m_R E_{c.m.}} \sum_{L=0}^{L_{max}} (2L+1) T_L.$$
(10)

Здесь $E_{c.m.}$ – энергия столкновения в системе центра масс; $m_R = m_n A_p A_T / (A_p + A_T)$ включает в себя массу нуклона m_n и массовые числа ядра-снаряда (A_p) и ядра-мишени (A_T) ; L_{max} – максимальное значение углового момента, выше которого коэффициент прохождения T_L становится достаточно малым. Коэффициент прохождения является результатом динамического моделирования, описанного выше.

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Мы вычисляем сечения слияния σ_{th} , варьируя амплитуду коэффициента трения K_R в формулах (8), (9) для каждой реакции, подобно тому, как это сделано в [7, 24]. Расчетные сечения сравниваются с экспериментальными σ_{exp} с помощью формулы (11)

$$\chi^{2} = \frac{1}{\upsilon} \sum_{i=1}^{\upsilon} \left(\frac{\sigma_{ith} - \sigma_{iexp}}{\Delta \sigma_{iexp}} \right)^{2}.$$
 (11)

Здесь σ_{ith} соответствует значению $E_{c.m.i}$, а σ_{iexp} и Δσ_{*iexp*} – экспериментальное сечение и его погрешность для того же значения энергии столкновения. Оптимальное значение амплитуды коэффициента трения, K_{Rm} , соответствует минимуму величины χ^2 , χ^2_m . Полученные таким образом значения K_{Rm} , χ^2_m , и U_{B0} (высота кулоновского барьера для нулевого углового момента) собраны в табл. 2. Они сравниваются со значениями, найденными в [7]. Оптимальные значения амплитуды коэффициента трения, найденные в настоящей работе, оказываются значительно меньше значений, полученных в [7] потому, что высоты барьеров в настоящей работе получились несколько больше. Значения χ^2_m в настоящих ТРСП-расчетах оказываются примерно такими же, как и в [7], не обнаруживая никакой регулярной закономерности.

Рисунок 4 дает визуальное представление о степени согласия расчетных сечений с экспериментальными. На нем показано отношение σ_{th}/σ_{exp} как функция $U_{B0}/E_{c.m.}$ для пяти реакций из табл. 2. Теоретические сечения получены с использованием HS_E *NN*-сил с оптимальными значениями $K_{Rm.}$ Типичные статистические погрешности ланжевеновских расчетов составляют около 1%. Рису-



Рис. 4. Отношение σ_{th}/σ_{exp} как функция $U_{B0}/E_{c.m.}$ для пяти реакций из табл. 2: сплошные квадраты – $^{16}O + ^{92}Zr$, открытые треугольники – $^{16}O + ^{144}Sm$, сплошные кружки – $^{12}C + ^{208}$ Pb, сплошные звездочки – $^{28}Si + ^{92}Zr$, открытые ромбы – $^{12}C + ^{144}Sm$.

нок 4 показывает довольно хорошее качество теоретического описания данных: из 42 точек только две выходят за пределы 5%-ной полосы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе вычислены сечения слияния для пяти реакций со сферическими ядрами при энергиях столкновения выше кулоновского барьера. Для этого использован ядро-ядерный потенциал, полученный в модели двойной свертки (см. формулу (3)) с нуклон-нуклонными (NN) силами v_{NN} , основанными на теории релятивистского среднего поля (ТРСП). Эти NN-силы соответствуют NL1, NL2, NL3 и HS наборам параметров ТРСП, которые встречаются в литературе. Использованные для расчетов плотности нуклонов были вычислены в хартри-фоковском подходе с силами Скирма (SKX-параметризация) с учетом тензорного характера сил.

Наши расчеты показали, что два из этих наборов параметров (NL1 и NL3) приводят к полному потенциалу ядро-ядерного взаимодействия (сильное + кулоновское), не имеющему барьера. При учете обменного слагаемого в NN-силах (такого же как в M3Y парижских силах) барьер появляется только для NL2- и HS-наборов параметров. Причину отсутствия/наличия барьера мы видим в скорости роста прямой части NN-сил при уменьшении расстояния между нуклонами. Высоты релятивистских кулоновских барьеров в наших расчетах оказались близки к полученным ранее с использованием M3Y NN-сил. Ядро-ядерные потенциалы, рассчитанные с использованием HS ТРСП *NN*-сил, были использованы для вычисления сечений слияния с помощью флуктуационно-диссипативной траекторной модели с поверхностным трением, известной в литературе. Теоретические сечения сравниваются "точка в точку" с высокоточными экспериментальными сечениями (типичная погрешность около 1%) для пяти реакций. Результат сравнения демонстрирует хорошее качество согласия теории с экспериментом: типичный хи-квадрат составляет несколько единиц. Расчеты с NL2-параметрами дают сходный результат (см. [32]).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Reinhard P.G., Rufa M., Maruhn J. et al. // Z. Phys. 1986. A. 323. P. 13.
- Hirata D., Toki H., Watabe T. et al. // Phys. Rev. C. 1991. V. 44. P. 1467.
- 3. Sugahara Y., Toki H. // Nucl. Phys. A. 1994. V. 579. P. 557.
- Newton J.O., Butt R.D., Dasgupta M. et al. // Phys. Lett. B. 2004. V. 586. P. 219.
- Newton J.O., Butt R.D., Dasgupta M. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. Art. No. 024605.
- Gontchar I.I., Bhattacharya R., Chushnyakova M.V. // Phys. Rev. C. 2014. V. 89. Art. No. 034601.
- Chushnyakova M.V., Bhattacharya R., Gontchar I.I. // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. Art. No. 017603.
- Lahiri C., Biswal S.K., Patra S.K. // Int. J. Mod. Phys. E. 2016. V. 25. Art. No. 1650015.
- Lalazissis G.A., König J., Ring P. // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 540.
- Horowitz C.J., Serot B.D. // Nucl. Phys. A. 1981. V. 368. P. 503.
- Singh B., Bhuyan M., Patra S.K., Gupta R.K. // J. Phys. G. 2012. V. 39. Art. No. 025101.
- Bhuyan M., Kumar R. // Phys. Rev. C. 2018. V. 98. Art. No. 054610.
- Anantaraman N., Toki H., Bertsch G.F.// Nucl. Phys. A. 1983. V. 398. P. 269.
- Gontchar I.I., Hinde D.J., Dasgupta M., Newton J.O. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. Art. No. 024610.
- 15. Gontchar I.I., Chushnyakova M.V. // Comput. Phys. Commun. 2010. V. 181. P. 168.
- 16. Bhattacharya R. // Nucl. Phys. A. 2013. V. 913. P. 1.
- 17. Brown B.A. // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 220.
- Gasques L.R., Afanasjev A.V., Beard M. et al. // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. Art. No. 045802.
- Newton J.O., Morton C.R., Dasgupta M. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. Art. No. 064608.
- Leigh J.R., Dasgupta M., Hinde D.J. et al. // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 3151.
- Dasgupta M., Hinde D.J., Diaz-Torres A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. Art. No. 192701.
- 22. Kossakowski R., Jastrzbski J., Rymuza P. et al. // Phys. Rev. C. 1985. V. 32. P. 1612.

- 23. Zagrebaev V.I., Denikin A.S., Karpov A.V. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2017. V. 859. P. 112.
- Chushnyakova M.V., Gontchar I.I. // Phys. Rev. C. 2013. V. 87. Art. No. 014614.
- 25. Fröbrich P., Gontchar I.I. // Phys. Rep. 1998. V. 292. P. 131.
- 26. *Chushnyakova M.V., Gontchar I.I.* // J. Phys. G. 2013. V. 40. Art. No. 095108.
- 27. Wen K., Sakata F., Li Z.-X. et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. Art. No. 012501.
- Gross D.H.E., Kalinowski H. // Phys. Rep. 1978. V. 45. P. 175.
- 29. Fröbrich P. // Phys. Rep. 1984. V. 116. P. 337.
- 30. Gegechkori A.E., Anischenko Y.A., Nadtochy P.N., Adeev G.D. // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 2007.
- 31. *Fröbrich P., Lipperheide R*. Theory of nuclear reactions. Oxford: Clarendon Press, 1996.
- 32. Chushnyakova M.V., Gontchar I.I., Khmyrova N.A. // J. Phys. G. 2021. V. 48. Art. № 015101.

Relativistic mean-field effective NN forces in dynamical modeling of heavy-ion fusion

M. V. Chushnyakova^a, I. I. Gontchar^b, N. A. Khmyrova^b, A. A. Klimochkina^{c, *}

^aPhysics Department, Omsk State Technical University, Omsk, 644050 Russia ^bPhysics and Chemistry Department, Omsk State Transport University, Omsk, 644046 Russia ^cPhysics Department, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia *e-mail: klimann16@gmail.com

Precision experimental fusion cross-sections for the reactions with spherical nuclei are quantitatively analyzed using the relativistic mean field effective interaction. Only for two of four considered parameter sets of this interaction, the Coulomb barrier presents. The analysis of the cross-sections within the framework of a dynamical model results in good agreement with the experimental data.
УДК 539.120.7:121.4

О КОВАРИАНТНОМ ОПИСАНИИ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОДОЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛЕПТОНОВ ЯДРАМИ С ПОЛУЦЕЛЫМ СПИНОМ

© 2021 г. М. Я. Сафин*

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Российский университет дружбы народов", Москва, Россия

> **E-mail: misafin@gmail.com* Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

В рамках формализма Рариты—Швингера рассмотрено упругое электрослабое рассеяние продольно поляризованных заряженных лептонов на ядрах полуцелого спина. Для ядер со спином $J \le 5/2$ построены вершинные операторы электромагнитного и слабого нейтрального токов, а также матрицы плотности неполяризованного состояния ядра. Получены выражения для мультипольных форм-факторов этих ядер через инвариантные форм-факторы эффективного электрослабого тока ядра, а также для право-левой асимметрии сечения рассеяния.

DOI: 10.31857/S0367676521050197

введение

Электрослабые форм-факторы описывают внутреннюю структуру ядер, и их изучение представляет большой интерес как для понимания нуклон-нуклонных взаимодействий, так и для изучения фундаментальных законов взаимодействия элементарных частиц [1-5]. В упругом (когерентном) рассеянии ядро участвует как целостный объект, и при исследовании рассеяния на нем лептонов представляет интерес ковариантное описание [6-8] основного состояния ядра и, соответственно, вершинных функций электромагнитного и слабого токов. Физическая интерпретация инвариантных форм-факторов достигается путем мультипольных разложений в системе Брейта матричных элементов компонент эффективного электрослабого тока ядра. В развитие результатов работы [6] получены выражения для мультипольных форм-факторов ядер с полуцелым спином $J \le 5/2$ через инвариантные форм-факторы эффективного электрослабого тока ядра.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ ПРОДОЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЛЕПТОНОВ

Сечение упругого электрослабого рассеяния заряженных лептонов спиральности ζ при высокой энергии ($m_l/M, m_l/E \ll 1$) в лабораторной системе имеет вид [6]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{Mott} \left\{ W_1(\tau) + 2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} W_2(\tau) - \zeta \tau \left[\frac{M}{E} + \left(1 + \frac{M}{E} \right) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right] W_4(\tau) \right\},$$
(1)

где

$$\sigma_{Mott} = \frac{Z^2 \alpha^2}{4E^2} \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{1}{1 + \left(\frac{2E}{M}\right)\sin^2 \frac{\theta}{2}},$$
 (2)

 $\tau = -q^2/4M^2$, *E* – энергия налетающего лептона, θ – угол его рассеяния, *M* – масса ядра, а структурные функции $W_i(\tau)$ имеют вид

$$W_{1}(\tau) = \Phi_{C}^{2}(\tau) + \beta_{1}^{2}(J) \Big[\tau \Phi_{M}^{2}(\tau) + \Phi_{5E}^{2}(\tau) \Big], \quad (3a)$$

$$W_{2}(\tau) = \beta_{1}^{2}(J)(1+\tau) \Big[\tau \Phi_{M}^{2}(\tau) + \Phi_{5E}^{2}(\tau) \Big], \quad (36)$$

$$W_4(\tau) = -4\beta_1^2(J)\sqrt{1+\tau}\Phi_{int}(\tau).$$
(3B)

Для эффективных форм-факторов $\Phi_{C}^{2}(\tau)$, $\Phi_{M}^{2}(\tau)$, $\Phi_{5E}^{2}(\tau)$ и $\Phi_{int}(\tau)$ ядра произвольного спина справедливы разложения по мультипольным моментам любого допустимого порядка *l* ≤ 2*J*:

$$\Phi_{C}^{2}\left(\tau\right) = \sum_{I \text{ четные}} 2^{2I} \beta_{I}^{2}\left(J\right) \tau^{I} \Phi_{CI}^{2}\left(\tau\right), \qquad (4a)$$

$$\Phi_{M,5E}^{2}(\tau) = \sum_{\substack{l \neq 0 \text{ vertfor}}} 2^{2l-2} \left(\frac{l+1}{2l}\right) \gamma_{l}^{2}(J) \tau^{l-1} \Phi_{Ml,5El}^{2}(\tau),$$
(46)

$$\Phi_{int}(\tau) =$$

$$= \sum_{l \text{ нечетные}} 2^{2l-2} \left(\frac{l+1}{2l}\right) \gamma_l^2(J) \tau^{l-1} \Phi_{Ml} \Phi_{5El}(\tau), \quad (4B)$$

где

=

$$\gamma_l^2(J) = \beta_l^2(J) / \beta_1^2(J), \quad \beta_1^2(J) = (J+1) / 3J, \quad (5a)$$

$$\beta_l(J) = \frac{\sqrt{2l+1}}{(2l+1)!!} \left[\frac{(2J+l+1)!(2J-l)!}{(2J+1)!(2J)!} \right]^{l/2}.$$
 (56)

В пренебрежении вкладами чисто слабого взаимодействия, сечение (1) представляется в виде суммы электромагнитного и интерференционного сечений:

 $d\sigma = d\sigma_{em} + d\sigma_{int}$

где

$$\frac{d\sigma_{em}}{d\Omega} = \sigma_{Mott} \left\{ F_C^2(\tau) + \tau \left(\frac{J+1}{3J}\right) \times \left[1 + 2(1+\tau) t \sigma^2 \frac{\theta}{2}\right] F_C^2(\tau) \right\}$$
(6a)

$$\frac{d\sigma_{int}}{d\Omega} = -2\delta_{\zeta}\sigma_{Mott}\left\{f_{C}\left(\tau\right) + \tau\left(\frac{J+1}{3J}\right) \times \left[1 + 2\left(1 + \tau\right) tg^{2}\frac{\theta}{2}\right]f_{M}\left(\tau\right) + 2\zeta\tau\sqrt{1 + \tau}\left(\frac{J+1}{3J}\right) \times \left[\frac{M}{E} + \left(1 + \frac{M}{E}\right) tg^{2}\frac{\theta}{2}\right]f_{int}\right\},$$
(66)

причем,

$$F_{C}^{2}(\tau) = \sum_{l \text{ verthe}} 2^{2l} \beta_{l}^{2}(J) \tau^{l} F_{Cl}^{2}(\tau), \qquad (7a)$$

$$F_{M}^{2}(\tau) = \sum_{l \text{ нечетные}} 2^{2l-2} \left(\frac{l+1}{2l}\right) \gamma_{l}^{2}(J) \tau^{l-1} F_{Ml}^{2}(\tau), \quad (76)$$

являются хорошо известными мультипольными разложениями зарядового и магнитного формфакторов, а

(-)

$$f_{C}(\tau) = \sum_{l \text{ четные}} 2^{2l} \beta_{l}^{2}(J) \tau^{l} F_{Cl}(\tau) g_{Cl}(\tau), \qquad (7B)$$

$$J_{M}(\tau) = \sum_{l \text{ heverthee}} 2^{2l-2} \left(\frac{l+1}{2l} \right) \gamma_{l}^{2}(J) \tau^{l-1} F_{Ml}(\tau) g_{Ml}(\tau), \quad (7\Gamma)$$

$$f_{int}(\tau) = \sum_{l \text{ нечетные}} 2^{2l-2} \left(\frac{l+1}{2l}\right) \gamma_l^2(J) \tau^{l-1} F_{Ml} g_{5El}(\tau).$$
(7д)

представляют собой корреляции электромагнитных и слабых мультипольных моментов ядра произвольного спина.

В формуле (6б) и далее принято

$$\delta_{\zeta} = \frac{A^2}{Z} \delta_{0p} \tau(g_{Vl} - \zeta g_{Al}), \quad A = \frac{M}{m_p},$$

$$\delta_{0p} = \frac{G_F m_p^2}{\pi \alpha \sqrt{2}} \approx 3.14 \cdot 10^{-4}.$$
 (8)

Здесь *g_{Vl}* и *g_{Al}* – векторная и аксиально-векторная константы слабого нейтрального тока лептона.

КОВАРИАНТНОЕ ОПИСАНИЕ РАССЕЯНИЯ ЛЕПТОНОВ НА ЯДРАХ ПОЛУЦЕЛОГО СПИНА

В случае лептонов высокой энергии $(E \ge m_l)$ амплитуду рассеяния можно представить в виде произведения электромагнитного тока лептона и эффективного тока ядра:

$$M = \frac{4\pi Z\alpha}{q^2} j_{(em)\mu} J_{eff}^{\mu}, \qquad (9)$$

(6)

$$J_{eff}^{\mu} = J_{em}^{\mu} - \delta_{\zeta} J_{nc}^{\mu}.$$
 (10)

Электромагнитный (*em*) и слабый нейтральный (*nc*) токи ядра могут быть представлены в виде

$$J_{em,weak}^{\mu} = \overline{U}_{(\alpha)_{j}}(p') \Gamma_{em,nc}^{\mu(\alpha)_{j}(\beta)_{j}} U_{(\beta)_{j}}(p).$$
(11)

Здесь спин-тензорная волновая функция $U^{\lambda}_{(\alpha)_i}(p)$ с симметричным мультииндексом $(\alpha)_j =$

 $= \alpha_1...\alpha_j$, описывающая ядро со спином J = j + 1/2, удовлетворяет уравнению Дирака, а также условиям поперечности и бесследовости (см., например, [8]).

С учетом факторизованности дираковских свойств волновой функции вершинные операторы можно представить в виде

$$\Gamma_{em,nc}^{\mu(\alpha)_{j}(\beta)_{j}} = \sum_{n=1}^{j+1} Q_{n}^{(\alpha)_{j}(\beta)_{j}} \Gamma_{em,nc;n}^{\mu},$$
(12)

где стандартные электромагнитные и слабые дираковские компоненты даются формулами

$$\Gamma^{\mu}_{em;n} = \gamma^{\mu} F_{M}^{(n)} - \frac{P^{\mu}}{2M} F_{2}^{(n)}, \qquad (13a)$$

$$\Gamma^{\mu}_{nc;n} = \gamma^{\mu} g_{M}^{(n)} - \frac{P^{\mu}}{2M} g_{2}^{(n)} + \gamma^{\mu} \gamma^{5} g_{A}^{(n)}.$$
 (136)

Величины $Q_n^{(\alpha)_j(\beta)_j}$ в (12) получаются путем надлежащей симметризации следующих произведений $(t^{\alpha} = q^{\alpha}/2M)$:

$$Q_{n0}^{(\alpha)_{j}(\beta)_{j}} = \prod_{i=1}^{n-1} t^{\alpha_{i}} t^{\beta_{i}} \prod_{k=n}^{j} g^{\alpha_{k}\beta_{k}}.$$
 (14)

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 5 2021

Согласно (10) вершина эффективного тока ядра $J^{\mu}_{e\!f\!f}$

$$\Gamma_{eff}^{\mu(\alpha)_j(\beta)_j} = \Gamma_{em}^{\mu(\alpha)_j(\beta)_j} - \delta_{\zeta} \Gamma_{nc}^{\mu(\alpha)_j(\beta)_j}, \qquad (15)$$

а ее компоненты имеют вид

$$\Gamma^{\mu}_{eff;n} = \gamma^{\mu} \Phi^{(n)}_{M} - \frac{P^{\mu}}{2M} \Phi^{(n)}_{2} + \gamma^{\mu} \gamma^{5} \Phi^{(n)}_{A}, \qquad (16)$$

где

$$\Phi_{M}^{(n)} = F_{M}^{(n)} - \delta_{\zeta} g_{M}^{(n)}, \quad \Phi_{2}^{(n)} = F_{2}^{(n)} - \delta_{\zeta} g_{2}^{(n)}, \qquad (17)$$
$$\Phi_{A}^{(n)} = -\delta_{\zeta} g_{A}^{(n)}.$$

МУЛЬТИПОЛЬНЫЕ И ИНВАРИАНТНЫЕ ФОРМ-ФАКТОРЫ ЯДЕР ПОЛУЦЕЛОГО СПИНА

Объединим формулы (6) для чисто электромагнитного и интерференционного сечений в выражение, включающее эффективные форм-факторы:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_{Mott}}{1+\tau} \left\{ \Phi_E^2 + \tau \left(\frac{J+1}{3J} \right) \left[1 + 2(1+\tau) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right] \times \left[\tau \Phi_M^2 + (1+\tau) \Phi_{5E}^2 \right] + 2\zeta \tau (1+\tau) \left(\frac{J+1}{3J} \right) \times (18) \times \left[\frac{M}{E} + \left(1 + \frac{M}{E} \right) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right] \Phi_{int} \right\}.$$

Обратимся сначала к простейшему и легко интерпретируемому случаю рассеяния лептонов на ядрах со спином J = 1/2 (j = 0), к которому относится, в частности, интенсивно изучаемое рассеяние электронов на протонах [9, 10]. В этом случае имеются лишь три мультипольных форм-фактора: зарядовый, магнитный дипольный и аксиальный ($\Phi'_{y_l} = \sqrt{1 + \tau} \Phi_{y_l}$):

$$\Phi'_{C0}(\tau) = \Phi_{E}^{(1)}(\tau), \quad \Phi'_{M1}(\tau) = \Phi_{M}^{(1)}(\tau), \quad (19)$$

$$\Phi_{5E1}(\tau) = -\Phi_{A}^{(1)}(\tau), \quad \Phi_{int}(\tau) = \Phi_{M1}(\tau)\Phi_{5E1}(\tau).$$

Здесь и далее используются аналоги электрического и магнитного саксовских форм-факторов нуклона

$$\Phi_{E}^{(n)}(\tau) = \Phi_{1}^{(n)}(\tau) - \tau \Phi_{2}^{(n)}(\tau),
\Phi_{M}^{(n)}(\tau) = \Phi_{1}^{(n)}(\tau) + \Phi_{2}^{(n)}(\tau).$$
(20)

Ядро мишень со спином J = 3/2 (j = 1).

В этом случае эффективный ток ядра имеет вид

$$J_{eff}^{\mu} = \overline{U}_{\alpha} \left(p' \right) \Gamma_{eff}^{\mu;\alpha\beta} U_{\beta} \left(p \right), \tag{21}$$

а вершинный оператор равен

$$\Gamma_{eff}^{\mu;\alpha\beta} = g^{\alpha\beta}\Gamma_{eff;1}^{\mu} + t^{\alpha}t^{\beta}\Gamma_{eff;2}^{\mu}, \qquad (22)$$

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 5 2021

Для вычисления квадрата амплитуды (9) необходима матрица плотности $\Lambda_{\alpha\beta}^{3/2}(p) = U_{\alpha}(p)\overline{U}_{\beta}(p)$ неполяризованного состояния ядра спина 3/2 [7]

$$\Lambda_{\alpha\beta}^{3/2}(p) = (\hat{p} + M) \left(\overline{g}_{\alpha\beta} + \frac{1}{3} \gamma_{\alpha}^{-} \gamma_{\beta}^{+} \right) =$$

$$= \left(\overline{g}_{\alpha\beta} + \frac{1}{3} \gamma_{\alpha}^{+} \gamma_{\beta}^{-} \right) (\hat{p} + M).$$
(23)

Здесь и далее приняты обозначения

$$\overline{g}_{\alpha\beta} = -g_{\alpha\beta} + \frac{p_{\alpha}p_{\beta}}{M^2}, \quad \gamma_{\alpha}^{\pm} = \gamma_{\alpha} \pm \frac{p_{\alpha}}{M}.$$
 (24)

В результате получим мультипольные разложения входящих в (18) эффективных форм-факторов:

$$\Phi_{E}^{2} = \Phi_{C0}^{2} + \frac{4}{9}\tau^{2}\Phi_{C2}^{2}, \quad \Phi_{M}^{2} = \Phi_{M1}^{2} + \frac{32}{75}\tau^{2}\Phi_{M3}^{2},$$

$$\Phi_{5E}^{2} = \Phi_{5E1}^{2} + \frac{32}{75}\tau^{2}\Phi_{5E3}^{2}, \quad \Phi_{int} = \Phi_{M1}\Phi_{5E1} + (25)$$

$$+ \frac{32}{75}\tau^{2}\Phi_{M3}\Phi_{5E3}.$$

Здесь электрические зарядовый Φ_{C0} и квадрупольный Φ_{C2} , а также магнитные дипольный Φ_{M1} и октупольный Φ_{M3} и соответствующие аксиальные форм-факторы имеют вид:

$$\Phi_{C0}' = \left(1 + \frac{2}{3}\tau\right)\Phi_E^{(1)} - \frac{1}{3}\tau(1+\tau)\Phi_E^{(2)},$$

$$\Phi_{C2}' = \Phi_E^{(1)} - \frac{1}{2}(1+\tau)\Phi_E^{(2)},$$
(26a)

$$\Phi'_{M1} = \left(1 + \frac{4}{5}\tau\right)\Phi_{M}^{(1)} - \frac{2}{5}\tau(1+\tau)\Phi_{M}^{(2)},$$

$$\Phi'_{M3} = \frac{3}{2}\left[\Phi_{M}^{(1)} - \frac{1}{2}(1+\tau)\Phi_{M}^{(2)}\right],$$

$$\Phi_{5E1} = -\left(1 + \frac{4}{5}\tau\right)\Phi_{A}^{(1)} + \frac{2}{5}\tau(1+\tau)\Phi_{A}^{(2)},$$

$$\Phi_{5E3} = -\frac{3}{2}\left[\Phi_{A}^{(1)} - \frac{1}{2}(1+\tau)\Phi_{A}^{(2)}\right].$$
(266)

Ядро мишень со спином J = 5/2 (j = 2). В этом случае эффективный ток ядра имеет вид

$$J_{eff}^{\mu} = \overline{U}_{\alpha\beta}(p') \Gamma_{eff}^{\mu;\alpha\beta\sigma\delta} U_{\sigma\delta}(p), \qquad (27)$$

а вершинный оператор согласно (12) дается выражением

$$\Gamma_{eff}^{\mu;\alpha\beta\sigma\delta} = Q_1^{\alpha\beta\sigma\delta}\Gamma_{eff;1}^{\mu} + Q_2^{\alpha\beta\sigma\delta}\Gamma_{eff;2}^{\mu} + Q_3^{\alpha\beta\sigma\delta}\Gamma_{eff;3}^{\mu}, \quad (28)$$

в котором

- αβαδ 1/ ασ βδ

$$Q_{\rm l}^{\alpha\beta\sigma\delta} = \frac{1}{2} \Big(g^{\alpha\sigma} g^{\beta\delta} + g^{\alpha\delta} g^{\beta\sigma} \Big), \qquad (29a)$$

$$Q_2^{\alpha\beta\sigma\delta} = \frac{1}{4} \Big(g^{\alpha\sigma} t^{\beta} t^{\delta} + g^{\alpha\delta} t^{\sigma} t^{\beta} + g^{\sigma\beta} t^{\alpha} t^{\delta} + g^{\delta\beta} t^{\sigma} t^{\alpha} \Big).$$
(296)

$$Q_3^{\alpha\beta\sigma\delta} = t^{\alpha}t^{\beta}t^{\sigma}t^{\delta}.$$
 (29B)

Представим матрицу плотности $\Lambda_{\alpha\beta\sigma\delta}^{5/2}(p) = U_{\alpha\beta}(p)\overline{U}_{\sigma\delta}(p)$ в виде

$$\Lambda_{\alpha\beta\sigma\delta}^{5/2}(p) = (\hat{p} + M) \left[\overline{g}_{\alpha\sigma} \overline{g}_{\beta\delta} - \frac{1}{5} \overline{g}_{\alpha\beta} \overline{g}_{\sigma\delta} + \frac{2}{5} \gamma_{\alpha}^{+} \gamma_{\sigma}^{-} \overline{g}_{\beta\delta} \right] = \left[\overline{g}_{\alpha\sigma} \overline{g}_{\beta\delta} - \frac{1}{5} \overline{g}_{\alpha\beta} \overline{g}_{\sigma\delta} + \frac{2}{5} \gamma_{\alpha}^{-} \gamma_{\sigma}^{+} \overline{g}_{\beta\delta} \right] (\hat{p} + M).$$
⁽³⁰⁾

В результате получим выражения для эффективных мультипольных форм-факторов, входящих в разложения (4):

$$\Phi_{C0}' = \left[1 + \frac{4}{3}\tau\left(1 + \frac{2}{5}\tau\right)\right]\Phi_{E}^{(1)} - \frac{1}{3}\tau(1+\tau) \times \\ \times \left(1 + \frac{4}{5}\tau\right)\Phi_{E}^{(2)} + \frac{2}{15}\tau^{2}\left(1+\tau\right)^{2}\Phi_{E}^{(3)},$$
(31a)

$$\Phi_{C2}' = \left(1 + \frac{4}{7}\tau\right)\Phi_E^{(1)} - \frac{1}{4}(1+\tau)\left(1 + \frac{8}{7}\tau\right)\Phi_E^{(2)} + \frac{1}{7}\tau(1+\tau)^2\Phi_E^{(3)},$$
(316)

$$\Phi_{C4}' = \frac{3}{2} \left[\Phi_E^{(1)} - \frac{1}{2} (1+\tau) \Phi_E^{(2)} + \frac{1}{4} (1+\tau)^2 \Phi_E^{(3)} \right], \quad (31B)$$

$$\Phi'_{M1} = \left[1 + \frac{8}{5}\tau\left(1 + \frac{3}{7}\tau\right)\right]\Phi_M^{(1)} - \frac{2}{5}\tau(1 + \tau) \times \\ \times \left(1 + \frac{6}{7}\tau\right)\Phi_M^{(2)} + \frac{6}{35}\tau^2(1 + \tau)^2\Phi_M^{(3)},$$
(31r)

$$\Phi'_{M3} = 3 \left[\left(1 + \frac{2}{3}\tau \right) \Phi_M^{(1)} - \frac{1}{4} (1 + \tau) \left(1 + \frac{4}{3}\tau \right) \Phi_M^{(2)} + \frac{1}{6}\tau (1 + \tau)^2 \Phi_M^{(3)} \right],$$
(31д)

$$\Phi'_{M3} = \frac{15}{2} \left[\Phi_M^{(1)} - \frac{1}{2} (1+\tau) \Phi_M^{(2)} + \frac{1}{4} (1+\tau)^2 \Phi_M^{(3)} \right], (31e)$$

Выражения для мультипольных форм-факторов Φ_{5El} получаются из соответствующих выражений для Φ_{Ml} умножением на $-\sqrt{1+\tau}$ и заменой $\Phi_{M}^{(n)} \rightarrow \Phi_{A}^{(n)}$.

Приведенные формулы позволяют вычислить *P*-нечетную асимметрию процесса упругого рассеяния продольно поляризованных заряженных лептонов, обусловленную интерференцией электромагнитного и слабого взаимодействия электронов с ядром

$$A_{RL} = \frac{d\sigma(\zeta = +1) - d\sigma(\zeta = -1)}{d\sigma(\zeta = +1) + d\sigma(\zeta = -1)}.$$
 (32)

Воспользовавшись формулами (6), получим:

$$A_{RL} = -2\frac{A^2}{Z}\delta_{0p}\tau\left\{2g_{VI}\tau\sqrt{1+\tau}\left(\frac{J+1}{3J}\right)\times\right.$$

$$\left[\frac{M}{E} + \left(1+\frac{M}{E}\right)tg^2\frac{\theta}{2}\right]f_{int} - g_{AI}f_C(\tau) + \tau\left(\frac{J+1}{3J}\right)\times\right.$$

$$\left[\left(1+2(1+\tau)tg^2\frac{\theta}{2}\right)f_M(\tau)\right]\times\right.$$

$$\times\left\{F_C^2(\tau) + \tau\left(\frac{J+1}{3J}\right)\left[1+2(1+\tau)tg^2\frac{\theta}{2}\right]F_M^2(\tau)\right\}^{-1}.$$
(33)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В развитие результатов, полученных в работе [6] по ковариантному описанию упругого рассеяния продольно поляризованных заряженных лептонов на ядрах полуцелого спина в формализме Рариты—Швингера, построены явные выражения для вершинных операторов электромагнитного и слабого нейтрального токов, а также для матриц плотности неполяризованного состояния ядер со спином $J \leq 5/2$.

Вычислены квадраты амплитуд упругого рассеяния лептонов на этих ядрах, и на их основе в системе Брейта (системе нулевой передачи энергии) получены выражения для мультипольных формфакторов ядер через инвариантные форм-факторы эффективного электрослабого тока ядра.

Получено выражение для право-левой асимметрии дифференциального сечения упругого рассеяния продольно поляризованных заряженных лептонов, представленного в виде суммы электромагнитного и интерференционного вкладов, содержащих соответствующие мультипольные форм-факторы.

Публикация подготовлена при поддержке Программы РУДН "5–100".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Engel J., Ramsey-Musolf M.J., van Kolck U. // arXiv: nucl-th/1303.2371v1. 2013.
- 2. *Haxton W.C., Liu C.P., Ramsey-Musolf M.J.* // arXiv: nucl-th/0109014v1. 2001.
- 3. *Erler J., Horowitz C.J., Mantry S., Souder P.A.* // arXiv: hep-ph/1401.6199v2. 2014.
- Akimov D., Albert J.B., An P. et al. // Science. 2017. V. 357. No. 6356. P. 1123.
- 5. Bertulani C.A. // arXiv: nucl-th/0607024v1. 2006.
- Сафин М.Я. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 4. С. 525; Safin M.Ya. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 4. P. 406.
- 7. Богданов Ю.П., Керимов Б.К., Сафин М.Я. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. № 11. С. 2337.
- 8. Богданов Ю.П., Керимов Б.К., Сафин М.Я. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. № 1. С. 103.

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 5 2021

9. *Liyanage A., Armstrong W., Kang H. et al.* // arXiv: nucl-ex/1806.11156v2. 2018.

10. Koshchii O., Afanasev A. // arXiv: nucl-th/1705.00338v1. 2017.

On the covariant description of the elastic scattering of longitudinally polarized leptons by half-integer spin nuclei

M. Ya. Safin*

Peoples' Friendship University of Russia, Moscow, Russia *e-mail: misafin@gmail.com

In the framework of the Rarita–Schwinger formalism, elastic electroweak scattering of longitudinally polarized charged leptons by nuclei of half-integer spin is considered. For nuclei with spin $J \le 5/2$, the vertex operators of the electromagnetic and weak neutral currents, as well as the density matrices of the unpolarized state of the nucleus, are constructed. Expressions are obtained for the multipole form factors of these nuclei in terms of invariant form factors of the effective electroweak current of the nucleus, as well as for the rightleft asymmetry of the scattering cross section. УДК 539.1.074+621.373.5

СИСТЕМА НИЗКОПОРОГОВЫХ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР ДЛЯ МОНИТОРИНГА В ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ

© 2021 г. С. И. Поташев^{1, *}, С. В. Акулиничев¹, Ю. М. Бурмистров¹, А. И. Драчев¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки "Институт ядерных исследований Российской академии наук", Москва, Россия

**E-mail: potashev@inr.ru* Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Создана система из двух низкопороговых воздушных ионизационных камер толщиной 3 мг \cdot см⁻². Система включает новую двухзазорную камеру чувствительной площадью 113 см² с зазорами между электродами 1 мм, изготовленные из полиимидных пленок толщиной 3 мкм и многоканальную камеру. Исследуется вклад рекомбинации и вклады в дозу протонов низкой энергии и δ -электронов. Общая доза облучения системы составила 5 Мрад.

DOI: 10.31857/S0367676521050173

введение

Качественный контроль всех параметров пучка является обязательной и важнейшей частью планирования облучения в канале адронной терапии [1]. Кроме того, необходимо точно измерять параметры заряженного пучка адронов для проведения большинства экспериментов на ускорителях. В частности, необходимо с высокой точностью определять ионизационные потери не хуже 5% и вклад различных типов излучения и частиц в эту величину до и во время облучения. Ионизационные камеры широко используются в системах контроля заряженных пучков и в радиотерапевтической дозиметрии [2, 3].

Ранее были предприняты попытки использовать другие приборы для измерения ионизационных потерь, однако все они имеют существенные недостатки. Например, гибрид ионизационной камеры и сцинтилляционного экрана, просматриваемый телекамерой, не позволяет достоверно определить максимум ионизационных потерь в зависимости от глубины в пике Брэгга [4], для которого соотношение между максимумом и минимумом не удается получить лучше 1.2 : 1. В тоже время, измеренное ионизационной камерой и кремниевым детектором это соотношение составляет около 2:1 [5]. Это связано с тем, что данный гибридный детектор неверно измеряет зависимость ионизационных потерь от глубины в водноэквивалентном фантоме.

Полупроводниковые детекторы на основе алмаза обладают достаточной радиационной стойкостью и даже позволяют регистрировать сигнал от отдельных частиц, но они имеют небольшие размеры и очень дорогие [6]. Использование камер, заполненных газовой смесью, требует наличия сложной системы смешения и продувки газа. Это вызывает дополнительные трудности [7]. Поэтому использование атмосферного воздуха в качестве рабочего вещества остается перспективным для камер с зазором между электродами не более 2 мм с малым вкладом рекомбинации ионов [8]. Любое вещество, помещенное перед пациентом, изменяет состав, размеры и энергию пучка и приводит к нежелательному облучению пациента вторичными частицами и наведенной активностью. Следовательно, обшая толшина окон и электродов должна быть минимизирована. Ранее нами была разработана многоканальная ионизационная камера с толщиной в пучке 0.4 мг \cdot см⁻² [5].

Однако для получения характеристик ионизационных детекторов и полной информации о свойствах заряженного пучка необходимо было выполнить эксперименты с использованием нескольких независимых ионизационных камер с различным чувствительным зазором [5, 9]. Для этого была создана тонкостенная узкозазорная воздушная ионизационная камера со следующими основными свойствами:

величина зазора между анодом и катодом должна быть 1 мм;

- полная толщина анода, катодов и чувствительного воздуха не должна превышать 3 мг \cdot см $^{-2};$

 протоны с энергиями ниже пика Брэгга должны проникать через анод, разделяющий два воздушных чувствительных зазора.

КОНСТРУКЦИЯ УЗКОЗАЗОРНОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ

Узкозазорная ионизационная камера представлена на рис. 1. Она состоит из двух сигнальных катодов 1 и 5, между которыми размещен высоковольтный анод 3. Катоды и анод представляют собой полиимидные пленки толщиной 3 мкм, покрытые тонким слоем меди и золота, которая туго натянута на кольцах 2, 4 и 6 из нержавеющей стали. Полиимид обладает высокой прочностью и малым удлинением при растяжении и обеспечивает постоянство свойств камеры в палающем протонном пучке с высокой интенсивностью. Первый катод и анод последовательно устанавливаются в пазы нижнего изолятора 7. Второй катод устанавливают в паз верхнего изолятора 8. Изолирующие прокладки 9 и 10 применяются для предотвращения электрического пробоя. Вся сборка детектора помешена в металлический корпус 11. Катоды одновременно являются входным и выходным окнами камеры. Камера обеспечивает измерение суммарных ионизационных потерь в двух воздушных зазорах. Толщина деталей и некоторые другие геометрические размеры камеры представлены в табл. 1.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОТЕРЬ В ВОЗДУШНОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЕ

Ионизационная камера интегрирует заряд ионизации, образованный заряженными частицами во время сброса пучка ускорителя. Величина заряда в макроимпульсе пучка, форма гало и пространственное распределение плотности заряда в пучке меняются во времени. Система ионизационных камер обеспечивает непрерывное измерение как полной ионизации, так и ее пространственного распределения для каждого макроимпульса. В частности, необходимо контролировать накопление дозы в различных частях тела человека и оценивать величину суммарного вредного радиационного воздействия низкоэнергетических частиц для терапевтического пучка. Влияние вещества камеры и рекомбинация образовавшихся ионных пар в зазоре между электродами искажает результаты измерения. Коэффициент объемной рекомбинации ионов в воздухе зазора камеры можно оценить по формуле, приведенной в [3, 10]:

$$f = 2 \frac{(-1 + \sqrt{1 + b})}{h}, \quad \text{где}: \ b = \frac{2\alpha q d^2}{3ek_1k_2E^2}, \qquad (1)$$

плотность ионизации, образованная в камере за секунду, находим по формуле

$$q = I \frac{\rho}{W} \frac{dE}{dx} \frac{d}{S}, \quad \text{где:} \quad I = \hat{I} \frac{T}{\tau}, \quad (2)$$

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 5 2021



Рис. 1. Конструкция узкозазорной ионизационной камеры: 1 и 5 – сигнальные катоды и высоковольтный анод, 2, 4 и 6 – кольца из нержавеющей стали, 7 – нижний изолятор, 8 – верхний изолятор, 9 и 10 – изолирующие козырьки, 11 – металлический корпус.

отсюда находим величину b

$$b = 2\hat{I}\frac{T}{\tau}\frac{\alpha}{W}\frac{\rho}{S}\frac{dE}{dx}\frac{d^3}{3k_1k_2E^2},$$
(3)

где: $\alpha = 1.01 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{c}^{-1}$ – коэффициент рекомбинации; $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ – элементарный заряд; $\rho = 1.29 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ – плотность воздуха; $k_1 = 1.3 \text{ см}^2 \cdot \text{B}^{-1} \cdot \text{c}^{-1} \text{ и } k_2 = 1.9 \text{ см}^2 \cdot \text{B}^{-1} \cdot \text{c}^{-1}$ – по-

Luomingu I. Iomminu delusien n'appine reomerph reekne pusmepb	Таблица 1.	Толщина деталей и	и другие геоме	етрические размеры
--	------------	-------------------	----------------	--------------------

Толщина каждого электрода	3 мкм
Толщина внутреннего медного слоя	0.15 мкм
Толщина внешнего слоя золота	0.05 мкм
Полная толщина анода и катодов	2.14 мг · см ⁻²
Толщина чувствительного воздуха	0.26 мг · см ⁻²
Полная толщина, включая чувствительный воздух	2.4 мг · см ⁻²
Порог энергии проникновения протона через катод	0.4 МэВ
Порог энергии проникновения протона через анод	0.5 МэВ
Диаметр чувствительной площади	120 мм
Расстояние между анодом и катодом	1 мм

Таблица 2. Параметры для расчета ионизационного заряда и дозы

Параметр	Обозначение	Значение
Удельные ионизационные потери протонов при энергии 209 МэВ	dE/dx	$3.8 \ \kappa \Rightarrow \mathbf{B} \cdot \mathbf{Mr}^{-1} \cdot \mathbf{cm}^2$
Энергия ионизации, необходимая для образования одной пары ионов в возухе	W	34.5 эВ
Число пар ионов, производимых протоном в 1 мм воздуха	Ν	14.2
Коэффициент преобразования усилителя	K	12 мВ · нА ⁻¹
Входное сопротивление усилителя	R	2 Ом
Площадь коллимированного падающего пучка	S	7 см ²
Масса воздуха в 1 мм коллимированного падающего пучка	dm/dS	0.91 мг · см ⁻²

движность соответственно положительных и отрицательных ионов в воздухе; dE/dx — удельные ионизационные потери; I и \hat{I} — средний и мгновенный ток пучка; T — период повторения пучка ускорителя; S — площадь поперечного сечения пучка; τ — длительность макроимпульса; d (см) — расстояние между анодом и катодом, E — электрическое поле в зазоре между анодом и катодом. Зависимость величины f от среднего тока падающего пучка протонов для различных d и τ , рассчитанные по формуле (1) представлена на рис. 2.



Рис. 2. Расчетный коэффициент объемной рекомбинации ионов в зависимости от среднего тока падающего пучка. Квадраты соответствуют ионизационной камере с зазором 1 мм, кружки – камере с зазором 2 мм. Сплошные линии соответствуют длительности импульса ускорителя 100 мкс, а штриховые линии соответствуют длительности импульса 50 мкс.

Мы можем сравнить заряды, измеренные двумя камерами с различным зазором между анодом и катодом в эксперименте. Соотношение этих зарядов можно рассчитать по формуле:

$$\frac{(Q_1f_1)}{(Q_0f_0)} = \frac{d_1}{d_0} \frac{a_0 \left(-1 + \sqrt{1 + a_1}\right)}{\left(a_1 \left(-1 + \sqrt{1 + a_0}\right)\right)},\tag{4}$$

Заряд, создаваемый в зазоре камеры во время макроимпульса

$$Q = e \frac{U_{\exp}}{f} \frac{\tau}{K} = q dS \tau, \qquad (5)$$

где K и R — коэффициент преобразования и входное сопротивление усилителя. Используя параметры, приведенные в табл. 2, можно рассчитать ионизационный заряд в воздушном зазоре камеры по формуле

$$Q = Ne \frac{\rho}{W} \frac{dE}{dx} d, \tag{6}$$

где: N — количество протонов в одном макроимпульсе пучка, которое можно определить из уравнений (5) и (6) по формуле

$$N = \frac{U_{exp}}{f} \frac{\tau}{K} \frac{W}{dE/dx} \frac{1}{d\rho}.$$
 (7)

Зная заряд ионизационных потерь в зазоре камеры за один макроимпульс, можно определить дозу на единицу массы воздуха в Дж \cdot кг⁻¹ (Гр) по формуле

$$D = \frac{WQ}{(\rho dS)} = 3.74 \cdot 10^{-11} Q \text{ [Kл]}.$$
 (8)



Рис. 3. Корреляция между зарядами, измеренными двумя соседними зазорами узкозазорной камеры. По оси абсцисс отложены значения заряда, измеренные первым зазором, по оси ординат – вторым.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ НА ПРОТОННОМ ПУЧКЕ

Измерения проводились на линейном ускорителе протонов ИЯИ РАН при энергии 209 МэВ. Диаметр пучка определялся коллиматорами и составлял около 10 мм. Длительность импульса составляла 70 мкс при частоте пучка 50 Гц. Время нарастания сигнала в узкозазорной камере с зазором 1 мм составляет около 17 мкс, что вдвое меньше значения для многоканальной камеры с зазором 2 мм.

Корреляции сигналов, полученных от двух зазоров узкозазорной камеры, показаны на рис. 3. Точки измеренных зарядов образуют линейную зависимость, что свидетельствует о правильной работе камеры. Для половины макроимпульсов протоны не преодолели анод в этом эксперименте. Поэтому во втором зазоре сигналов не было.

Качественный анализ состава пучка можно провести, используя данные, полученные при одновременном измерении ионизационных потерь соседними зазорами двух независимых камер. Каждая точка на рис. 4*a* представляет собой дозу ионизации, измеренную двумя соседними зазорами двух камер для одного макроимпульса. Точки на графике локализованы в характерных областях, так называемых локусах. Результаты экспериментов, в которых между камерами помещали пластину из полистирола толщиной 1 или 3 мм, показаны на рис. 46 и 4*в* соответственно. В следующей таблице 3 показаны распределения по локусам для нескольких условий эксперимента.

В табл. 3 величины D_0 и D_1 обозначают дозы, измеренные двумя соседними чувствительными зазорами двух независимых камер. Мы отнесли события к локусу "Высокая энергия", для которых протоны проходят через слой полистирола почти без искажений. На рис. 4a-4e эти локусы заключены внутри сплошного эллипса. События, ко-



Рис. 4. Корреляция между дозами, измеренными ближайшими зазорами узкозазорной (по оси абсцисс) и многоканальной (по оси ординат) ионизационных камер: расстояние между зазорами составляло L = 60 мм (*a*); между электродами камер установлен слой полистирола толщиной 1 мм. L = 59 мм (*b*); между электродами камер установлен слой полистирола толщиной 3 мм. L = 57 мм (*b*).

торые регистрировались только в первом промежутке, были отнесены к локусу протонов "Низкая энергия". На рис. 4a-4b эти локусы заключены

Вещество между соседними зазорами двух камер	Диапазон энергии	<i>D</i> ₀ , Дж/кг	<i>D</i> ₁ , Дж/кг
	Полная	2.23	0.5
$(0, \dots, -\infty, -\infty, (7, 7, \dots, (2, 2^2)))$	Высокая энергия	0.38 (17%)	0.38 (75%)
60 мм, воздух (7.7 мг/см ²)	Низкая энергия	1.4 (63%)	0
	Рассеянный фон	0.45 (20%)	0.12 (25%)
50 - (7 - (2))	Полная	4.83	3.58
59 MM, BO3 μ X (7.6 MF/CM ⁻)	Высокая энергия	2.23 (46%)	2.45 (68%)
1-мм полистирол (105 мг/см ²) $E_{$	Низкая энергия	1.53 (31%)	0
$L_{e, \text{ nop}} = 0.55 \text{ WI3B}, L_{p, \text{ nop}} = 9 \text{ WI3B}$	Рассеянный фон	1.07 (22%)	1.13 (32%)
57	Полная	4.68	2.65
5/ MM, ВОЗДУХ (/.5 MГ/CM ²)	Высокая энергия	2.25 (48%)	2.46 (93%)
3-мм полистирол (315 мг/см ²) $E_{$	Низкая энергия	2.2 (47%)	0
$L_{e, \text{ nop}} = 0.75 \text{ [M3B]}, L_{p, \text{ nop}} = 20 \text{ [M3B]}$	Рассеянный фон	0.23 (5%)	0.19 (7%)

Таблица 3. Дозы, измеренные соседними зазорами двух камер

внутри пунктирного прямоугольника. Мы полагаем, что события рассеянного фона содержат частицы, в которых преобладают δ -электроны так как они проходят через слой полистирола толщиной 1 мм, но не проходят через слой 3 мм. Количество протонных сгустков, в которых преобладают частицы с низкой энергией, невелико, но их вклад в общие ионизационные потери может быть существенным из-за большой ионизации ими производимой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для измерения полных ионизационных потерь разработана узкозазорная воздушная ионизационная камера с чувствительным зазором 1 мм между катодом и анодом на основе полиимидных пленок толщиной 3 мкм. Работа двух ионизационных камер исследовалась в пучке протонов при $E_p = 209$ МэВ. Анализ корреляций сигналов от узкозазорной и многоканальной камер дает возможность оценить вклад заряженных частиц с высокой и низкой энергией в общие ионизационные потери.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Pedroni E., Bacher R., Blattmann H. et al. // Med. Phys. 1995. V. 22. P. 37.
- 2. Brusasco C., Cattai A., Cirio R. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1997. V. 389. P. 499.
- Зельчинский М., Шишкин А.Л. Ионизационная камера для мониторирования тока выведенного пучка протонов на энергию 660 МэВ из Фазотрона ОИЯИ. Сообщение P13-88-142. Дубна: ОИЯИ, 1988.
- 4. *Timmer J.H., van Vuure T.L., Bom V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2002. V. 478. P. 98.
- Potashev S.I., Akulinichev S.V., Burmistrov Yu.M. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2004. V. 535. P. 115.
- Pernegger H., Frais-Kölbl H., Griesmayer E., Kagan H. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2004. V. 535. P. 108.
- 7. Kotov A.A., Hansen K., Lundin M. et al. Combined Bragg-PPAC ionization detector for light charged particles from photonuclear reactions. Preprint NP-19-1999 № 2304. Gatchina: SPbNPI, 1999.
- Воробьев С.И., Ивочкин В.Г., Косьяненко С.В. Плоскопараллельная камера. Препринт ПИЯФ-2574. Гатчина: ПИЯФ, 2004.
- Brusasco C., Voss B., Schardt D. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 2000. V. 168. P. 578.
- 10. Вялов Г.Н. Модель стационарного процесса в ионизационной камере с плоскопараллельными электродами. Препринт ИЯИ № 1086/2002. М.: ИЯИ, 2002.

Low threshold-energy ion-chamber system for proton therapy monitoring

S. I. Potashev^a, *, S. V. Akulinichev^a, Yu. M. Burmistrov^a, A. I. Drachev^a

^aInstitute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia *e-mail: potashev@inr.ru

A system of two low-threshold air ionization chambers with a thickness of 3 mg \cdot cm⁻² has been created. The system includes a new double-gap chamber with a sensitive area of 113 cm² with a gap between the electrodes of 1 mm, made of polyimide films with a thickness of 3 μ m and a multi-channel chamber. The contribution of recombination and contributions to the dose of low-energy protons and δ -electrons are investigated. The total irradiation dose of the system was 5 Mrad.

УДК 539.17.01:539.142:539.143

ИЗУЧЕНИЕ ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР ^{10, 11}В, ^{10, 11}С МЕТОДОМ ФЕЙНМАНОВСКИХ КОНТИНУАЛЬНЫХ ИНТЕГРАЛОВ

© 2021 г. В. В. Самарин^{1, 2, *}

¹ Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия ²Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области "Университет "Дубна", Дубна, Россия *E-mail: samarin@jinr.ru

Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Энергия связи и плотность вероятности различных кластерных конфигураций в основном состоянии ядер ^{10, 11}В, ^{10, 11}С вычислены методом континуальных интегралов (интегралов по траекториям) Фейнмана. Для энергий получено согласие с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0367676521050203

введение

Известно, что ряд легких ядер могут быть представлены как состоящие из альфа-частиц (альфа-кластеров) и внешних (валентных) нуклонов [1, 2]. Структура ядер 6 Li, 7 Li как систем, состояших, соответственно, из α-кластера, протона и нейтрона ($\alpha + p + n$) и из α -кластера, протона и двух нейтронов ($\alpha + p + 2n$) рассмотрена в работе [3]. Было показано, что наиболее вероятными конфигурациями внешних нуклонов является образование дейтронного кластера в ядре ⁶Li и более сильно связанного тритонного кластера в ядре ⁷Li. Аналогично наиболее вероятной конфигурацией внешних нуклонов в ядре ⁷Ве является образование сильно связанного кластера ³He [4]. Структура ядер ⁹Be, ¹⁰Be как систем, состоящих из двух α кластеров и, соответственно, одного ($2\alpha + n$) и двух нейтронов $(2\alpha + 2n)$ рассмотрена в работе [4]. Было показано, что наиболее вероятной в ядре ⁹Ве является конфигурация ядерной "молекулы" с нейтроном между α-частицами. В ядре ¹⁰Ве конфигурация ядерной "молекулы" с двумя нейтронами, образующими динейтронный кластер между α-частицами, обеспечивает большую устойчивость системы и большее значение энергии разделения ядра на α-частицами и нуклоны. Добавление к ядру ¹⁰Ве двух протонов приводит к существенному изменению структуры системы – ядро ¹²С может быть представлено как состоящее из трех α-частиц (α-кластеров) [5, 6]. В данной работе изучается структура соседних ядер ¹⁰Ве, ¹⁰С, ¹¹Ве, ¹¹С как систем, состоящих из двух α-частиц и из двух и трех нуклонов. Для решения квантовых задач четырех и пяти тел использован метод фейнмановских континуальных интегралов [7–10]. Вычисление так называемого пропагатора $K_{\rm E}(q,\tau;q,0)$ (континуального интеграла или интеграла по траекториям) в мнимом (евклидовом) времени $t = -i\tau$ по схеме, изложенной в работе [11] с использованием параллельных вычислений [12] позволяет определить энергию E_0 и плотность вероятности $|\Psi_0(q)|^2$ для основного состояния системы, описываемой *s*-мерным вектором *q* координат Якоби. Для этого используется асимптотика $K_E(q, \tau; q, 0)$:

$$K_E(q,\tau;q,0) \to |\Psi_0(q)|^2 \exp\left(-\frac{E_0\tau}{\hbar}\right) + \sum_{n>0} |\Psi_n(q)|^2 \exp\left(-\frac{E_n\tau}{\hbar}\right), \quad \tau \to \infty.$$
(1)

где E_n – энергия и $|\Psi_n(q)|^2$ – плотность вероятности для *n*-го возбужденного состояния системы. Расчеты как и в работах [3, 4, 11] выполнялись в безразмерных переменных $\tilde{q} = q/x_0$, $\tilde{V} = V(q)/\varepsilon_0$, $\tilde{E}_0 = E_0/\varepsilon_0$, $\tilde{m} = m/m_0$, $\tilde{\tau} = \tau/t_0$, $\Delta \tilde{\tau} = \Delta \tau/t_0$, $\tilde{K}_E = K_E x_0$ где $x_0 = 1$ фм, $\varepsilon_0 = 1$ МэВ, m_0 – масса нейтрона, $t_0 = m_0 x_0^2/\hbar \approx 1.57 \cdot 10^{-23}$ с, $b_0 = t_0 \varepsilon_0/\hbar \approx 0.02412$. Энергия \tilde{E}_0 и плотность вероятности $|\Psi_0(\tilde{q})|^2$ находились с помощью выражения

$$b_0^{-1} \ln \tilde{K}_E\left(\tilde{q}, \tilde{\tau}; \tilde{q}, 0\right) \approx b_0^{-1} \ln \left|\Psi_0(\tilde{q})\right|^2 - \tilde{E}_0 \tilde{\tau}, \qquad (2)$$



Рис. 1. Графики полного потенциала взаимодействия α -частиц $V_{\alpha-\alpha}(r) = V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(r) + V_{\alpha-\alpha}^{(C)}(r)$ (сплошная кривая) и кулоновской части $V_{\alpha-\alpha}^{(C)}(r)$ взаимодействия (штриховая кривая), использованных при расчетах ядер ^{10, 11}В и ^{10, 11}С.

справедливого в области линейной части графика зависимости пропагатора от $\tilde{\tau}$. В частности, квадрат модуля ненормированной волновой функции основного состояния $|\Psi_0(q)|^2$ вычислялся по формуле

$$\left|\Psi_{0}(\tilde{q})\right|^{2} = \tilde{K}_{E}(\tilde{q},\tilde{\tau};\tilde{q},0).$$
(3)

Как и в работах [3, 4, 11, 12] параллельные вычисления с использованием технологии CUDA [13–15] выполнялись на гетерогенном кластере HybriLIT [16] Лаборатории информационных технологий Объединенного института ядерных исследований.

ОСНОВНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР ¹⁰В, ¹⁰С

Ядра ¹⁰В и ¹⁰С представим состоящими из двух α-частиц и двух нуклонов: нейтрона и протона для ¹⁰В, двух протонов для ¹⁰С. Потенциалы взаимодействия перечисленных частиц приведены в работах [3, 4]. В частности, ядерную часть взаимодействия α-частиц с учетом усредненного действия отталкивательного кора нуклон-нуклонного взаимодействия и принципа Паули можно описать с помощью псевдопотенциала $V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(r)$ в форме суммы

$$V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(r) = -U_{\alpha 1}f(r; B_{\alpha 1}, a_{\alpha 1}) + U_{\alpha 2}f(r; B_{\alpha 2}, a_{\alpha 2})$$
(4)

функций типа Вудса-Саксона (фермиевского распределения)

$$f(r; B, a) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - B}{a}\right)\right]^{-1}.$$
 (5)

Для ядер ^{10, 11}В и ^{10, 11}С были использованы те же значения параметров потенциала (4), что и для ядра ¹⁰Ве в работе [4]: $B_{\alpha 1} = 3.73 \text{ фм}, B_{\alpha 2} = 2.71 \text{ фм},$ $a_{\alpha 1} = a_{\alpha 2} = 0.512 \text{ фм}, U_{\alpha 1} = 33 \text{ МэВ}, U_{\alpha 2} = 38 \text{ МэВ}.$ Кулоновская часть $V_{\alpha-\alpha}^{(C)}(r)$ взаимодействия α -частиц может быть представлена в форме потенциала взаимодействия двух равномерно заряженных шаров радиуса R_{α} и заряда q_{α} каждый, которые могут проникать друг в друга

$$V_{\alpha-\alpha}^{(C)}(r) = \begin{cases} q_{\alpha}^{2} \Big[1.2 + \xi^{2} \Big(-1.15 + 0.45\xi^{2} \Big) \Big] \frac{1}{R_{\alpha}}, \ r \leq 2R_{\alpha}, \\ q_{\alpha}^{2} \frac{1}{r}, \ r > 2R_{\alpha}. \end{cases}$$
(6)

где $\xi = r/(2R\alpha)$. Выражение (6) для интервала $0 \le r \le 2R_{\alpha}$ может быть получено путем интерполяции между двумя точными значениями

$$V_{\alpha-\alpha}^{(C)}(2R_{\alpha}) = q_{\alpha}^2 \frac{1}{2R_{\alpha}},$$
(7)

$$V_{\alpha-\alpha}^{(C)}(0) = \rho^2 \int d\vec{r_1} \int d\vec{r_2} \frac{1}{\left|\vec{r_1} - \vec{r_2}\right|} = q_{\alpha}^2 \frac{6}{5R_{\alpha}},$$
 (8)

где $\rho = q_{\alpha} 3/(4\pi R_{\alpha}^3)$ и в каждом интеграле интегрирование ведется по объему шара радиуса R_{α} . Среднеквадратичный зарядовый радиус ядра ⁴Не равный $r_{ch} = 1.68$ фм (см., например, [17]) соответствует радиусу однородно заряженного шара $R_{ch} = r_{ch} \cdot 5/3 = 2.8$ фм. Графики кулоновской части $V_{\alpha-\alpha}^{(C)}(r)$ взаимодействия для $R_{\alpha} = 2.8$ фм и полного потенциала взаимодействия α -частиц $V_{\alpha-\alpha}(r) = V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(r) + V_{\alpha-\alpha}^{(C)}(r)$ показаны на рис. 1.

При расчетах пропагатора использовались координаты Якоби

$$\vec{x} = \vec{r}_{\alpha_2} - \vec{r}_{\alpha_1}, \quad \vec{y} = \vec{r}_{p_2} - \vec{r}_{p_1}, \vec{z} = \frac{1}{2} (\vec{r}_{p_1} + \vec{r}_{p_2}) - \frac{1}{2} (\vec{r}_{\alpha_2} + \vec{r}_{\alpha_1})$$
(9)

для ядра ¹⁰С (системы $\alpha + p + p + \alpha$) и

$$\vec{x} = \vec{r}_{\alpha_2} - \vec{r}_{\alpha_1}, \quad \vec{y} = \vec{r}_p - \vec{r}_n, \vec{z} = \frac{1}{2} (\vec{r}_p + \vec{r}_n) - \frac{1}{2} (\vec{r}_{\alpha_2} + \vec{r}_{\alpha_1})$$
(10)

для ядра ¹⁰В (системы $\alpha + p + n + \alpha$). Для описания взаимодействия между протоном и нейтроном в ядре ¹⁰В использован триплетный потенци-

ал $V_{p-n}^{(1^+)}(r)$ взаимодействия протона с нейтроном, имеющий место в дейтроне [3].

Результаты расчетов пропагатора для ядер ¹⁰В и ¹⁰С в сравнении с результатами для ядра ¹⁰Ве [4] показаны на рис. 2*а*. Определенные с помощью

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 5 2021



Рис. 2. Зависимости нормированного логарифма пропагатора $b_0^{-1} \ln \tilde{K}_E$ от мнимого времени $\tilde{\tau} = \tau/t_0$ для 10 В (кружки), 10 С (квадраты) и 10 Ве (треугольники), прямые – результаты линейной регрессии, примененной к линейным участкам графиков (*a*). Зависимости величины $b_0^{-1} \ln \tilde{K}_E$ от $\tilde{\tau} = \tau/t_0$ для 11 В (кружки) и 11 С (квадраты), прямые – результаты линейной регрессии, примененной к линейным участкам графиков (*a*).

линейной регрессии по линейным участкам графиков значения энергии разделения ядер на две альфа-частицы и нуклоны в сравнении с экспериментальными значениями (см., например, [17]) приведены в табл. 1. Для энергий получено согласие с экспериментальными данными.

Вычисление плотности вероятности по формуле (3) с потенциальной энергией, симметричной по отношению к перестановке α -частиц (и протонов для ядра ¹⁰С), дает координатную волновую функцию, симметричную по отношению к перестановке α -частиц, а кроме того, и протонов для ядра ¹⁰С.

Примеры распределений величины $\tilde{K}_E(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}, \tau; \vec{x}, \vec{y}, \vec{z}, 0)$ для четырехтельных конфигураций ¹⁰С (2 α + 2p) и ¹⁰В (2 α + p + n) показаны на рис. 3 и 4. Узкие максимумы функции $\tilde{K}_E(x, y, z, \tau; x, y, z, 0)$ на рис. 3a, 3 δ соответствуют плотности вероятности [$\Psi_0(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$]² основного состояния ядер ¹⁰С и ¹⁰В. В таком состоянии наиболее вероятной является конфигурация с валентными нуклонами: дипротонным кластером p^2 для ¹⁰С (α + p^2 + α) и дейтронным кластером d для ¹⁰В (α + d + α) между α -частицами (рис. 3e) при расстоянии между их центрами $x = |\vec{r}_{\alpha_2} - \vec{r}_{\alpha_1}| \approx 3$ фм, соответствующего окрестности минимума потенциала $V_{\alpha-\alpha}(r)$ (рис. 1). Ширина распределения [$\Psi_0(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$]² для ядра ¹⁰С несколько больше, чем для ядра ¹⁰В, что связано с меньшей энергией разделения на нуклоны и α -части.

стицы. Представленные на рис. Зе модели положений частиц, соответствующих максимумам плотностей вероятности $|\Psi_0(\vec{x},\vec{y},\vec{z})|^2$ основного состояния, согласуются с представлениями о форме ядер ¹⁰В и ¹⁰С как о ядерных молекулах, состоящих из двух α -частица (α -кластеров) и внешних (валентных) нуклонов. Как видно из рисунка, конфигурации *1* с дипротонным (дейтронным) кластером наиболее вероятны и соответствуют основному состоянию ядер ¹⁰С и ¹⁰В. Конфигурации *2*, соответствующие валентным нуклонам, удаленным друг

Таблица 1. Значения энергии разделения ядер на две альфа-частицы и нуклоны, на альфа-частицу и ядра ⁶Li, ⁶Be

	Энергия разделения, МэВ			
Ядра	Эксперимент (см., например, [17])	Теория		
$^{10}\text{Be} \rightarrow 2\alpha + 2n$	8.38	8.48 ± 0.12		
$^{10}\mathrm{B} \to 2\alpha + p + n$	8.159	8.28 ± 0.20		
$^{10}B \rightarrow {}^{4}He + {}^{6}Li$	4.461	3.41 ± 0.30		
$^{10}C \rightarrow 2\alpha + 2p$	3.728	2.55 ± 0.08		
${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^{4}\text{He} + {}^{6}\text{Be}$	-0.03	-0.2 ± 0.13		
$^{11}B \rightarrow 2\alpha + p + 2n$	19.613	19.34 ± 0.80		
$^{11}C \rightarrow 2\alpha + 2p + n$	16.848	16.51 ± 0.80		



Рис. 3. Топография (в относительных единицах и логарифмическом масштабе) пропагатора $\tilde{K}_E(x, y, z; \tilde{\tau})$, соответствующего плотности вероятности основного состояния $|\Psi_0(x, y, z)|^2$, в координатах Якоби $\vec{x} \perp \vec{y}$, z = 0 при $\tilde{\tau} = \tau/t_0 = 12$ для систем 10 С ($2\alpha + 2p$) (a) и 10 В ($2\alpha + p + n$) (δ) с примерами положений (e) нуклонов (малые шары) и α -частиц (большие шары). Наиболее вероятные конфигурации 1 соответствуют дипротонному кластеру для 10 С ($\alpha + p^2 + \alpha$) и дейтронному – для 10 В ($\alpha + d + \alpha$) и основному состоянию ядер 10 С и 10 В, конфигурации 2 – валентным нуклонам, удаленным друг от друга на расстояние, превышающее радиус действия ядерных сил.

от друга на расстояние, превышающее радиус действия ядерных сил, маловероятны.

Сравнение распределений $\tilde{K}_E(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}, \tau; \vec{x}, \vec{y}, \vec{z}, 0)$ для двух значений $\tilde{\tau} = \tau/t_0 = 12$ и $\tilde{\tau} = \tau/t_0 = 20$ показано на рис. 4. Величина $\tilde{K}_E(x, y, z, \tau; x, y, z, 0)$ представляет собой комбинацию (1) плотностей вероятности $|\Psi_0(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})|^2$ основного состояния и возбужденных состояний, причем веса последних снижаются с ростом τ . Такое снижение имеет место для максимумов при больших расстояниях между α -частицами и отсутствует для максимумов при $x = |\vec{r}_{\alpha_2} - \vec{r}_{\alpha_1}| \approx 3$ фм, соответствующих основному состоянию ядер ¹⁰С и ¹⁰В. Поэтому максимумы функции $\tilde{K}_E(x, y, z, \tau; x, y, z, 0)$ при больших расстояниях между α -частицами соответствуют возбужденным состояниям с движением ядра ⁴Не



Рис. 4. Топография пропагатора $\tilde{K}_E(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}, \tau, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z}, 0)$ (в относительных единицах и логарифмическом масштабе как на рис. 3a, δ) в координатах Якоби $\vec{x} \perp \vec{y}$, $\vec{z} \parallel \vec{y}, z = 2.5 \text{ фм при } \tilde{\tau} = \tau/t_0 = 12 (a, e)$ и $\tilde{\tau} = \tau/t_0 = 20$ (δ , z) для системы 10 C ($2\alpha + 2p$) (a, δ) и 10 B ($2\alpha + p + n$) (e, z) с примерами положений (∂) нуклонов (малые шары) и α -частиц (большие шары). Конфигурации 1 те же, что и на рис. 3; конфигурации 2 соответствуют возбужденным состояниям с инфинитным движением разделенных ядер 4 He + 6 Be (a, δ) и 4 He + 6 Li (e, z), или с колебательным относительным движением между центральным отталкивательным кором межъядерного взаимодействия и вершиной кулоновского барьера.

и нестабильного ядра ⁶Ве на рис. 4a, 4δ и стабильного ядра ⁶Li на рис. 4a, 4e. Такое движение может быть инфинитным с резонансом в области притяжения ядер или колебательным между центральным отталкивательным кором и вершиной кулоновского барьера межъядерного взаимодействия подобного, показанному на рис. 1.

Сравнение зависимостей пропагатора $K_E(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}, \tau; \vec{x}, \vec{y}, \vec{z}, 0)$ от $\tilde{\tau} = \tau/t_0$ вблизи для максимумов при малых и больших расстояниях между α -частицами для ядер ¹⁰В и ¹⁰С показаны на рис. 5. Определенные с помощью линейной регрессии по линейным участкам графиков значения энергии возбужденных состояний приведены в табл. 1. Они близки к экспериментальным значениям энергий разделения ядер, соответственно ¹⁰В \rightarrow ⁴He + ⁶Li и ¹⁰C \rightarrow ⁴He + ⁶Be (см., например, [17]).





Рис. 5. Зависимости нормированного логарифма пропагатора $b_0^{-1} \ln \tilde{K}_E$ от мнимого времени $\tilde{\tau} = \tau/t_0$ для ¹⁰С (*a*) и ¹⁰В (δ) для окрестностей максимумов $\tilde{K}_E(x, y, z; \tilde{\tau})$, соответствующих основным состояниям 1 на рис. 3 (кружки) и для окрестностей максимумов $\tilde{K}_E(x, y, z; \tilde{\tau})$, соответствующих возбужденным состояниям 2 на рис. 4 (квадраты), прямые – результаты линейной регрессии, примененной к линейным участкам графиков.

Топография пропагатора $ilde{K}_{E}(x, y, z; ilde{ au})$ в координатах Якоби $\vec{x} \perp \vec{y}, \vec{z} \parallel \vec{y}$ для большого расстояния между центрами масс α-частицам и нуклонов $z = 7 \, \phi$ м, показанная на рис. 6, позволяет выделить плотности вероятности $|\Psi_n|^2$ для возбужденных разделенных состояний системы ($2\alpha + p + n$). Локальные максимумы соответствуют разделению системы на: дейтрон и ядро ⁸Ве (конфигурация 1), ядра ⁴Не и ⁶Li (конфигурации 2 и 3). Протяженная область 4 соответствует разделению системы на два ядра ⁴Не и дейтрон.

ОСНОВНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР 11В, 11С

Ядра ¹¹В и ¹¹С представим состоящими из двух α-кластеров и трех нуклонов: двух нейтронов и протона для 11 B, двух протонов и нейтрона для 11 C.

Для ядра ¹¹В (системы $2\alpha + p + 2n$) использовались координаты Якоби (см. рис. 7)

$$\vec{x} = \vec{r}_{\alpha_2} - \vec{r}_{\alpha_1}, \quad \vec{y} = \vec{r}_{n_2} - \vec{r}_{n_1}, \quad \vec{z} = \vec{r}_p - \frac{1}{2} (\vec{r}_{n_2} + \vec{r}_{n_1}), \vec{s} = \frac{1}{2} (\vec{r}_{n_1} + \vec{r}_{n_2} + \vec{r}_p) - \frac{1}{2} (\vec{r}_{\alpha_2} + \vec{r}_{\alpha_1}).$$
(11)

Потенциальная энергия ядра ¹¹В

$$V_{^{11}B} = V_{p,p,n}^{(N)} + V_{p-\alpha}(|\vec{r}_{p} - \vec{r}_{\alpha_{1}}|) + V_{p-\alpha}(|\vec{r}_{p} - \vec{r}_{\alpha_{2}}|) + V_{n-\alpha}(|\vec{r}_{n_{1}} - \vec{r}_{\alpha_{1}}|) + V_{n-\alpha}(|\vec{r}_{n_{1}} - \vec{r}_{\alpha_{2}}|) + (12) + V_{n-\alpha}(|\vec{r}_{n_{2}} - \vec{r}_{\alpha_{1}}|) + V_{n-\alpha}(|\vec{r}_{n_{2}} - \vec{r}_{\alpha_{2}}|) + V_{\alpha-\alpha}(|\vec{r}_{\alpha_{2}} - \vec{r}_{\alpha_{1}}|),$$

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 Nº 5 2021



Рис. 6. Топография (в относительных единицах и логарифмическом масштабе) пропагатора $\tilde{K}_E(x, y, z; \tilde{\tau})$ в координатах Якоби $\vec{x} \perp \vec{y}$, $\vec{z} \parallel \vec{y}$, z = 7 фм при $\tilde{\tau} = \tau/t_0 = 12$ для возбужденных разделенных состояний системы $(2\alpha + p + n)(a)$ с примерами положений (б) нуклонов (малые шары) и α-частиц (большие шары). Конфигурация 1 соответствует разделению системы на дейтрон и ядро⁸Ве, конфигурации 2 и 3 – на ядра ⁴He и ⁶Li, конфигурация 4 – на два ядра ⁴He и дейтрон.



Рис. 7. Координаты Якоби для ядра ¹¹В (системы $2\alpha + p + 2n$) с положениями нуклонов (малые шары) и α -частиц (большие шары).

включает нуклон-нуклонную часть

$$V_{p,p,n}^{(N)} = V_{p-n}^{(1^+)} \left(\left| \vec{r}_p - \vec{r}_{n_1} \right| \right) + V_{p-n}^{(0^+)} \left(\left| \vec{r}_p - \vec{r}_{n_2} \right| \right) + V_{n-n}^{(0^+)} \left(\left| \vec{r}_{n_1} - \vec{r}_{n_2} \right| \right),$$
(13)

которая несимметрична по отношению к перестановке нейтронов. Здесь $V_{p-n}^{(0^+)}(|\vec{r_1} - \vec{r_2}|)$ и $V_{p-p}^{(0^+)}(|\vec{r_1} - \vec{r_2}|) =$ это не имеющие связанных состояний синглетные потенциалы взаимодействия соответственно протона с нейтроном и протона с протоном. Определяемый энергией (12), (13) пропагатор $\tilde{K}_E(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}, \vec{s}, \tau, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z}, \vec{s}, 0)$ также несимметричен по отношению к перестановке нейтронов. Координатная волновая функция должна быть симметрична по отношению к перестановке двух нейтронов с радиус-векторами $\vec{r}_{n}, \vec{r}_{n_2}$ из-за антисимметричности спиновой волновой функции с полным спином S = 0 по отношению к перестановке нейтронов. Такая ненормированная координатная волновая функция может быть получена с помощью симметричной комбинации в координатах Якоби

$$\Psi_{S}(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}, \vec{s}) = \Phi_{0}(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}, \vec{s}) + \Phi_{0}(\vec{x}, -\vec{y}, \vec{z}, \vec{s}), \quad (14)$$

где

1

$$\Phi_0(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}, \vec{s}) = \sqrt{\tilde{K}_E(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}, \vec{s}, \tau; \vec{x}, \vec{y}, \vec{z}, \vec{s}0)}.$$
 (15)

Результаты расчетов пропагатора для ядер ¹¹В и ¹¹С показаны на рис. 2*б*. Определенные с помощью линейной регрессии по линейным участкам графиков значения энергии разделения ядер на две альфа-частицы и нуклоны в сравнении с экс-



Рис. 8. Топография (в относительных единицах и логарифмическом масштабе) пропагатора $\tilde{K}_E(x, y, z, s; \tilde{\tau})$, соответствующего плотности вероятности основного состояния $|\Psi_0(x, y, z, s)|^2$, в координатах Якоби $\vec{x} \perp \vec{y} \perp \vec{z}$, $\vec{z} \parallel \vec{s} z = y\sqrt{3}/2$, s = 0 (*a*), (*b*) и $s = 2 \phi_M(\delta)$, (*c*) для систем ¹¹C ($2\alpha + 2p + n$) (*a*), (*b*) и ¹⁰B ($2\alpha + p + 2n$) (*b*) (*c*) с примерами положений (*d*) нуклонов (малые шары) и α -частиц (большие шары). Наиболее вероятные конфигурации *I* соответствуют для ядра ¹¹C кластеру ³Не между α -частицами ($\alpha + {}^{3}$ Не + α), для ядра ¹¹B – тритонному кластеру *t* между α -частицами ($\alpha + t + \alpha$).

периментальными значениями (см., например, [17]) приведены в табл. 1.

Примеры распределений плотности вероятности для конфигураций ¹¹С ($2\alpha + 2p + n$) и ¹¹В ($2\alpha + p + 2n$) показаны на рис. 8a - 8c. Узкие максимумы соответствуют плотности вероятности $|\Psi_0(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}, \vec{s})|^2$ основного состояния ядер ¹¹С и ¹¹В. Для ядра ¹¹В наиболее вероятными является конфигурация с валентными протоном и нейтронами (тритонным кластером *t*) между α -частицами ($\alpha + t + \alpha$). Аналогично для ядра ¹¹С наиболее вероятными нейтронами и протоном (кластером ³Не между α -частицами (системы $\alpha + {}^{3}$ Не $+ \alpha$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный поход к расчетам характеристик основного состояния ядер^{10,11}B, ^{10,11}С может служить полезным дополнением к существующим более сложным теоретическим методам. Он позволяет достаточно просто определить зависимость энергии основного состояния от параметров потенциалов и вероятности различных конфигураций составляющих систему частиц.

Автор выражает благодарность команде гетерогенного кластера Лаборатории информационных технологий ОИЯИ за содействие выполнению трудоемких компьютерных расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 von Oertzen W., Freer M., Kanada En'yo Y. // Phys. Rep. 2006. V. 432. P. 43.

- 2. Freer M. // Rep. Prog. Phys. 2007. V. 70. P. 2149.
- Самарин В.В., Науменко М.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 4. С. 460; Samarin V.V., Naumenko М.А. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 4. P. 411.
- 4. *Самарин В.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1187; *Samarin V.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 8. P. 981.
- 5. *Ikeda K., Takigawa N. Horiuchi H. //* Progr. Theor. Phys. Suppl. 1968. Extra No. P. 464.
- 6. *Horiuchi H., Ikeda K., Suzuki Y. //* Progr. Theor. Phys. Suppl. 1972. No. 52. Chapter 3.
- 7. *Фейнман Р., Хибс А*. Квантовая механика и интегралы по траекториям. М.: Мир, 1968.
- 8. *Блохинцев Д.И*. Основы квантовой механики. М.: Наука, 1976.
- 9. Шуряк Э.В. // УФН. 1984. Т. 143. С. 309; Shuryak E.V. // Sov. Phys. Usp. 1984. V. 27. P. 448.
- 10. *Shuryak E.V., Zhirov O.V.* // Nucl. Phys. B. 1984. V. 242. P. 393.
- Самарин В.В., Науменко М.А. // ЯФ. 2017. V. 80. С. 473; Naumenko M.A., Samarin V.V. // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. P. 877.
- 12. Naumenko M.A., Samarin V.V. // Supercomp. Front. Innov. 2016. V. 3. P. 80.
- 13. https://developer.nvidia.com/cuda-zone.
- 14. Перепёлкин Е.Е., Садовников Б.И., Иноземцева Н.Г. Вычисления на графических процессорах (GPU) в задачах математической и теоретической физики. М.: Ленанд, 2014.
- 15. *Сандерс Д., Кэндрот Э*. Технология CUDA в примерах: введение в программирование графических процессоров. М.: ДМК, 2011.
- 16. http://hybrilit.jinr.ru.
- 17. http://nrv.jinr.ru.

Study of ground states of ^{10, 11}B, ^{10, 11}C nuclei by Feynman's continual integrals method

V. V. Samarin^{a, b, *}

^aJoint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia ^bDubna State University, Dubna, 141982 Russia *e-mail: samarin@jinr.ru

The energy and the square of the wave function modulus for the ground state of ^{10, 11}B, ^{10, 11}C nuclei are calculated using Feynman continual integrals (path integrals) in the model of the interaction between alphaclusters and external nucleons. The obtained values of energy are in good agreement with the experimental data. УДК 539.143.5

НОВЫЙ АЛГОРИТМ ВЫЧИСЛЕНИЯ ПРОТОННЫХ, НЕЙТРОННЫХ И ЗАРЯДОВЫХ ПЛОТНОСТЕЙ В ЯДРАХ: СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

© 2021 г. О. М. Сухарева¹, М. В. Чушнякова¹, И. И. Гончар², А. А. Климочкина^{3, *}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Омский государственный технический университет", Омск, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Омский государственный университет путей сообщения", Омск, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", Москва, Россия

**E-mail: klimann16@gmail.com* Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Плотность нуклонов — фундаментальная величина в ядерной физике. Она, в частности, является важным ингредиентом в модели двойной свертки при расчете сечений слияния ядер. Предложен упрощенный способ расчета этой плотности, основанный на микроскопических плотностях для шести реперных ядер. В отличие от микроскопических расчетов, предложенный метод не является трудоемким и может быть легко использован экспериментаторами.

DOI: 10.31857/S0367676521050239

введение

Коллективное ядерное движение большой амплитуды, примерами которого являются слияние [1-5], деление [6-8] и квазиделение [3, 9, 10], представляет большой интерес как с экспериментальной, так и с теоретической точек зрения. В результате соответствующих экспериментов были синтезированы ядра с зарядовыми числами Z от 104 до 118 [11, 12].

В настоящей работе внимание сконцентрировано на процессе захвата ядер в орбитальное движение при их столкновении. Если произведение зарядовых чисел сталкивающихся ядер Z_1 и Z_2 не превосходит 1300, захват завершается слиянием [13], далее в тексте используется только этот термин.

Существует несколько методов для расчета сечений слияния. Метод Хартри–Фока с зависимостью от времени [14–16], являясь одним из наиболее реалистичных, реализуется с существенными ограничениями и требует значительных затрат компьютерных ресурсов. Менее требовательными к вычислительным мощностям методами являются, например, метод связанных каналов [17–19] или траекторный анализ с учетом диссипации [20–22].

Важной частью любого из методов является процедура нахождения энергии сильного ядроядерного взаимодействия (СиЯВ) $U_n(R)$. Для расчета энергии СиЯВ часто используется параметризация потенциала формулой Вудса—Саксона (недостатком которой является привязка к экспериментальным данным: три независимых параметра этой формулы — глубина, радиус и диффузность — варьируются так, чтобы расчет воспроизводил экспериментальные сечения слияния при надбарьерных энергиях). Также могут быть использованы потенциал proximity и другие феноменологические потенциалы. В настоящее время часто предпочтение отдается более теоретически обоснованному методу двойной свертки (double folding) [23–27]. В этом методе энергия СиЯВ $U_n(R)$ вычисляется следующим образом:

$$U_{n}(R) = \int d\vec{r}_{1} \int d\vec{r}_{2} \rho_{A1}(r_{1}) v_{NN} \left(\left| \vec{R} - \vec{r}_{2} + \vec{r}_{1} \right| \right) \rho_{A2}(r_{2}).$$
(1)

Здесь $\vec{r_1}$ и $\vec{r_2}$ – радиус-векторы двух взаимодействующих точек (ядра-снаряда и ядра-мишени соответственно), \vec{R} – вектор, соединяющий центры масс ядер, $\rho_{A1}(r_1)$ и $\rho_{A2}(r_2)$ – нуклонные плотности ядер, v_{NN} – эффективный нуклон-нуклонный потенциал. В настоящей работе рассмотрены сферические сталкивающиеся ядра.

Оценки материальной плотности ядер в значительной степени опираются на экспериментальную информацию о зарядовых распределениях плотности [28–30]. В настоящее время эксперименты по измерению непосредственно нуклонной плотности немногочисленны [31–33] и имеют большие погрешности.

Теоретическое описание нуклонных плотностей ядер осуществляется во многих моделях, например в релятивистской модели среднего поля [34], в подходе Хартри–Фока [35–37]. Однако микроскопические расчеты весьма трудоемки. Расчет нуклонной плотности в одночастичном приближении с дисперсионными оптическими потенциалами является менее ресурсоемким [38, 39]. Наиболее популярной аппроксимацией радиальной зависимости плотности протонов $\rho_Z(r)$ и нейтронов $\rho_N(r)$ является распределение Ферми [25, 27, 40, 41]:

$$\rho_{ZF}(r) = \rho_{ZC} \left[1 + \exp\left\{ \left(r - r_{Z0} A^{1/3} \right) / a_Z \right\} \right]^{-1}, \quad (2)$$

$$\rho_{NF}(r) = \rho_{NC} \left[1 + \exp\left\{ \left(r - r_{N0} A^{1/3} \right) / a_N \right\} \right]^{-1}.$$
 (3)

В настоящей статье изложен упрощенный алгоритм расчета плотности нейтронов $\rho_N(r)$ и протонов $\rho_Z(r)$, основанный на известной плотности электрического заряда в ядре. Этот алгоритм может быть полезен экспериментаторам. Основа предложенного алгоритма — линейная интерполяция параметров плотности нуклонов для произвольного сферического ядра между определенными в этой работе параметрами для шести ядер, выбранных в качестве реперных.

АППРОКСИМАЦИЯ ПЛОТНОСТЕЙ ПРОФИЛЕМ ФЕРМИ С ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫМ ХВОСТОМ (FE-АППРОКСИМАЦИЯ)

На первом этапе мы ставим своей целью аппроксимировать протонную $\rho_{ZSKX}(r)$ и нейтронную $\rho_{NSKX}(r)$ плотности реперных сферических ядер ¹²C, ¹⁶O, ³⁶S, ⁹²Zr, ¹⁴⁴Sm, ²⁰⁴Pb, полученные с помощью метода Хартри–Фока с набором параметров SKX (HF SKX) в работе [36], фермиевскими функциями (2) и (3) соответственно.

Алгоритм нахождения параметров ρ_{ZC} , r_{Z0} , a_Z (ρ_{NC} , r_{N0} , a_N) опишем на примере плотности протонов.

В массиве значений протонной плотности $\rho_{ZSKX}(r)$ мы находим максимальное значение (оно должно быть близким по значению к $\rho_{ZSKX}(0)$, но не обязательно совпадает с ним, см., например, рис. 1*a*, 1*e* и рис. 2*a*). Это значение принимается за начальное значение ρ_{ZCF} .

Далее определяется расстояние от центра ядра R_Z , на котором $\rho_{ZSKX}(R_Z) \approx \rho_{ZCF}/2$ (радиус половинной плотности ядра). Затем численно находится производная $d\rho_{ZSKX}/dr$ при $r = R_Z$. Легко показать, что

$$\frac{d\rho_{ZSKX}}{dr}(R_Z) \approx -\frac{\rho_{ZCF}}{4a_Z}.$$
(4)

Соотношение (4) используется для определения диффузности a_Z . Знаки приближенного, а не точного равенства обусловлены тем, что расчеты проводятся на сетке. Из связи $R_Z = r_{Z0}A^{1/3}$ следует выразить r_{Z0} . С полученными параметрами ρ_{ZCF} , r_{Z0} , a_Z вычисляется протонная плотность $\rho_{ZF}(r)$ по формуле (2) в диапазоне от 0 до 10 фм с шагом 0.1 фм. Полученное распределение должно удовлетворять условию нормировки

$$Z = \int d\vec{r} \rho_{ZF}(r), \tag{5}$$

однако на первом этапе, поскольку в качестве ρ_{ZCF} выбрано максимальное значение плотности, правая часть (5) больше левой.

Далее действия, описанные в предыдущем абзаце, повторяются с постепенным уменьшением значения параметра ρ_{ZCF} на 0.1% на каждом шаге. Окончательные значения параметров ρ_{ZCF} , r_{Z0} и a_Z соответствуют минимальной разности между правой и левой частями формулы (5). Такая же процедура применяется для нахождения параметров плотности нейтронов.

На рис. 1 и рис. 2 протонные и нейтронные плотности, полученные в результате аппроксимации фермиевской функцией (F-аппроксимации), сравниваются с плотностями, рассчитанными по методу HF SKX (HF SKX-плотностями). Согласие получается довольно хорошим; исключением является область, отдаленная от центра (область "хвостов" плотностей): здесь F-аппроксимация переоценивает HF SKX-плотности. Это неизбежно должно сказываться на величине энергии СиЯВ $U_n(R)$ сталкивающихся ядер (см. табл. 4).

Для улучшения результатов расчета в хвостовой области предложена модифицированная аппроксимация плотности экспоненциальной функцией при $r \ge r_E = R_Z + \Delta R$ ($r \ge r_E = R_N + \Delta R$), в соответствии с которой диффузность a_E убывает с расстоянием по следующему закону:

$$a_E(r) = a \left\{ 1 - \delta \cdot \left(r - r_E \right)^x \right\}.$$
(6)

Соответственно, плотности имеют вид:

$$\rho_{FE}(r) = \begin{cases} \rho_F(r), & r < r_E \\ \rho_F(r_E) exp\left[\frac{r_E - r}{a_E(r)}\right], & r \ge r_E \end{cases}.$$
(7)



Рис. 1. Зависимость протонной $\rho_Z(r)$ (*a*, *б*, *в*) и нейтронной $\rho_N(r)$ (*c*, *d*, *e*) плотностей от расстояния от центра ядра для ⁹²Zr в линейном (*a*, *c*) и логарифмическом (*б*, *d*) масштабах, а также с множителем $4\pi r^2$ (*в*, *e*). Квадраты – микроскопический расчет HF SKX, толстые серые линии – F-аппроксимация, тонкие черные линии – результаты расчета по FE-алгоритму.

Аппроксимация плотностей $\rho_{ZSKX}(r)$, $\rho_{NSKX}(r)$ формулами (6), (7) показана на рис. 1 и 2. Теперь согласие с HF SKX-плотностями в хвостах на-

много лучше. Оно достигается с параметрами $\delta = 0.02 \text{ фм}^{-x}$ и $\Delta R = 0.5 \text{ фм}$ для всех реперных ядер. Значения параметра *x* оказываются одинаковы-



Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для ядра ²⁰⁴ Pb.

ми для протонов и нейтронов для одного ядра, но различными для разных ядер (см. табл. 1). Следует отметить, что модифицированная аппроксимация (FE-аппроксимация) требует последующей дополнительной перенормировки: величины плотностей на малых расстояниях (плато) на рис. 1a, 1e и 2a, 2e не совпадают. Обозначим параметры, полученные в результате этой перенормировки, ρ_{ZCFE} и ρ_{NCFE} . Диффузности a_Z , a_N и параметры r_{Z0} , r_{N0} при этом не изменяются.

Значения параметров ρ_{ZCFE} , a_Z , r_{Z0} (ρ_{NCFE} , a_N , r_{N0}), полученные для реперных ядер, приведены в табл. 1. Обращает на себя внимание, что эти зна-

СУХАРЕВА и др.

Таблица 1. Параметры плотностей протонов и нейтронов для реперных ядер, а также относительные разности ε_Z и ε_N (см. формулу (8)). Количество значащих цифр соответствует 0.1%-ному изменению параметров ρ_{ZCF} и ρ_{NCF} (см. текст перед формулой (4))

Ядро	¹² C	¹⁶ O	³⁶ S	⁹² Zr	¹⁴⁴ Sm	²⁰⁴ Pb
$\rho_{\textit{ZCFE}},\varphi\text{m}^{-3}$	0.08277	0.07640	0.07205	0.06905	0.06679	0.06281
<i>r</i> _{Z0} , фм	1.006	1.061	1.074	1.111	1.131	1.133
<i>а</i> _Z , фм	0.4715	0.4706	0.4863	0.4916	0.4766	0.4748
$\epsilon_Z,\%$	4.8	3.0	6.1	4.5	3.9	3.0
$x_Z = x_N$	0	0	0.5	1	2	3
$\rho_{\textit{NCFE}},\varphi \text{m}^{-3}$	0.08416	0.07766	0.08462	0.08624	0.08531	0.08843
<i>r</i> _{N0} , фм	1.001	1.056	1.096	1.125	1.142	1.152
<i>а_N</i> , фм	0.4687	0.4673	0.5009	0.5023	0.4971	0.5095
$\epsilon_N,\%$	5.3	3.5	4.0	2.9	2.3	2.6

чения различны для протонов и нейтронов одного и того же ядра. Также в табл. 1 указаны относительные разности

$$\varepsilon_{Z(N)} = \frac{1}{Q} \sum_{i=1}^{Q} \left| 1 - \frac{\rho_{Z(N)FE}\left(r_{i}\right)}{\rho_{Z(N)SKX}\left(r_{i}\right)} \right|, \tag{8}$$

характеризующие степень согласия аппроксимирующей FE-плотности с аппроксимируемой HF SKX-плотностью.

Для нахождения нуклонных плотностей произвольных сферических ядер необходимо произвести линейную интерполяцию параметров r_{Z0} $(r_{N0}), a_Z(a_N)$ по зарядовому числу ядра между соответствующими узловыми значениями, приведенными в табл. 1. После того как диффузности и параметры радиусов найдены, значения ρ_{ZCFE} (ρ_{NCFE}) определяются из условий нормировки.

ЗАРЯДОВАЯ ПЛОТНОСТЬ В ЯДРАХ

Зарядовая плотность в сферическом ядре, $\rho_q(r)$, как функция расстояния r от центра ядра вычисляется с помощью конволюции [42]

$$\rho_q(r) = \int d\vec{r}_p \rho_Z(r_p) f_p(s_p) + \int d\vec{r}_n \rho_N(r_n) f_n(s_n).$$
(9)

Здесь $s_p = |\vec{r} - \vec{r}_p|$, $s_n = |\vec{r} - \vec{r}_n|$; $\vec{r}_p (\vec{r}_n)$ означает радиус-вектор центра масс протона (нейтрона); $f_p (s_p)$ $(f_n (s_n))$ – распределение заряда внутри протона (нейтрона). Для распределения заряда внутри протона в настоящей работе используется гауссово распределение [42]

$$f_p(s_p) = \frac{1}{\pi^{3/2} \sigma_G^3} \exp\left(\frac{-s_p^2}{\sigma_G^2}\right),\tag{10}$$

где параметр $\sigma_G = \sqrt{2}R_{qp}/\sqrt{3}$, а R_{qp} — экспериментальное значение среднеквадратичного зарядового радиуса протона, $R_{ap} = 0.8791$ фм [29].

Для зарядового распределения внутри нейтрона мы используем следующую аппроксимацию:

$$f_n(s_n) = \frac{\langle R_n^2 \rangle}{192\pi\sigma_n^6} (s_n - 3\sigma_n) \exp\left(\frac{-s_n}{\sigma_n}\right).$$
(11)

Здесь $\langle R_n^2 \rangle = -0.1149 \ \text{фm}^2$ — экспериментальное среднее значение квадрата зарядового радиуса нейтрона [29], а параметр $\sigma_n = 0.22 \ \text{фm}$.

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Зарядовые плотности $\rho_q(r)$, рассчитанные с помощью аппроксимированных протонных $\rho_Z(r)$ и нейтронных $\rho_N(r)$ плотностей, сравниваются с экспериментальными на рис. 3. При этих расчетах применен описанный выше FE-алгоритм, согласие получается довольно хорошим.

Количественное сравнение расчетных среднеквадратичных зарядовых радиусов r_{msqFE} с экспериментальными r_{msqexp} для нескольких сферических ядер, не являющихся реперными, проведено



Рис. 3. Зависимость зарядовой плотности $\rho_q(r)$ от расстояния от центра ядра для ядер ⁴⁰Ar (a, δ) , ⁵⁴Fe (e, e), ⁹⁴Mo (∂, e) , в линейном (a, e, ∂) и логарифмическом (δ, e, e) масштабах. Квадраты – экспериментальные данные [28], тонкие черные линии – результаты расчета с использованием протонных и нейтронных плотностей, полученных с помощью интерполяции по FE-алгоритму.

в табл. 2. Сравнение радиусов также удобно проиллюстрировать с помощью относительной разности

$$\xi_{rmsq} = \frac{r_{msqFE}}{r_{msqexp}} - 1. \tag{12}$$

Из табл. 2 видно, что относительная разность между экспериментальными и расчетными среднеквадратичными зарядовыми радиусами не превышает 2%, а в большинстве случаев составляет менее 1%.

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 5 2021

СУХАРЕВА и др.

Таблица 2. Среднеквадратичные зарядовые экспериментальные r_{msqexp} [29] и расчетные r_{msqFE} радиусы, их абсолютные Δr_{msqexp} и относительные ε_{exp} погрешности, а также относительные разности ξ_{rmsq} (см. формулу (12)) для ряда изотопов

Ядро	⁵⁸ Ni	¹¹⁶ Sn	¹¹² Sn	⁴⁰ Ca	⁵⁰ Ti	⁹⁰ Zr	⁹⁶ Zr
r _{msqexp} , фм	3.7748	4.6266	4.5943	3.4764	3.5704	4.2696	4.3498
$\Delta r_{msqexp}, фм$	0.014	0.015	0.018	0.01	0.016	0.008	0.011
ε _{exp} , %	0.37	0.32	0.39	0.29	0.45	0.19	0.25
<i>r_{msqFE}</i> , фм	3.7757	4.6126	4.5656	3.4128	3.6055	4.3148	4.3128
$\xi_{rmsq}, \%$	0.024	-0.30	-0.62	-1.8	0.98	1.1	-0.85

Таблица 3. Высоты кулоновских барьеров для рассматриваемых реакций: приближенная оценка B_Z (см. формулу (13)); расчетное значение U_{B0FE} ; экспериментальное значение U_{B0exp} ; относительная разность ξ_U (см. формулу (14))

№ пп	Реакция	<i>B</i> _Z , МэВ	<i>U_{B0FE}</i> , МэВ	<i>U_{B0exp}</i> , МэВ	Источник	$\xi_U, \%$
1	$^{12}C + ^{12}C$	7.86	5.74	5.8 ± 0.3	[44]	-1.0
2	$^{12}C + ^{16}O$	9.98	7.48	7.7 ± 0.4	[44]	-2.9
3	$^{12}C + ^{92}Zr$	35.27	31.49	32.31	[13]	-2.5
4	$^{12}C + ^{144}Sm$	49.40	45.96	_	-	—
5	$^{12}C + ^{208}Pb$	59.89	57.36	57.0 ± 0.4	[45]	0.63
6	$^{12}C + ^{204}Pb$	60.17	57.74	57.55	[13]	0.33
7	$^{16}\text{O} + {}^{58}\text{Ni}$	35.05	30.73	31.67	[13]	-3.0
8	$^{16}O + ^{92}Zr$	45.49	41.21	41.96	[13]	-1.8
9	$^{16}O + ^{116}Sn$	54.08	50.02	50.96	[13]	-1.8
10	$^{16}O + ^{112}Sn$	54.49	50.43	51.02	[13]	-1.2
11	$^{16}O + ^{144}Sm$	63.91	60.23	61.03	[13]	-1.3
12	$^{16}O + ^{208}Pb$	77.68	75.23	74.52	[13]	0.95
13	$^{16}O + ^{204}Pb$	78.03	75.30	74.9	[46]	0.53
14	$^{36}S + ^{208}Pb$	142.19	143.15	140.4 ± 1.4	[47]	2.0
15	$^{36}S + ^{204}Pb$	142.78	143.68	143.1 ± 0.2	[48]	0.41
16	$^{36}S + {}^{144}Sm$	116.11	114.59	_	-	—
17	$^{40}Ca + {}^{50}Ti$	61.94	57.56	58.21	[13]	-1.1
18	$^{36}S + ^{90}Zr$	82.23	78.34	77.97	[13]	0.47
19	$^{36}S + ^{96}Zr$	81.21	77.68	75.61	[13]	2.7
20	$^{40}Ca + ^{90}Zr$	101.25	97.91	96.88	[13]	1.1
21	$^{40}Ca + {}^{96}Zr$	100.01	97.08	94.59	[13]	2.6

Применим теперь нуклонные плотности, полученные с помощью разработанного нами FEалгоритма, для расчета энергии СиЯВ $U_n(R)$ (1) и кулоновских барьеров. В расчетах энергии СиЯВ использован эффективный нуклон-нуклонный потенциал v_{NN} M3Y Paris с плотностной зависимостью CDM3Y1 (см. табл. 1 и формулу (6) в работе [43]). Кулоновская составляющая взаимодействия ядер вычислена также методом двойной свертки с потенциалом кулоновского отталкивания точечных зарядов (см. формулу (5) в [43]).

Результаты таких расчетов для ряда реакций представлены в табл. 3. В ней приведены следующие величины: высота расчетного барьера U_{B0FE}

№ реакции в табл. 3	Реакция	Потенциал	Метод нахождения плотности	<i>U_{в0}</i> , МэВ	$\frac{U_{B0SKX}}{U_{B0F(E)}} - 1, \%$
		M3Y Paris	F	31.13	2.14
3	$^{12}C + ^{92}Zr$	M3Y Paris	FE	31.49	1.01
	M3Y Paris	HF SKX	31.81		
		M3Y Paris	F	74.52	1.92
13 ${}^{16}\text{O} + {}^{204}\text{Pb}$	M3Y Paris	FE	75.30	0.89	
	M3Y Paris	HF SKX	75.98		
		M3Y Paris	F	59.56	1.86
11	$^{16}O + ^{144}Sm$	M3Y Paris	FE	60.23	0.76
		M3Y Paris	HF SKX	60.69	
		M3Y Reid	F	59.56	

Таблица 4. Высота расчетного кулоновского барьера U_{B0} для нулевого углового момента в ряде реакций для F- и FE-аппроксимаций в сравнении с высотами, вычисленными с HF SKX-плотностями

для нулевого углового момента; высота экспериментального барьера U_{B0exp} . Также указаны приближенные значения высот барьеров B_Z , определенные по оценочной формуле

$$B_Z = Z_P Z_T / \left(A_P^{1/3} + A_T^{1/3} \right) \,\mathrm{M}\mathfrak{s}\mathrm{B}.$$
(13)

Относительная разность высот расчетного и экспериментального барьеров

$$\xi_U = \frac{U_{B0FE}}{U_{B0exp}} - 1 \tag{14}$$

не превышает 3%.

В табл. 4 приведены результаты расчетов U_{B0} для трех реакций с учетом экспоненциального хвоста при аппроксимации плотностей и без него. Из этих результатов видно, что экспоненциальная поправка является значимой: высоты барьеров отличаются на 1.1%. Заметим, что при замене версии Paris потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия M3Y на версию Reid высота барьера меняется менее чем на 0.017%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Зависимость плотности нуклонов в сферических ядрах от расстояния от центра ядра требуется для вычисления различных характеристик самих ядер и их взаимодействия. Расчет этих плотностей в микроскопических подходах весьма трудоемок. В литературе часто эти плотности аппроксимируют распределением Ферми. Однако при этом остается значительный произвол в параметрах этого про-

филя (радиус половинной плотности $r_0 A^{1/3}$ и диффузность *a*).

В настоящей работе мы аппроксимировали результаты расчетов нейтронных и протонных плотностей, полученных в микроскопическом подходе Хартри–Фока с SKX-параметрами, формулой Ферми для шести реперных ядер (F-аппроксимация, см. формулы (2), (3)). Проведенные расчеты показывают, что на периферии ядер (в хвостовой области) значения плотностей, полученные таким образом, существенно превышают плотности, вычисленные методом Хартри–Фока. Поэтому для этой области в настоящей работе предложена модернизированная экспоненциальная зависимость, использующая переменную диффузность. Такой FE-алгоритм позволил гораздо лучше воспроизвести микроскопические нуклонные плотности.

Далее был проведен расчет зарядовых плотностей в реперных ядрах с использованием нуклонных FE-плотностей. Оказалось, что рассчитанные таким образом зарядовые плотности хорошо согласуются с экспериментальными. Параметры распределения Ферми, r_0 и *а*, для других сферических ядер находятся с помощью линейной интерполяции. В работе показано, что для многих сферических ядер предложенный подход обеспечивает отличие расчетного среднеквадратичного зарядового радиуса от экспериментального менее 2%.

Кроме того, разработанный FE-алгоритм применен для расчета высот кулоновских барьеров для ряда реакций. Расчетные величины высот оказались в хорошем согласии с экспериментальными. Отличие не превосходит 3%, а более чем в половине рассмотренных случаев укладывается и в 2%.

Разработанный алгоритм устраняет неопределенности в параметрах формулы Ферми для протонных и нейтронных плотностей и может быть полезен другим исследователям для быстрых и достаточно точных расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Berriman A.C., Hinde D.J., Dasgupta M. et al. // Nature. 2001. V. 413. P. 144.

- 2. Dasgupta M., Hinde D.J., Rowley N., Stefanini A.M. // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1998. V. 48. P. 401.
- 3. Кузякин Р.А., Саргсян В.В., Адамян Г.Г., Антоненко Н.В. // ЭЧАЯ. 2017. Т. 48. С. 21.
- Hudan S., deSouza R.T., Umar A.S. et al. // Phys. Rev. C. 2020. V. 101. Art. No. 61601.
- Montagnoli G., Stefanini A.M., Jiang C.L. et al. // Phys. Rev. C. 2020. V. 101. Art. No. 44608.
- Fröbrich P., Gontchar I.I. // Phys. Rep. 1998. V. 292. P. 131.
- Schunck N., Robledo L.M. // Reports Prog. Phys. 2016. V. 79. Art. No. 116301.
- 8. Usang M.D., Ivanyuk F.A., Ishizuka C., Chiba S. // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. No. 064617.
- Schmitt C., Mazurek K., Nadtochy P.N. // Phys. Rev. C. 2019. V. 100. Art. No. 64606.
- 10. *Hammerton K., Morrissey D.J., Kohley Z. et al.* // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. No. 54621.
- 11. Oganessian Y.T., Utyonkov V.K. // Reports Prog. Phys. 2015. V. 78. Art. No. 36301.
- 12. Armbruster P., Münzenberg G. // Eur. Phys. J. H. 2012. V. 37. P. 237.
- 13. *Newton J.O., Butt R.D., Dasgupta M. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. Art. No. 024605.
- Yilmaz B., Ayik S., Lacroix D., Yilmaz O. // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. Art. No. 24613.
- Maruhn J.A., Reinhard P.-G., Stevenson P.D., Strayer M.R. // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. Art. No. 27601.
- Benrabia K., Medjadi D.E., Imadalou M., Quentin P. // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. No. 34320.
- 17. *Hagino K., Rowley N., Kruppa A.T.* // Comp. Phys. Commun. 1999. V. 123. P. 143.
- 18. Загребаев В.И., Самарин В.В. // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 1.
- Jacobs P.M., Smilansky U. // Phys. Lett. B. 1983. V. 127. P. 313.
- Chushnyakova M.V., Gontchar I.I. // J. Phys. G. 2013. V. 40. Art. No. 095108.
- Chushnyakova M.V., Bhuyan M., Gontchar I.I., Khmyrova N.A. // Nucl. Phys. A. 2020. V. 994. Art. No. 121657.
- Chushnyakova M.V., Gontchar I.I., Khmyrova N.A. // J. Phys. G. 2021. V. 48. Art. No. 015101.
- Ismail M., Ramadan K.A. // J. Phys. G. 2000. V. 26. P. 1621.
- 24. Satchler G.R., Love W.G. // Phys. Rep. 1979. V. 55. P. 183.

- 25. Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V. et al. // Int. J. Mod. Phys. E. 1996. V. 5. P. 191.
- 26. Khoa D.T. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. Art. № 034007.
- 27. Загребаев В.И., Карпов А.В., Аритомо Я. и др. // ЭЧАЯ. 2007. Т. 38. С. 893.
- 28. De Vries H., De Jager C.W., De Vries C. // Atom. Data Nucl. Data Tables. 1987. V. 36. P. 495.
- Angeli I. // Atom. Data Nucl. Data Tables. 2004. V. 87. P. 185.
- Cooper T., Bertozzi W., Heisenberg J. et al. // Phys. Rev. C. 1976. V. 13. P. 1083.
- 31. Sakaguchi H., Zenihiro J. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2017. V. 97. P. 1
- 32. *Terashima S., Sakaguchi H., Takeda H. et al.* // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. Art. No. 024317.
- 33. *Miller Gerald A.* // Phys. Rev. C. 2019. V. 100. Art. No. 044608.
- 34. Negele J.W. // Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. P. 913.
- 35. Gontchar I.I., Bhattacharya R., Chushnyakova M.V. // Phys. Rev. C. 2014. V. 89. Art. No. 034601.
- 36. Chushnyakova M.V., Bhattacharya R., Gontchar I.I. // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. Art. No. 017603.
- 37. Bhattacharya R. // Nucl. Phys. A. 2013. V. 913. P. 1.
- 38. Bespalova O.V., Ermakova T.A., Klimochkina A.A., Spasskaya T.I. // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. P. 912.
- Bespalova O.V., Fedorov N.A., Klimochkina A.A. et al. // Eur. Phys. J. A. 2018. V. 54. P. 2.
- 40. Chushnyakova M.V., Gontchar I.I. // Phys. Rev. C. 2013. V. 87. Art. No. 014614.
- 41. Gontchar I.I., Hinde D.J., Dasgupta M. et al. // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. Art. No. 034610.
- Łojewski Z., Nerlo-Pomorska B., Pomorski K., Dudek J. // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 601.
- 43. Gontchar I.I., Hinde D.J., Dasgupta M., Newton J.O. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. Art. No. 024610.
- 44. Kovar D.G., Geesaman D.F., Braid T.H. et al. // Phys. Rev. C. 1979. V. 20. P. 1305.
- 45. *Mukherjee A., Hinde D.J., Dasgupta M. et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. Art. No. 044608.
- 46. *Dasgupta M., Hinde D.J., Diaz-Torres A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. Art. No. 192701.
- Yanez R., Loveland W., Vinodkumar A.M. et al. // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. Art. No. 054615.
- Hinde D.J., Dasgupta M., Herrald N. et al. // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. Art. No. 054603.

A novel algorithm for evaluating the proton, neutron, and charge densities in nuclei: comparison with experimental data

O. M. Sukhareva^a, M. V. Chushnyakova^a, I. I. Gontchar^b, A. A. Klimochkina^{c, *}

^aOmsk State Technical University, Omsk, 644050 Russia
 ^bOmsk State Transport University, Omsk, 644046 Russia
 ^cMoscow State University, Moscow, 119991 Russia
 *e-mail: klimann 16@gmail.com

The nucleon density is a fundamental value in nuclear physics. In particular, while calculating fusion crosssections of nuclei, it is a significant ingredient of the double-folding model. We propose a simplified way of calculating this density based on the microscopic densities of six benchmarking nuclei. In contrast to microscopic calculations, the proposed method is not time-consuming and can easily be used by experimentalists. УДК 539.17

СИНТЕЗ НАМАГНИЧЕННЫХ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

© 2021 г. В. Н. Кондратьев^{1, 2, *}

¹ Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия ²Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области "Университет "Дубна", Дубна, Россия

> **E-mail: vkondrat@theor.jinr.ru* Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Рассмотрены свойства и массовые распределения удьтранамагниченных атомных ядер, возникающих в результате столкновений тяжелых ионов, в коре магнитаров, при взрывах сверхновых II-го типа и слияния нейтронных звезд. Для диапазона напряженности магнитного поля 0.1—10 ТТл эффект Зеемана приводит к линейному ядерному магнитному отклику, который можно описывать в терминах магнитной восприимчивости. Соответственно, энергии связи возрастают для ядер с открытой оболочкой и уменьшаются для ядер с закрытой. Заметное увеличение выхода соответствующих продуктов взрывного нуклеосинтеза с антимагическими числами предсказано для ядер группы железа и *r*-процесса. Магнитное обогащение объема изотопа ⁴⁴Ti согласуется с результатами наблюдений и свидетельствует о значительном увеличении доли основного изотопа титана ⁴⁸Ti в химическом составе галактик. Увеличение количества нуклидов с малым массовым числом в пике *r*-процесса предсказано как результат магнитных эффектов.

DOI: 10.31857/S0367676521050136

введение

Влияние магнитных эффектов на структуру нуклидов хорошо известно из изучения сверхтонких взаимодействий [1]. При этом поля, создаваемые электронным окружением на поверхности атомных ядер, достигают величин индукции в мегатесла (МТл). Значительно большие значения напряженности магнитных полей, превышающие тератесла (ТТл), возникают при взрыве сверхновых (СН) [2-4], слиянии нейтронных звезд [5], в коре магнитаров [6] и столкновениях тяжелых ионов [7]. Такая чрезвычайно сильная намагниченность интенсивностей вплоть до десятков ТТл, может развиться из-за сильной конвекции, приводящей к магнитно-ротационным неустойчивостям (МРН) и/или динамо-процессам, и способствовать образованию ударной волны в соответствии с численными моделированиями взрыва СН и наблюдениями источников мягких повторяющихся гамма-всплесков (МПГ или soft-gamma repeaters - SGR) и аномальных рентгеновских пульсаров (АРП или anomalous X-ray pulsars – АХР) (см., например, [2–4, 6, 8, 9] и ссылки к ним). Образованные в таких процессах нуклиды содержат информацию о структуре вещества и механизмах взрывных процессов.

Сильные магнитные поля могут изменять состав ядер, что приводит к необходимости рассмотрения возможного влияния магнетизма на структуру, преобразования и трансмутацию нуклидов. Применение соответствующих данных при анализе нуклеосинтеза и цепочек ядерных превращений может дать более детальную информацию как, например, о СН и нейтронных звездах: о магнитодинамике при взрывах СН, формировании коры нейтронных звезд и т.д., так и о процессах образования химических элементов. Соответственно, химический состав галактик и остатков СН содержат информацию о процессах взрыва.

В настоящей работе проанализировано влияние соответствующего относительно слабого магнитного поля на структуру ядер и обсуждены возможности использования радионуклидов для зондирования внутренних областей взрывных процессов. Кратко рассмотрены влияние зеемановского расщепления уровней энергии нуклонов на структуру, свойства и состав атомных ядер.

РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ УЛЬТРАНАМАГНИЧЕННЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР

Магнитные эффекты в структуре ядер влияют на выход нуклидов при соответствующем процессе взрывного нуклеосинтеза. Приближение ядерного статистического равновесия (ЯСР) используется очень успешно для описания распространенности ядер группы железа и ближайших нуклидов более половины столетия. В условиях ЯСР выход нуклидов *Y* определяется каноническими статистическими суммами Σ_i атомного ядра *i* = *A* и свободных нейтронов, и протонов *Y* = $\Sigma_A (\Sigma_n \Sigma_p)^{-1}$ и, в основном, энергией связи образующихся атомных ядер. Магнитные эффекты в ЯСР рассматривались в [2–4, 10, 11] и ссылках в них. Напомним, что при температурах ($T \le 10^{9.5}$ K) и напряженности поля ($H \ge 0.1$ TTл), зависимость от магнитного поля относительного выхода *y* = *Y*(*H*)/*Y*(0) определяется, главным образом, изменением энергии связи ядер в поле *H* и может быть записана в следующем виде

$$y = \exp\{\Delta B/kT\},\tag{1}$$

где магнитное изменение энергии связи ядер ΔB задается в виде разности энергий E_N не взаимодействующих свободных нуклонов и E_A состоящего из них ядра $\Delta B = E_N - E_A$. В условиях термодинамического равновесия при температуре Tсоответствующая энергия

$$E = \frac{kT^2}{\Sigma} \frac{\partial \Sigma}{\partial T}$$
(2)

выражается через статистическую сумму $\sum = \sum_{i} \exp\{-e_i/kT\}$, где e_i – энергия ядерных частиц в *i*-ом состоянии, k – постоянная Больцмана. При использовании (2) для свободных нуклонов компоненту энергии, включающую взаимодействие с магнитным полем, можно записать в виде

$$E_{\alpha} = -\frac{g_{\alpha}}{2} \omega_L \text{th}(g_{\alpha} \omega_L / 2kT), \qquad (2a)$$

где $\omega_L = \mu_N H$ с ядерным магнетоном μ_N , g_α – известные спиновые факторы для протонов и нейтронов $g_p = 5.586$ и $g_n \approx -3.826$, th(x) – гиперболический тангенс. Для рассматриваемых здесь величин температуры ($T \sim 10^{9.5}$ K) и силы поля ($H \sim \sim 1$ TT π) $E_\alpha \sim -10^{0.5}$ кэВ.

ЭНЕРГИЯ ЗЕЕМАНА В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Эффект Зеемана–Пашена–Бака связан со сдвигом уровней энергии нуклонов $\Delta = m_N H$ вследствие взаимодействия магнитного момента нуклонов m_N с полем H. Драматическое изменение структуры ядра происходит при условиях пересечения ядерных уровней [2–4, 6]. Характерный интервал энергии $\Delta \varepsilon \sim 1$ МэВ определяет масштаб напряженности поля $\Delta H_{cross} \sim \Delta \varepsilon/\mu_N \sim 10^{1.5}$ ТТл, при котором нелинейные эффекты доминируют. В случае небольшой напряженности поля $H \ll 10^{1.5}$ ТТл можно использовать линейное приближение. Метод среднего самосогласованного поля является полезным и широко используемым подходом для реалистического описания и анализа свойств атомных ядер. Одночастичный гамильтониан \hat{H}_{α} для ядер в относительно слабом магнит-

ниан Π_{α} для ядер в относительно слабом магнитном поле H в линейном приближении можно записать в виде

$$\hat{H}_{\alpha} = \hat{H}_{\alpha}^{0} - (g_{\alpha}^{0}\vec{l} + g_{\alpha}\vec{s})\omega_{L}, \quad (\alpha = n, p).$$
(3)

В (3) \hat{H}^{0}_{α} представляет одночастичный гамильтониан для изолированных ядер, \vec{l} и \vec{s} – операторы орбитального момента и спина. Взаимодействие дипольного магнитного момента нуклонов с полем представлено слагаемыми, содержащими вектор $\omega_{L} = \mu_{N}\vec{H}$, а g^{0}_{α} обозначает орбитальный *g*-фактор: $g^{0}_{p} = 1$ и $g^{0}_{n} = 0$, спиновые *g*-факторы определены выше в (2а).

Лидирующая компонента магнитного вклада представлена суммой по заполненным уровням *i* одночастичной энергии ε_i , $B_m = \sum_{i-occ} \varepsilon_i$ (см. [10, 11] и ссылки там). В представлении углового момента одночастичные состояния $|i\rangle$ для сферических ядер характеризуются следующими квантовыми числами (см. [1]): n – главное квантовое число, l – орбитальный момент, j – полный спин, m_j – его проекция на направление магнитного поля. Используя одночастичные энергии ε_{n1jm_j} и волновые функции $|nljm_j\rangle$, магнитное изменение энергии $\Delta B^m = B^m(H) - B^m(0)$ в поле Hможно записать как

$$\Delta B^m_{\alpha} = \kappa_{\alpha} \omega_{\rm L}, \quad \kappa_{\alpha} = \sum_{i-\rm occ} \kappa^i_{\alpha}, \tag{4a}$$

$$\kappa_{\alpha}^{i} = \sum_{m,\sigma} \left| \left\langle lm, \frac{1}{2}\sigma \right| jm_{j} \right\rangle \right|^{2} \left(g_{\alpha}^{0}m + g_{\alpha}\sigma \right) = = \begin{cases} \left(g_{\alpha}^{0}l + g_{\alpha}/2 \right)m_{j}j^{-1}, & j = l + 1/2, \\ \left(g_{\alpha}^{0}(l+1) - g_{\alpha}/2 \right)m_{j}(j+1)^{-1}, & j = l - 1/2. \end{cases}$$
(46)

где $\alpha = p, n, \langle lm, \frac{1}{2}\sigma | jm_j \rangle$ – коэффициент Клебша–Гордана. Подчеркнем здесь, что параметры κ_{α} представляют комбинированную восприимчивость независимых нуклонов, движение которых пространственно ограничено из-за среднего поля. Таким образом, значение κ_{α} существенно отличается от ядерного *g*-фактора, соответствующего взаимодействию магнитного момента ядра в основном состоянии с полем. В рамках оболочечной модели магнитный момент определяется валентными неспаренными нуклонами [1], а относящийся к ядру *g*-фактор – состоянием с максимальной проекцией спина *m_i*. Выражение (4) дает более надежную энергию ядер в магнитных полях *H* > 0.1 ТТл по сравнению с *g*-фактором ядра в основном состоянии.

Для изотопов титана (см. рис. 1) $\kappa_{Ti} \approx 14$. Согласно (4) магнитная компонента энергии титана $E_{Ti} \approx \Delta B_{Ti}^m \sim -10^{2.5}$ кэВ заметно превышает аналогичную величину для составляющих нуклонов. Этот эффект приводит к увеличению энергии связи ядер с открытой оболочкой, причем наибольшее влияние такой дополнительной магнитной связи проявляется, когда открытая оболочка ядра заполнена наполовину. В результате состав стабильных ядер в магнитном поле изменяется.

Магнитное изменение распространенности атомных ядер

Согласно (1), (2) и (4) зависимость от магнитного поля относительного выхода может быть записана в следующем виде

$$y \approx \exp\{\Delta B/kT\} \approx \exp\{(E_{\rm N} + \kappa \omega_{\rm L})/kT\}.$$
 (5)

В случае магических чисел $\kappa = 0$ (см. рис. 1) и зависимость от магнитного поля в синтезе ядер обусловлена изменением энергии взаимодействия свободных нуклонов с полем. Намагничивание невырожденного нуклонного газа и возникающая компонента магнитного давления приводят к эффективному уменьшению энергии связи магических ядер и, в результате, к подавлению выхода соответствующих химических элементов. Однако заметим, что фактор подавления менее существенен в случае реалистичной геометрии магнитного поля [4]. Значительные магнитный момент и величина к дают вклад в увеличение связи нуклонов для ультранамагниченных антимагических ядер в поле. Вызванное таким усилением возрастание продуктов нуклеосинтеза слабо чувствительно к структуре магнитного поля [4].

Изменение выхода ядер группы железа — продуктов взрывного нуклеосинтеза

Рассмотрим нормированный коэффициент выхода антимагических четно-четных симметричных ядер 1 $f_{7/2}$ и 2 $p_{3/2}$ оболочек и дважды магического ядра ⁵⁶Ni, т.е. $[i/Ni] \equiv y_i/y_{Ni}$. Как видно из рис. 2, объем синтеза ⁴⁴Ti и ⁴⁸Cr резко возрастает с увеличением магнитной индукции, тогда как совокупная масса ⁶⁰Zn практически постоянна. Напомним в этой связи загадочно большую распространенность титана, получаемую в прямых наблюдениях остатков CH II-го типа [4, 10, 11]. Данные наблюдений предполагают выход ядер Ti для CH II-го типа, значительно превышающий предсказания моделей и аналогичные результаты для CH I-го типа. Как видно из (4), (5) и рис. 1, 2,



Рис. 1. Зависимость компонентов магнитной восприимчивости κ ядер от числа протонов Z (короткие штрихи) и нейтронов N (длинные штрихи). Сплошная кривая показывает полную восприимчивость κ симметричных ядер в зависимости от Z = N = A/2.



Рис. 2. Зависимость от магнитного поля отношений выходов: $a - [i_1/\text{Ni}]$ для ⁵⁶Ni, $i_1 = {}^{48}\text{Cr}$ (кривая *I*), ⁴⁴Ti (2), ⁵⁴Co (3), ⁶⁰Zn (4); $\delta - [i_2/\text{Sn}]$ для ¹⁰⁰Sn, $i_2 = {}^{96}\text{Cd}$ (кривая *I*), ⁹²Pd (2), ⁹⁵Rn (3) при kT = 0.5 МэВ.

магнитное увеличение в синтезе нуклидов на порядок величины соответствует напряженности поля несколько ТТл. Такая магнитная индукция согласуется с предсказаниями моделей энергией взрыва СН [4, 10, 11].

Заметим, что такие условия предполагают еще более сильное обогащение изотопами ⁴⁸Cr, так как максимальная магнитная восприимчивость к соответствует наполовину заполненной оболочке. В случае заполнения оболочки 1 $f_{7/2}$ (ядра группы железа) такое условие выполняется при Z = N = 24 (см. предыдущий раздел). Значительная величина параметра $\kappa_{Cr} = 17.51$ приводит к заметному магнитному усилению при генерации нуклида ⁴⁸Cr. Цепочка радиоактивного распада ⁴⁸Cr \rightarrow ⁴⁸Cr \rightarrow ⁴⁸Ti порождает избыток доминирующего изотопа титана.

Нуклиды г-процесса

Нуклиды *r*-процесса могут образовываться в результате слияния нейтронных звезд [12]. В одном таком событии производится в 100 раз больший объем нуклидов по сравнению с процессами взрыва СН II—го типа. На первой стадии образования ядер *r*-процесса материя испытывает взрывное горение при высоких температурах и нагревается до состояния ЯСР [13], а состав нуклидов дается соотношением (1). Значительно усиленная магнитная индукция может влиять на процессы нуклеосинтеза в обоих случаях. Как видно из (4) и рис. 1, заметная магнитная модификация ядерных свойств ожидается для массовых чисел, соответствующих ярко выраженным магическим числам N&Z = 28, 50, 82 и 126.

На рис. 1 видно, что для массовых чисел A == 40-100, значимые величины магнитной восприимчивости отображаются для ядер, соответствующих оболочкам $1f_{7/2}$ и $1g_{9/2}$. Число нейтронов N = 50 дает магическое число или точку концентрации ядерного материала на пути сценария rпроцесса. Такое увеличение массы происходит также из-за малого сечения (*n*, *γ*)-реакции на магических ядрах [14]. Нормированные коэффициенты выхода некоторых ядер оболочки $lg_{9/2}$ и дважды магического ядра ¹⁰⁰Sn, т.е. $[i/Sn] \equiv y_i/y_{Sn}$, представлены на рис. 26. Как видно из рисунка, магнитные эффекты приводят к обогащению ядер с меньшими массовыми числами. Однако изотон ⁹⁵Rn с N = 50 демонстрирует более выраженное обогащение, указывая, тем самым, что большой объем изотонов с N = 50 остается устойчивым. Такое свойство связано с большей магнитной восприимчивостью протонов, чем нейтронов. Следуя аргументам приближения "точки ожидания", можно ожидать слабого магнитного эффекта в пике *r*-процесса с увеличенной долей нуклидов с меньшими массовыми числами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены свойства ультранамагниченных атомных ядер, возникающих при взрыве сверхновых II-го типа, слиянии нейтронных звезд, столкновениях тяжелых ионов и в коре магнитаров. Показано, что для напряженности поля 0.1–10 ТТл магнитный отклик нуклонов определяется эффектом Зеемана. Соответственно, доминирующая линейная магнитная восприимчивость представлена как комбинированная реактивность валентных нуклонов и усиливает энергию связи для ядер с открытой оболочкой. Для магических ядер с замкнутыми оболочками энергия связи эффективно уменьшается из-за индуцированного полем дополнительного давления в свободном нуклонном газе. В результате состав атомных ядер, образованных в ультрамагниченной плазме, зависит от напряженности поля. Магнитное изменение структуры для ядер $1 f_{7/2}$ оболочки (группа железа) усиливает продукты нуклеосинтеза меньших массовых чисел. В частности, увеличение относительного выхода изотопа титана⁴⁴Ті при индукции поля в несколько ТТл удовлетворительно согласуется с данными прямых наблюдений остатков СН [2-4, 10, 11], а индукция магнитного поля согласуется с энергией взрыва СН [4, 10, 11]. Эти условия нуклеосинтеза подразумевают также значительное увеличение доли основного изотопа титана ⁴⁸Ті в химическом составе галактик.

Отметим, что полученное увеличение энергии связи приводит к подавлению реакций захвата нейтронов [14], важных для синтеза тяжелых химических элементов. Рассматриваемые магнитные эффекты могут так же стимулировать динамическую деформацию в ядерных столкновениях, важную при расчетах сечений подбарьерного слияния [15, 16].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Landau L.D., Lifshitz E.M.* Course of theoretical physics. V. 3. N.Y.: Pergamon, 1965.
- 2. Kondratyev V.N. // Eur. Phys. J. A. 2014. V. 50. P. 7.
- Kondratyev V.N. // EPJ Web Conf. 2016. V. 107. Art. No. 10006.
- 4. Kondratyev V.N., Korovina Yu.V. // JETP Lett. 2015. V. 102. P. 131.
- 5. Price D.J., Rosswog S. // Science. 2006. V. 312. P. 719.
- Kondratyev V.N. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. Art. No. 221101.
- Voronyuk V., Toneev V.D., Cassing W. et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. Art. No. 054911.

- Кондратьев В.Н., Коровина Ю.В. // ЭЧАЯ. 2018. Т. 49. С. 107; Kondratyev V.N., Korovina Yu.V. // Phys. Part. Nuclei 2018 V. 49 P. 105.
- 9. Кондратьев В.Н. // ЭЧАЯ. 2019. Т. 50. С. 722; Колdratyev V.N. // Phys. Part. Nucl. 2019. V. 50. Р. 613.
- 10. Kondratyev V.N. // Phys. Lett. B. 2018. V. 782. P. 167.
- 11. Kondratyev V.N. // MNRAS. 2018. V. 480. P. 5380.
- 12. *Pian E., D'Avanzo P., Vergani D. //* Nature 2017. V. 551. P. 67.
- Thielemann F.-K., Eichler M., Panov I.V., Wehmeyer B. // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2017. V. 67. P. 253.
- 14. *Kondratyev V.N.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. Art. No. 038801.
- Kondratyev V.N., Bonasera A., Iwamoto A. // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. Art. No. 044613.
- Bonasera A., Kondratyev V.N. // Phys. Lett. B. 1994. V. 339. P. 207.

Synthesis of magnetized heavy nuclei

V. N. Kondratyev^{a, b, *}

^aJoint Institute of Nuclear Research, Dubna, Russia ^bState University "Dubna", Dubna, Russia *e-mail: vkondrat@theor.jinr.ru

The properties and mass distribution of ultramagnetized atomic nuclei arising during collisions of heavy ions, type II supernova explosions, neutron star mergers, and in magnetar crusts are considered. For a magnetic field strength range of 0.1-10 tera-tesla the Zeeman effect results in a linear nuclear magnetic response, which can be described by making use of magnetic susceptibility. Accordingly, the binding energies increase for nuclei with an open shell and decrease for nuclei with a closed shell. Noticeable increase in a yield of corresponding products of explosive nucleosynthesis with anti-magic numbers is predicted for nuclei of the iron group and the *r*-process. The magnetic enrichment of the ⁴⁴Ti isotope volume is consistent with the results of direct observations and indicates a significant increase in the fraction of the main titanium isotope ⁴⁸Ti in the chemical composition of galaxies. An increase in a volume of nuclides with low mass numbers at the peak of the *r*-process is predicted to occur due to magnetic effects.

УДК 539.143

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ВЫЧИСЛЕНИЮ ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ ДЛЯ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

© 2021 г. М. В. Симонов¹, Е. В. Владимирова¹, Т. Ю. Третьякова^{1, 2, *}, Б. С. Ишханов¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", Физический факультет, Москва, Россия

 $^2\Phi$ едеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

"Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова",

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

**E-mail: tretyakova@sinp.msu.ru* Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Рассмотрены варианты использования метода локальных массовых соотношений в области сверхтяжелых элементов с зарядом ядра Z > 106. С использованием формул для оценки остаточного *пр*-взаимодействия получены оценки для энергии связи, энергии α -распада и периода полураспада по α -каналу для изотопов Z = 107-110 и N = 152-161.

DOI: 10.31857/S0367676521050227

введение

Сверхтяжелые элементы (СТЭ) с атомным номером больше 100 привлекают внимание на протяжении всего времени развития ядерной физики. Оценки в рамках модели жидкой капли приводят к ограничению на существование СТЭ с зарядом ядра Z > 104, однако благодаря стабилизирующим эффектам оболочек [1] время жизни известных сверхтяжелых нуклидов составляет $\sim 10^{5} - 10^{-5}$ с. Кроме того, предсказано существование "острова стабильности" – области относительной стабильности (максимальное время жизни до 10¹⁰ с [2]) для ядер с зарядом Z ~ 112-126 и числом нейтронов N~ 172-184 [3]. Высокая вероятность распада ядер СТЭ приводит к большим трудностям в измерении их характеристик. Данных по измерению спектров для СТЭ нет [4], поэтому мы можем судить о структуре ядра лишь по теоретическим прогнозам. Плотность одночастичных уровней в ядрах СТЭ крайне высока, поэтому магические числа и порядок заполнения энергетических уровней зависят от модели, в рамках которой производится расчет [5, 6]. Ядра СТЭ содержат экстремально большое число нуклонов – около 300. На стабильность многонуклонной системы в значительной степени влияет деформация [7], кроме того, в распределении плотности внутри ядра могут наблюдаться такие экзотические эффекты, как полупузыри и кольца, обусловленные сильным кулоновским отталкиванием [3]. Все указанные особенности заставляют экспериментаторов прилагать значительные усилия по синтезу новых изотопов и изучению их свойств. В настоящее время ведутся попытки по синтезу 119-го и 120-го элементов [8, 9].

В нашей работе основное внимание будет уделено массе атомного ядра и энергии связи как базовым характеристикам ядра. Из 150 известных изотопов СТЭ экспериментальное значение массы ядра получено лишь для 26 нуклидов. С другой стороны, на данный момент предложено большое количество разных вариантов модельных расчетов энергии связи В. Решение уравнения Шредингера и его релятивистских аналогов с учетом реальных и даже эффективных сил пока является слишком трудоемкой задачей и для СТЭ не может применяться, так как вычислительные возможности ограничивают применимость подобных методов массовым числом $A \sim 40$ [10]. Расчеты в моделях среднего поля позволяют точно рассчитать энергию связи для отдельных ядер; средняя точность предсказаний составляет от 0.3 до 1 МэВ для полной энергии связи [11, 12]. Наиболее точные макро-микроскопические модели, такие как FRDM (для ядер с $N \ge 65$ среднеквадратичное отклонение $\sigma \sim 0.34 \text{ МэВ}$ [13]), для СТЭ могут давать оценки, отличающиеся от экспериментальных на 0.5-1.5 МэВ. Стоит также отметить полуэмпирическую модель Weizsäcker-Skyrme [14], сочетающую в себе достижения жикдокапельной модели с микроскопическими расчетами с использованием функционала плотности энергии в форме Скирма для расчета микроскопической поправки. В своей последней итерации (WS4 + RBF), где для улучшения точности применяется метод радиальных базисных функций, который можно рассматривать как простейшую нейронную сеть, модель демонстрирует наиболее точное описание масс известных ядер среди всех массовых моделей – среднеквадратичное отклонение для СТЭ составляет 0.13 МэВ, для всех ядер – 0.16 МэВ [15].

Среди методов предсказания неизвестных масс ядер отдельное место занимают феноменологические подходы с использованием локальных массовых соотношений, основанные на непрерывности массовой поверхности. Энергии отделения одного или двух нуклонов и другие соотношения, составленные из энергий связи соседних ядер, на разных изолиниях (N, Z, N-Z, A = const) аппроксимируются гладкими зависимостями, которые экстраполируются в область неизвестных ядер [16, 17]. Могут быть также составлены алгебраические соотношения, примерно равные нулю, которые связывают массы атомных ядер [18] или энергии α-распада [19]. В систематике АМЕ2016 [20], обобщающей все экспериментальные данные по массам атомных ядер, каждому нуклиду (в том числе с неизвестной массой) приписывается такое значение массы, чтобы все связанные с ним массовые характеристики наиболее плавно зависели от N, Z и A. Точность предсказаний АМЕ2016 для СТЭ составляет о ~ 0.3-0.6 МэВ. Несомненным преимуществом локальных подходов является прозрачность схемы и высокая точность расчетов, однако использование массовых соотношений ограничено необходимой привязкой к уже полученным экспериментальным данным, что существенно сужает область их применения.

В нашей работе для получения оценок энергии связи мы использовали локальное массовое соотношение, отражающее остаточное нейтрон-протонное взаимодействие (пр-взаимодействие). Данное соотношение и связанные с ним массовые формулы успешно применяются для предсказания масс ядер с 60-х годов [17, 18, 21], однако их использование в области СТЭ ограничено Z == 106 и N = 157. Данное ограничение не имеет физической природы и обусловлено исключительно текущей ситуацией по наличию экспериментальных значений масс ядер в этой области. В настоящей работе мы предлагаем два подхода для преодоления данного ограничения и использования соотношения для пр-взаимодействия для изотопов 107-110 элементов.

МАССОВОЕ СООТНОШЕНИЕ ДЛЯ ОСТАТОЧНОГО *пр*-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Поверхность энергии связи B(N, Z) считается непрерывной, поэтому учет ее локального, вблизи определенного нуклида (N, Z), поведения позволяет связывать энергии связи ядер в некоторые линейные соотношения. В зависимости от конструкции значение алгебраического соотношения может быть постоянным или плавно изменяться с ростом A, N, Z. Если характеристика отражает расслоение массовой поверхности по четности Z или N, изотопы разделяют на две или четыре группы, чтобы избежать скачкообразного поведения соотношения.

Предсказание масс ядер с использованием алгебраических соотношений, связывающих массы лежащих рядом на NZ-диаграмме нуклидов, и есть метод локальных массовых соотношений. Для получения оценок строятся аппроксимации соотношений. Предпочтительными являются характеристики, наименее чувствительные к оболочечным эффектам. Аппроксимации массовых соотношений позволяют получать с использованием массива экспериментальных данных оценки масс неизвестных ядер, а также связанные с массами характеристики: энергии связи, энергии реакций, оценки расслоения массовой поверхности и т.д. С другой стороны, отклонение экспериментального значения от предсказательного тренда, полученного из массового соотношения, может свидетельствовать о наличии магических ядер.

Основное соотношение в нашей работе отражает остаточное нейтрон-протонное (*np*) взаимодействие [22]:

$$\Delta_{np}(Z,N) = S_p(Z,N) - S_n(Z-1,N) = = B(Z,N) + B(Z-1,N-1) - B(Z-1,N) - (1) - B(Z,N-1),$$

где S_p и S_n — энергии отделения протона и нейтрона соответственно. Эмпирические значения $\Delta_{np}(Z, N)$ делятся на две группы по четности массового числа A: для четных A в области СТЭ величина $\Delta_{np} \sim 0.5$ МэВ и плавно уменьшается с ростом A, для нечетных $A \Delta_{np}(Z, N) \approx \text{const. Хоро$ $шим приближением для аппроксимации <math>\Delta_{np}(Z, N)$ при четных A является степенная зависимость с $\gamma = -1$ [17, 22]:

$$\Delta_{np}^{approx}\left(Z,N\right) = C_1 + C_2 A^{\gamma}.$$
(2)

Параметры функции приведены в табл. 1. Таким образом, с использованием аппроксимации из формулы (1) можно получить оценку любой из четырех энергий связи, например:

$$B_{pred}(Z,N) = B(Z-1,N) + B(Z,N-1) - B(Z-1,N-1) + \Delta_{np}^{approx}(Z,N).$$
(3)

Таблица 1. Значения коэффициентов аппроксимации $\Delta_{nn}^{approx}(Z, N) = C_1 + C_2 A^{\gamma}$

	<i>C</i> ₁ (кэВ)	<i>C</i> ₂ (кэВ)	γ
А четные	-0.03 ± 0.08	107 ± 17	-1
А нечетные	0.116 ± 0.005	_	_

Табл. 2. Параметры аппроксимаций линий отделения двух нуклонов $S_{nn}(Z)$ при N = 154 и $S_{nn}(N)$ при Z = 100

	PP \uparrow \bullet	
	а (МэВ)	<i>b</i> (МэВ)
S _{pp}	-0.910 ± 0.021	100.7 ± 2.1
S _{nn}	-0.39 ± 0.03	72 ± 4

Начиная с известных значений энергии связи, итерационным путем получают оценки для новых значений, усредняя оценки для одного ядра, если возможно. Подробности итерационной процедуры, а также результаты предсказаний энергий связи для нуклидов с $Z \le 106$, $N \le 157$ приведены в нашей предыдущей работе [23]. На рис. 1 приведен фрагмент NZ-диаграммы с выделенной областью, где может быть использована данная методика (клетки, помеченные ×). Для того, чтобы получить оценки для элементов Z = 107-110, необходимо было использовать дополнительные данные.

ОЦЕНКИ МАССОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Для дальнейших расчетов мы использовали энергии реакций: в первом варианте это были



Рис. 1. Схема расчета. Темно-серым отмечены ядра, массы которых определены экспериментально; светло-серый – известные изотопы. × – расчет до $Z \le 106$, $N \le 157$; * – расчет в области Z > 106, N > 157.

энергии отделения двух протонов S_{pp} и двух нейтронов S_{nn} , во втором варианте в качестве дополнительных экспериментальных данных были использованы данные по энергии α -распада Q_{α} . Энергии отделения

$$S_{pp}(Z,N) = B(Z,N) - B(Z-2,N),$$
 (4)

$$S_{nn}(Z,N) = B(Z,N) - B(Z,N-2)$$
 (5)

удобны тем, что практически линейно зависят от $N, Z: S_{pp}$ от Z и S_{nn} от N. Это свойство энергий отделения позволяет получить наиболее точные аппроксимации на некоторых линиях изотопов и изотонов. Были выбраны две наиболее близкие к ядру ²⁶³₁₅₇Sg линии изотонов N = 154 для S_{pp} и изотопов Z = 100 для S_{nn} с достаточным числом экспериментальных значений массы на этих линиях. Параметры линейных аппроксимаций

$$S_{pp}(Z) = aZ + b, (6)$$

$$S_{nn}(N) = aN + b \tag{7}$$

были получены в работе [24] и приведены в табл. 2. Экстраполируя зависимости (6) и (7) в область Z >> 106, N > 157, мы получили 8 опорных значений энергии связи: N = 154, Z = 107-110; Z = 100, N = = 158-161 (см. рис. 1, клетки со знаками " S_{pp} , S_{nn} "). Далее мы применили итерационную процедуру, описанную в предыдущем разделе (см. рис. 1, клетки, помеченные *). На данный момент в области Z > 106, N > 157 имеется в наличии всего пять экспериментальных значений масс изотопов Z = 108 и 110. Мы провели два варианта расчета: без учета этих данных и с включением экспериментальных данных для Z = 108 и 110 в схему расчета. Результаты для удельной энергии связи представлены на рис. 2 (сплошная и пунктирная линии). Различие двух вариантов расчета наиболее заметно для изотопов Z = 110 - во втором случае получены более низкие значения для всех нуклидов в цепочке. Существенно различаются данные результаты в применении к расчету энергии α-распада

$$Q_{\alpha}(Z,N) = B(Z-2,N-2) + B(2,2) - B(Z,N).$$
(8)

В случае использования экспериментальных масс наблюдается локальный пик при N = 159 (рис. 3a), чего не наблюдается для первого варианта расчета и в других моделях. Вероятно, это означает, что 8 опорных точек, полученные из линий отделения двух нуклонов, и пять экспериментальных значений масс лежат на разных уровнях массовой поверхности, и локальные тренды противоречат друг другу в области между этими точками. Также важно иметь ввиду указания на существование магического ядра с Z = 108, что несомненно должно привести к появлению обо-



Рис. 2. Удельные энергии связи *B/A* для изотопов с Z = 107 (синие линии), 108 (зеленые), 109 (красные) и 110 (черные), полученные с использованием аппроксимаций энергий S_{pp} и S_{nn} без учета (сплошная кривая) и с учетом (штриховая) экспериментальных значений масс для изотопов Z = 108 и 110. Штрих-пунктирная линия – расчеты с использованием Q_{α} (см. текст). Данные для сравнения: экспериментальные (закрашенные символы) и оцененные (пустые символы) и точечная кривая) данные AME2016 [20], перечеркнутые символы – расчеты FRDM [13].

лочечных эффектов, нарушающих гладкое поведение разностных характеристик.

Для уточнения наших оценок, мы решили принять во внимание экспериментальные данные для энергии α -распада. Альфа-распад – основной (наряду со спонтанным делением) канал распада ядер СТЭ. Для изотопов Z = 107-110 имеется 15 экспериментально измеренных значений Q_{α} , 13 из них можно использовать для получения опорных точек (см. рис. 1, клетки со знаком "Q"):

$$B_{pred}(Z,N) = B(Z-2,N-2) + B(2,2) - Q_{\alpha}(Z,N).$$
(9)

Предсказания для остальных изотопов получены по схеме, изложенной выше, с использованием массового соотношения Δ_{np} . Результат расчета удельной энергии связи приведен на рис. 2 (штрих-пунктирная линия). Следует отметить существенное уменьшение полученных значений для всей цепочки изотопов Z = 110. При этом общие тенденции поведения остаются прежними. Использование экспериментальных данных по энергии α-распада позволяет получить более надежные зависимости $Q_{\alpha}(N)$, не имеющие резких скачков и хорошо согласующиеся с экспериментом (см. рис. 36). Таким образом, полученные данные свидетельствуют о том, что экспериментальные значения Q_{α} могут быть использованы для расширения области применения локальных массовых



Рис. 3. Энергии α -распада Q_{α} для изотопов с Z = 107 (синие линии), 108 (зеленые), 109 (красные) и 110 (черные). Оценки получены *a*) с использованием аппроксимаций энергий S_{pp} и S_{nn} без учета (сплошная кривая) и с учетом (штриховая) экспериментальных значений масс для изотопов Z = 108 и 110, δ) с использованием известных Q_{α} (сплошная кривая). Данные для сравнения: экспериментальные (закрашенные символы) и оцененные (пустые символы и точечная кривая) данные AME2016 [20], перечеркнутые символы – расчеты FRDM [13].

соотношений, построенных на основе формулы для Δ_{np} .

На рис. 4 приведены значения логарифма периода полураспада $lg(T_{1/2})$ (в секундах) по α -каналу, полученные на основе предсказанных значений Q_{α} с использованием систематики Вайолы—Сиборга [25]

$$\lg\left(T_{1/2}\right) = \frac{(aZ+b)}{\sqrt{Q_{\alpha}}} + (cZ+d) + h_{log} \tag{10}$$

в параметризации [26]: a = 1.389, b = 13.862, c = -0.1086 и d = -41.458, фактор h_{log} равен 0,



Рис. 4. Оценка логарифма период полураспада $lg(T_{1/2})$ по α -каналу для изотопов с Z = 107 (**1**), 108 (**A**), 109 (**0**), 110 (**•**): закрашенные символы — экспериментальные значения [27], пустой маркер — оценка. Все изотопы разделены на 4 группы по четностям Z, N ядра: u – четные, n – нечетные.

0.641, 0.437 и 1.024 для четно-четных, четно-нечетных (четных по Z), нечетно-четных и нечетнонечетных ядер, соответственно. Расчетные значения совпадают с экспериментальными данными [27] в пределах одного порядка для периода полураспада.

Описанный выше подход, основанный на локальных массовых соотношениях, характеризуется прозрачностью схемы вычислений и хорошей точностью и позволяет в перспективе охватить все ядра вплоть до Z = 118.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены оценки удельной энергии связи B/A для нуклидов с Z = 107-110 и N = 152-

161 с использованием аппроксимаций выражения для остаточного *пр*-взаимодействия Δ_{np} , а также энергий отделения двух протонов S_{pp} (N = 154) и двух нейтронов S_{nn} (Z = 100). Продемонстрированные отклонения значений удельных энергий связи и энергий α -распада от монотонной зависимости, возникающие при учете имеющихся экспериментальных значений масс для изотопов Z = 108и 110, свидетельствуют о проявлении оболочечных эффектов в данной области.

Использование экспериментальных значений энергии α -распада Q_{α} позволяет существенно расширить область применения локальных массовых соотношений, основанных на формуле для Δ_{np} и эффективно учесть изменения структуры ядер с
увеличением массового числа. На основе B/A проведены расчеты энергии α -распада Q_{α} , также с использованием систематики Виолы—Сиборга получены оценки периода полураспада T_{α} для СТЭ с Z = 107-110. Качество предсказаний по методу локальных массовых соотношений сравнимо с оценками AME16. Метод локальных массовых соотношений прост в использовании и весьма точен при небольшом количестве шагов.

Предполагается дальнейшей развитие метода локальных массовых соотношений, а также исследование новых характеристик, отражающих поведение массовой поверхности, и получение предсказаний для массовых характеристик для изотопов вплоть до Z = 118.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Strutinsky V.M. // Nucl. Phys. A. 1968. V. 122. No. 1. P. 1.
- 2. Hoffman S. // J. Phys. G. 2015. V. 42. Art. No. 114001.
- Guiliani S.A., Matheson Z., Nazarewicz W. et al. // Rev. Mod. Phys. 2019. V. 91. Art. No. 011001.
- 4. *Tuli J.K.* Nuclear wallet cards. 8th Edition. N.Y.: National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, 2011. 121 p.
- Cwiok S., Dobaczewski J., Heenen P.-H. et al. // Nucl. Phys. A. 1996. V. 611. No. 2–3. P. 211.
- Dobaczewski J., Afanasjev A.V., Bender M. et al. // Nucl. Phys. A. 2015. V. 944. P. 388.
- Ackermann D., Theisen Ch. // Phys. Scr. 2017. V. 92. Art. No. 083002.
- Hoffman S. Heinz S., Mann R. et al. // Eur. Phys. J. A. 2016. V. 52. No. 6. Art. No. 180.
- 9. Oganessian Yu.Ts., Dmitriev S.N., Utyonkov V.K. // Proc. EXON 2018. (Petrozavodsk, 2018). P. 431.

- Lonardoni D., Lovato A., Pieper S.C., Wiringa R.B. // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. No. 024326.
- 11. Sobiczewski A., Litvinov Yu.A., Palczewski M. // Atom. Nucl. Data Tables. 2018. V. 119. P. 1.
- 12. Lunney D., Pearson J.M., Thibault C. // Rev. Mod. Phys. 2003. V. 75. No. 3. P. 1021.
- Möller P., Sierk A.J., Ichikawa T., Sagawa H. // Atom. Nucl. Data Tables. 2016. V. 109–110. P. 1.
- Wang N., Liu M., Wu X. // Phys. Rev. C. 2010. V. 81. Art. No. 044322.
- Wang N., Liu M., Wu X., Meng J. // Phys. Lett. B. 2014. V. 734. P. 215.
- Jensen A.S., Hansen P.G., Jonson B. // Nucl. Phys. A. 1984. V. 431. No. 3. P. 393.
- Jiang H., Fu G.J., Sun B. et al. // Phys. Rev. C. 2012. V. 85. Art. No. 054303.
- Kelson I., Garvey G.T. // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. No. 5. P. 197.
- Bao M., He Z., Zhao Y.M., Arima A. // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. Art. No. 024314.
- Audi G., Kondev F.G., Meng Wang et al. // Chin. Phys. C. 2017. V. 41. Art. No. 030001.
- Janecke J., Behrens H. // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. No. 4. P. 1276.
- 22. Ishkhanov B.S., Sidorov S.V., Tretyakova T.Yu., Vladimirova E.V.// Chin. Phys. C. 2019. V. 43. Art. No. 014104.
- 23. Владимирова Е.В., Ишханов Б.С., Симонов М.В., Третьякова Т.Ю. // Учен. зап. физ. фак-та МГУ. 2019. № 3. С. 1930409.
- Владимирова Е.В., Ишханов Б.С., Симонов М.В., Третьякова Т.Ю. // Учен. зап. физ. фак-та МГУ. 2020. № 3. С. 2030201.
- Viola V.E., Seaborg G.T. // J. Inorg. Nucl. Chem. 1966.
 V. 28. No. 3. P. 741.
- Parkhomenko A., Sobiczewski A. // Acta Phys. Pol. B. 2005. V. 36. No. 10. P. 3095.
- 27. http://www.nndc.bnl.gov/ensarchivals.

Phenomenological approach to extrapolation of nuclear binding energies for superheavy elements

M. V. Simonov^a, E. V. Vladimirova^a, T. Yu. Tretyakova^{a, b, *}, B. S. Ishkhanov

^aDepartment of Nuclear Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia ^bSkobeltzyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia *e-mail: tretyakova@sinp.msu.ru

We consider the possibility for using the method of local mass relations in the region of superheavy elements with a nuclear charge Z > 106. Using formulas which connect with the residual neutron-proton interactions, we predict binding energies, α -decay energies, and evaluate half-lives along the α -channel for isotopes Z = 107-110 and N = 152-161.

2021

681

УДК 539.142

ВЛИЯНИЕ НЕЙТРОННЫХ ОБОЛОЧЕК НА ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

© 2021 г. Н. Г. Гончарова^{1, *}, А. П. Долгодворов²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем безопасного развития атомной энергетики Российской академии наук, Москва, Россия

нститут проолем оезопасного развития атомнои энергетики госсиискои акаоемии наук, москва, госсиз

**E-mail: n.g.goncharova@gmail.com* Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Выполнена оценка коэффициентов поверхностного натяжения четно-четных ядер на основе соотношения, включающего жесткость по отношению к среднеквадратичной деформации. Обсуждается влияние поверхностного натяжения на нейтронное и протонное распределение. Установлена связь коэффициентов поверхностного натяжения с эффектом "нейтронной кожи".

DOI: 10.31857/S0367676521050082

введение

Важнейшая роль поверхностного натяжения в формировании свойств ядер была установлена капельной моделью ядер [1]. В работе О. Бора [2] была показана связь величины коэффициента σ поверхностного натяжения четно-четных ядер с жесткостью ядерной поверхности *С* относительно квадрупольных колебаний:

$$\sigma = \frac{C + 0.1376 \left(Z^2 / R_0 \right)}{4R_0^2}.$$
 (1)

Жесткость *C* четно-четных ядер в основном состоянии может быть оценена по величине энергии низшего 2⁺ уровня четно-четного ядра и среднеквадратичной деформации β:

$$C = \frac{5E\left(2^{+}\right)}{2\beta^{2}}.$$
 (2)

Вероятности переходов $2^+ \rightarrow 0^+$ в четно-четных ядрах связаны с величинами среднеквадратичной деформации β . Серия экспериментальных исследований этих величин была обобщена в обзоре [3]. (В работе [4] проведено уточнение некоторых из результатов [3].) Эти данные позволили рассчитать величину жесткости для большинства четно-четных ядер [5].

Связь (1) коэффициентов поверхностного натяжения σ в атомных ядрах и жесткости ядер *C* дает возможность получить приближенные оценки σ и исследовать связь этих величин с оболочечной структурой ядер [6].

В работах [5, 6] была выявлена корреляция высоких значений величин *C* и σ с минимумами параметров $r_0 = R_{ch}A^{-1/3}$. Примером такой корреляции является распределение значений коэффициентов поверхностного натяжения и значений параметров r_0 в четных изотопах кальция (рис. 1).



Рис. 1. Значения σ (кружки) и r_0 (квадратики) для изотопов Са.



Рис. 2. Значения σ (кружки) и r_0 (квадратики) для изотопов Pb.

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ НА ТОЛЩИНУ "НЕЙТРОННОЙ КОЖИ"

Поскольку нуклонная плотность ядер обратно пропорциональна третьей степени параметра r_0 , то уменьшение его значений соответствует сжатию протонной составляющей ядерной материи. Корреляция высоких значений жесткости и минимумов в распределении плотности заряда атомного ядра является следствием влияния поверхностного натяжения на форму и размер ядра. Рост коэффициента поверхностного натяжения вызывает рост давления на сферу радиуса R, что отражает "классическая" формула Лапласа $p = 2\sigma/R$. Увеличение поверхностного натяжения и связанное с ним увеличение давления на ядро, несмотря на слабую сжимаемость ядерной материи, приводит к минимальным значениям параметра r_0 . (Данные о радиусах ядер, использованные в расчетах коэффициентов σ [7], являются результатом измерений на электронных ускорителях и отражают радиус распределения заряда.)

Заполнение нейтронных подоболочек $(1d_{3/2})^4(1f_{7/2})^8$ в ⁴⁸Са имеет следствием максимальное для всех легких ядер значение коэффициента поверхностного натяжения. Пространственная локализация нуклонов на этих подоболочках соответствует более высоким значениям для них среднего радиуса r_n , чем средний радиус протонного распределения r_p . Уменьшение значений среднего радиуса распределения протонов в том же ядре за счет роста поверхностного натя-



Рис. 3. Значения σ (кружки) и r_0 (квадратики) для изотопов Zr.

жения является, таким образом, дополнительным фактором увеличения разности:

$$\Delta r_{np}^2 = r_n^2 - r_p^2.$$
 (3)

Значение (3) количественно характеризует толщину т.н. "нейтронной кожи" (neutron skin). Измерениям и расчетам этой величины посвящен ряд работ (см., например, статью [8] и ссылки в ней). На ускорителе МАМІ на пионных пучках были проведены измерения величин Δr_{np} в ядре ²⁰⁸Pb [9] и получена ее оценка $\Delta r_{np} = 0.15 \pm 0.03$ фм. Расчет коэффициентов поверхностного натяжения в четных изотопах свинца [6] также указывает на эффект уменьшения радиуса протонной компоненты ²⁰⁸Pb (рис. 2).

Анализ связи коэффициентов поверхностного натяжения в четно-четных ядра с оболочечными эффектами в них [10] выявил, помимо ⁴⁸Ca и ²⁰⁸Pb, еще несколько четно-четных ядер, для которых также вероятно обнаружение эффекта "нейтронной кожи". Наиболее перспективными в этом отношении являются изотопы циркония ⁹⁰Zr и ⁹⁶Zr (рис. 3). Распределение коэффициентов σ и параметров r₀, аналогично случаям четных-четных изотопов кальция и свинца, также демонстрирует эффект сжатия протонной компоненты ядра при высоких значениях коэффициента поверхностного натяжения. Оболочечная структура этих ядер указывает на последовательное заполнение поверхностных нейтронных уровней. Если ядро ⁹⁰Zr имеет 10 нейтронов на верхней подоболочке, то последние подоболочки ⁹⁶Zr соответствуют структуре $(1g_{9/2})_n^{10}(2d_{5/2})_n^6$. Дополнительная нейтронная подоболочка с шестью нейтронами приводит к уменьшению параметра r_0 по сравнению с 90 Zr, т.е. проявляется в некотором увеличении протонной плотности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты коэффициентов поверхностного натяжения четно-четных ядер показали влияние заполненных протонных и нейтронных подоболочек на пространственное распределение нуклонов. Наибольшие значения коэффициентов поверхностного натяжения свойственны магическим ядрам с двумя последовательно заполненными внешними нейтронными подоболочками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. v. Weizsäcker C.F. // Z. Phys. 1935. V. 96. P. 431.

- 2. Bohr A. // Dan. At. Fys. Medd. 1953. V. 27. No. 16. P. 1.
- *Raman S.* // Atom. Data Nucl. Data Tabl. 2001. V. 78. P. 1.
- 4. *Pritychenko B., Birch M., Singh B. et al.* // Atom. Data Nucl. Data Tabl. 2016. V. 107. P. 1.
- Гончарова Н.Г., Долгодворов А.П., Сергеева С.И. // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физ. Астрон. 2014. № 3. С. 33; Goncharova, N.G., Dolgodvorov, A.P., Sergeeva, S.I. // Moscow Univ. Bull. 2014. V. 69. No. 3. P. 237.
- Goncharova N.G. // Phys. Part. Nucl. 2019. V. 50. No. 5. P. 532.
- Angeli I., Marinova K. // Atom. Data Nucl. Data Tabl. 2013. V. 99. P. 69.
- 8. *Thakur V., Dhiman S. //* Nucl. Phys. A. 2019. V. 992. Art. No. 121623.
- Tarbert C.M., Watts D.P., Glazier D.I. et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. Art. No. 242502.
- Гончарова Н.Г. // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физ. Астрон. 2020. № 5. С. 58; Goncharova N.G. // Moscow Univ. Bull. 2020. V. 3. No. 5. P. 58.

Influence of neutron shells on surface tension in nuclei

N. G. Goncharova^{*a*, *}, A. P. Dolgodvorov^{*b*}

^aLomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia ^bNuclear Safety Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 115191 Russia *e-mail: n.g.goncharova@gmail.ru

Coefficients of surface tension for the even-even nuclei were estimated using its dependence on nuclear rigidity and connection with mean squared deformation. The impact of surface tension on the distribution of neutrons and protons was discussed. The connection of surface tension' values with neutron skin was revealed. УДК 539.172.13

ВОЗМОЖНОСТЬ ИЗВЛЕЧЕНИЯ ЭНЕРГИИ ВИРТУАЛЬНОГО *pp*-СОСТОЯНИЯ В РЕАКЦИИ $d + {}^{1}H \rightarrow p + p + n$

© 2021 г. Е. С. Конобеевский^{1, 3}, А. А. Афонин¹, А. А. Каспаров¹, В. М. Лебедев², В. В. Мицук^{1, 3, *}, М. В. Мордовской^{1, 3}, А. В. Спасский², С. В. Зуев¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

Федеральное государственное окожетное образовательное учрежовние высшего образования

"Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова",

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

 $^{3}\Phi$ едеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

"Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)", Долгопрудный, Россия *E-mail: vvacheslav.mitsuk@phystech.edu

Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г.

Принята к публикации 27.01.2021 г.

Рассмотрена задача определения энергии виртуального *pp*-состояния в реакции $d + {}^{1}H \rightarrow (p + p) + n$. Приведены результаты выбора основных и дополнительных параметров эксперимента, связанных с детектированием нейтрона: временного разрешения, длины пролетной базы и интервала времени пролета нейтрона при отборе событий. Представлено сравнение результатов моделирования и данных тестового эксперимента.

DOI: 10.31857/S0367676521050148

введение

Важной проблемой современной ядерной физики является изучение нарушения зарядовой симметрии (H3C) ядерных сил. Данный эффект отражается, в частности, в различии протон-протонной и нейтрон-нейтронной синглетных длин рассеяния. Протон-протонную длину рассеяния получают из прямого эксперимента по рассеянию протонов на водородной мишени [1, 2]. В [2] приведено современное значение ядерной части длины рассеяния, не включающее в себя кулоновский вклад, которое составляет -17.3 ± 0.4 фм. Нейтрон-нейтронную длину рассеяния из-за отсутствия нейтронной мишени получают только из реакций с двумя нейтронами в конечном состоянии, например, $d + d \rightarrow p + p + n + n$ и $n + d \rightarrow n + d$ + n + p [3-7]. Однако в [8] было показано, что на извлекаемую величину длины рассеяния влияет взаимодействие nn-пары с протоном или протонной парой. Можно предположить, что аналогичное влияние на извлекаемую величину протонпротонной длины рассеяния (и энергии pp-синглетного состояния) в реакции $d + p \rightarrow n + p + p$ может оказать взаимодействие *pp*-пары с третьей частицей (нейтроном). В ИЯИ РАН в настоящее время проводятся работы по исследованию реакции $d + p \rightarrow n + p + p$, целью которых является

изучение влияния 3N-сил на извлекаемую величину энергии виртуального *pp*-состояния (E_{nn}).

КИНЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕАКЦИИ $d + {}^{1}H \rightarrow (pp) + n$

Для определения оптимальных параметров эксперимента было проведено кинематическое моделирование реакции $d + {}^{1}\text{H} \rightarrow p + p + n$ [9]. Моделирование реакции проведено в два этапа с использованием программ, описанных в [10]. На первом этапе моделировалась двухчастичная реакция $d + {}^{1}\text{H} \rightarrow (pp) + n$ при энергии пучка дейтронов 15 МэВ. Затравочная масса двухпротонной системы берется в виде $m_{2p} = 2m_p + E_{pp}$. Поскольку искомое значение энергии виртуального уровня, извлекаемое в рассматриваемой реакции неизвестно, при моделировании его брали в широком интервале $E_{pp} = 0.2 - 0.8$ МэВ. С учетом условий эксперимента (угол установки детектора заряженных частиц должен быть не менее 15°), были определены оптимальные углы вылета нейтрона $(38^{\circ} \pm 2^{\circ})$ и *pp*-системы $(-18^{\circ} \pm 1.5^{\circ})$, соответствующие максимально возможным в эксперименте энергиям вторичных протонов. Положительным и отрицательным углам соответствуют



Рис. 1. Диаграмма $E_p - t_n$, в координатах времени пролета нейтрона (ось абсцисс) и энергии протонов (ось ординат): *1* – события без отбора по E_{pp} , *2* – события с $E_{pp} = 600$ кэВ, *3* – события с $E_{pp} = 200$ кэВ.

углы вылета налево и направо от оси пучка, соответственно.

На втором этапе моделирования рассматривается реакция трехчастичного развала $d + {}^{1}\text{H} \rightarrow p +$ + p + n. При этом углы регистрации протона и нейтрона брались близкими к значениям углов вылета нейтрона и рр-системы, определенным на первом этапе моделирования ($38^{\circ} \pm 2^{\circ}$ и $-18^{\circ} \pm 1.5^{\circ}$, соответственно). Для каждого моделированного события относительная энергия системы двух протонов, т.е. превышение полной энергии ppсистемы над ее массой, рассчитывается через кинетические энергии вторичных протонов и угол их разлета в лабораторной системе [11]. При этом для всех событий, разрешенных кинематикой реакции при заданных параметрах эксперимента, два протона могут иметь относительную энергию є в интервале от 0 до ~1.4 МэВ. Отбор событий со значениями относительной энергии *pp*-системы є в интервале $E_{pp} \pm \Gamma$ приводит к структуре в энергетическом спектре протонов. Присутствие двух пиков в спектре протонов объясняется тем, что в реакциях с образованием и развалом виртуального рр-состояния при условии детектирования протона под углом близким к углу вылета рр-системы, попасть в детектор могут только частицы от развала *pp*-состояния, вылетающие в системе центра масс или вперед (~0°) или назад (~180°). При этом разность между энергиями в спектре зависит от энергии pp-состояния. Кинематическое моделирование показывает, что при определенных кинематических условиях имеется прямая зависимость формы энергетического распределения "развальной" частицы от энергии квазисвязанного состояния, позволяющая определить эту важную характеристику нуклон-нуклонного взаимодействия. Поэтому сравнение спектров протонов, полученных в ходе моделирования со спектрами, полученными из эксперимента, позволяет определить энергию квазисвязанного *pp*-состояния в исследуемой трехчастичной реакции [9].

В ходе кинематического моделирования были получены следующие параметры эксперимента:

• Угол регистрации протона: $18^\circ \pm 2.5^\circ$.

• Диапазон измерения энергии протонов: 0.5–8 МэВ.

• Угол регистрации нейтрона: $38^\circ \pm 2^\circ$.

• Форма энергетического спектра протонов позволяет определить величину E_{pp} в диапазоне от 200 до 600 кэВ.

ВЫБОР ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЭКСПЕРИМЕНТА – ДЛИНЫ ПРОЛЕТНОЙ БАЗЫ И ИНТЕРВАЛА ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА НЕЙТРОНА

Рассмотрим выбор дополнительных параметров эксперимента. Расстояние от мишени до нейтронного детектора определяется углами вылета нейтрона, соответствующими углам вылета двухпротонной системы в двухчастичной реакции $d + p \rightarrow (pp) + n$ при E_{pp} в интервале 200–600 кэВ. Возможное расстояние выбирается с учетом диаметра нейтронного детектора. Необходимо учитывать, что увеличение пролетной базы улучшает энергетическое разрешение детектора, но уменьшает его телесный угол (аксептанс). Оптимальная величина, удовлетворяющая данным требованиям, составляет 70 см (при диаметре нейтронного детектора 5 см).

Далее проводился выбор другого дополнительного параметра эксперимента – интервала времени пролета нейтрона, в котором будут отбираться события нейтрон-протонных совпадений. На рис. 1 результаты моделирования представлены диаграммой E_p-t_n , в координатах времени пролета нейтрона и энергии протонов. Из рисунка видно, что события, соответствующие извлечению энергии рр-состояния в интервале 200-600 кэВ, составляют малую часть всех событий с регистрацией *р*-*n* совпадений. Поэтому ограничение временного интервала регистрации нейтрона приведет к увеличению доли полезных событий в спектре протонов (проекция событий диаграммы на ось ординат). При этом отсекается ненужный фон протонов (события с относительной энергией, не соответствующей выбранному интервалу).

Выбор интервала времени пролета осуществлялся без учета временного разрешения (для всех E_{pp} в интервале 200-600 кэВ) в соответствии со следующими условиями:

1) Максимальное соотношение "эффект/фон".

2) Незначительное уменьшение количества полезных событий.



Рис. 2. Спектры энергии протонов E_p для выбранного интервала времени пролета (22–25 нс): *a* – спектр для значения $E_{pp} = 200$ кэВ (*2*) и фоновый спектр (*1*); *б* – спектр для значения $E_{pp} = 400$ кэВ (*2*) и фоновый спектр (*1*).

 Несовпадение пиков фона и пиков спектра после отбора.

Указанные требования приводят к необходимости выбрать интервал 22–25 нс.

На рис. 2 для выбранного временного интервала представлены спектры энергии протонов E_p : фоновые спектры (все значения E_{pp}) и спектры для определенных значений энергии E_{pp} .

В результате анализа отбора событий для различных интервалов времени пролета нейтронов показано, что выбранный интервал (22–25 нс) при длине пролетной базы 70 см приводит к наилучшим условиям исследования формы спектра протонов для извлекаемой энергии E_{pp} в интервале 200–600 кэВ.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ НЕЙТРОННОГО ДЕТЕКТОРА НА СПЕКТРЫ ПРОТОНОВ

Далее рассматривалось влияние временного разрешения на форму спектров протонов: при этом было выбрано конкретное значение $E_{pp} = 200$ кэВ и интервал времени пролета (22–25 нс).

На рис. 3 показаны спектры протонов ("фоновые" и для $E_{pp} = 200 ext{ кэB}$) при изменении временного разрешения. Видно, что при ухудшении разрешения изменяется как соотношение "эффект/фон", так и значительно уменьшается количество полезных событий.

Анализ моделированных спектров для различных величин E_{pp} позволяет сделать вывод, что максимальное допустимое значение временного разрешения составляет 2 нс, так как при больших значениях этой величины уменьшается соотношение "эффект—фон", уменьшается количество полезных событий.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ С ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫМИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

С использованием параметров, полученных в результате кинематического моделирования, был проведен тестовый эксперимент по исследованию реакции $d + {}^{1}\text{H} \rightarrow p + p + n$ на пучке дейтронов НИИЯФ МГУ с энергией 15 МэВ. Схема эксперимента представлена в [9], но в данном эксперименте в схеме $\Delta E - E$ -система дополнена третьим детектором (кремниевый детектор с толщиной 250 мкм).

В проводимом эксперименте регистрировались в совпадении протон и нейтрон. Для протона измерялись потери в кремниевых детекторах, проводился отбор протонов от дейтронов и других заряженных частиц. Спектр протонов восстанавливался по потерям в детекторах с учетом потерь во всех слоях между мишенью и детекторами. Для нейтронного детектора проводился отбор событий по форме импульса ($n-\gamma$ разделение). На данном этапе исследования отбор по времени пролета нейтрона не проводился. На рис. 4 представлено сравнение экспериментального спектра протонов и моделированных спектров без отбора по E_{pp} и с отбором $E_{pp} = 300$ кэВ.

Сравнение результатов моделирования с предварительными экспериментальными данными показало:

1) Энергетический интервал полученного спектра протонов достаточен для определения E_{pp} в интервале энергии 200—600 кэВ.

2) Для анализа формы спектра (наличия пиков для определенного значения E_{pp}) необходимы определение времени пролета нейтрона с хорошим разрешением (<2 нс) и отбор событий в узком временном окне нейтронов.

КОНОБЕЕВСКИЙ и др.



Рис. 3. Спектры протонов, отобранные по времени пролета (22–25 нс), для различного временного разрешения: a - 1, $\delta - 2$, e - 4, e - 8 нс; I - спектр без отбора по E_{pp} , 2 - спектр, соответствующий отбору по $E_{pp} = 200$ кэВ.



Рис. 4. Сравнение результатов моделирования с предварительными экспериментальными данными: 1 -моделированный спектр протонов без отбора по E_{pp} ; 2 -моделированный спектр протонов для $E_{pp} =$ 300 кэВ; 3 -экспериментальный спектр протонов (без отбора по времени пролета).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты кинематического моделирования реакции $d + {}^{1}\text{H} \rightarrow p + p + n$ показали, что анализ формы спектра протонов при определенных параметрах эксперимента может дать информацию о величине E_{pp} . Определены оптимальные параметры эксперимента — расстояние между мишенью и нейтронным детектором, а также интервал времени пролета нейтронов для отбора экспериментальных данных (22–25 нс). Определена максимально допустимая величина временного

разрешения (2 нс). Проведенное сравнение результатов моделирования и предварительных экспериментальных данных показало, что энергетический интервал полученного спектра протонов достаточен для определения E_{pp} в интервале энергии 200–600 кэВ. Однако, для наилучшего выделения полезных событий необходимо измерение времени пролета нейтрона с хорошим разрешением (<2 нс) и отбор событий в узком временном окне пролета нейтронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Machleidt R.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. Art. No. 024001.
- Miller G.A., Nefkens B.M.K., Slaus I. // Phys. Rep. 1990. V. 194. No. 1–2. P. 1.
- Huhn V., Watzold L., Weber Ch. et al. // Phys. Rev. C. 2000. V. 63. No. 1. Art. No. 014003.
- von Witsch W., Ruan X., Witala H. // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. No. 1. Art. No. 014001.
- Chen Q., Howell C.R., Carman T.S. et al. // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. No. 5. Art. No. 054002.
- Gonzales Trotter D.E., Salinas F., Chen Q. et al. // Nucl. Rev. Lett. 1999. V. 83. No. 19. P. 3798.
- Gonzales Trotter D.E., Salinas F., Tornow W. et al. // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. No. 3. Art. No. 034001.
- Конобеевский Е.С., Зуев С.В., Каспаров А.А. и др. // ЯФ. 2018. Т. 81. № 5. С. 555; Konobeevski E.S., Zuyev S.V., Kasparov A.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. No. 5. P. 595.
- Конобеевский Е.С., Афонин А.А., Зуев С.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 4. С. 492;

Konobeevski E.S., Afonin A. A., Zuyev S.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 4. P. 378.

10. Зуев С.В., Каспаров А.А., Конобеевский Е.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 753; Zuyev S.V., *Kasparov A.A., Konobeevski E.S.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 679.

11. Robson D. // Nucl. Phys. A. 1973. V. 204. No. 3. P. 523.

The possibility of extraction of singlet *pp*-virtual state energy in $d + {}^{1}H \rightarrow p + p + n$ reaction

E. S. Konobeevski^{*a*, *c*}, A. A. Afonin^{*a*}, A. A. Kasparov^{*a*}, V. M. Lebedev^{*b*}, V. V. Mitcuk^{*a*, *c*}, *, M. V. Mordovskoy^{*a*, *c*}, A. V. Spassky^{*b*}, S. V. Zuyev^{*a*}

^aInstitute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia ^bSkobeltsyn Research Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia ^cMoscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141701 Russia *e-mail: vyacheslav.mitsuk@phystech.edu

The problem of determining the energy of a virtual *pp*-state in the reaction $d + {}^{1}H \rightarrow (p + p) + n$ is considered. The aim of the study is to study the effect of 3*N*-forces on the values of the low-energy parameters of the *NN*-interaction, which are extracted in reactions with three nucleons in the final state. The results of the selection of the main and additional parameters of the experiment associated with the detection of the neutron are presented: the temporal resolution, the length of the flight base and the time-of-flight of the neutron in the selection of events. Comparison of simulation results and test experiment data is presented. УДК 539.172.16

ВОЗМОЖНОСТЬ ИССЛЕДОВАНИЯ КЛАСТЕРНОЙ СТРУКТУРЫ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ⁶Li В РЕАКЦИИ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ α-ЧАСТИЦ

© 2021 г. А. А. Каспаров^{1, *}, Е. С. Конобеевский¹, С. В. Зуев¹, А. А. Афонин¹, М. В. Мордовской¹, В. В. Мицук¹, В. П. Заварзина¹, А. С. Курлович¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия *E-mail: kasparov200191@gmail.com Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Для определения вкладов различных конфигураций в структуру возбужденных состояний ⁶Li предложено исследование реакции неупругого рассеяния альфа-частиц на ядрах ⁶Li с регистрацией в совпадении рассеянной альфа-частицы и различных частиц от развала возбужденных состояний. Результаты проведенного моделирования показывают, что существуют кинематические области развальных частиц, соответствующие определенным каналам развала (кластерным конфигурациям) возбужденных состояний ⁶Li.

DOI: 10.31857/S0367676521050112

ВВЕДЕНИЕ

Исследование кластерной структуры легких ядер является важной проблемой ядерной физики, так как способствует более глубокому пониманию структуры ядерной материи и механизма ядерных реакций на этих ядрах. Отдельный интерес представляет исследование кластерной структуры возбужденных состояний ядер и вероятностей их развала по определенным каналам. В статье рассматривается возможность исследования кластерной структуры низколежащих состояний ялра ⁶Li. являющегося олним из самых легких ядер, имеющим ярко выраженную кластерную структуру. Этому ядру посвящено большое число теоретических и экспериментальных работ [1-6]. Вариантами кластерной структуры возбужденных состояний ядра ⁶Li являются: $\alpha + p + n$; $\alpha + d$; $t + {}^{3}\text{He}; {}^{5}\text{Li} + n; {}^{5}\text{He} + p.$

Для исследования кластерной структуры возбужденных состояний ⁶Li предлагается реакция неупругого рассеяния альфа-частиц на ядрах ⁶Li. Из-за малых порогов развала через каналы $\alpha + p + n$ ($E_{nop} = 3.6989 \text{ M} \rightarrow B$), $\alpha + d$ ($E_{nop} = 1.4743 \text{ M} \rightarrow B$), ⁵Li + n ($E_{nop} = 5.39 \text{ M} \rightarrow B$) и ⁵He + p ($E_{nop} = 4.497 \text{ M} \rightarrow B$) многие низколежащие состояния ⁶Li могут разваливаться с испусканием нейтронов, протонов и альфа-частиц. Основная идея исследования состоит в регистрации неупруго рассеянных альфачастиц на ядрах ⁶Li в совпадении с частицами от развала возбужденного состояния, в результате чего выделяются кинематические области вторичных (развальных) частиц, соответствующие развалу по определенному каналу.

Исследуемые реакции являются двухстадийными, с образованием и последующим развалом возбужденного состояния ⁶Li по различным каналам

$$\alpha + {}^{6}\text{Li} \rightarrow \alpha' + {}^{6}\text{Li}^{*} \rightarrow \alpha' + \alpha + p + n, \qquad (1)$$

$$\alpha + {}^{6}\text{Li} \rightarrow \alpha' + {}^{6}\text{Li}^{*} \rightarrow \alpha' + {}^{5}\text{Li} + n \rightarrow$$

$$\rightarrow \alpha' + \alpha + p + n, \qquad (2)$$

$$\alpha + {}^{6}\text{Li} \rightarrow \alpha' + {}^{6}\text{Li}^{*} \rightarrow \alpha' + {}^{5}\text{He} + p \rightarrow$$

$$\rightarrow \alpha' + \alpha + n + p, \qquad (3)$$

$$\alpha + {}^{6}\text{Li} \to \alpha' + {}^{6}\text{Li}^* \to \alpha' + \alpha + d.$$
 (4)

МОДЕЛИРОВАНИЕ И возможный эксперимент

Моделирование реакций (1)–(4) проводилось с помощью программ кинематического моделирования [7], в которых из множества событий с произвольными или частично-заданными параметрами (энергия пучка, углы вылета и энергии вторичных частиц), отбираются только те события, которые удовлетворяют законам сохране-

ния энергии и импульса с заданной заранее точностью.

Моделирование проводилось в два этапа. На первом этапе рассматривалась двухчастичная реакция α + ⁶Li с возбуждением определенного уровня ⁶Li. Энергия падающих альфа-частиц в расчетах бралась $E_{\alpha} = 30 \pm 0.1$ МэВ. Рассмотрим подробнее моделирование для возбужденного состояния ⁶Li*(5.65 МэВ). Выбор угла регистрации рассеянной альфа-частицы $\Theta_{\alpha'} = -60^{\circ} \pm 1^{\circ}$ фиксирует ее энергию $E_{\alpha'} = 9.25 \pm 1.75$ МэВ (положительные и отрицательные углы соответствует левой и правой полуплоскостям относительно оси пучка). В табл. 1 показаны энергии альфа-частицы, рассеянной под углом $\Theta_{\alpha'} = -60^{\circ} \pm 1^{\circ}$, для различных уровней ядра ⁶Li.

На втором этапе моделируются реакций с тремя или четырьмя частицами в конечном состоянии. При этом угол вылета и энергия рассеянной альфа-частицы выбираются в соответствии с кинематикой двухчастичной реакции, рассчитанной на первом этапе.

В результате моделирования были получены различные двумерные диаграммы для развальных частиц. На рис. 1*а* представлено двумерное распределение $E_{\alpha}-\Theta_{\alpha}$ вторичных альфа-частиц. Для каналов развала ⁵He + *p* и ⁵Li + *n* вторичные альфа-частицы образуются после развала нестабильных ядер ⁵He и ⁵Li.

Из рис. 1*а* видно, что кинематические области, соответствующие каналу реакции $\alpha + d$ отличаются от областей, соответствующих каналам $\alpha + p + n$, ⁵Li + *n* и ⁵He + *p*. Так, регистрация вторичных альфа-частиц, например, под углом $\Theta_{\alpha} = 48^{\circ} \pm 2^{\circ}$, приводит к энергетическим спектрам вторичных альфа-частиц, показанным на рис. 1*б*. Таким образом, при данных кинематических условиях можно однозначно наблюдать развал возбужденного состояния по каналу $\alpha + d$. Однако кинематические области, соответствующие развалу возбужденного состояния ⁶Li через каналы $\alpha + p + n$, ⁵Li + *n* и ⁵He + *p*, практически полностью перекрываются, и их разделение не представляется возможным.

На рис. 2*а* показана двумерная диаграмма развальных нейтронов $E_n - \Theta_n$. Видно, что область, соответствующая трехкластерной конфигурации $\alpha + p + n$, может наблюдаться в эксперименте при регистрации вторичных нейтронов под углами $\Theta_n > 90^\circ$ или $\Theta_n < -25^\circ$. Однако при других углах нейтронов, области, соответствующие двухкластерным конфигурациям ⁵Li + n и ⁵He + p, перекрываются и накладываются на область, соответствующую трехкластерной конфигурации $\alpha + p + n$.

Тем не менее, кинематическое моделирование показало возможность отделить процессы развала по каналам ${}^{5}\text{Li} + n \, u \, {}^{5}\text{He} + p$. Фиксируя угол вылета

Таблица 1. Энергия альфа-частиц, рассеянных под углом $\Theta_{\alpha'} = -60^{\circ} \pm 1^{\circ}$, для различных возбужденных уровней ядра ⁶Li

E_x (M \ni B)	Г (МэВ)	$E_{\alpha'}(M \ni B)$
g.s.		14.25 ± 0.45
2.186	0.024	12.4 ± 0.5
3.5629	~0	11.15 ± 0.45
4.312	1.3	10.55 ± 1.55
5.366	0.541	9.55 ± 0.85
5.65	1.5	9.25 ± 1.75

вторичного нейтрона, например $\Theta_n = 80^\circ \pm 2^\circ$, двумерное распределение $E_p - \Theta_p$ принимает вид, показанный на рис. 26. Процессы развала по каналам $\alpha + p + n$ и ⁵Li + *n* разделяются, и на двумерной диаграмме события, отвечающие развалу возбужденного ядра ⁶Li по каналу ⁵Li + *n* группируются на границе локуса.

На рис. За показана двумерная диаграмма развальных протонов $E_p - \Theta_p$. Фиксация угла вылета



Рис. 1. *а* – Двумерная диаграмма E_{α} – Θ_{α} развальных альфа-частиц для уровня ⁶Li*(5.65 MэB); *б* – энергетические спектры развальных альфа-частиц для уровня ⁶Li*(5.65 MэB). Параметры моделирования: $E_{\alpha} = 30 \pm 0.1$ МэВ, $\Theta_{\alpha'} = -60^{\circ} \pm 1^{\circ}$. Нумерация энергетических спектров совпадает с номерами исследуемых реакций (1)–(4).



Рис. 2. *а* – Двумерная диаграмма $E_n - \Theta_n$ развальных нейтронов для уровня ⁶Li*(5.65 MэВ). Параметры моделирования: $E_{\alpha} = 30 \pm 0.1$ МэВ, $\Theta_{\alpha'} = -60^{\circ} \pm 1^{\circ}$; δ – двумерная диаграмма $E_p - \Theta_p$ развальных протонов для уровня ⁶Li*(5.65 МэВ). Параметры моделирования: $E_{\alpha} = 30 \pm 0.1$ МэВ, $\Theta_{\alpha'} = -60^{\circ} \pm 1^{\circ}$, $\Theta_n = 80^{\circ} \pm 2^{\circ}$. Нумерация кинематических областей совпадает с номерами исследуемых реакций (1)–(4).

вторичного протона, например $\Theta_p = 110^{\circ} \pm 2^{\circ}$, приводит к двумерному распределению развальных нейтронов $E_n - \Theta_n$, показанному на рис. *36*. Процессы развала по каналам $\alpha + p + n$ и ⁵He + *p* также разделяются, и на двумерной диаграмме $E_n - \Theta_n$ события, отвечающие развалу возбужденного ядра ⁶Li по каналу ⁵He + *p* также группируются на границе соответствующего локуса.

Таким образом, для наблюдения двухкластерных конфигураций ⁵Li + n и ⁵He + p, в качестве выходных данных для сравнения с эксперимен-



Рис. 3. *а* – Двумерная диаграмма $E_p - \Theta_p$ развальных протонов для уровня ⁶Li*(5.65 MэВ). Параметры моделирования: $E_{\alpha} = 30 \pm 0.1$ МэВ, $\Theta_{\alpha'} = -60^{\circ} \pm 1^{\circ}$; δ – двумерная диаграмма $E_n - \Theta_n$ развальных нейтронов для уровня ⁶Li*(5.65 МэВ). Параметры моделирования: $E_{\alpha} = 30 \pm 0.1$ МэВ, $\Theta_{\alpha'} = -60^{\circ} \pm 1^{\circ}$, $\Theta_p = 110^{\circ} \pm 2^{\circ}$. Нумерация кинематических областей совпадает с номерами исследуемых реакций (1)–(4).

том могут быть рассмотрены двумерные диаграммы, показанные на рис. 26 и 36.

Кинематическое моделирование представленных реакций было проведено для различных возбужденных уровней ядра ⁶Li и каналов развала. Развал через канал $t + {}^{3}$ He ($E_{nop} = 15.7947$ МэВ) не представляется возможным наблюдать в эксперименте при энергии альфа-частиц $E_{\alpha} \leq 30$ МэВ из-за высокого порога развала.

Эксперимент по неупругому рассеянию альфа-частиц ядрах ⁶Li может быть проведен на цик-

Таблица 2. Возможные исследуемые кластерные конфигурации возбужденного состояния ⁶Li*(5.65 МэВ)

Регистрируемые частицы	Кластерные конфигурации
$\Theta_{\alpha'} = -60^{\circ} \pm 1^{\circ}; \Theta_{\alpha} > 50^{\circ}$	$\alpha + d$
$\Theta_{lpha'}=-60^\circ\pm1^\circ;\Theta_n>90^\circ$ или $\Theta_{lpha'}=-60^\circ\pm1^\circ;\Theta_n<-25^\circ$	$\alpha + p + n$
$\Theta_{\alpha'} = -60^{\circ} \pm 1^{\circ}; \Theta_p = 110^{\circ} \pm 2^{\circ}; \Theta_n = 0^{\circ} - 55^{\circ}$	$\alpha + p + n$; ⁵ He + p
$\Theta_{\alpha'} = -60^{\circ} \pm 1^{\circ}; \Theta_n = 80^{\circ} \pm 2^{\circ}; \Theta_p = -25^{\circ} - 75^{\circ}$	$\alpha + p + n$; ⁵ Li + <i>n</i>

лотроне У-120 НИИЯФ МГУ при энергии падающих альфа-частиц 30 МэВ. В эксперименте нужно регистрировать в совпадении как рассеянную альфа-частицу, так и одну (α или *n*) или две (*p* и *n*) вторичные частицы от развала возбужденного состояния ⁶Li. Для примера, в таблице представлены возможные исследуемые кластерные конфигурации возбужденного состояния ⁶Li*(5.65 МэВ) и параметры регистрируемых частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для исследования кластерной структуры возбужденных состояний ⁶Li предлагается реакция неупругого рассеяния альфа-частиц на ядрах ⁶Li. Проведено кинематическое моделирование реакции неупругого рассеяния альфа-частиц на ядрах ⁶Li при энергии 30 МэВ для различных возбужденных состояний ⁶Li. Наглядно показано, что существуют кинематические области развальных частиц, соответствующие определенным каналам развала возбужденных состояний ⁶Li.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Tilley D.R., Cheves C.M., Godwin J.L. et al.* // Nucl. Phys. A. 2002. V. 708. P. 3.
- Kukulin V.I., Pomerantsev V.N., Razikov Kh.D. et al. // Nucl. Phys. A. 1995. V. 585. No. 1. P. 151.
- Hiyama E., Yamada T. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2009. V. 63. No. 2. P. 339.
- Буртебаев Н., Артемов С.В., Дуйсебаев Б.А. и др. // Яд. физ. 2010. Т. 73. № 5. С. 776; Burtebaev N., Artemov S.V., Duisebayev B.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2010. V. 73. No. 5. Р. 746.
- Povoroznyk O.M., Gorpinich O.K., Jachmenjov O.O. et al. // J. Phys. Soc. Japan. 2011. V. 80. Art. No. 094204.
- Науменко М.А., Самарин В.В. // Яд. физ. 2017. Т. 80. № 5. С. 473; Samarin V.V., Naumenko М.А. // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. No. 5. P. 877.
- Зуев С.В., Каспаров А.А., Конобеевский Е.С // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 753; Zuyev S.V., Kasparov А.А., Konobeevski E.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. Р. 679.

A possibility of determining cluster structure of ⁶Li excited states in inelastic scattering of α -particles

A. A. Kasparov^{*a*}, *, E. S. Konobeevski^{*a*}, S. V. Zuyev^{*a*}, A. A. Afonin^{*a*}, M. V. Mordovskoy^{*a*}, V. V. Mitcuk^{*a*}, V. P. Zavarzina^{*a*}, A. S. Kurlovich^{*a*}

^aInstitute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia *e-mail: kasparov200191@gmail.com

To determine the contribution of various configurations to the structure of excited states, we propose the study of inelastic scattering of α -particles on the ⁶Li nucleus, provided that the scattered α -particle coincides with the particles from the breakup of the excited state. The simulation results show that there are kinematic areas of breakup particles corresponding to certain breakup channels (cluster configurations) of excited ⁶Li states.

УДК 539.1.074.823

РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНОСТИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ПРИ РАЗРАБОТКЕ ДЕТЕКТОРА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ¹⁰В-КОНВЕРТЕРОМ

© 2021 г. А. А. Каспаров^{1, *}, С. И. Поташев¹, А. А. Афонин¹, Ю. М. Бурмистров¹, А. И. Драчев¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: kasparov200191@gmail.com

Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

При разработке нового позиционно-чувствительного ионизационного детектора нейтронов с энергиями выше 1 МэВ моделируются события эмиссии ядер ⁷Li и ⁴He из слоя ¹⁰B. Ожидаемое относительное разрешение по энергии нейтрона составляет ~6%, а эффективность детектора в диапазоне энергий от 1 до 7 МэВ оценивается как ~10⁻⁷. Таким образом появляется возможность определять энергию и координаты нейтрона без измерения времени пролета.

DOI: 10.31857/S0367676521050124

ВВЕДЕНИЕ

Позиционно-чувствительные детекторы (ПЧД) имеют большое применение в физике [1]. ПЧД является одним из основных элементов установки малоуглового рассеяния нейтронов, используемой для исследования сплавов [2] и магнитных структур [3]. На практике широко используются одно- и двухкоординатные газовые ПЧД, в которых конвертором нейтронов служат газы BF₃ и ³He [4, 5].

В ИЯИ РАН создан двухкоординатный ПЧД тепловых нейтронов на основе ¹⁰В [6]. Испытания детектора в потоке медленных и быстрых нейтронов до энергии 7 МэВ показали, что спектр амплитуд вторичных ядер (4 He и 7 Li) в области энергий от 1 до 7 МэВ зависит от энергии нейтрона. Было найдено как расчетным способом, так и в эксперименте, что при высоком пороге регистрации для второго чувствительного газового зазора преимущественно регистрируются события с ядром ⁷Li. В этом случае центр тяжести максимума в амплитудном спектре от первого газового зазора увеличивается с ростом максимальной энергии нейтронного потока. Низкая эффективность для быстрых нейтронов позволяет измерять высокую плотность и максимальную энергию потока таких нейтронов на малых расстояниях от центра источника нейтронов [7]. Однако из-за неопределенности угла вылета ядра ⁴Не или ⁷Li из ядерной реакции невозможно найти начальную энергию нейтрона.

РАЗРАБОТКА ДЕТЕКТОРА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Для определения начальной энергии нейтрона в ИЯИ РАН разрабатывается детектор быстрых нейтронов с ¹⁰В-конвертером. Принцип его работы основан на регистрации в ионизационной камере ядер ⁴Не и ⁷Li, образующихся в реакции

$$n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{4}\text{He} + {}^{7}\text{Li},$$

которая является основной для быстрых нейтронов. В качестве конвертора выступает тонкий слой ¹⁰В, а ионизационная камера, состоит из двух спаренных взаимно перпендикулярных катодов, между которыми располагается анод (рис. 1).

Катоды и аноды представляют собой сетку из параллельных проволок с шагом 2 мм. Зазор между анодом и каждым катодом составляет 5 мм. Внутренний объем детектора заполнен смесью газов аргона и углекислоты.

Сигналы ионизации от газовых зазоров пропорциональны частичным и полным потерям энергии ядер ⁴He и ⁷Li. Из-за малых пробегов заряженных частиц и достаточно большой толщины газового слоя для полного поглощения регистрируемого ядра, данный детектор может быть использован как $\Delta E - E$ система, и следовательно вторичные ядра могут быть идентифицированы и определены их энергии. Направление частицы (угол вылета) измеряется по срабатыванию двух пар катодных взаимно перпендикулярных проволок. Погрешность в определении угла вылета составляет ~5.7°.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДЕТЕКТОРА

Проведено Монте-Карло моделирование реакции $n + {}^{10}B \rightarrow {}^{4}He + {}^{7}Li$ в слое ${}^{10}B$ толщиной 3 мкм и регистрацией ядер ${}^{4}He$ и ${}^{7}Li$ с учетом сечения реакции и ионизационных потерь в газовых зазорах.

В табл. 1 для каждой энергии нейтрона показано сечение реакции на ¹⁰В, эффективность реакции, а также эффективность регистраций каждого из ядер ⁴Не и ⁷Li при условии, что ядро дало сигнал во втором газовом зазоре при пороге 100 кэВ. Малая эффективность регистрации частиц ⁴Не (~10⁻⁶) и частиц ⁷Li (~10⁻⁸) будет полезна для регистрации высоких потоков >10⁷ см⁻² · с⁻¹.

Регистрируя одну из заряженных частиц (зная ее энергию и угол вылета), мы можем восстановить энергию и угол вылета второй заряженной частицы решением уравнений законов сохранения энергии и импульса, а следовательно, и энергию падающего нейтрона. Выбирая высокий порог сигнала, можно подавлять регистрацию ядер ⁴Не, в этом случае для более тяжелого ядра ⁷Li детектор становится детектором полного поглощения. В зависимости от типа регистрируемой частицы, мы можем восстанавливать энергию падающего нейтрона в разных диапазонах (табл. 1).

Для определения ожидаемого энергетического разрешения по энергии нейтронов было проведено кинематическое моделирование реакции $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{4}\text{He} + {}^{7}\text{Li}$ при разных энергиях падающих нейтронов: 3, 5 и 7 МэВ.

Энергия и угол вылета ядра ⁷Li разыгрывались с некоторыми неопределенностями, соответствую-



Рис. 1. Принцип регистрации и определения энергии нейтрона в ПЧД посредством измерения энергии и угла вылета одного из ядер ⁴Не или ⁷Li: *1* – поверхность со слоем бора-10 и проволочный катод для измерения координат начальной точки трека ядра; *2* – анод; *3* – проволочный катод для измерения координат конечной точки трека ядра.

щими энергетическому (ΔE) и угловому ($\Delta \Theta$) разрешениям детектора. Восстановление энергии падающего нейтрона проводилось решением уравнений законов сохранения энергии и импульса.

На рис. 2 показан восстановленный энергетический спектр падающего нейтрона при энергии 7 МэВ. При этом в расчетах угловое разрешение бралось $\Delta \Theta = 5.7^{\circ}$, а энергетическое разрешение $\Delta E = 3\%$.

<i>Е</i> _{<i>n</i>} , МэВ	σ, барн	Эффективность реакции	Эффективность регистрации ⁴ Не	Эффективность регистрации ⁷ Li
1	0.1797	$4.35 \cdot 10^{-6}$	$2.36 \cdot 10^{-8}$	0
2	0.4513	$1.89 \cdot 10^{-5}$	$1.07 \cdot 10^{-6}$	0
3	0.3675	$1.54 \cdot 10^{-5}$	$2.45 \cdot 10^{-6}$	0
4	0.2959	$1.24 \cdot 10^{-5}$	$3.51 \cdot 10^{-6}$	0
5	0.10369	$4.35 \cdot 10^{-6}$	$1.59 \cdot 10^{-6}$	$1.74 \cdot 10^{-10}$
6	0.1257	$5.27 \cdot 10^{-6}$	$2.14 \cdot 10^{-6}$	$8.62 \cdot 10^{-9}$
7	0.11405	$4.78\cdot 10^{-6}$	$2.07\cdot 10^{-6}$	$2.59 \cdot 10^{-8}$

Таблица 1. Результаты моделирования реакции $n + {}^{10}B \rightarrow {}^{4}He + {}^{7}Li$

Для определения энергетического разрешения по энергии нейтрона, данный спектр аппроксимировался асимметричным гауссианом и определялась полная ширина на половине максимума (FWHM) амплитуды.

На рис. З показаны различные зависимости FWHM от углового и энергетического разрешений детектора для энергии нейтрона $E_n = 3 \text{ M}$ эB



Рис. 2. Восстановленный энергетический спектр падающего нейтрона для энергии 7 МэВ при $\Delta E = 3\%$ и $\Delta \Theta = 5.7^{\circ}$.

Таблица 2. Зависимость FWHM от энергии падающего нейтрона при $\Delta E = 3\%$ и $\Delta \Theta = 5.7^{\circ}$

<i>Е</i> _{<i>n</i>} , МэВ	FWHM, MэB	ε, %
3	0.19	6.3
5	0.31	6.2
7	0.42	6

(рис. 3a и 3b) и $E_n = 7$ МэВ (рис. 3e и 3e). Для наглядности точки соединены линией.

Для проектируемого детектора погрешности в определении угла регистрируемой частицы и ее энергии будут составлять ~5.7° и 3%, соответственно. В табл. 2 показана зависимость FWHM от энергии падающего нейтрона. Энергетическое разрешение составляет порядка 6% и слабо зависит от энергии нейтронов (в области энергий 1–7 МэВ).



Рис. 3. Зависимость FWHM от углового разрешения детектора при $1 - \Delta E = 1\%$, $2 - \Delta E = 3\%$, $3 - \Delta E = 5\%$, $4 - \Delta E = 10\%$ для $a - E_n = 3$ МэВ и $e - E_n = 7$ МэВ; зависимость FWHM от энергетического разрешения детектора при $1 - \Delta \Theta = 1^\circ$, $2 - \Delta \Theta = 3^\circ$, $3 - \Delta \Theta = 5.7^\circ$ и $4 - \Delta \Theta = 10^\circ$ для $\delta - E_n = 3$ МэВ и $e - E_n = 7$ МэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ИЯИ РАН разрабатывается детектор быстрых нейтронов ($E_n > 1$ МэВ) с ¹⁰В-конвертером, принцип работы которого заключается в регистрации вторичных ядер ⁴Не и ⁷Li. Моделирование показало, что разрабатываемый детектор малую эффективность регистрации (~10⁻⁷) вторичных ядер ⁴Не и ⁷Li, что будет полезно для регистрации высоких потоков >10⁷ см⁻² · с⁻¹. Энергетическое разрешение детектора по энергии нейтронов оценивается ~6% и слабо зависит от энергии нейтронов (в области энергий 1–7 МэВ). В зависимости от типа регистрируемой частицы, можно восстанавливать энергию падающего нейтрона в двух диапазонах (>1 МэВ при регистрации ⁴Не и >5 МэВ при регистрации ⁷Li).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Tranquada J.M., Xu Guangyong, Zaliznyak I.A. // J. Magn. Magn. Mater. 2014. V. 350. P. 148.
- Calvo-Dahlborg M., Popel P.S., Kramer M.J. et al. // J. Alloys Comp. 2013. V. 550. P. 9.
- 3. Avdeev M.V., Balasoiu M., Aksenov V.L. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2004. V. 270. P. 371.
- 4. *Fried J., Harder J.A., Mahler G.J. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2002. V. 478. P. 415.
- Nasir R., Aziz F., Mirza S.M. et al. // Nucl. Eng. Technol. 2018. V. 50. No. 3. P. 439.
- Potashev S., Burmistrov Yu., Drachev A. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 798. Art. No. 012160.
- 7. Potashev S., Drachev A., Burmistrov Yu. et al. // EPJ Web Conf. 2020. V. 231. Art. No. 05010.

Efficiency and energy resolution calculation under developing of fast neutron detector with ¹⁰B-converter

A. A. Kasparov^{a, *}, S. I. Potashev^a, A. A. Afonin^a, Yu. M. Burmistrov^a, A. I. Drachev^a

^aInstitute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia *e-mail: kasparov200191@gmail.com

Under developing new position-sensitive ionization detector of fast neutrons with energies above 1 MeV events of ⁷Li and ⁴He nucleus emission from ¹⁰B layer is simulated. The expected relative resolution of the neutron energy is ~6% and the detector efficiency in the energy range from 1 to 7 MeV is estimated as ~10⁻⁷. Thus, it becomes possible to determine the energy and coordinates of the neutron without measuring the time of flight.

УДК 530.145

ДИСКРЕТНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В КВАНТОВОМ ХАОСЕ

© 2021 г. В. Е. Бунаков*

Федеральное государственное бюджетное учреждение "Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова" национального исследовательского центра "Курчатовский институт", Гатчина, Россия *E-mail: vadim.bunakov@mail.ru

Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Показано, что в приложении теоремы Лиувилля—Арнольда к квантовым системам чисто квантовые первые интегралы движения типа четности не следует учитывать при сравнении числа первых интегралов с числом степеней свободы.

DOI: 10.31857/S0367676521050045

Изучение квантового хаоса затруднено отсутствием согласия по поводу самого понятия "квантового хаоса". Это связано с тем, что после долгих поисков основного источника классического хаоса (см., например, [1]) было решено остановиться на ляпуновской неустойчивости траекторий хаотической системы к малым вариациям начальных условий. Действительно, при такой вариации траектории хаотической системы в фазовом пространстве расходятся по экспоненциальному закону $\exp(\Lambda t)$, где Λ – показатель Ляпунова, определяющий скорость этого расхождения. Так как реальные начальные условия всегда задаются с конечной точностью, положение системы со временем делается совершенно непредсказуемым. Такую полную непредсказуемость движения системы называют линамическим хаосом.

Поскольку соотношение неопределенности в квантовой механике лишает понятие траектории необходимой точности, то классические критерии регулярности или хаоса, связанные с понятием траектории, делаются неприменимыми. Поэтому в настоящее время квантовый хаос принято определять как "динамику квантовых систем, являющихся хаотическими в классическом пределе". Хотя это звучит весьма расплывчато, однако предлагается просто игнорировать вопрос об определении хаоса в квантовой механике, а вместо этого стараться определить свойства квантовых систем, соответствующие хаосу в классических системах. Пока что единственным таким свойством принято считать закон распределения энергетических уровней системы. Для квантовых аналогов хаотических систем распределение расстояний между уровнями близко к закону Вигнера с его характерным отталкиванием между уровнями. В соответствии с этим законом вероятность найти соседний уровень, отличающийся от данного на энергию ε определяется выражением:

$$P(\varepsilon) = \frac{\pi\varepsilon}{2D^2} \exp\left(-\frac{\pi\varepsilon^2}{4D^2}\right),\tag{1}$$

где D – среднее расстояние между уровнями. Отталкиванием называется стремление к нулю вероятности найти соседний уровень при $\varepsilon \to 0$.

Для регулярных систем такого отталкивания не наблюдалось. Часто делаются утверждения, что распределение уровней для регулярных квантовых систем (т.е. для квантовых аналогов классических регулярных систем) описывается законом Пуассона:

$$P(\varepsilon) = \frac{1}{D} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{D}\right).$$
(2)

В наших работах [2, 3] было показано, что закон Вигнера характеризует хаотическую систему только в том случае, когда рассматривается последовательность энергетических уровней с фиксированными значениями квантовых чисел (например спина и четности). Если отбора по спинам и четности не производить, то вигнеровское отталкивание уровней исчезает, хотя система остается хаотической. Именно поэтому распределение Пуассона никак не связано с регулярностью системы, а лишь свидетельствует о том, что мы не позаботились об отборе уровней с фиксированными спином и четностью, а "свалили в кучу" несколько независимых друг от друга последовательностей энергетических уровней. Поэтому закон распределения уровней не дает определения признаков регулярной квантовой системы и, следовательно, не позволяет оценивать степень хаотичности системы. А подобная оценка чрезвычайно необходима, поскольку теперь мы знаем, что практически все реальные физические системы в той или иной степени хаотичны.

Учитывая все вышеуказанное, мы предложили [2-7] использовать для определения классического и квантового хаоса теорему Лиувилля-Арнольда (Liouville–Arnold), хорошо известную в классической механике (см., например [8, 9]). Она утверждает, что система с N степенями свободы регулярна, если у нее есть M = N линейнонезависимых первых интегралов движения, находящихся в инволюции. Первыми (глобальными) интегралами движения практически являются такие, которые по теореме Herep (Noether) связаны с симметрией системы, т.е. с наличием группы преобразований, по отношению к которым гамильтониан системы инвариантен. Следует отметить, что не всегда закон сохранения (т.е. наличие первого интеграла движения системы) удается сразу связать с соответствующей ему симметрией. Например, закон сохранения вектора Лапласа-Рунге–Ленца в задаче Кеплера (задаче двух тел с потенциалом взаимодействия, обратно пропорциональным квадрату расстояния) был открыт еще в начале XVIII в., а его связь с группой вращения в четырехмерном пространстве SO(4) удалось обнаружить лишь в 30-е годы XX в.

В отличие от понятия траектории, применимого только в классической механике, понятие симметрии применимо для всех областей физики от классической механики до квантовой теории поля. Квантовым аналогом первого интеграла движения является "хорошее" квантовое число (собственное значение оператора, коммутирующего с гамильтонианом системы). Поэтому нам кажется естественным считать квантовой регулярной системой такую, гамильтониан которой обладает достаточно высокой симметрией, гарантирующей, что количество хороших квантовых чисел системы M не меньше числа ее степеней своболы N. Если внести в систему возмущающее взаимодействие, которое нарушит ее симметрию и уменьшит число хороших квантовых чисел так, что M < N, система перестанет быть регулярной. Поэтому кажется естественным считать хаотической квантовую систему со столь низкой симметрией, что число ее хороших квантовых чисел меньше числа ее степеней свободы. Именно такое определение квантового хаоса и было предложено нами. Этот подход позволяет очень просто различать хаотическую и регулярную системы. В качестве количественной меры квантового хаоса мы используем заимствованную из теории нейтронных силовых функций величину Г_{spr} "размазки" компонент волновой функции регулярного состояния по состояниям той же системы, но в присутствии взаимодействия, нарушающего ее симметрию. Мы показали, что в предельном переходе к классической механике величина Γ_{spr}/\hbar переходит в показатель Ляпунова Л. С помощью этой величины мы рассмотрели количественный переход от регулярности к хаосу для квантовых аналогов единственных двух классических систем, для которых имеются количественные данные по аналогичным переходам — в системе Хенона—Хейлеса [10] и в диамагнитной задаче Кеплера [11, 12]. Использование предложенных нами методов показало, что и количественно переходы от квантовой регулярности к хаосу происходят аналогично классическим случаям.

Однако в предложенном нами подходе возникают вопросы. Теорема Нетер, связывающая первые интегралы с симметриями гамильтониана, доказана лишь для непрерывных преобразований симметрии. Все первые интегралы в классической механике связаны именно с такими симметриями. Однако в квантовой механике существует и квантовое число четности по отношению к пространственной инверсии, а такое преобразование дискретно. Следует ли хорошее квантовое число (т.е. квантовый аналог первого интеграла) четности включать в число М первых интегралов при сравнении их с числом степеней свободы N если мы хотим использовать аналог теоремы Лиувилля-Арнольда в квантовом случае? В качестве наводящего соображения можно воспользоваться даже таким весьма несовершенным современным определением квантового хаоса как "динамики квантовых систем, являющихся хаотическими в классическом пределе". Если первые интегралы, связанные с симметрией гамильтониана по отношению к непрерывным преобразованиям, сохраняются в предельном переходе от квантовой механики к классической, то квантовое число четности при этом просто исчезает. То есть число первых интегралов системы уменьшается. В то же время число степеней свободы системы при таком переходе остается неизменным. Значит при использовании аналога теоремы Лиувилля-Арнольда в квантовом случае включать четность в число М первых интегралов не следует. Для проверки этого предположения рассмотрим хорошо изученный случай двумерного биллиарда вида "стадион". Под биллиардом понимается движение материальной точки в плоскости, ограниченной упруго отражающими стенками определенной формы. Границами стадиона являются два параллельных прямых отрезка, соединенных на концах двумя полуокружностями. В классической механике биллиард вида стадион является самым типичным представителем хаотических систем. В полном соответствии с теоремой Лиувилля-Арнольда, при двух степенях свободы (N = 2) эта система имеет только один первый интеграл движе-



Рис. 1. Гистограмма распределения расстояний между уровнями нечетно-нечетной совокупности квантового биллиарда, полученная в работе [13]. Сплошная линия — распределение Вигнера.

ния — энергию (т.е. M = 1 < N). В квантовом случае стадион обладает еще и дискретными симметриями по отношению к отражениям относительно двух осей симметрии стадиона, а, следовательно, двумя хорошими квантовыми числами четности. Поэтому энергетические уровни такой квантовой системы распадаются на четыре независимых совокупности, определяемых квантовыми числами четности при отражении относительно каждой из осей симметрии: четно-четную (т.е. четную по отношению к каждой из двух осей), нечетно-четную, четно-нечетную и нечетно-нечетную. Гистограмма распределения расстояний между уровнями нечетно-нечетной совокупности, полученная в работе [13], приведена на рис. 1. Видно, что она прекрасно описывается вигнеровским распределением (сплошная линия) с характерным отталкиванием уровней. Как указывалось выше, такое распределение является единственным общепринятым в настоящее время признаком хаотичности квантовой системы. Следовательно, появление двух чисто квантовых интегралов движения, связанных с симметрией системы относительно дискретных преобразований пространственного отражения, совершенно не изменило хаотичности системы, наблюдавшейся в классической механике. Поэтому, как мы и предполагали, в приложении теоремы Лиувилля-Арнольда к квантовым системам следует сравнивать число степеней свободы N не с полным числом независимых первых интегралов (хороших квантовых чисел) М, а лишь с числом M_{cl} "классических" первых инте-



Рис. 2. Гистограмма распределения расстояний между всеми уровнями квантового биллиарда без отбора по четности, полученная в работе [13]. Пунктиром обозначено распределение Вигнера, точками – распределение Пуассона. Сплошная линия – результат наложения четырех распределений Вигнера, соответствующих состояниям с различными четностями.

гралов системы, свойственных ей в классической механике.

Любопытно отметить, что проведенное в работе [13] рассмотрение 600 нижних уровней квантового стадиона без разделения по квантовым числам четности (т.е. суперпозиции четырех независимых систем уровней) дает распределение уровней (см. рис. 2), резко отличающееся от вигнеровского отсутствием отталкивания уровней. Это лишний раз подтверждает, что такое отталкивание исчезает даже в распределении уровней квантовой хаотической системы, если не разделять совокупности уровней с отличающимися квантовыми числами.

Итак, мы пришли к выводу, что в приложении теоремы Лиувилля—Арнольда к квантовым системам следует сравнивать число степеней свободы N не с полным числом независимых первых интегралов (хороших квантовых чисел) M, а лишь с числом M_{cl} "классических" первых интегралов системы, свойственных ей в классической механике. То есть дискретные преобразования (и вообще все специфически квантовые первые интегралы), исчезающие в классическом пределе, не следует учитывать, если мы хотим использовать аналог теоремы Лиувилля—Арнольда в квантовом случае. Если же пытаться по-прежнему определять хаотичность квантовой системы по наличию вигнеровского отталкивания в распределении уровней, то придется найти все эти "чисто-квантовые"

700

интегралы движения (спин, четность и т.д.) и отбирать лишь энергетические уровни, с их фиксированным значением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. М.: Наука, 1984.
- Бунаков В.Е. // ЯФ. 2016. Т. 79. С. 679; Bunakov V.E. // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. Р. 995.
- Бунаков В.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. С. 1390; Bunakov V.E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. P. 1187.
- 4. *Bunakov V.E. //* JINR Publication E3-94-370. Dubna: JINR, 1994. P. 310.
- 5. Bunakov V.E., Valiev F.F., Tchuvilsky Yu.M. // Phys. Lett. A. 1998. V. 243. P. 288.

- Бунаков В.Е. // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 5; Bunakov V.E. // Phys. Atom. Nucl. 1999. V. 62. P. 1.
- Bunakov V.E., Ivanov I.B. // J. Phys. A. 2002. V. 35. P. 1907.
- 8. Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику: от маятника до турбулентности. М.: Наука, 1988.
- 9. *Sagdeev R.Z., Usikov D.A., Zaslavsky G.M.* Nonlinear physics: from the pendulum to turbulence and chaos. N.Y.: Harwood Academic Publishers, 1988.
- 10. Henon M., Heiles C. // Astron. J. 1983. V. 69. P. 73.
- 11. *Harada A., Hasegawa J. //* J. Phys. A. 1983. V. 16. Art. No. L259.
- 12. Hasegawa J., Robnik M., Wunner G. // Progr. Theor. Phys. Suppl. 1989. V. 98. P. 198.
- Kosztin I., Schulten K. // Int. J. Mod. Phys. C. 1997. V. 8. P. 293.

Discrete transforms in quantum chaos

V. E. Bunakov*

Petersburg Nuclear Physics Institute, National Research Center Kurchatov Institute, Gatchina, 188300 Russia *e-mail: vadim.bunakov@mail.ru

It is shown that in applying Liouville-Arnold theorem to quantum systems one should not take into account the purely quantum first integrals of motion like parity while comparing the number of the first integrals with the number of the system's degrees of freedom.

УДК 539.1.07

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КРЕМНИЕВЫХ ПИКСЕЛЬНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ВНУТРЕННЕЙ ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТА МРО НА КОЛЛАЙДЕРЕ NICA

© 2021 г. В. И. Жеребчевский^{1, *}, В. В. Вечернин¹, С. Н. Иголкин¹, В. П. Кондратьев¹, Т. В. Лазарева¹, Н. А. Мальцев¹, Д. К. Наурузбаев¹, Д. Г. Нестеров¹, Н. А. Прокофьев¹, А. Р. Рахматуллина¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Санкт-Петербургский государственный университет", Санкт-Петербург, Россия

**E-mail: v.zherebchevsky@spbu.ru* Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

В настоящее время исследования процессов рождения адронов, содержащих тяжелые кварки, представляют особый интерес для физики высоких энергий. При энергиях сталкивающихся ядер коллайдера NICA можно изучать выходы странных и очарованных частиц, а также кластеры плотной ядерной материи, фрагментация которых сопровождается увеличением количества частиц с тяжелыми ароматами. Для эффективной регистрации таких короткоживущих частиц в эксперименте Multi-Purpose Detector на коллайдере NICA была разработана концепция вершинного детектора на основе кремниевых пиксельных детекторов и сделаны оценки его основных параметров.

DOI: 10.31857/S0367676521050288

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных физических задач экспериментов на создаваемом в ОИЯИ комплексе Multi-Purpose Detector (MPD) на коллайдере NICA является измерение инклюзивных сечений образования мультистранных частиц в столкновениях тяжелых ионов в диапазоне энергий $\sqrt{s_{NN}} = 4 - 11$ ГэВ [1, 2]. Увеличение выхода мультистранных гиперонов в релятивистских ядро-ядерных взаимодействиях считается одним из возможных сигналов фазового перехода сильно взаимодействуюшей ядерной материи в состояние деконфаймента [3]. Выходы частиц, содержащих тяжелые кварки, к числу которых относятся D мезоны, также будут зависеть от того, в какой фазе находится возбужденная ядерная среда. Это связано с тем, что на рождение $D\overline{D}$ пары в адронной фазе требуется энергии на 1.1 ГэВ больше, чем на рождение кварк-антикварковой пары $c\bar{c}$ в фазе деконфаймента. Таким образом, как и в случае со странными частицами изменение множественности очарованных мезонов в зависимости от энергии сталкивающихся ядер можно считать сигналом начала деконфайнмента.

Кроме того, в ядро-ядерных столкновениях при энергиях коллайдера NICA открывается возможность изучения кластеров плотной ядерной материи внутри ядер. Следствием существования таких кластеров является образование частиц в областях, кинематически запрещенных для реакций со свободными нуклонами (кумулятивное рождение). Кластеры в ядрах можно рассматривать как многокварковые флуктоны, присутствующие в ядерной материи. Ряд теоретических моделей [4, 5] предсказывает, что при фрагментации флуктона выход странных частиц и частиц с тяжелыми ароматами будет возрастать по сравнению с событиями, в которых частицы с кумулятивными импульсами не рождаются. Поэтому адроны с тяжелыми ароматами являются уникальными пробниками ядерной материи в экспериментах по поиску малонуклонных корреляций в ядрах.

Множественность вторичных частиц, рождающихся в центральных столкновениях релятивистских ионов, может достигать нескольких тысяч в диапазоне энергий коллайдера NICA [6]. Для надежной регистрации короткоживущих мультистранных и очарованных адронов в таких событиях нужны трековые детекторные системы с высоким пространственным разрешением, минимумом вещества и расположенные как можно ближе к точке столкновения пучков коллайдера (точке образования частиц). Как показывает опыт современных экспериментов ALICE, ATLAS, CMS на Большом адронном коллайдере (LHC) и эксперимента STAR на Коллайдере релятивистских тяжелых ионов (RHIC), такие детекторы могут быть построены на базе новейших кремниевых пиксельных сенсоров.

В данной работе сформулированы предложения для использования новых детекторных технологий при создании вершинных трековых детекторов в экспериментах на коллайдере NICA. Также представлена концепция Внутренней трековой системы (ВТС) многоцелевого детектора MPD, основными компонентами которой будут пиксельные детекторы нового поколения - монолитные активные пиксельные сенсоры с рекордно малой толщиной и большой гранулярностью, обладающие как высоким пространственным разрешением, так и быстродействием. В работе были сделаны оценки выхода очарованных и кумулятивных частиц в Au + Au столкновениях при энергиях коллайдера NICA и дано обоснование необходимости использования кремниевых пиксельных детекторов для внутренней трековой системы эксперимента MPD при регистрации таких редких событий.

ТРЕКОВАЯ СИСТЕМА УСТАНОВКИ МРД

Основным трековым детектором установки МРD в центральной области быстрот является время-проекционная камера (ВПК), которая обеспечивает восстановление как треков заряженных частиц, так и их импульсов. ВПК будет также использована для идентификации зарегистрированных в ней частиц по измеренным потерям их энергии [7]. Для идентификации частиц, содержащих тяжелые кварки, ВПК должна быть дополнена вершинным трековым детектором – ВТС, предназначенным для прецизионной реконструкции вершин распада короткоживущих адронов.

Вершинный детектор современного эксперимента представляет собой многослойную систему полупроводниковых координатно-чувствительных детекторов. При создании вершинного детектора установки MPD в качестве таких детекторов предлагается использовать монолитные активные пиксельные сенсоры (МАПС) [8]. Эти детекторы толщиной 50 мкм имеют линейные размеры 15 мм × 30 мм и содержат пиксельную матрицу из 512 × 1024 пикселей, каждый из которых имеет размер 28×28 мкм². Технологически весь детектор состоит из низкорезистивной кремниевой подложки, на которой расположен высокорезистивный эпитаксиальный слой р-типа толщиной 25 мкм, являющийся чувствительным объемом детектора, матрица собирающих заряд диодов (пикселей) и front-end-электроника для усиления и ошифровки сигнала, построенная по технологии КМОП [8, 9]. Ионизирующая частица, проходя через обедненный слой, генерирует электроны и дырки. Электроны посредством диффузии и дрейфа попадают на собирающие диоды, которые из-за своей сегментации являются также детекторными сенсорами [10]. Процесс сбора заряда на пикселях зависит от свойств материала сенсора, его

геометрии (толщина чувствительного объема, размер сенсора, форма собирающего диода) и конфигурации электрического поля [10]. Для увеличения эффективности сбора заряда и улучшения соотношения "сигнал/шум" были разработаны новые МАПС, в которых глубокие карманы р-типа имплантируются в той области, где предусмотрена front-end-электроника, и добавлено напряжение обратного смещения, которое прикладывается к кремниевой подложке всего детектора [9]. В итоге каждый пиксель-сенсор является отдельным детектором с собственным рабочим объемом, усилителем, дискриминатором и буфером памяти. Реализация архитектуры считывания данных с пикселей по принципу приоритетной кодировки позволило значительно увеличить как быстродействие всего детектора, так и сократить его потребляемую мощность. Все пиксельные детекторы будут смонтированы на сверхлегких углекомпозитных структурах поддержки с интегрированной системой охлаждения [11, 12] и объединены в линейки, расположенные вдоль поверхности коаксиальных цилиндров вокруг точки столкновения пучков коллайдера NICA. Для точной реконструкции вершин распадов нестабильных частиц радиационная толщина детекторов с кабельными системами и структурами их поддержки не должна превышать 1% от радиационной длины заряженной частицы. Это требование продиктовано необходимостью уменьшить влияние многократного рассеяния на разрешающую способность всей ВТС. Кроме того, для того чтобы достигнуть наилучшего пространственного разрешения как первичной вершины взаимодействия ядер, так и вторичных вершин распада нестабильных частиц, необходимо оптимизировать положения пиксельных детекторов внутри трековой системы и разместить первые детекторные слои как можно ближе к точке столкновения ядер.

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ВНУТРЕННЕЙ ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВЫХ ПИКСЕЛЬНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

При разработке концепции вершинного детектора ВТС эксперимента МРD и создании его геометрической конструкции учитывались следующие факторы: диаметр первого внутреннего слоя ВТС, на котором располагаются детекторы, ограничивается диаметром ионопровода (40–60 мм); диаметр самого внешнего детекторного слоя ВТС ограничивается внутренним диаметром ВПК (540 мм) [7]; линейки пиксельных детекторов, образующие цилиндрический слой, должны располагаться с частичным перекрытием, чтобы исключить образование мертвых зон по всей поверхности цилиндра; число цилиндрических сло-



Рис. 1. Сечение общего вида (a) и боковое сечение (δ) геометрической модели вершинного детектора установки МРD в пятислойной конфигурации, состоящей из модулей кремниевых пиксельных детекторов, монтируемых на сверхлегкие углекомпозитные структуры поддержки с интегрированной системой охлаждения (β).

ев определяется минимальным расстоянием между ними, которое определяется размерами углекомпозитных структур поддержки детекторов; число линеек в каждом слое выбирается с учетом поперечных размеров пиксельных детекторов (15 мм × × 30 мм). Указанные ограничения приводят к пяти- или шестислойному варианту вершинного детектора. На рис. 1а, 1б показана в разрезе геометрическая модель пятислойного варианта вершинного детектора с соответствующими детекторными модулями (линейками) в центре и сервисными углекомпозитными структурами поддержки кабельных коммуникаций (левая и правая стороны). Каждая линейка состоит из сверхлёгкой углекомпозитной фермы, к которой крепится углеволоконная панель с интегрированной системой жидкостного охлаждения (рис. 1в). На данной панели прецизионно монтируются кремниевые пиксельные детекторы, собранные в соответствующие модули (HIC – Hybrid Integer Circuit). Линейки располагаются в шахматном порядке во внешних слоях ВТС и веерообразно в трех внутренних слоях. Выбранные длины однотипных линеек для внутренних (750 мм) и внешних слоев (1500 мм) обеспечивают максимальный угловой аксептанс ВТС, отвечающий псевдобыстротному диапазону $|\eta| < 1.3$. Следует отметить, что данная технология сверхлегких структур поддержки пиксельных детекторов была разработана в СПбГУ совместно с коллаборацией ALICE и уже используется в модернизированной внутренней трековой системе эксперимента ALICE на LHC [8, 9].

Оценим пространственное разрешение, определяемое как среднеквадратичное расстояние наибольшего сближения между реконструированным треком частицы и точки ее испускания, для пятислойной конструкции вершинного детектора, адаптированной к ионопроводу с диаметром 40 мм (ВТС5-40). Оценка выполнена на основе разработанной коллаборацией ALICE полуаналитической модели [13], которая позволяет осуществлять трекинг заряженных частиц через цилиндрические слои кремниевых пиксельных детекторов с заданными средними радиусами и радиационными длинами X₀. На каждом шаге трекинга в слое с данным радиусом вычисляется ковариационная матрица шума, учитывающая многократное рассеяние, которое ухудшает угловое разрешение при переходе к последующему слою. В расчетах учитывалось внутреннее разрешение самих пиксельных сенсоров (4 мкм), радиационная толщина каждого слоя с учетом вклада вещества детекторов и кабелей (0.3% Х₀) и бериллиевого ионопровода со стенкой толщиной 1 мм ($0.22\% X_0$).

Полученные зависимости пространственного разрешения ВТС5-40 от поперечного импульса пионов, протонов и каонов, которые являются основными заряженными продуктами распада странных и очарованных частиц, приведены на рис. 2.

Наблюдаемый характер поведения пространственного разрешения (ухудшение в области малых поперечных импульсов) обусловлен увеличением угла Мольера. Как видно из рис. 2, пространственное разрешение 5-слойного вершинного детектора для пионов с поперечным импульсом $300 \text{ M} \rightarrow \text{B} \cdot \text{c}^{-1}$ составляет 60 мкм, а для каонов и протонов с тем же значением поперечного импульса – 100 и 160 мкм, соответственно. На основе полученных результатов можно оценить эффективность регистрации D^0 по каналу распада $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$ с помощью вершинного детектора BTC5-40. Принимая во внимание, что длина распада D^0 составляет 123 мкм, будем исходить из того, что для надежного восстановления вершины его распада требуется пространственное разрешение σ не хуже 100 мкм. Как следует из рис. 2, регистрация D^0 с указанной точностью будет возможна, если импульс пиона не меньше 200 МэВ, а импульс каона – не меньше 300 МэВ. В соответствии с экспоненциальным законом распада можно оценить долю D^0 мезонов $\varepsilon(p, x)$ с импульсом *p*, имеющих пробег больше *x*.



Рис. 2. Зависимость пространственного разрешения детекторного комплекса BTC5-40 от поперечного импульса пионов (сплошная линия), каонов (пунктирная линия) и протонов (штрихпунктирная линия) в поперечной плоскости.

Тогда суммарная доля D^0 с импульсом p > 500 МэВ и $x(p) \le \sigma$ определяется интегрированием $\varepsilon(p, x)$ по импульсу с весовой функцией, учитывающей импульсное распределение D^0 , рожденных в Au + Au столкновениях при энергиях коллайдера NICA. Численное интегрирование дает результат, что при идеальной реконструкции треков пионов и каонов с импульсами больше 200 и 300 МэВ соответственно, эффективность регистрации D^0 с импульсом p > 500 МэВ составит 21%.

Наряду с пятислойной конструкцией, была рассмотрена модель вершинного детектора с шестью слоями кремниевых пиксельных детекторов, с диаметром ионопровода 40 мм (конфигурация ВТС6-40). Дополнительный слой в модели BTC6-40 располагался между тремя внутренними и двумя внешними слоями модели ВТС5-40. Полученные зависимости пространственного разрешения для конфигурации ВТС6-40 от поперечного импульса пионов, протонов и каонов в сравнении с пространственным разрешением для конфигурации BTC5-40 показали, что переход от 5-слойной модели ВТС к 6-слойной практически не меняет пространственного разрешения. Из этого следует, что 5-слойный вариант вершинного детектора с использованием тонких кремниевых пиксельных детекторов с максимально приближенными к ионопроводу тремя внутренними слоями является экономически более целесообразным для внутренней трековой системы эксперимента MPD.

Также были рассмотрены конфигурации вершинного детектора с пятью слоями кремниевых пиксельных детекторов, но с разными диаметрами ионопровода: 40 мм (конфигурация BTC5-40),



Рис. 3. Пространственное разрешение для различных конфигураций 5-слойного вершинного детектора с использованием тонких кремниевых пиксельных детекторов с диаметром ионопровода 40 (сплошная линия), 50 (пунктирная линия) и 60 мм (штрихпунктирная линия) в зависимости от поперечного импульса пионов.

50 мм (конфигурация BTC5-50) и 60 мм (конфигурация BTC5-60). Сравнение зависимости пространственного разрешения от поперечного импульса пионов для всех трех моделей с 5-ю слоями демонстрирует рис. 3. Как видно, конструкция 5-слойного вершинного детектора, адоптированная к ионопроводу с диаметром 40 мм, позволяет существенно улучшить пространственное разрешение для частиц с малым поперечным импульсом, что является особенно важным для реконструкции распадов короткоживущих очарованных частиц.

РЕГИСТРАЦИЯ *D*-МЕЗОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ МРО С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВНУТРЕННЕЙ ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЫ

Выходы частиц с открытым очарованием в релятивистских столкновениях ядер зависят от того, в какой фазе находится возбужденная ядерная материя. В адронной фазе носителями очарования являются *D*-мезоны, тогда как в фазе деконфаймента такими носителями будут очарованные кварки. Чтобы прояснить механизмы образования тяжелых кварков в релятивистских ядро-ядерных столкновениях, необходимо знать среднее число кварк-антикварковых пар, рождающихся в полном фазовом объеме. В настоящее время предсказания, полученные в рамках различных динамических и статистических моделей [14—17] отличаются почти на два порядка. Таким образом, получение точных данных о сечениях образования очарованных частиц позволит выбрать оптимальную теоретическую модель для описания динамики такого рода процессов.

Для оценки выхода *D*-мезонов в ядро-ядерных столкновениях при энергии коллайдера NICA будем учитывать, что реальная эффективность ε, peгистрации этих частиц трековой системой эксперимента MPD ($B\Pi K + BTC$), будет на порядок хуже (~2%) приведенной выше оценки $\varepsilon = 21\%$. Такое снижение эффективности регистрации в эксперименте обусловлено ограниченностью аксептанса детектора (|n| < 1.3) и применением необходимых критериев отбора при выделении сигнала *D*-мезонов в спектре по инвариантной массе продуктов их распада. Будем считать, что множественность *D*-мезонов в центральных Au + Au столкновениях, оцененная в рамках динамической модели адронной струны HSD [18], составляет $M = 10^{-2}$ мезон/событие при энергиях коллайдера NICA. Также примем во внимание, что число ядро-ядерных взаимодействий при рабочей светимости коллайдера NICA будет порядка R = $= 8 \cdot 10^3$ событий $\cdot c^{-1}$ [1, 2], а доля центральных столкновений с параметром удара меньше 4 фм составит $\delta = 0.1$. С учетом того, что вероятность распада D^+ -мезонов по адронному каналу $D^+ \rightarrow 2\pi^+ K^-$, используемому для их идентификации, равна 9.2%, получим следующую оценку их выхода: за 1 месяц непрерывной работы коллайдера NICA в эксперименте MPD может быть зарегистрировано 38000 D^+ -мезонов.

Аналогичная оценка для D^0 -мезонов с вероятностью распада 3.9% по каналу $D^0 \rightarrow \pi^+ K^-$ приводит к их выходу на уровне 16000 частиц в месяц.

Полученные оценки выходов *D*-мезонов показывают, что очарованные частицы могут быть зарегистрированы в эксперименте MPD с использованием кремниевых пиксельных детекторов на достаточном статистическом уровне за примерно четырехнедельный цикл работы ускорителя. Это открывает перспективы для изучения физики тяжелых ароматов на коллайдере NICA и расширяет физическую программу эксперимента MPD, первоначально ориентированную на исследование выхода только странных частиц в Au+Au столкновениях.

ВЫХОДЫ ЧАСТИЦ В КУМУЛЯТИВНОЙ ОБЛАСТИ ИМПУЛЬСОВ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРИ ИХ РЕГИСТРАЦИИ КРЕМНИЕВЫХ ПИКСЕЛЬНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ВНУТРЕННЕЙ ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ МРD

Характерной особенностью коллайдера NICA, по сравнению с коллайдерами LHC и RHIC, являются относительно небольшие энергии сталки-

вающихся ядер и большие светимости. При таких параметрах коллайдера становится возможным изучение кластеров холодной плотной кваркглюонной материи внутри ядер. Впервые гипотеза о наличии таких сгустков ядерного вещества, состоящих из нескольких нуклонов - ядерных флуктонов, была выдвинута Д.И. Блохинцевым [19] на основе анализа результатов первых экспериментов по образованию частиц в области, кинематически запрещенной для реакций со свободными нуклонами [20, 21], позднее получившей название кумулятивной. Со временем эта гипотеза получила подтверждение в многочисленных экспериментах по наблюдению кумулятивного эффекта (см., например, обзор [22]). С современной точки зрения такие флуктоны в ядрах следует интерпретировать как многонуклонные, то есть многокварковые (6q-, 9q-, 12q-и т.д.) кластеры, присутствующие в ядерной материи.

Для описания процесса образования кумулятивных частиц на флуктонах (малонуклонных корреляциях в ядрах) было предложено несколько подходов, которые можно условно разделить на две большие группы. Первая группа моделей [22–27] предполагает присутствие компактных нуклонных конфигураций уже в начальном состоянии ядра, тогда как вторая группа моделей [28, 29] исходит из того, что многонуклонные кластеры образуются позже, уже в процессе столкновения ядер.

Один из возможных экспериментов, позволяющий сделать вывод о том, какой из этих подходов соответствует действительности. предложен в работах [30, 31]. С этой целью было предложено изучать корреляции между кумулятивной частицей и частицами, образующимися при фрагментации остатка флуктона, в новой для кумулятивных явлений кинематической области – области центральных быстрот при больших поперечных импульсах. В системе центра масс реакции столкновение, например, двух флуктонов из взаимодействующих ядер приводит к рождению кумулятивной частицы и частиц от фрагментации остатка флуктона на углы, близкие к 90 градусам [30], что делает, в принципе, возможным наблюдение таких событий на установке MPD коллайдера NICA.

Важно помнить, что значение поперечного импульса, отвечающего началу кумулятивной области, в этом случае пропорционально начальной энергии столкновения. Поскольку все сечения сильного взаимодействия экспоненциально убывают с ростом поперечного импульса, то с точки зрения наблюдения рождения частиц в кумулятивной области при центральных быстротах представляется более благоприятным проводить такие исследования при минимально возможных энергиях коллайдера NICA – $\sqrt{s_{NN}} = 4 \Gamma \Rightarrow B$ (именно это делает невозможным изучение рождения

частиц в кумулятивной области больших поперечных импульсов на LHC и RHIC). Так, простые кинематические расчеты показывают, что при изменении энергии от 4 до 8 ГэВ граница кумулятивной области возрастает более чем в 2 раза. Например, при нулевой быстроте (y = 0) поперечные импульсы, отвечающие началу кумулятивной области, возрастают с $k_{\rm T} = 1.76$ до 3.89 ГэВ · с⁻¹ для протонов и с $k_{\rm T} = 1.56$ до 3.8 ГэВ/с для пионов.

Однако при этом надо учитывать, что большая светимость ускорительного комплекса NICA, необходимая для регистрации редких процессов, к которым относятся столкновения флуктонов с образованием частиц в кумулятивной области, значительно падает при энергиях $\sqrt{s_{NN}}$ меньше 8 ГэВ [1, 2]. Поэтому ниже мы производим все оценки для двух начальных энергий $\sqrt{s_{NN}} = 4$ и 8 ГэВ.

При оценке выходов кумулятивных частиц с большими поперечными импульсами при центральных быстротах мы будем опираться на параметризацию экспериментальных данных [32–34] по образованию кумулятивных пионов и протонов в реакциях *p* + *A* в области фрагментации ядра при энергии налетающих протонов 10.14 ГэВ в лабораторной системе ($\sqrt{s_{NN}} = 4.56 \ \Gamma \Rightarrow B$), продолжая ее в область центральных быстрот и больших поперечных импульсов. В работах [32-34] показано, что инклюзивное сечение рождения кумулятивных пионов и протонов $f(X, k_{\rm T}) = (E/A)(d\sigma/{\rm d}^3 \vec{k})$ в области фрагментации ядра экспоненциально убывают с ростом кумулятивного числа Х при фиксированном угле рассеяния θ в лабораторной системе отсчета: $f(X) = C(\theta) \exp(-X/X_1)$. Величина X определяется как минимальная масса мишени (в единицах массы нуклона), допускающая рождение кумулятивной частицы с данным импульсом. Величина параметра X_1 составляет 0.139 для пионов и 0.135 для протонов, при этом экспоненциальная зависимость хорошо выполняется при *X* > 1.2 для пионов и *X* > 1.6 для протонов [34].

Что касается зависимости сечения от поперечного импульса кумулятивной частицы $k_{\rm T}$ при фиксированной степени ее кумулятивности X, то в области фрагментации ядра для ее параметризации мы использовали как гауссову зависимость $f_1(k_{\rm T}) = \exp\left(-k_{\rm T}^2/\langle k_{\rm T}^2 \rangle\right)$, следуя работам [32, 34], так и экспоненциальную зависимость $f_2(k_{\rm T}) = \exp(-2k_{\rm T}/\langle k_{\rm T} \rangle)$, которая представляется нам более реалистичной в области достаточно больших поперечных импульсов (до 4–8 ГэВ · с⁻¹). В обоих случаях значения $\langle k_{\rm T}^2 \rangle$ и $\langle k_{\rm T} \rangle$ зависят от X, как это было установлено в работах [32, 34].

Используя эти аппроксимации и экспериментально обнаруженный скейлинг [32-35] — слабую зависимость функции f(X) от начальной энергии

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 5 2021

Таблица 1. Оценка множественности и интегральных выходов кумулятивных пионов и протонов с X > 1.6 в области центральных быстрот в Au + Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 4$ и 8 ГэВ за счет процесса рассеяния нуклона на флуктоне

$\sqrt{s_{NN}}$	4 ГэВ		8 ГэВ	
<i>k</i> _T -фит	гауссиан	экспонента	гауссиан	экспонента
$\langle n_{\pi} \rangle_{\rm AuAu}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-4}$
$\langle n_p \rangle_{\rm AuAu}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-13}$	$1.6 \cdot 10^{-5}$
$\langle Y_{\pi} \rangle_{\rm AuAu}$	50	200	$2 \cdot 10^{-3}$	1300
$\langle Y_p \rangle_{\rm AuAu}$	70	2700	$9 \cdot 10^{-7}$	40

и атомного номера *A*, мы находим оценки для множественности кумулятивных пионов и протонов с *X* > 1.6 в быстротном аксептансе -1 < y < 1 в *p* + Au взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 4$ и 8 ГэВ. При этом мы предполагали, что сечение сильного взаимодействия протонов с ядрами золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4.56$ ГэВ определяется его геометрическим значением $\sigma_{pAu}^{tot} = \pi (R + r_N)^2 = 2.6$.

Исходя из сделанных оценок множественности кумулятивных частиц с большими поперечными импульсами в центральной области быстрот в p + Au столкновениях, мы получаем оценки для их множественности в этой области в реакции Au + Au, приведенные в табл. 1. При этих оценках мы считали, что при замене начального протона ядром происходит увеличение числа налетающих нуклонов, взаимодействующих с флуктоном в другом ядре. Соответствующий фактор, учитывающий этот эффект, мы оценивали исходя из отношения числа нуклон-нуклонных столкновений в p + Au и Au + Au реакциях. В этих оценках также был учтен симметричный вклад, когда флуктон в первом ядре взаимодействуют с нуклоном во втором ядре.

В двух последних строках табл. 1 мы привели также оценки интегральных выходов *Y* кумулятивных частиц в указанном аксептансе в течение 1 ч работы коллайдера, учитывающие тот факт, что светимость коллайдера NICA при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4 \ \Gamma$ эВ будет в 100 раз ниже, чем при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 8 \ \Gamma$ эВ [1, 2].

Из табл. 1 видно, что если при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ оценки, выполненные в предположении о гауссовой и экспоненциальной зависимости выходов кумулятивных частиц от поперечного импульса $k_{\rm T}$, оказываются примерно одного порядка, то при $\sqrt{s_{NN}} = 8$ ГэВ результаты получаются совершенно разные. Это связано с упомяну-

тым выше ростом характерного $k_{\rm T}$ кумулятивных частиц от 2 до 4 ГэВ · с⁻¹, что приводит к предельно малым оценкам для выходов кумулятивных частиц при $\sqrt{s_{NN}} = 8$ ГэВ, когда выходы кумулятивных частиц аппроксимируются гауссовой функцией $k_{\rm T}$. Напротив, наши оценки, основанные на более реалистичной экспоненциальной зависимости выходов частиц от $k_{\rm T}$, приводят к значительно большим значениям.

В любом случае более детальное изучение кумулятивного эффекта в области центральных быстрот и больших поперечных импульсов потребует увеличение светимости коллайдера NICA, поскольку приведенные здесь оценки отвечают только началу кумулятивной области (X > 1.6), а сечения рождения кумулятивных частиц экспоненциально падают с увеличением кумулятивного числа X. При увеличенных светимостях (при будущих модернизациях коллайдера NICA) влиянием ріве-ир эфектов на получаемые результаты уже нельзя будет пренебречь.

Это особенно актуально для исследования упомянутых выше процессов, когда необходима регистрация не только самой кумулятивной частицы, но также и частиц, образующихся при фрагментации остатка флуктона, что нужно для идентификации факта его участия в этом процессе. В этом случае возникает необходимость использования кремниевых пиксельных детекторов с высоким пространственным разрешением для отсечения треков частиц, выходящих из вершин других столкновений, которые могут оказаться близкими к основной вершине и исказить спектр частиц от фрагментации остатка флуктона.

Из табл. 1 видно также, что в новой кумулятивной области значительно изменяется соотношение между выходом пионов и протонов. Если в области фрагментации ядра эксперимент для отношения p/π дает величину порядка 10⁴ и выход кумулятивных протонов оказывается доминирующим, то в области центральных быстрот и больших поперечных импульсов ситуация должна кардинально измениться: при начальной энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4 \ \Gamma$ эВ их выходы почти сравниваются, а при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 8 \ \Gamma$ эВ уже выход кумулятивных пионов оказывается почти на два порядка выше выхода протонов при той же степени кумулятивности Х. Этот эффект вызван более сильной зависимостью выхода кумулятивных протонов от поперечного импульса по сравнению с пионами. Теоретически она может быть объяснена разными механизмами формирования этих кумулятивных частиц - когерентная коалесценция (рекомбинация) трех кварков флуктона для протона и фрагментация одного кварка флуктона для пиона [26, 27].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведены оценки идентификационной способности кремниевых пиксельных детекторов для их использования при создании вершинного трекового детектора установки MPD. Показано, что наилучшим пространственным разрешением, обеспечивающим возможность реконструкции вершин распада очарованных частиц со средним пробегом 100-300 мкм, обладает пятислойная модель вершинного детектора с лиаметром ионопровода 40 мм. Произведена оценка выхода очарованных *D*-мезонов и кумулятивных пионов и протонов с большими поперечными импульсами в центральной области быстрот в Au + Au столкновениях при энергиях коллайдера NICA и обоснована необходимость использования вершинного детектора на основе тонких кремниевых пиксельных детекторов при регистрации таких редких событий.

Интересным следствием проведенных оценок является также предсказание совершенно другого соотношения между выходом протонов и пионов в новой кумулятивной области центральных быстрот и больших поперечных импульсов по сравнению с излучавшейся ранее областью фрагментации ядра. Наблюдение этого эффекта в рождении кумулятивных частиц с большими поперечными импульсами в области центральных быстрот в эксперименте MPD с использованием тонких кремниевых пиксельных детекторов в качестве внутренней трековой системы позволило бы проверить теоретические представления о механизмах образования таких кумулятивных частиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-02-40075).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Кекелидзе В.Д., Матвеев В.А., Мешков И.Н. и др. // ЭЧАЯ. 2017. Т. 48. № 5. С. 617; Kekelidze V.D., Matveev V.A., Meshkov I.N. et al. // Phys. Part. Nucl. 2017. V. 48. No. 5. P. 727.
- Kekelidze V., Kovalenko A., Lednicky R. et al. // Nucl. Phys. A. 2017. V. 967. P. 884.
- Rafelski J., Muller B. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 1066.
- 4. Vechernin V. // IV Russ.-Span. Congr. Part. Nucl. Astropart. Phys. Cosmol. (Dubna, 2017).
- Vechernin V. // Book of Abstr. SQM 2019 (Bari, 2019). P. 21.
- Cassing W., Bratkovskaya E.L., Sibirtsev A. // Nucl. Phys. A. 2001. V. 691. P. 753.
- Vereschagin S., Bazhazhin A., Fateev O. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2020. V. 958. Art. No. 162793.
- Abelev B., Adam J., Adamová D. et al. // J. Phys. G. 2014. V. 41. No. 8. Art. No. 08700.
- Musa L. // ECFA High Luminos. LHC Exp. Workshop (Aix-Les Bains, 2016).

том 85

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

- Жеребчевский В.И., Кондратьев В.П., Крымов Е.Б. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 8. С. 1041; Zherebchevsky V.I., Kondratiev V.P., Krymov E.B. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 8, P. 953.
- 11. Zherebchevsky V.I., Altsybeev I.G., Feofilov G.A. et al. // J. Instrum. 2018. V. 13. Art. No. T08003.
- 12. Zherebchevsky V.I., Igolkin S. N., Krymov E.B. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2014. V. 57. No. 3. P. 356.
- 13. *Mastroserio S.R.A., Shahoyan R., Terrevoli C.* Simulation tools for the ALICE ITS upgrade. ALICE Internal Note. QCD-09-010, 2012.
- 14. Poberezhnyuk R.V., Gazdzicki M., Gorenstein M.I. // Acta Phys. Pol. B. 2017. V. 48. No. 9. P. 1461.
- Rafelski J., Muller B. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48.
 P. 1066 (Erratum: Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 2334).
- Braun-Munzinger P., Stachel J. // Phys. Lett. B. 2000. V. 490. P. 196.
- Linnyk O., Bratkovskaya E.L., Cassing W. // Int. J. Mod. Phys. E. 2008. V. 17. P. 1367.
- Cassing W., Bratkovskaya E.L., Sibirtsev A. // Nucl. Phys. A. 2001. V. 691. P. 753.
- 19. Блохинцев Д.И. // ЖЭТФ. 1958. Т. 33. № 5. С. 1295; Blokhintsev D.I. // JETP. 1958. V. 6. No. 5. P. 995.
- 20. Лексин Г.А. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. № 3. С. 440; Leksin G.A. // JETP. 1957. V. 5. No. 3. P. 371.
- Ажигирей Л.С., Взоров И.К., Зрелов В.П. и др. // ЖЭТФ. 1958. Т. 33. № 5. С. 1185; Azhgirei L.S., Vzorov I.K., Zrelov V.P. et al. // JETP. 1958. V. 6. No. 5. P. 911.
- 22. Ефремов А.В. // ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. № 3. С. 613.

- 23. Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I. // Phys. Lett. B. 1977. V. 67. P. 46.
- 24. Frankfurt L.L., Strikmann M.I. // Phys. Rep. 1981. V. 76. P. 215.
- 25. Braun M.A., Vechernin V.V. // Nucl. Phys. B. 1994. V. 427. P. 614.
- Braun M.A., Vechernin V.V. // Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. 2001. V. 92. P. 156.
- 27. Vechernin V.V. // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1701. Art. No. 060020.
- Gorenstein M.I., Zinovjev G.M. // Phys. Lett. B. 1977. V. 67. P. 100.
- Motornenko A., Gorenstein M.I. // J. Phys. G. 2017. V. 44. Art. No. 025105.
- Алексеев И.Г., Вишняков В.Е., Голутвин А.И. и др. // ЯФ. 2008. Т. 71. № 11. С. 1879; Alekseev I.G., Vishnyakov V.E., Golutvin A.I. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. No. 11. P. 1848.
- 31. *Stavinskiy A.* // Письма в ЭЧАЯ. 2011. Т. 8. № 9. С. 65; *Stavinskiy A.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2011. V. 8. No. 9. P. 912.
- Бояринов С.В. и др. // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 1452; Boyarinov S.V. et al. // Phys. Atom. Nucl. 1994. V. 57. Р. 1379.
- Бояринов С.В. и др. // ЯФ. 1992. Т. 55. С. 1675; Boyarinov S.V. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1992. V. 55. Р. 917.
- 34. Бояринов С.В. и др. // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1472; Boyarinov S.V. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1987. V. 46. Р. 871.
- 35. *Baldin A.M. et al.* Preprint R1-83-432. Dubna: JINR, 1983.

Silicon pixel detectors for the inner tracking system of MPD experiment at the NICA collider

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КРЕМНИЕВЫХ ПИКСЕЛЬНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

V. I. Zherebchevsky^{*a*, *}, V. V. Vechernin^{*a*}, S. N. Igolkin^{*a*}, V. P. Kondratiev^{*a*}, T. V. Lazareva^{*a*}, N. A. Maltsev^{*a*}, D. K. Nauruzbaev^{*a*}, D. G. Nesterov^{*a*}, N. A. Prokofiev^{*a*}, A. R. Rakhmatullina^{*a*}

^aSaint-Petersburg State University, St. Petersburg, 199034 Russia *e-mail: v.zherebchevsky@spbu.ru

Today, the studies of the formation of hadrons containing heavy quarks are of particular interest for high-energy physics. At the energies of colliding nuclei of the NICA collider, one can study the yields of strange and charmed particles, as well as clusters of dense nuclear matter, and at fragmentation of such clusters the increasing of the heavy flavor particles yield could be observed. Therefore, the concept of a vertex detector based on silicon pixel detectors was developed for the efficient registration of short-lived particles in the MPD (Multi-Purpose Detector) experiment at the NICA collider, and for this vertex detector the main characteristics were obtained.

2021

Nº 5

УДК 539.17.013

ИССЛЕДОВАНИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСОВ В СИСТЕМЕ ¹²C + ¹⁶O

© 2021 г. С. Ю. Торилов^{1, *}, Н. А. Мальцев¹, В. И. Жеребчевский¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Санкт-Петербургский государственный университет", Санкт-Петербург, Россия

**E-mail: s.torilov@spbu.ru* Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Рассмотрены резонансные состояния в реакции ¹⁶O + ¹²C при низких энергиях взаимодействия (до 7.5 МэВ в системе центра масс). Поведение сечения слияния таких ядер рассматривается в рамках потенциальной модели, предсказывающей появление низколежащих молекулярных состояний.

DOI: 10.31857/S0367676521050252

ВВЕДЕНИЕ

Изучение процессов, протекающих в суперновых и на поздних стадиях развития сверхмассивных звезд, требует учета горения углерода и кислорода. Для этого необходимо исследовать реакции их слияния при энергиях вблизи гамовского окна. Значительный успех в экспериментальных работах по изучению реакций слияния при столь малых энергиях позволил получить достаточно надежные значения астрофизического S-фактора для ядер ^{12, 13}С, ¹⁶О. Одной из интересных особенностей полученных результатов было проявление резонансно-подобной структуры для сечения слияния ${}^{12}C + {}^{12}C$ при энергиях $E_{cm} < 6$ МэВ [1]. В [1] было показано, что наблюдаемую структуру можно объяснить флуктуацией сечения, когда ширина возникающих резонансов становится сравнимой со средним расстоянием между ними. Такой подход не только позволил удовлетворительно описать область возникновения резонансно-подобной структуры в реакции слияния ${}^{12}C + {}^{12}C$, но и предсказать область ее появления для других реакций с ядрами кислорода и углерода. Например, для реакции слияния ${}^{12}C + {}^{16}O$ эта область должна быть ограничена энергией порядка 2 МэВ, в то время как экспериментальные данные указывают на ее присутствие вплоть до энергий порядка 7.5 МэВ. Таким образом, механизм, описанный в [1] не применим к реакции слияния ${}^{12}C + {}^{16}O$ в области энергий 3-7.5 МэВ. В [2] появление таких состояний было рассмотрено с позиции модели AMD. Было предсказано существование нескольких полос и получены данные о положении нескольких низколежащих резонансов с положительной четностью вблизи гамовского окна.

С другой стороны, система ядер 12 C + 16 O известна большим количеством резонансов, которые рассматриваются как члены вращательных полос и имеют молекулярный характер [3].

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В настоящей работе были рассмотрены процессы появления над- и подпороговых молекулярных резонансов в ядре ²⁸Si при энергиях взаимодействия $^{12}C + {}^{16}O$ вблизи гамовского окна. Это дало возможность описать резонансо-подобную структуру астрофизического *S*-фактора.

Для устранения указанной в [2] неоднозначности, связанной с выбором модели, описывающей реакцию ${}^{12}C + {}^{16}O$, были наложены следующие условия на потенциал взаимодействия:

1) качественное описание углового распределения упругого рассеяния в области энергий, отвечающих малой вероятности квазиупругой передачи альфа-частицы;

2) описание в рамках потенциальной модели [4] наблюдаемых резонансов, приписываемых вращательной полосе, расположенной вблизи систематики Аббонданно [5];

3) согласие расчетов сечения слияния с экспериментальной величиной астрофизического *S*-фактора при энергиях больше 7.5 МэВ.

Действительная часть потенциала была выбрана в виде квадратичного вудс-саксоновского потенциала. Параметры потенциала были выбраны

согласно [6] для энергии 75 МэВ. Как было показано в [3], такой потенциал позволяет хорошо описать ряд высокоспиновых состояний в рамках потенциальной модели. Однако такой подход требует введения глобального квантового числа, определить которое по формуле Вильдермута можно не для всех потенциалов [7] и не для всех комбинаций кластер-кор [8], особенно в случае приближенного равенства их масс. По этой причине в данной работе рассматривается дополнительный потенциал с большей глубиной. Параметры потенциалов приведены в табл. 1. Глубина мнимого потенциала являлась свободным параметром при подгонке угловых распределений. Оба потенциала, в этом случае, дают хорошее согласие с известными угловыми распределениями в диапазоне энергий $E_{cm} = 10 - 30 \text{ M} \Rightarrow \text{B}$, особенно в области больших углов, что может быть интерпретировано как следствие неоднозначности выбора оптического потенциала [9].

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 представлена зависимость сечения слияния от энергии для рассмотренных потенциалов, а также приведены экспериментальные данные [10-13]. Теоретическое значение сечения определялось в рамках метода связанных каналов [14] с действительным потенциалом. Как можно видеть, оба потенциала дают хорошее согласие с экспериментальными результатами, вплоть до минимальных известных на сегодняшний день значений вблизи гамовского окна. Следует отметить, что похожие результаты наблюдается для достаточно широкого класса потенциалов, например, глубокого потенциала двойной свертки [15] или мелкого потенциала прямоугольной потенциальной ямы [16]. Однако в области низких энергий глубокий потенциал, как и модель прохождения через барьер [17], дают отклонения от экспериментальных значений S-фактора. С другой стороны, применение прямоугольной ямы может быть сопряжено с определенными трудностями при интерпретации полученных результатов [18].

Следуя подходу описания взаимодействия ядер в рамках потенциальной модели, развитому в [3, 4], рассмотрим возникающие для данных потенциалов резонансные и связанные состояния. Численное решение было получено с применением программы GAMOW [19]. Поскольку выбор глобального квантового числа для рассматриваемой системы затруднен, следует ориентироваться на описание существующих резонансов. Для потенциала WS1 [3] большинство наблюдаемых в системе ¹²C + ¹⁶O резонансов хорошо описываются вращательной полосой G = 22(23) для четных (нечетных) состояний. Аналогичные результаты получаются для потенциала WS2, когда G = 24(25). Мо-

Таблица 1. Параметры потенциала

Параметр	<i>V</i> ₀ , МэВ	<i>r</i> ₀ , фм	а, фм
WS1	305	0.832	1.4
WS2	320	0.87	1.3

Таблица 2.	Параметрь	і полос
------------	-----------	---------

Параметр	WS1	WS2	Систематика [5]
<i>E</i> (0), МэВ	6.9	7.5	8.6
Параметр момента	71.3	67.2	55.0
инерции, кэВ			

мент инерции для таких вращательных полос, как и значение для средней энергии (0^+-0^-) состояний E(0) хорошо совпадают с систематикой [5]. Данные усреднения по возникающему расщеплению по четности представлены в табл. 2.

Таким образом, можно предположить, что эти потенциалы эквивалентно описывают высоколежащие вращательные полосы с большим значением углового момента. В случае если существует низколежащая полоса, она должна иметь близкий параметр момента инерции, а ее головной уровень должен располагаться либо вблизи энергии связи — 16.76 МэВ, либо вблизи порога.

Для полосы первого типа оба потенциала предсказывают состояния с сильным расщеплением по четности (порядка 7 МэВ), с G = 18(20)для WS1 и 20(21) для WS2. Уровни положительной четности образуют полосу основного состояния в ядре ²⁸Si со сплюснутой деформацией, имеющую гораздо меньший момент инерции [20]. От-



Рис. 1. Сечение слияния 12 С + 16 О. Кружки – экспериментальные данные. Сплошная линия – расчет для потенциала WS2, пунктир – для потенциала WS1.



Рис. 2. Положение резонансов в системе ${}^{12}\text{C} + {}^{16}\text{O}$. Прямоугольниками обозначены области фрагментации, полученные из экспериментальных данных. Сплошная линия — расчет в рамках потенциальной модели для WS2, пунктир — для потенциала WS1.

метим, что состояния с отрицательной четностью, которые можно рассматривать в качестве кандидатов для данной полосы, несмотря на очень хорошее совпадение по энергии, как предполагается, не принадлежат определенной полосе.

Полосы второго типа G = 20(21) для WS1 и G = 22(23) для WS2 в обоих случаях имеют параметр момента инерции порядка 600 кэВ и расщепление по четности порядка 5 МэВ. Поскольку усредненное значение E(0) составляет порядка 1 МэВ, часть низкоспиновых состояний (0⁺, 2⁺ и 4⁺ для WS1 и 0⁺, 2⁺ для WS2) расположены ниже порога.

На рис. 2 показано сравнение положения резонансов, полученных в рамках потенциальной модели, с реферативными данными для которых указаны границы фрагментированных состояний [21–24]. Как можно видеть, имеется несколько состояний, расположенных вблизи предсказанных резонансов для низколежащих полос. Состояния 1^- – 7^- расположены непосредственно над порогом и, с одной стороны, имеют уже достаточно высокую энергию возбуждения для их экспериментального обнаружения. С другой стороны, эти состояния не перекрываются с состояния вышележащей полосы и с состояниями положительной четности.

Как и в случае высоколежащих состояний, такие квазимолекулярные резонансы могут приводить к осцилляциям сечения слияния. На рис. 3 представлена зависимость *S*-фактора, рассчитанного как:

$$S(E) = \sigma_r E \exp[2\pi\eta(E)], \qquad (1)$$



Рис. 3. Астрофизический *S*-фактор для реакции ¹²C + ¹⁶O. Сплошная линия – расчет для потенциала WS2, пунктир – для потенциала WS1. Горизонтальными линиями указан интервал для состояний (слева направо) 1⁻, 3⁻, 5⁻, 7⁻.

где σ_r – сечение реакции, $\eta(E)$ – параметр Зоммерфельда.

Сплошной линией и пунктиром показаны расчеты для потенциалов WS2 и WS1. Обе кривые хорошо описывают экспериментальный результат в предположении, что сечение в данной области может быть представлено в виде:

$$\sigma_r = \sigma_{res} + \sigma_{non} , \qquad (2)$$

где σ_{res} — сечение резонансных процессов, а σ_{non} — сечение нерезонансного взаимодействия, которое может быть воспроизведено в рамках модели связанных каналов [14].

Для системы ¹²C + ¹⁶O одночастичные состояния, предсказанные в [1], должны наблюдаться вплоть до энергий порядка $E_{cm} = 2$ МэВ. Однако экспериментальные результаты указывают на существование резонансов в области 3–7.5 МэВ [25, 26] с, возможно, молекулярной природой. Как можно видеть, в этой области расположены низколежащие резонансные состояния с отрицательной четностью.

Стоит заметить, что используемая модель не позволяет однозначно идентифицировать положения резонансов. В рассматриваемой области энергий возбуждения различия предсказаний для двух потенциалов составляет порядка 700 кэВ, что сравнимо с предполагаемым расстоянием между уровнями. В табл. 3 приведены результаты расчетов энергий низколежащих состояний с примерными

Studies of the low energy resonances in the ¹⁶O + ¹²C system S. Yu. Torilov^a, *, N. A. Maltsev^a, V. I. Zherebchevsky^a ^aSaint-Petersburg State University, St. Petersburg, 199034 Russia *e-mail: s.torilov@spbu.ru

The resonance-like behavior of the fusion cross section of ${}^{16}O + {}^{12}C$ at low energies (less than 7.5 MeV in c.m.) has been considered. An explanation is proposed within the framework of a potential model predicting

привледенные результаты указывают лишь приблизительную область появления молекулярных состояний как вследствие рассмотренной в работе неоднозначности выбора параметров потенциала, так и возможной зависимости потенциала от энергии.

положениями возможных максимумов экспери-

ментального сечения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были рассмотрены молекулярные состояния, возникающие в глубоких потенциалах при взаимодействии ядер 12 C + 16 O. Было показано, что кроме установленного в [3] соответствия предсказанных потенциальной моделью молекулярных резонансов с хорошо известными высоколежащими состояниями в ядре 28 Si, низколежащие состояния можно отождествить с наблюдаемой резонансо-подобной структурой в области малых энергий на границе гамовского окна.

Работа поддержана РФФИ (проект № 20-02-00295).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Jiang C.L., Back B.B., Esbensen H. et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. Art. No. 072701.
- 2. *Taniguchi Y., Kimura M.* // Phys. Lett. B. 2020. V. 800. Art. No. 135086.

the origin of low-lying molecular states.

- 3. *Ohkubo S., Yamashita K. //* Phys. Lett. B. 2004. V. 578. Art. No. 304.
- Buck B., Dover C.B., Vary J.P. // Phys. Rev. C. 1975. V. 11. Art. No. 1803.
- *Abbondanno U., Cindro N.* // Int. J. Mod. Phys. E. 1993.
 V. 2. P. 1.
- Nicoli M.P., Haas F., Freeman R.M. et al. // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. Art. No. 034609.
- 7. Ohkubo S. // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. Art. No. 1186.
- Buck B., Merchant A.C., Horner M.J., Perez S.M. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 673. P. 157.
- 9. Igo G. // Phys. Rev. 1959. V. 115. Art. No. 1665.
- Christensen P.R., Switkowski Z.E., Dayras R.A. // Nucl. Phys. A. 1977. V. 280. P. 189.
- 11. *Cujec B., Barnes C.A.* // Nucl. Phys. A. 1976. V. 266. P. 461.
- 12. *deSouza R.T., Hudan S., Oberacker V.E.* // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. Art. No. 014602.
- 13. Patterson J.R., Nagorcka B., Symons G., Zuk W. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 165. P. 545.
- 14. *Hagino K., Rowley N., Kruppa A.T.* // Comp. Phys. Commun. 1999. V. 123. P. 143.
- 15. Kocak G. // Canad. J. Phys. 2019. V. 97. P. 803.
- 16. *Fowler W.A., Caughlan G.R., Zimmerman B.A.* // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1975. V. 13. P. 69.
- Yakovlev D.G., Gasques L.R., Afanasjev A.V. et al. // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. Art. No. 035803.
- Ogura R., Hagino K., Bertulani C.A. // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. No. 065808.
- Vertse T., Pal K.F., Balogh Z. // Comp. Phys. Commun. 1982. V. 27. P. 309.
- 20. Jenkins D.G., Lister C.J., Carpenter M.P. et al. // Phys. Rev. C. 2012. V. 86. Art. No. 064308.
- 21. *Kubono S., Morita K., Tanaka M.H. et al.* // Nucl. Phys. A. 1986. V. 457. P. 461.
- Ashwood N.I., Murgatroyd J.T., Clarke N.M. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. Art. No. 034315.
- 23. Cindro N. // Riv. Nuovo Cimento. 1981. V. 4. P. 1.
- 24. Shawcross M., Curtis N., Catford W.N. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. Art. No. 034311.
- Fang X., Tan W.P., Beard M. et al. // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. No. 045804.
- 26. Patterson J.R., Nagorcka B.N., Symons G.D. et al. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 165. P. 545.

Таблица 3. Резонансы в системе ${}^{12}C + {}^{16}O$

Эксп. [25, 26], МэВ	WS1, M \ni B, J^{π}	WS2, M $ibreak$ B, J^{π}
	3.4, 1-	
3.9	4.1, 3-	4.2, 1-
4.9	5.2, 5-	4.8, 3-
6.1		5.9, 5-
6.6	6.8, 7-	
7.2		7.3, 7-

УДК 539.12.04

ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ, ВОЗНИКАЮЩИХ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЗИТРОНОВ СО СРЕДОЙ

© 2021 г. Ф. Ф. Валиев*

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Санкт-Петербургский государственный университет", Санкт-Петербург, Россия *E-mail: valiev07@list.ru Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г.

Принята к публикации 27.01.2021 г.

Полуклассический подход к расчету электромагнитных полей, формируемых при взаимодействии жесткого излучения с веществом, применен к задаче прохождения высокоэнергетичных позитронов через газовую среду. Приведены результаты расчетов изменений электромагнитных полей в оптическом диапазоне для воздуха при прохождении через него высокоэнергичных позитронов.

DOI: 10.31857/S0367676521050264

Полуклассический подход и модель линейного тока [1, 2] применялись для расчета изменений электромагнитных полей в оптическом диапазоне, формируемых при взаимодействии электронов и гамма-квантов с жидкой, твердой и газовой средой [3-5]. В рамках этого подхода используется пособытийное рассмотрение формирования электромагнитных полей. Применение пакета GEANT [6] позволяет рассчитать траектории и скорости всех свободных заряженных частиц, возникающих в результате взаимодействия первичной и сопровожлающих ее вторичных частиц со средой. Далее проводится расчет пространственно-временного распределения компонент электромагнитного поля, создаваемого заряженной частицей и возникающих при ее движении вторичных частиц в среде.



Рис. 1. Схема модельного эксперимента: 1 – пучок позитронов; 2 – входное окно установки; 3 – газовая мишень (цилиндр длиной 1 м); 4 – плоское зеркало; 5 – прозрачное окно; 6 – выходное окно установки; 7 – плоскость расположения детектора (фотопленки), регистрирующего электромагнитное излучение в оптическом диапазоне.

В данной работе полуклассический подход применен к расчету электромагнитных полей, формируемых при прохождении высокоэнергичных позитронов в воздухе. Схема модельного эксперимента аналогична схеме реального эксперимента, выполненного в работе [7], и представлена на рис. 1. В модельном эксперименте в рамках пакета GEANT пучок позитронов с энергией 512 МэВ проходит через метровый слой воздуха. В качестве иллюстрации представлены рассчитанные траекторий движения одиночного позитрона и сопровождающих его электронов (см. рис. 2a-2e, три одиночных позитрона).

На рис. 3 представлены траектории движения 5 позитронов и сопровождающих их электронов и фотонов на одном рисунке. На пути следования позитрона образуются электрон-ионные пары, вторичные фотоны, которые в свою очередь могут



Рис. 2. Примеры траекторий движения одиночного позитрона и сопровождающих его электронов.



Рис. 3. Пример траекторий движения 5 позитронов и сопровождающих их электронов и фотонов на одном рисунке.

порождать вторичные частицы. Данные, полученные в результате работы программы моделирования, записываются в файл в формате: сорта частиц, скорости, координаты и времена, в которые происходили изменения скорости частицы. Далее проводился расчет электромагнитного поля в пространственно-временном представлении по формулам из работ [1, 2] под случайным образом выбранным углом ϕ и с шагом 0.05 градуса по углу θ в точке на плоскости детектирования.

Результат расчета изменения энергии электромагнитного поля в плоскости расположения позиционно-чувствительного детектора (фотопленки), полученное суммирование изменений энергии поля каждой из заряженных частиц, формируемых процессе взаимодействия позитронов с газовой средой, представлен на рис. 4. На рисунке виден пик в угловом распределении изменений энергий. при котором наблюдается максимум в кольцевом распределении. Угол, оцененный по формуле Тамма-Франка равен 1.32°. Полученный в нашем расчете угол меньше на 0.04°. Полученное небольшое уменьшение в значении угла, под которым наблюдется максимальное изменение энергии, по сравнению с оценкой угла по формуле Тамма имело место и в расчетах, проведенных в работах [3-5]. Отметим, что расчет выполнен в пространственно-временном представлении в рамках полуклассического подхода.

Результаты расчетов, проводимых по данной методике, согласуются с экспериментально наблюдаемыми результатами работы [7] и могут быть в последующем использованы при моделировании и



Рис. 4. Угловое распределение изменений энергии по результатам 500 разыгранных событий (*N* в относительных единицах).

конструировании детекторов для экспериментов в физике высоких энергий.

Работа выполнена с использованием оборудования ресурсного центра "Вычислительный центр СПбГУ".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Валиев Ф.Ф. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 7. С. 1056; Valiev F.F. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2011. V. 75. No. 7. P. 1001.
- 2. Борисов В.В. Электромагнитные поля неустановившихся токов. СПб: СПбГУ, 1996.
- Валиев Ф.Ф. Панин Р.Б. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 8. С. 1039; Valiev F.F., Panin R.B. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 8. P. 951.
- Валиев Ф.Ф. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 9. С. 1257; Valiev F.F. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 9. P. 1149.
- Валиев Ф.Ф. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1109; Valiev F.F. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. V. 84. No. 8. P. 917.
- 6. http://geant4.web.cern.ch.
- Ружичка Я. Теоретические и экспериментальные исследования эффекта Вавилова–Черенкова. Дис.... докт. физ.-мат. наук. Дубна: ОИЯИ, 1993. 212 с.

Formation of electromagnetic fields in the optical range arising as a result of interaction of positrons with a medium

F. F. Valiev*

Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, 199034 Russia

*e-mail: valiev07@list.ru

A method of calculating the electromagnetic fields in the optical range arising from the passage of high-energy positrons through a gaseous medium using a semiclassical approach is presented.

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 5 2021

УДК 539.172.17

О СПЕКТРЕ ПРОТОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ¹²С + ⁹Ве ПРИ ЭНЕРГИЯХ 0.3–2.0 ГэВ/НУКЛОН В РАМКАХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПОДХОДА

© 2021 г. А. Т. Дьяченко^{1, 2, *}, И. А. Митропольский^{2, 3}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I", Санкт-Петербург, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение "Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова" Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Гатчина, Россия ³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Санкт-Петербургский научный центр Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия *E-mail: dyachenko_a@mail.ru

> Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Рассмотрены столкновения ядер ¹²С с бериллиевой мишенью при энергиях 0.3–2.0 ГэВ/нуклон для ядер углерода с испусканием протонов под углом 3.5°. Показано, что эти экспериментальные данные ИТЭФ по спектрам протонов можно описать в рамках гидродинамической модели для высоко-энергетической кумулятивной области спектра протонов с учетом вклада от фрагментации ионов для мягкой области спектра в рамках статистической модели фрагментации.

DOI: 10.31857/S0367676521050069

введение

В развитие гидродинамического подхода с неравновесным уравнением состояния [1–3] рассмотрены столкновения ядер ¹²С с бериллиевой мишенью при энергиях налетающих ядер углерода 0.3-2.0 ГэВ/нуклон с испусканием протонов под углом 3.5° , исследовавшиеся на ускорителе ИТЭФ [4].

Спектры протонов содержат высокоэнергетическую кумулятивную часть спектра, которую нам удалось описать в работе [1] в рамках гидродинамического подхода с учетом поправки на микроканоническое распределение, а также мягкую часть спектра, которая содержит вклад от фрагментации. Мы дополнили свои расчеты [1] учетом вклада от фрагментации из области перекрывающихся частей сталкивающихся ядер и из области неперекрывающихся частей на основе механизма статистического фрагментации, предложенного в работах [5, 6]. Показано хорошее согласие найденных нами спектров с экспериментальными данными [4] в отличие от монте-карловских расчетов по модели молекулярной динамики и других каскадных моделей, проведенных в работе [4].

СТАТИСТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ФРАГМЕНТАЦИИ

Для описания мягкой части спектра испускаемых протонов можно использовать статистическую модель фрагментации сталкивающихся тяжелых ионов, предложенную Фешбахом, Хуангом и Гольдхабером [5, 6]. Согласно этой модели, вероятность выхода фрагментов из составного ядра

пропорциональна $\exp\left(-\frac{p^2}{2\sigma_K^2}\right)$, где \vec{p} – импульс фрагмента в системе покоя ядра, а дисперсия

$$\sigma_K^2 = \sigma_0^2 \frac{K(A-K)}{A-1},\tag{1}$$

где A — массовое число фрагментирующего ядра, а K — число нуклонов во фрагменте,

$$\sigma_0^2 = \frac{\langle p^2 \rangle}{3} = \frac{1}{3} \frac{3}{5} p_F^2,$$
 (2)

 p_{F} – импульс Ферми.
Выражение (1) получено в [5] исходя из того, что в системе покоя полный импульс ядра $\vec{P}_A = \sum_i \vec{p}_i = 0$ и

$$\left\langle \vec{P}_{A}^{2} \right\rangle = A \left\langle p^{2} \right\rangle + \sum_{i \neq j} \left\langle \vec{p}_{i} \vec{p}_{j} \right\rangle = A \left\langle p^{2} \right\rangle + A(A-1) \left\langle \left\langle \vec{p}_{i} \vec{p}_{j} \right\rangle \right\rangle = 0.$$

$$(3)$$

Поэтому

$$\langle \langle \vec{p}_i \vec{p}_j \rangle \rangle = -\frac{\langle p^2 \rangle}{A-1}$$
 (4)

и, следовательно, для фрагмента с импульсом \vec{p}_{K}

$$\left\langle p_{K}^{2} \right\rangle = \left\langle \left(\sum_{i=1}^{K} \vec{p}_{i} \right)^{2} \right\rangle = K \left\langle p^{2} \right\rangle - \frac{K(K-1) \left\langle p^{2} \right\rangle}{A-1} =$$

$$= \frac{K(A-K)}{A-1} \left\langle p^{2} \right\rangle.$$
(5)

Выражение (2) получено в приближении фермигаза, поскольку σ₀ соответствует одной декартовой компоненте и $\sigma_K^2 = \langle p_K^2 \rangle / 3$. Мы используем для ферми-газа $p_F = \left(\frac{3}{2}\pi^2 \rho_0\right)^{1/3} \hbar$, где \hbar – постоянная Планка, нуклонная плотность $\rho_0 = 0.145 \text{ фм}^{-3}$, и получаем $\sigma_0 \approx 100 \text{ M} \Rightarrow \text{B/}c$, что совпадает с результатом [5]. Однако для описания эксперимента, как отмечено в [5] и было подтверждено в нашем случае, следует использовать на 10% меньшее значение. Более точно надо учитывать изменение импульса Ферми с температурой Т для нагретого ядра. Что мы и сделали, выбрав для импульса Ферми выражение: $p_F = \sqrt{2m(E^* - 3/2T)}$, где E^* – полная кинетическая энергия, приходящаяся на один нуклон, m — масса протона. Это выражение позволяет в нашем случае воспроизводить экспериментальные данные.

Для нашего случая мы ограничиваемся испусканием протонов с K = 1, а нормировочный множитель C для определения выхода протонов находим из условия:

$$C4\pi \int_{0}^{\infty} \frac{p^{2} dp}{(2\pi\hbar)^{3}} \exp\left(-\frac{p^{2}}{2\sigma_{0}^{2}}\right) = A/4/V.$$
 (6)

Откуда $C = A/4\pi/\sqrt{\pi}(2\pi\hbar)^3/(2\sigma_0^2)^{3/2}/V$. В результате находим нужный нам вклад в сечение для протонов при фрагментации (*b* – параметр удара):

$$E \frac{d^2 \sigma}{p^2 dp d' \Omega} = \frac{2\pi}{(2\pi\hbar)^3} \times \\ \times \int b db \int C d\vec{r} \gamma (E - \vec{p} \vec{v}) \exp\left(-\frac{(\vec{p} - \vec{p}_0)^2}{2\sigma_0^2}\right),$$
(7)

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 5 2021

где E – полная энергия испускаемого протона, $\vec{p}(p = \sqrt{E^2 - m^2})$ – импульс протона с учетом движущейся со скоростью \vec{v} системы отсчета, $\vec{p}_0 = \gamma m \vec{v}$, Лоренц фактор $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2}$. Это выражение получено с учетом движения среды для поля скоростей $\vec{v}(\vec{r},t)$ (\vec{r} – радиус-вектор, t – момент времени начала фрагментации) и относится к неперекрывающимся частям сталкивающихся тяжелых ионов – периферическая фрагментация. Здесь A – массовое число ядерной системы, образующейся в результате слияния "спектаторов", определяет нормировочный коэффициент C, V – объем системы. Мы также учитываем, что при вылете протоны могут запираться средним полем за счет энергии связи, от которой надо отсчитывать энергию.

Вклад от фрагментации составного ядра, образующегося из перекрывающихся частей, получен похожим образом. Такое рассмотрение есть и в [5]. В этом случае можно использовать формулу (7), где $\sigma_0^2 = mT$ с температурой *T* образующегося составного ядра – горячего пятна (hot spot), временная эволюция которого рассматривается нами в гидродинамическом подходе [1–3]. При этом мы в данной работе ввели поправку на учет ферми–движения, заменив *mT* на $2/3m(E^* - 3/5E_F)$, где E^* – приходящаяся на один нуклон полная кинетическая энергия, а $E_F = p_{F0}^2/2m$ – энергия Ферми при температуре равной нулю. Эта поправка улучшает описание эксперимента.

УРАВНЕНИЯ НЕРАВНОВЕСНОГО ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПОДХОДА

Для нахождения нуклонной функции распределения $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ ($\vec{r}(x_1, x_2, x_3)$ – пространственная координата, $\vec{p}(p_1, p_2, p_3)$ – импульс, t – время) при промежуточных энергиях сталкивающихся тяжелых ионов мы используем кинетическое уравнение [1–3, 7–9]:

$$\frac{df}{dt} = \frac{f_0 - f}{\tau},\tag{8}$$

где $f_0(\vec{r}, \vec{p}, t)$ — локально равновесная функция распределения, τ — время релаксации.

Уравнение (8) должно решаться совместно с уравнениями гидродинамики, следующими из (8) взятием моментов с весом 1, \vec{p} , \vec{p}^2 в импульсном пространстве для нахождения функции распределения $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$, а также плотности $\rho(\vec{r}, t) = g \int f \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi\hbar)^3}$, плотности *i*-й компоненты импульса *mov*(\vec{r} , t) = $g \int p_i f \frac{d^3 \vec{p}}{d^3 \vec{p}}$ и температуры

импульса $m \rho v_i(\vec{r}, t) = g \int p_i f \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi\hbar)^3}$ и температуры $T(\vec{r}, t)$, определяющих локально равновесную

функцию распределения $f_0(\vec{r}, \vec{p}, t)$. Плотность внутренней энергии $e = e_{kin} + e_{int}$ и тензор давления $P_{ij} = P_{kin,ij} + P_{int}\delta_{ij}$, входящие в уравнения гидродинамики, являются суммой кинетических членов и членов взаимодействия.

Здесь кинетические члены $e_{kin}(\vec{r},t)$, $P_{kin,ij}(\vec{r},t)$ и вектор плотности теплового потока $Q_i(\vec{r},t)$ выражаются через функцию распределения $f(\vec{r},\vec{p},t)$, индексы $i, j = 1, 2, 3, \delta_{ij}$ – символ Кронекера, g = 4 – спин-изоспиновый фактор. Члены взаимодействия для плотности энергии e_{int} и давления P_{int} соответственно равны

$$e_{int} = \int_{0}^{\rho} W(\rho) d\rho, \quad P_{int} = \rho^2 \frac{d(e_{int}/\rho)}{d\rho}.$$
 (9)

Входящий в члены взаимодействия самосогласованный потенциал $W(\rho)$ задается так же, как это делается в случае зависящих от плотности ρ эффективных сил типа сил Скирма:

$$W(\rho) = \alpha \rho + \beta \rho^{\chi}, \qquad (10)$$

где три параметра $\alpha(\alpha < 0)$, $\beta(\beta > 0)$ и $\chi(\chi > 1)$ определяются заданием значений равновесной плотности $\rho_0 = 0.145 \text{ фм}^{-3}$, энергии связи $E_b = -16 \text{ МэВ}$ и модуля сжатия K = 210 МэВ. Время релаксации здесь выбрано в традиционной форме $\tau = \lambda/\upsilon_T$ [8], где длина свободного пробега нуклонов $\lambda = 1/\sigma \rho$, $\sigma \approx 40$ мб — элементарное полное нуклон-нуклонное сечение, о — нуклонная плотность, v_T — средняя скорость теплового движения нуклонов. При низких энергиях для выбранной формы τ его численное значение близко к значению, полученному для ферми-жидкости [10]. При высоких энергиях нужно вместо сечения σ, вообще говоря, подставлять транспортное сечение σ_{τ} , что увеличивает величину τ . При больших временах релаксации можно использовать уравнения неравновесной длиннопробежной гидродинамики в приближении локальной плотности [11] (см. также [12]).

Решение уравнения (8) можно упростить, если искать функцию распределения в виде

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = f_1 q + f_0 (1 - q), \tag{11}$$

где функция $f_1(\vec{r}, \vec{p}, t)$ соответствует состоянию с деформированной ферми-поверхностью, $q(\vec{r}, t)$ $(0 \le q \le 1)$ – релаксационный фактор, находящийся из кинетического уравнения с помощью взятия момента с весом $p_{||}^2 - p_{\perp}^2$, определяющего степень анизотропии функции распределения в импульсном пространстве [1–3, 8, 9] ($p_{||}$ и p_{\perp} – соответственно продольная и поперечная составляющие импульса). При q = 0 получаем уравнения равновесной гидродинамики, а при q = 1 получаем уравнения неравновесной длиннопробежной гидродинамики. Это приводит к необходимости использовать в качестве кинетической части тензора давления

$$P_{kin,ij} = P_{(kin,1)ij}q + P_{(kin,0)}(1-q)\delta_{ij},$$
(12)

где *P*_{(kin 1)ii} – неравновесный анизотропный тензор давления, соответствующий деформированной ферми-поверхности, которая выбирается в форме ферми-эллипсоида, деформированного с зависящим от плотности $\rho(\vec{r},t)$ параметром деформации и размытого в продольном направлении с температурным параметром $T_1(\vec{r},t)$, $P_{(kin 0)}\delta_{ii}$ – изотропный тензор давления соответствующий локальному термодинамическому равновесию. Кинетические члены $P_{(kin,1)ij}$ и $P_{(kin,0)}$, включенные в давление, и кинетический член e_{kin} , входящий в плотность энергии е, определяются тепловым и ферми-движением нуклонов. В процессе релаксации сохраняются нуклонная плотность $\rho(\vec{r}, t)$, плотность импульса $m\rho(\vec{r},t)\vec{v}(\vec{r},t)$ и плотность энергии e, а температуру $T_1(\vec{r}, t)$ можно найти через температуру $T(\vec{r},t)$ для локально равновесной функции распределения $f_0(\vec{r}, \vec{p}, t)$, поскольку в процессе релаксации сохраняется плотность энергии. В результате получается замкнутая система уравнений для нахождения плотности $\rho(\vec{r},t)$, поля скоростей $\vec{v}(\vec{r},t)$, поля температур $T(\vec{r}, t)$ и релаксационного фактора $q(\vec{r},t)$, позволяющая найти функцию распределения $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ СТАДИЯ

После выделения области локального нагрева hot spot — области перекрытия сталкивающихся ядер, нами анализируются стадии сжатия, расширения и разлета вещества в процессе столкновений тяжелых ионов. На стадии сжатия формируются бесстолкновительные ударные волны с изменяющимся фронтом [8, 9, 11], аналогичные ударным волнам по методу TDHF. Учет вязкости на стадии сжатия не существенен в рассматриваемой области энергий из-за значительной степени сжатия и большой величины числа Рейнольдса, поэтому в выражениях для давления (12) и плотности энергии e_{kin} отсутствуют дисперсионные члены и размытием ударно-волнового фронта можно пренебречь.

На стадии расширения [1-3, 8, 9] по достижении ударной волной границ hot spot происходит расширение первоначально сжатой системы, которое описывается с учетом ядерной вязкости, найденной нами в релаксационном τ – приближении [1-3].

Расширение hot spot происходит в соответствии с уравнениями гидродинамики, записанными в сферической системе координат. После интегрирования уравнений по объему hot spot [2] получается система обыкновенных интегродифференциальных уравнений, которая решается численно.

Подставляя выражение для $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ из уравнения (8) через $f_0(\vec{r}, \vec{p}, t)$ с учетом уравнений гидродинамики, находим поправки к кинетическим членам плотности энергии e_{kin} и давления P_{kin} :

$$e_{kin} = e_{(kin,0)} - \tau \frac{4}{3} \left(e_{(kin,0)} + \frac{5}{4} e_F \right) \frac{\partial \upsilon}{\partial r} =$$

= $e_{(kin,0)} - \frac{3}{2} \eta \frac{\partial \upsilon}{\partial r},$ (13)

$$P_{kin} = P_{(kin,0)} - \tau \frac{4}{3} \Big(P_{(kin,0)} + \frac{5}{6} e_F \Big) \frac{\partial \upsilon}{\partial r} =$$

= $P_{(kin,0)} - \eta \frac{\partial \upsilon}{\partial r},$ (14)

где $e_{(kin,0)} = e_F + I$, $P_{(kin,0)} = \frac{2}{3}e_{(kin,0)}$ – равновесные кинетические части плотности энергии и давления, e_F – фермиевская часть плотности энергии, I – тепловая, т.е. зависящая от температуры T, часть плотности энергии, $\eta = \frac{4}{3}\left(P_{(kin,0)} + \frac{5}{6}e_F\right)\tau$ – коэффициент вязкости. Следующие поправочные члены оказываются на порядок меньше, и они не учитываются. Тепловой поток Q = 0. В пределе идеального больцмановского газа выражения (13), (14) для радиального движения среды вместе с выражением для коэффициента вязкости совпадают с формулами, полученными аналогичным образом в [13].

В рассматриваемом диапазоне энергий на стадии расширения коэффициент вязкости η достаточно велик (число Рейнольдса $Re = \frac{m\rho v l}{\eta} \le 1$). Это уменьшает скорость разлета hot spot и увеличивает его температуру. По достижении расширяющейся ядерной системой критической плотности (плотности замораживания) ρ^* , определяемой из условия $\frac{dP_{int}}{d\rho} = \rho \frac{dW}{d\rho} = 0$, происходит формирование вторичных частиц (нуклонов, фрагментов, пионов) и их разлет.

Инвариантное двойное дифференциальное сечение испускания протонов в реакции ¹² C + ⁹Be $\rightarrow p + X$ имеет вид (*b* – параметр удара):

$$E \frac{d^2 \sigma}{p^2 dp d\Omega} = \frac{2\pi}{(2\pi\hbar)^3} \times$$

$$\times \int G(b) b db \int d\vec{r} \gamma (E - \vec{p} \vec{v}) f(\vec{r}, \vec{p}, t),$$
(15)

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 5 2021

где функция распределения испускаемых протонов в пренебрежении неравновновесной компонентой на стадии замораживания

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = g \left[\exp\left(\frac{\gamma(E - \vec{p}\vec{\upsilon} - \mu) + T\delta}{T}\right) + 1 \right]^{-1}.$$
 (16)

Здесь спиновый фактор g = 2, $E = \sqrt{p^2 + m^2}$, $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2}$ и \vec{p} – соответственно полная энергия, лоренц-фактор и импульс протонов, Ω – телесный угол, $\vec{v}(\vec{r},t)$ – поле скоростей, G(b) – фактор, учитывающий, что сечение образования hot spot всегда больше геометрического ($G(b) = \sigma_t / \sigma_a$, где $\sigma_t = \pi \langle R_b \rangle^2$ — полное сечение образования hot spot, $\langle R_h \rangle$ – средний радиус взаимодействия перекрывающихся частей сталкивающихся ядер, σ_{σ} – геометрическое сечение перекрывающихся частей), $\mu(\mu = \mu_T + m)$ — химический потенциал, который находится из сохранения в среднем числа частиц для большого канонического ансамбля, T – температура, δ – поправка на микроканоническое распределение, которая для кинетической энергии $\varepsilon = E - m > E_1$ равна:

$$\delta = \left[-M \ln \left(1 - \frac{\gamma(E - \vec{p}\vec{\upsilon}) - m}{MT} \right) - \frac{\gamma(E - \vec{p}\vec{\upsilon}) - m}{T} \right], (17)$$

где M = 3N/2, N - число нуклонов в термостате, $E_1(E_1 \gg T)$ — энергия, которая близка к энергии термостата, т.е. близка к кинематическому пределу для энергии системы. Нами выбиралось также значение энергии $E_2(E_2 < E_1)$, когда функция распределения спадает на порядок по сравнению с ее максимумом. При $\varepsilon < E_2$ поправка δ полагалась равной нулю. В промежутке энергий $E_2 < \varepsilon < E_1$ поправка находилась линейной интерполяцией между нулем и выражением (17). Здесь поправка б найдена для больцмановского предела идеального газа, поскольку отклонения от большого канонического распределения ферми-газа проявляются на "хвостах" энергетических спектров, когда ферми-распределение совпадает с больцмановским пределом.

Вероятность микроканонического распределения для рассматриваемой системы в пределе больцмановского предела идеального газа

$$W_{\varepsilon} = C_M \left(1 - \frac{\varepsilon}{E_T} \right)^M = C_M \exp\left(M \ln\left(1 - \frac{\varepsilon}{E_T} \right) \right), \quad (18)$$

где є — кинетическая энергия системы, $E_T = MT$ — энергия термостата, C_M — нормировочный множитель [14, 15]. В результате в пределе большого числа



Рис. 1. Распределения протонов по лабораторному импульсу в реакции ¹²C + ⁹Be $\rightarrow p + X$, испускаемых под углом 3.5° при энергии ¹²C 0.3 ГэВ/нуклон. Кривая I – наш расчет, штриховая кривая 2 – наш расчет без учета поправки на микроканоническое распределение и без учета вклада от фрагментаци, точки – экспериментальны данные из [4]. Кривые 3, 4, 5 – результаты расчетов по транспортным кодам [4]: 3 – каскадная модель [16], 4 – транспортная модель кварк-глюонных струн [17], 5 – модель квантовой молекулярной динамики (QMD), встроенной в монтекарловский пакет GEANT4 [18]. В этом случае средняя температура hot spot $\langle T_h \rangle \approx -3$ МэВ, средний радиус hot spot $\langle R_h \rangle \approx 2 \, ф$ м.

частиц *N* при $M = \frac{3}{2}N \to \infty$ выражение (18) переходит в большое каноническое распределение

$$W_{0\varepsilon} = C_M \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T}\right).$$
 (19)

Тем самым, на хвостах энергетических распределений с помощью формулы (18) мы находим поправку на микроканоническое распределение (17), которое изменяет привычное распределение Ферми–Дирака, хорошо описывающее систему вдали от хвостов спектра протонов. При этом в формулах (15)–(17) учтено, что энергия системы пересчитывается в соответствии с преобразованиями Лоренца. Величина энергии в распределении (15) отсчитывается от значения самосогласованного среднего поля с учетом поверхностной энергии, поскольку нуклоны "запираются" средним полем.

Кроме вклада (15) в сечение от испускания протонов из hot spot нами учитывался также вклад от слияния неперекрывающихся частей сталкивающихся ядер – "спектаторов". В резуль-



Рис. 2. То же, что на рис. 1, при энергии ионов ¹²С 0.6 ГэВ/нуклон и $\langle T_h \rangle \approx 54.9$ МэВ, $\langle \mu_T \rangle \approx -47$ МэВ.



Рис. 3. То же, что на рис. 1, при энергии ионов ¹²C 0.95 ГэВ/нуклон и $\langle T_h \rangle \approx 70$ МэВ, $\langle \mu_T \rangle \approx -93$ МэВ.

тате нами было проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

На рис. 1–4 приведены импульсные спектры протонов, испускаемых в реакции ${}^{12}\text{C} + {}^{9}\text{Be} \rightarrow p + X$ под углом 3.5° при энергии ионов ${}^{12}\text{C}$ 0.3 ГэВ/нуклон (рис. 1), 0.6 ГэВ/нуклон (рис. 2), 0.95 ГэВ/нуклон (рис. 3) и 2.0 ГэВ/нуклон (рис. 4). Экспериментальные данные [4] отмечены точками. Сплошные кривые *1* – наш расчет, штриховые кривые *2* – наш расчет без учета поправки на микроканоническое

2021



Рис. 4. То же, что на рис. 1, при энергии ионов ¹²C 2.0 ГэВ/нуклон и $\langle T_h \rangle \approx 94$ МэВ, $\langle \mu_T \rangle \approx -172$ МэВ.

распределение и без учета вклада от фрагментации. Кривые 3, 4, 5 — результаты расчетов по транспортным кодам [4]. Кривые 3 соответствуют каскадной модели [16], кривые 4 соответствуют транспортной модели кварк-глюонных струн [17], кривые 5 соответствуют модели квантовой молекулярной динамики (QMD), встроенной в монтекарловский пакет GEANT4 [18].

Как видно из этих рисунков, в кумулятивной области спектра наш расчет оказался согласующимся с экспериментальными данными [4]. Спад сечений на 5 порядков величины воспроизводится в нашем подходе не хуже монте-карловских транспортных кодов. Причем некоторые каскадные расчеты заметно недооценивают экспериментальные данные в высокоимпульсной области. В области малых импульсов при всех энергиях наш расчет также воспроизводит экспериментальные данные, что обусловлено вкладом от протонов, образующихся в результате фрагментации согласно формуле (7) для перекрывающихся и неперекрывающихся частей сталкивающихся ядер. Поправка на микроканоническое распределение проявляется в высокоимпульсной области распределений протонов. Если не учитывать вклад от фрагментации и не вводить поправку на микроканоническое распределение (штриховые кривые 2), то в мягкой области спектра расчетные кривые недооценивают экспериментальные данные, а в кумулятивной области идут выше экспериментальных точек По сравнению с работой [1] здесь мы пересчитали результаты за счет учета вклада протонов от фрагментации согласно формуле (7) и более правильного выбора параметров E_1 и E_2 для поправки (16) в формуле (15). Причем поправка на микроканоническое распределение в формулу (7)

также вводилась аналогично (17), но для соответствующей дисперсии (температуры).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе в рамках простой модели получила дальнейшее развитие идея использования при описании столкновений тяжелых ионов гидродинамического подхода с неравновесным уравнением состояния. С теми же фиксированными параметрами уравнения состояния, как и в предыдущих работах [1–3, 8, 9], посвященных описанию дифференциальных сечений образования протонов, пионов и легких фрагментов, описаны высокоимпульсные спектры протонов, испускаемых в столкновениях тяжелых ионов в диапазоне энергий 0.3–2.0 ГэВ/нуклон, включая кумулятивную область спектра.

Весьма важным явилось включение в рассмотрение эффектов ядерной вязкости, найденной нами в релаксационном τ – приближении для кинетического уравнения, а также поправки на микроканоническое распределение, проявляющейся в области высокоэнергетических "хвостов" спектров протонов. При промежуточных энергиях в кумулятивной области импульсных спектров протонов важен учет испускания протонов из образующегося hot spot и их испускания в результате слияния неперекрывающихся областей сталкивающихся ядер. Это может объяснить аппроксимацию экспериментальных данных двумя экспонентами со своими температурами, проведенную в [4]. В области малых импульсов протонов определяющий вклад в сечение дает учет фрагментации. проведенный нами в статистической модели фрагментации. Следует отметить, что остается вопрос о правомерности использования макроскопических параметров для легких систем. Но в нашем случае среднее число частиц в hot spot $N \sim 10$, и дисперсия $\sim 1/\sqrt{N} \ll 1$ не столь велика. Поправка на микроканоническое распределение улучшает описание эксперимента.

Авторы благодарны В.В. Вечернину, В.Н. Коваленко, В.Ю. Петрову, М.Б. Жалову и А.В. Ставинскому за полезные обсуждения, а также В.В. Куликову за предоставление экспериментальных данных из работы [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дьяченко А.Т., Митропольский И.А. // ЯФ. 2020. Т. 83. С. 317; D'yachenko А.Т., Mitropolsky I.A. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. P. 558.
- Дьяченко А.Т., Митропольский И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. С. 508; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. P. 391.
- 3. *D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. № 3. Art. No. 03018.

- Абрамов Б.М. Алексеев П.Н., Бородин Ю.А. и др. // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 403; Abramov B.M., Alekseev P.N., Borodin Yu.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. P. 373.
- 5. Goldhaber A.S. // Phys. Lett. B. 1974. V. 53. P. 306.
- 6. Feshbah H., Huang K. // Phys. Lett. B. 1973. V. 47. P. 300.
- D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. P. 1641.
- Дьяченко А.Т., Митропольский И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. No. 8. С. 1004; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 8. P. 916.
- 9. Дьяченко А.Т., Митропольский И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 12. С. 1720; D'yachenko А.Т., Mitropolsky I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 12. P. 1521.

- 10. Bertsch G. // Z. Phys. A. 1978. V. 289. P. 103.
- D'yachenko A.T., Gridnev K.A., Greiner W. // J. Phys. G. 2013. V. 40. No. 8. Art. 085101.
- 12. Дьяченко А.Т. // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 2006; D'yachenko А.Т. // Phys. Atom. Nucl. 1994. V. 57. Р. 1930.
- 13. Хуанг К. Статистическая механика. М.: Мир, 1966.
- 14. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. Теоретическая физика. Т. 5. М.: Наука, 1976.
- 15. Ансельм А.И. Основы статистической физики и термодинамики. М.: Наука, 1973.
- Dementev A.V., Sobolevsky N.M. // Nucl. Tr. Radiat. Meas. 1999. V. 30. P. 553.
- 17. *Mashnik S.G., Gudima K.K., Prael R.E. et al.* // arXiv: 0805.0751[nucl-th]. 2008.
- Koi T., Wright D.H., Folger G. et al. // AIP Conf. Proc. 2007. V. 896. P. 21.

On the spectrum of protons in collisions of heavy ions ${}^{12}C + {}^{9}Be$ at energies of 0.3–2.0 GeV/nucleon in the framework of the hydrodynamic approach

A. T. D'yachenko^{a, b, *}, I. A. Mitropolsky^{b, c}

^aSaint Petersburg State Transport University, St. Petersburg, 190031 Russia ^bNRC" Kurchatov Institute", B.P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, 188300 Russia ^cSaint Petersburg Scientific Center of the RAS, St. Petersburg, 199034 Russia *e-mail: dyachenko a@mail.ru

Collisions of 12 C nuclei with a beryllium target at energies of 0.3–2.0 GeV/nucleon for carbon nuclei with proton emission at an angle of 3.5° are considered. It is shown that these experimental data from ITEP on proton spectra can be described within the framework of a hydrodynamic model for the high-energy cumulative region of the proton spectrum, taking into account the contribution from ion fragmentation for the soft spectral region in the framework of the statistical fragmentation model.

УДК 539.194:544.112

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБОСВЯЗАННЫХ ТРЕХАТОМНЫХ СИСТЕМ С ПОМОЩЬЮ УРАВНЕНИЙ ФАДДЕЕВА В ПРЕДСТАВЛЕНИИ ПОЛНОГО ОРБИТАЛЬНОГО МОМЕНТА

© 2021 г. В. А. Градусов^{1, *}, В. А. Руднев¹, Е. А. Яревский¹, С. Л. Яковлев¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Санкт-Петербургский государственный университет", Санкт-Петербург, Россия *E-mail: v.gradusov@spbu.ru

Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Представлены результаты расчетов спектров слабосвязанных трехатомных молекулярных комплексов – тримера гелия и молекул гелий—гелий—щелочной металл. Расчеты проведены на основе уравнений Фаддеева в представлении полного орбитального момента. Подтверждено наличие возбужденных состояний с ненулевым полным орбитальным моментом у некоторых молекул.

DOI: 10.31857/S0367676521050094

введение

Непрекращающийся интерес к теоретическому и экспериментальному исследованию слабосвязанных трехатомных молекул обусловлен, прежде всего, их связью с эффектом Ефимова [1] и возможностью исследования универсальных закономерностей в системах квантовых частиц [2]. Для теоретического описания таких систем, как правило, выбирается модель трех взаимодействующих бесструктурных атомов. Достоверность модели оправдывается существованием хороших полуэмпирических потенциалов взаимодействия атомов, основанных на приближении потенциалов, получаемых в квантово-химических расчетах.

Хотя наиболее изученной слабосвязанной трехатомной молекулой является тример гелия [3], представляют интерес также и другие молекулярные комплексы – такие, как, например, гелий-гелий-щелочной металл [4, 5]. Хотя энергии основных состояний с нулевым полным орбитальным моментом этих систем крайне близки к порогу развала [6], некоторые из них имеют также и возбужденные связанные состояния, в том числе со значением момента, большим нуля. Это было впервые установлено в расчетах. представленных в недавней работе [4]. Представляется важным подтвердить существование этих состояний в независимых расчетах. Однако, насколько известно авторам настоящей статьи, соответствующие результаты до сих пор представлены не были. Причиной этого может быть большая сложность этих расчетов. Для их проведения требуется подход,

комбинирующий хороший теоретический метод и эффективный вычислительный алгоритм.

Недавно нами был предложен и реализован [7] такой подход, основанный на решении уравнений Фаддеева—Меркурьева [8] в представлении полного орбитального момента [9]. В случае отсутствия в системе кулоновского взаимодействия уравнения Фаддеева—Меркурьева сводятся к обычным уравнениям Фаддеева. Эти уравнения, как известно, описывают связанные состояния и состояния рассеяния трех квантовых частиц. Тестовые расчеты [7] показали, что наш подход позволяет проводить высокоточные расчеты энергий связанных состояний с достаточно высокими значениями полного орбитального момента.

В данной работе мы применяем описанный выше подход к вычислению связанных состояний различных слабосвязанных молекул. В частности, мы исследуем вопрос о существовании возбужденных состояний с ненулевым полным орбитальным моментом комплексов гелий—гелий—щелочной металл.

УРАВНЕНИЯ ФАДДЕЕВА

Уравнения Фаддеева для трех бесспиновых нерелятивистских квантовых частиц имеют вид

$$\{T_{\alpha} + V_{\alpha}(x_{\alpha}) - E\} \psi_{\alpha}(\vec{x}_{\alpha}, \vec{y}_{\alpha}) = -V_{\alpha}(x_{\alpha}, y_{\alpha}) \times \sum_{\beta \neq \alpha} \psi_{\beta}(\vec{x}_{\beta}, \vec{y}_{\beta}), \quad \alpha = 1, 2, 3.$$
⁽¹⁾



Рис. 1. Координаты Якоби в случае трех частиц.

Они описывают связанные состояния и состояния рассеяния с энергией *E* частиц, имеющих массы m_{α} , в системе центра масс [8]. В дальнейшем будем считать, что встречающиеся в обозначениях греческие индексы α , β , γ нумеруют частицы и пробегают значения {1, 2, 3}. Кроме того, парой α будем называть пару частиц с номерами, дополняющими номер α . Например, парой 1 называется пара частиц 2 и 3. Положения частиц в системе центра масс описываются приведенными координатами Якоби \vec{x}_{α} , \vec{y}_{α} , которые представляют собой умноженные на величины $\sqrt{2\mu_{\alpha}}$ и $\sqrt{2\mu_{\alpha(\beta\gamma)}}$ векторы Якоби, изображенные на рис. 1. Здесь приведенные массы выражаются формулами

$$\mu_{\alpha} = \frac{m_{\beta}m_{\gamma}}{m_{\beta} + m_{\gamma}}, \ \mu_{\alpha(\beta\gamma)} = \frac{m_{\alpha}(m_{\beta} + m_{\gamma})}{m_{\alpha} + m_{\beta} + m_{\gamma}}.$$
 (2)

Векторы Якоби описывают относительные положения частиц пары α и частицы α и центра масс пары α, соответственно. Три возможных набора приведенных координат Якоби связаны между собой ортогональными преобразованиями [8]. В дальнейшем предполагается, что в формулах координаты \vec{x}_{β} , \vec{y}_{β} выражены через координаты \vec{x}_{α} , \vec{y}_{α} . Операторы кинетической энергии даются выражениями $T_{\alpha} = -\Delta_{\overline{x}_{\alpha}} - \Delta_{\overline{y}_{\alpha}}$. Взаимодействие частиц пары α описывается центральным короткодействующим (убывающим быстрее $1/x_{\alpha}^2$ при $x_{\alpha} \to \infty$) потенциалом $V_{\alpha}(x_{\alpha})$. Система уравнений (1) строго эквивалентна уравнению Шрёдингера [8], решение которого – волновая функция – может быть получена по формуле $\Psi = \sum_{\alpha} \psi_{\alpha}$. Решения уравнений Фаддеева ψ_{lpha} называются компонентами волновой функции. Для расчетов связанных состояний уравнения (1) дополняются нулевыми граничными условиями типа Дирихле $\psi_{\alpha}(x_{\alpha}, y_{\alpha}) \rightarrow 0$

при x_{α} или $y_{\alpha} \rightarrow \infty$. Это дает задачу на собственные значения, из которой определяется дискретный спектр энергий трехчастичной системы.

Каждое из уравнений системы (1) представляет собой шестимерное уравнение в частных производных. Решать такие уравнения даже на современных компьютерах затруднительно. По этой причине для проведения расчетов мы далее переходим к уравнениям Фаддеева, записанным в представлении полного орбитального момента. Для получения этих уравнений компоненты ψ_{α} разлагаются в ряд по собственным функциям оператора квадрата полного орбитального момента системы частиц. Этот подход, предложенный в работе [9], приводит к конечной системе связанных трехмерных уравнений в частных производных. В следующей части настоящего раздела мы кратко описываем вывод этих уравнений.

Прежде всего, введем новые кинематические координаты (X_{α} , Ω_{α}) в шестимерном конфигурационном пространстве задачи. Координаты $X_{\alpha} =$ = { x_{α} , y_{α} , z_{α} } описывают положения частиц в плоскости, их содержащей. Здесь $z_{\alpha} =$ = (\vec{x}_{α} , \vec{y}_{α})/($x_{\alpha}y_{\alpha}$) – косинус угла между векторами \vec{x}_{α} и \vec{y}_{α} . Оставшиеся три координаты $\Omega_{\alpha} = {\phi_{\alpha}, \vartheta_{\alpha}, \phi_{\alpha}}$ описывают положение указанной плоскости в пространстве. Они определяются как три угла Эйлера, вращение на которые переводит некоторую лабораторную систему координат в связанную с частицами прямоугольную систему координат, в которой вектор \vec{y}_{α} расположен вдоль оси *z*, а вектор \vec{x}_{α} расположен в плоскости *xz*.

В этих новых координатах уравнения Фаддеева принимают вид

$$\{T_{\alpha} + V_{\alpha}(x_{\alpha}) - E\} \psi_{\alpha}(X_{\alpha}, \Omega_{\alpha}) = -V_{\alpha}(x_{\alpha}, y_{\alpha}) \times \sum_{\beta \neq \alpha} \psi_{\beta}(X_{\beta}, \Omega_{\beta}), \quad \alpha = 1, 2, 3.$$
(3)

Здесь $\psi_{\alpha}(X_{\alpha}, \Omega_{\alpha})$ обозначают компоненты, выраженные в новых переменных. Оператор кинетической энергии в новых переменных имеет вид

$$T_{\alpha} = -\frac{1}{y_{\alpha}^{2}} \frac{\partial}{\partial y_{\alpha}} y_{\alpha}^{2} \frac{\partial}{\partial y_{\alpha}} - \frac{1}{x_{\alpha}^{2}} \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} x_{\alpha}^{2} \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} - \left(\frac{1}{y_{\alpha}^{2}} + \frac{1}{x_{\alpha}^{2}}\right) \times$$
(4)
$$\times \left(\frac{1}{\sin \theta_{\alpha}} \frac{\partial}{\partial \theta_{\alpha}} \sin \theta_{\alpha} \frac{\partial}{\partial \theta_{\alpha}} + \frac{1}{\sin^{2} \theta_{\alpha}} \frac{\partial^{2}}{\partial \varphi_{\alpha}^{2}}\right) + \frac{\mathbf{J}^{2} - \mathbf{K}_{\alpha}}{y_{\alpha}^{2}}.$$

Здесь первые слагаемые действуют по переменным X_{α} , последнее слагаемое действует по всем шести кинематическим переменным, однако выражается через операторы, имеющие ясный физический смысл. В частности, оператор

$$\mathbf{J}^{2} = -\left[\frac{1}{\sin\vartheta_{\alpha}}\frac{\partial}{\partial\vartheta_{\alpha}}\sin\vartheta_{\alpha}\frac{\partial}{\partial\vartheta_{\alpha}} + \frac{1}{\sin^{2}\vartheta_{\alpha}}\times\right] \times \left(\frac{\partial^{2}}{\partial\varphi_{\alpha}^{2}} - 2\cos\vartheta_{\alpha}\frac{\partial^{2}}{\partial\varphi_{\alpha}\partial\varphi_{\alpha}} + \frac{\partial^{2}}{\partial\varphi_{\alpha}^{2}}\right)$$
(5)

представляет собой оператор квадрата полного орбитального момента системы, а оператор

$$\mathbf{K}_{\alpha} = \frac{\partial}{\partial \theta_{\alpha}} \left(\mathbf{J}_{\alpha}^{(+)} + \mathbf{J}_{\alpha}^{(-)} \right) + \operatorname{ctg}_{\alpha} \left(\mathbf{J}_{\alpha}^{(+)} - \mathbf{J}_{\alpha}^{(-)} \right) + 2\mathbf{J}_{z}^{2}.$$
 (6)

выражается через операторы, связанные с проекциями полного орбитального момента на различные оси

$$\mathbf{J}_{\alpha}^{(\pm)} = \mp e^{\mp i\phi_{\alpha}} \left[\pm \frac{\partial}{\partial \vartheta_{\alpha}} + \frac{i}{\sin \vartheta_{\alpha}} \frac{\partial}{\partial \phi_{\alpha}} - ictg\vartheta_{\alpha} \frac{\partial}{\partial \phi_{\alpha}} \right], \quad (7)$$
$$\mathbf{J}_{z'} = -i\partial/\partial \phi_{\alpha}.$$

В качестве следующего шага разлагаем компоненты волновой функции в ряды

$$\begin{aligned} & \psi_{\alpha}(X_{\alpha},\Omega_{\alpha}) = \\ &= \sum_{J=0}^{+\infty} \sum_{\tau=\pm 1}^{J} \sum_{M=-J}^{J} \sum_{M'=M_{0}}^{J} \frac{\psi_{\alpha M M'}^{J\tau}(X_{\alpha})}{x_{\alpha} y_{\alpha}} F_{M M'}^{J\tau}(\phi_{\alpha},\vartheta_{\alpha},\phi_{\alpha}) \end{aligned} \tag{8}$$

по базису функций $F_{MM'}^{J_{\tau}}$, зависящих от углов Эйлера. Коэффициенты разложения $\psi_{\alpha MM'}^{J_{\tau}}$ будем называть парциальными компонентами волновой функции. Функции $F_{MM'}^{J_{\tau}}$ являются линейными комбинациями D-функций Вигнера

$$F_{MM'}^{J\tau}(\Omega_{\alpha}) = \frac{1}{\sqrt{2 + 2\delta_{M'0}}} \times \left(D_{MM'}^{J}(\Omega_{\alpha}) + \tau(-1)^{M'} D_{M,-M'}^{J}(\Omega_{\alpha}) \right),$$
(9)

определенными как в [10, 11]. Функция $F_{MM'}^{J_{\tau}}$ является одновременно собственной функцией операторов квадрата и проекции полного орбитального момента, а также оператора P инверсии координат частиц

$$\mathbf{J}^{2} F_{MM'}^{J_{\tau}} = J(J+1) F_{MM'}^{J_{\tau}}, \quad \mathbf{J}_{z} F_{MM'}^{J_{\tau}} = -M F_{MM'}^{J_{\tau}},$$

$$\mathbf{P} F_{MM'}^{J_{\tau}} = \tau(-1)^{J} F_{MM'}^{J_{\tau}}.$$
(10)

Она описывает состояние системы со значениями полного орбитального момента *J*, его проекции *M* и пространственной четности $\tau = \pm 1$. Функции $F_{MM}^{J_{\tau}}$ удовлетворяют условиям ортогональности

$$\int_{0}^{2\pi} d\phi_{\alpha} \int_{0}^{2\pi} d\phi_{\alpha} \int_{0}^{\pi} d\vartheta_{\alpha} \sin \vartheta_{\alpha} \left(F_{M_{1}M_{1}'}^{J_{1}\tau_{1}}(\phi_{\alpha},\vartheta_{\alpha},\phi_{\alpha}) \right)^{*} \times$$

$$\times F_{M_{2}M_{2}'}^{J_{2}\tau_{2}}(\phi_{\alpha},\vartheta_{\alpha},\phi_{\alpha}) = \frac{8\pi^{2}}{2J_{1}+1} \delta_{J_{1}J_{2}} \delta_{\tau_{1}\tau_{2}} \delta_{M_{1}M_{2}} \delta_{M_{1}'M_{2}'}.$$
(11)

Кроме того, набор функций с целыми $J \ge 0$, $\tau = \pm 1$, $|M| \le J$ и $(1 - \tau)/2 \le M' \le J$ образуют базис в пространстве квадратично интегрируемых функций со значениями аргументов в области $[0, 2\pi] \times [0, \pi] \times [0, 2\pi].$

Наконец, функции $F_{MM'}^{J_{\tau}}$ от углов Эйлера, определенных относительно двух различных наборов координат Якоби $\{\vec{x}_{\alpha}, \vec{y}_{\alpha}\}$ и $\{\vec{x}_{\beta}, \vec{y}_{\beta}\}$, связаны соотношениями

$$F_{MM'}^{J_{\tau}}(\phi_{\beta}, \vartheta_{\beta}, \phi_{\beta}) = \sum_{M''=(1-\tau)/2}^{J} \frac{(-1)^{M'-M''} 2}{\sqrt{2+2\delta_{M'0}}} F_{M'M''}^{J_{\tau}} \times (0, w_{\beta\alpha}, 0) F_{MM''}^{J_{\tau}}(\phi_{\alpha}, \vartheta_{\alpha}, \phi_{\alpha}),$$
(12)

в которых кинематический угол $w_{\alpha\beta}$ определяется выражением

$$w_{\beta\alpha} = \begin{cases} \arccos \frac{-s_{\beta\alpha} x_{\alpha} z_{\alpha} + c_{\beta\alpha} y_{\alpha}}{y_{\beta}}, \text{ если } (\beta, \alpha) = (2, 1), (3, 2), (1, 3), \\ 2\pi - \arccos \frac{-s_{\beta\alpha} x_{\alpha} z_{\alpha} + c_{\beta\alpha} y_{\alpha}}{y_{\beta}} \text{ в остальных случаях,} \end{cases}$$
(13)

в котором область значений арккосинуса полагается равной [0, π].

Подставляя ряды (8) в уравнения (3) и проектируя их на базисные функции $F_{MM'}^{J_{\tau}}$, получаем систему трехмерных уравнений Фаддеева в представлении полного орбитального момента, связывающих парциальные компоненты

$$\begin{bmatrix} T_{\alpha M M'}^{J_{\tau}} + V_{\alpha}(x_{\alpha}) - E \end{bmatrix} \psi_{\alpha M M'}^{J_{\tau}}(X_{\alpha}) + T_{\alpha M, M'-1}^{J_{\tau-}} \psi_{\alpha M, M'-1}^{J_{\tau}}(X_{\alpha}) + T_{\alpha M, M'+1}^{J_{\tau+}} \psi_{\alpha M, M'+1}^{J_{\tau}}(X_{\alpha}) = -V_{\alpha}(x_{\alpha}, y_{\alpha}) \times \\ \times \sum_{\beta \neq \alpha} \frac{x_{\alpha} y_{\alpha}}{x_{\beta} y_{\beta}} \sum_{M''=M_{0}}^{J} \frac{(-1)^{M''-M'} 2}{\sqrt{2 + 2\delta_{M''0}}} F_{M''M'}^{J_{\tau}}(0, w_{\beta\alpha}, 0) \psi_{\beta M M''}^{J_{\tau}}(X_{\beta}).$$
(14)

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 5 2021



Рис. 2. Функция $x_{max}\chi(u)$, использованная в расчетах молекулы ⁴He₂⁶Li.

Здесь операторы кинетической энергии имеют вид

$$T_{\alpha M M'}^{J^{\tau}} = -\frac{\partial^{2}}{\partial y_{\alpha}^{2}} + \frac{1}{y_{\alpha}^{2}} \left(J(J+1) - 2M'^{2} \right) - \frac{\partial^{2}}{\partial x_{\alpha}^{2}} - \left(\frac{1}{y_{\alpha}^{2}} + \frac{1}{x_{\alpha}^{2}} \right) \left(\frac{\partial}{\partial z_{\alpha}} (1 - z_{\alpha}^{2}) \frac{\partial}{\partial z_{\alpha}} - \frac{M'^{2}}{1 - z_{\alpha}^{2}} \right),$$

$$T_{\alpha M, M' \pm 1}^{J_{\tau} \pm} = \pm \frac{1}{y_{\alpha}^{2}} \lambda^{J, \pm M'} \sqrt{1 + \delta_{M' 0(1)}} \times \left[-\sqrt{1 - z_{\alpha}^{2}} \frac{\partial}{\partial z_{\alpha}} \pm (M' \pm 1) \frac{z_{\alpha}}{\sqrt{1 - z_{\alpha}^{2}}} \right].$$
(15)

Важнейшим свойством системы (14) является то, что уравнения, в которых участвуют парциальные компоненты $\Psi_{\alpha MM'}^{J_{\tau}}$ с различными индексами *J*, *M* и τ , образуют независимые системы уравнений. Это является прямым следствием того, что для рассматриваемых трехчастичных систем полный орбитальный момент, его проекция и пространственная четность являются сохраняющимися величинами. Таким образом, для вычисления спектра системы при данных значениях *J*, *M* и τ требуется решить граничную задачу с $3n_M$ уравнениями (14), где

$$n_M = J - (1 - \tau)/2 + 1$$
 (16)

обозначает количество возможных значений индекса *M*' парциальных компонент $\psi_{\alpha MM'}^{J_{\pi}}$ при данных *J* и τ . К нулевым асимптотическим граничным условиям типа Дирихле добавляются также нулевые условия на прямых $x_{\alpha} = 0$ и $y_{\alpha} = 0$.

В случае, когда в системе имеются тождественные частицы, количество уравнений может быть существенно сокращено за счет дополнительной симметрии парциальных компонент. В частности, в случае тождественности частиц 1 и 2 выполняется

$$\begin{aligned}
\Psi_{2MM'}^{J_{\tau}}(x_2, y_2, z_2) &= p(-1)^{M'} \Psi_{1MM'}^{J_{\tau}}(x_2, y_2, -z_2), \\
\Psi_{3MM'}^{J_{\tau}}(x_3, y_3, z_3) &= p(-1)^{M'} \Psi_{3MM'}^{J_{\tau}}(x_3, y_3, -z_3),
\end{aligned}$$
(17)

а в случае тождественности всех трех частиц

$$\psi_{1(2,3)MM'}^{J_{\tau}}(x_1, y_1, z_1) = p(-1)^{M'} \psi_{1MM'}^{J_{\tau}}(x_1, y_1, -z_1).$$
(18)

Здесь $p = \pm 1$ обозначает симметрию/антисимметрию волновой функции системы относительно перестановки координат тождественных частиц. Число уравнений в этих двух случаях сокращается до $2n_M$ и n_M , соответственно.

Алгоритм численного решения уравнений (14) основан на методе сплайн-коллокации и изложен в статье [7], к которой мы отсылаем заинтересованного в его подробностях читателя.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В данном разделе представлены результаты расчетов спектров слабосвязанных молекул ⁴He₃ и ⁴He₂X, где X – атом щелочного металла ⁶Li или ²³Na. В расчетах для описания взаимодействий гелийщелочной металл мы использовали потенциалы КТТҮ [12], в качестве потенциала пары гелий-гелий был выбран ТТҮ [13]. Они представляют собой модифицированные потенциалы Леннарда-Джонса.

В расчетах мы использовали специально подобранную по методике работы [14] сетку узлов сплайна по переменной x_{α} . Она подбирается как сетка, оптимальная для расчета связанных состояний частиц пары α с помощью радиального уравнения Шрёдингера. Технически она получается из сетки узлов, равноотстоящих на заданном интервале, по формуле $x_i = x_{max} \chi(i/N), i = 0, ..., N$ при помощи монотонного отображения χ : [0,1] \rightarrow [0,1]. Это отображение, в свою очередь, выражается через так называемую градуировочную функцию $\varepsilon(x)$ по формуле

$$\chi^{-1}(u) = \frac{\int_{x_{max}}^{ux_{max}} dx \varepsilon(x)}{\int_{0}^{x_{max}} dx \varepsilon(x)}.$$
 (19)

В случае используемого в расчетах базиса S_5^3 сплайнов градуировочная функция вычисляется по формуле

$$\varepsilon(x) = \left(\sum_{m=1}^{n} \left| \frac{d^{6}}{dx^{6}} \varphi_{m}(x) \right|^{2} \right)^{1/13}, \qquad (20)$$

где ϕ_m обозначают радиальные волновые функции всевозможных связанных состояний двух частиц. Шестая производная волновой функции может быть выражена с помощью радиального уравнения Шрёдингера через значения самой функции

Таблица 1. Сходимость значений энергии основного состояния молекулы ⁴Не₃ в зависимости от количества базисных функций по переменным x_{α} , y_{α} , z_{α} . Эталонное значение [10]: -4.00722 · 10⁻⁷ a. e.

Размер базиса	$E, 10^{-7}$ a.e.
(73, 118, 15)	-4.01966
(88, 148, 18)	-4.00865
(103, 178, 21)	-4.00824
(118, 208, 24)	-4.00755
(148, 268, 30)	-4.00738

Таблица 2. Значения энергий связанных состояний молекул ${}^{4}\text{He}_{2}^{6}\text{Li}$ и ${}^{4}\text{He}_{2}^{23}\text{Na}$

Молекула	(J, p, n)	$E, 10^{-7}$ a.e.	$E, 10^{-7}$ a.e. [4]
⁴ He ₂ ⁶ Li	(0, +1, 0)	-1.812	-1.865
⁴ He ₂ ⁶ Li	(0, +1, 1)	-0.0614	-0.0662
$^{4}\text{He}_{2}^{23}\text{Na}$	(0, +1, 0)	-4.780	-4.835
${}^{4}\text{He}_{2}^{23}\text{Na}$	(1, -1, 0)	-1.98	-1.963

и ее производной, которые получаются решением уравнения на неоптимальной сетке узлов. На рис. 2 приведен пример использованной в расчетах функции χ . Сетки узлов сплайнов по переменным y_{α} , z_{α} выбираются такими же, как в работе [7].

В табл. 1 для иллюстрации возможностей нашего подхода представлены результаты сходимости значений энергии основного состояния с J = 0, p = 1 молекулы ⁴He₃, известной с хорошей точностью [3], в зависимости от размера базиса сплайнов, по которому разлагается парциальная компонента. Из представленных результатов видно, что в расчетах удается достигнуть точной 4–5 значащей цифры значения энергии.

В табл. 2 мы приводим полученные с помощью нашего подхода и представленные в работе [4] значения энергий основного и возбужденного состояний комплексов ${}^{4}\text{He}_{2}{}^{6}\text{Li}$ и ${}^{4}\text{He}_{2}{}^{23}\text{Na}$. Наши результаты подтверждают существование связанного состояния с J = 1 у молекулы ${}^{4}\text{He}_{2}{}^{23}\text{Na}$. Поскольку в [4] был использован другой потенциал пары гелий-гелий, можно говорить лишь о качественном сравнении значений энергии. Из представленных результатов можно заключить, что спектр в достаточной степени независим от используемых потенциальных моделей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в статье результаты подтвердили эффективность подхода, основанного на использовании уравнений Фаддеева в представлении полного орбитального момента. В частности, нам удалось подтвердить существование возбужденного связанного состояния с J = 1 молекулы ⁴He₂²³Na. Наш подход мы предполагаем в дальнейшем использовать для расчетов состояний рассеяния с $J \ge 0$ в трехчастичных системах.

Работа Градусова В.А. поддержана РНФ (проект № 19-72-00076). Работа Руднева В.А., Яревского Е.А. и Яковлева С.Л. поддержана РФФИ (проект № 18-02-00492).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Efimov V. // Phys. Lett. B. 1970. V. 33. No. 8. P. 563.
- 2. *Roudnev V., Cavagnero M.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. № 11. Art. No. 110402.
- Roudnev V., Cavagnero M. // J. Phys. B. 2012. V. 45. No. 2. Art. No. 025101.
- Suno H., Hiyama E., Kamimura M. // Few-Body Syst. 2013. V. 54. P. 1557.
- Korobitsin A.A., Kolganova E.A. // Springer Proc. Phys. 2020. V. 238. P. 35.
- Stipanović P., Vranješ Markić L., Zarić D. et al. // J. Chem. Phys. 2017. V. 146. Art. No. 014305.
- 7. Gradusov V.A., Roudnev V.A., Yarevsky E.A. et al. // arXiv: 2005.05398. 2020.
- 8. *Меркурьев С.П., Фаддеев Л.Д.* Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. М.: Наука, 1985.
- 9. Kostrykin V.V., Kvitsinsky A.A., Merkuriev S.P. // Few-Body Syst. 1989. V. 6. P. 97.
- 10. Биденхарн Л., Лаук Дж. Угловой момент в квантовой физике. Т. 1. М.: Мир, 1984.
- 11. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента. Ленинград: Наука, 1975.
- 12. *Kleinekathöfer U., Lewerenz M., Mladenović M. //* Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. No. 23. P. 4717.
- 13. Tang K.T., Toennies J.P., Yiu C.L. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. No. 9. P. 1546.
- 14. *Roudnev V., Cavagnero M. //* Comp. Phys. Commun. 2011. V. 182. P. 2099.

Theoretical study of weakly-bound triatomic systems with Faddeev equations in total orbital momentum representation

V. A. Gradusov^{a, *}, V. A. Roudnev^a, E. A. Yarevsky^a, S. L. Yakovlev^a

^aDepartment of Computational Physics, St Petersburg State University, St Petersburg, 199034 Russia *e-mail: v.gradusov@spbu.ru

We report the results of calculations of spectra of the weakly-bound triatomic molecular systems—the Helium trimer and helium—helium—alkali molecules. The calculations are carried out on the basis of the Faddeev equations in total orbital momentum representation. The existence of excited states with nonzero total orbital momentum of some molecules is approved.

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 5 2021

УДК 539.194

МЕТОД ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ДИСКРЕТНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ В ИССЛЕДОВАНИИ СЛАБОСВЯЗАННЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ НЕСКОЛЬКИХ ЧАСТИЦ С НЕНУЛЕВЫМ ОРБИТАЛЬНЫМ МОМЕНТОМ

© 2021 г. В. А. Тимошенко^{1, *}, Е. А. Яревский¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Санкт-Петербургский государственный университет", Санкт-Петербург, Россия *E-mail: vladimir.timoshenko7@gmail.com

Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Решение квантовой задачи нескольких тел со слабым взаимодействием является сложной задачей и требует применения различных методов решения. В нашей работе был разработан и применен метод дискретных переменных, который позволяет значительно сократить время вычислений без потери точности.

DOI: 10.31857/S0367676521050240

введение

В данной работе были рассмотрены системы частиц Ne₃, He₃, Li–He₂, энергия связи которых мала, а волновая функция связанного состояния значительно распространена в пространстве. Такие системы представляют большой интерес и активно исследовались, в частности, в работах [1-7]. Так как для данных молекул потенциал межатомного взаимодействия слабый, задача по нахождению энергий связи и волновых функций оказывается весьма сложной. При малых изменениях входных параметров (например, потенциалов) или при высокой погрешности вычислений результат может сильно отличаться от правильного. Для получения точных результатов необхолимы значительные вычислительные ресурсы и применение разнообразных подходов и методов решения задачи.

Целью данной работы является разработка и реализация метода дискретных переменных (discrete variable representation или DVR) [7] и его применение для расчета слабосвязанных молекулярных систем. Применение данного метода позволяет выполнять расчеты с меньшими вычислительными затратами и сократить время вычислений без потери точности. Благодаря свойствам DVR-функций определение матричных элементов оператора потенциальной энергии значительно упрощается.

Изначально метод был разработан для квантовой задачи трех тел с нулевым орбитальным моментом [8]. DVR-разложение было построено по полиномам Лежандра. В данной работе алгоритм был обобщен на случай ненулевого орбитального момента. Также были исследованы особенности DVR-разложения по полиномам Якоби и по присоединенным полиномам Лежандра.

Разработанный алгоритм был применен для вычисления энергий связи систем Ne₃, He₃, Li–He₂. Проведено сравнение результатов с результатами других авторов [2–4].

МЕТОД ДИСКРЕТНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ДЛЯ НЕНУЛЕВОГО ОРБИТАЛЬНОГО МОМЕНТА

Для представления Гамильтониана квантовой системы трех тел были выбраны координаты Якоби (рис. 1). Переменная x обозначает расстояние между частицами 2 и 3, y — расстояние между частицей 1 и центром масс пары (23), θ — угол между векторами \vec{x} и \vec{y} . Используя разложение волновой функции по D-функциям Вигнера [9], можно записать для ненулевого орбитального момента J и его проекции M гамильтониан системы трех частиц, который состоит из диагональных и внедиагональных блоков [10]:

$$H_{MM}^{J} = -\frac{1}{x}\frac{\partial^{2}}{\partial x^{2}}x - \frac{1}{y}\frac{\partial^{2}}{\partial y^{2}}y + \frac{J(J+1)-2M^{2}}{y^{2}} +$$

$$+ V(x, y, \theta) - \left(\frac{1}{x^{2}} + \frac{1}{y^{2}}\right)\left(\frac{\partial^{2}}{\partial \theta^{2}} + \operatorname{ctg}\theta\frac{\partial}{\partial \theta} - \frac{M^{2}}{\sin^{2}\theta}\right),$$

$$H_{MM'}^{J} = H_{MM'}^{J}\delta_{MM\pm 1} = \pm \frac{\lambda_{\pm}(J, M)}{y^{2}} \times$$

$$\times \sqrt{1 + \delta_{M0}\delta_{M'1} + \delta_{M1}\delta_{M'0}} \times \left(\frac{\partial}{\partial \theta} + (1\pm M)\operatorname{ctg}\theta\right).$$
(1)

Каждый блок этого матричного гамильтониана действует на компоненту блочного вектора волновой функции, отвечающую проекции M. Потенциал $V = V(x, y, \theta)$ в (1) – сумма парных потенциалов, каждый из которых зависит только от расстояния между частицами, и $\lambda_{\pm}(J, M) =$

 $=\sqrt{J(J+1)-M(M\pm 1)}.$

Перепишем оператор кинетической энергии для координаты $z = \cos\theta$ и применим для нее метод DVR. Для диагональных и внедиагональных частей, содержащих угловую переменную:

$$\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \operatorname{ctg} \theta \frac{\partial}{\partial \theta} - \frac{M^2}{\sin^2 \theta} =$$

$$= \left(1 - z^2\right) \frac{\partial^2}{\partial z^2} - 2z \frac{\partial}{\partial z} - \frac{M^2}{1 - z^2},$$
(3)

$$\frac{\partial}{\partial \theta} + (1 \pm M) \operatorname{ctg} \theta = -\sqrt{1 - z^2} \frac{\partial}{\partial z} + (1 \pm M) \frac{z}{\sqrt{1 - z^2}}.$$
(4)

DVR-функции $\varphi_i(z)$ и их производные $\varphi'_i(z)$ построены при помощи ортогональных полиномов $P_n(z)$ и соответствующей квадратурной формулы Гаусса. Свойства DVR-функции позволяют упростить вычисления потенциальной энергии.

$$\varphi_{i}(z_{k}) = \frac{P_{n}(z_{k})}{P_{n}'(z_{i})(z_{k}-z_{i})}, \quad \varphi_{i}(z_{k}) = \delta_{ik}.$$
(5)

Здесь точки $z_1, ..., z_n$ – нули полинома $P_n(z)$.

Для вычисления матричных элементов оператора кинетической энергии необходимо определить производные $\phi'_i(z)$. Раскладывая $P_n(z)$ в ряд Тейлора в точках z_i и подставляя в выражение (5), получаем:

$$\varphi'_{i}(z_{k}) = \frac{P'_{n}(z_{k})}{P'_{n}(z_{i})(z_{k}-z_{i})} \quad \text{при} \quad k \neq i,$$

$$\varphi'_{i}(z_{i}) = -\frac{P''_{n}(z_{i})}{2P'_{n}(z_{i})}.$$
(6)

Полиномы Якоби

Интеграл на отрезке [-1; 1] может быть аппроксимирован при помощи квадратурной формулы Гаусса–Якоби [11]:

$$\int_{-1}^{1} f(z) dz \approx \sum_{i=1}^{n} \frac{w_i}{\rho(z_i)} f(z_i), \qquad (7)$$

где $\rho = (1 - z)^{\alpha} (1 + z)^{\beta}$ – весовая функция, $z_1, ..., z_n$ – нули полинома $P_n^{(\alpha,\beta)}(z)$.

Выбирая в качестве базисных DVR-функции и вычисляя матричные элементы потенциальной энергии с помощью квадратурной формулы Гаусса—Якоби, получим диагональную матрицу опе-



Рис. 1. Координаты Якоби для системы трех тел.

ратора потенциальной энергии в DVR-представлении:

$$V_{ij} = \int_{-1}^{1} \frac{\varphi_i(z)}{\sqrt{w_i}} V(x, y, z) \frac{\varphi_j(z)}{\sqrt{w_j}} dz \approx$$

$$\sum_k \frac{w_k}{\rho(z_k)} V(x, y, z_k) \frac{\varphi_i(z_k)}{\sqrt{w_i}} \frac{\varphi_j(z_k)}{\sqrt{w_j}} = \frac{V(x, y, z_i)}{\rho(z_i)} \delta_{ij}.$$
(8)

Используя свойства полиномов Якоби, можно выписать значения производных $\varphi'_i(z)$ явным образом:

$$\varphi'_{i}(z_{i}) = \frac{\beta - \alpha - (\alpha + \beta + 2) z_{i}}{2(1 - z_{i}^{2})}.$$
(9)

Присоединенные полиномы Лежандра

Присоединенные полиномы Лежандра $P_n^{(m,m)}(z)$ содержат множитель sin^m θ , явный учет которого может привести к меньшим погрешностям при вычислениях. Эти полиномы могут быть выражены через полиномы Якоби:

$$P_{n+m}^{m}(z) = (-1)^{m} \frac{(n+2m)!}{2^{m}(n+m)!} (1-z^{2})^{m/2} P_{n}^{(m,m)}(z).$$
(10)

Нули полиномов $P_{n+m}^{m}(z)$, отличные от ±1, совпадают с нулями полиномов $P_{n}^{(m,m)}(z)$. Таким образом, DVR-функции, построенные по присоединенным полиномам Лежандра:

$$\varphi_{i}(z) = \frac{P_{n+m}^{m}(z)}{P_{n+m}^{m'}(z_{i})(z-z_{i})} = \left(\frac{1-z^{2}}{1-z_{i}^{2}}\right)^{\frac{m}{2}} \frac{P_{n}^{(m,m)}(z)}{P_{n}^{(m,m)'}(z_{i})(z-z_{i})}.$$
(11)

n	10	20	30	40			
	Разложение по полиномам Лежандра						
E, cm^{-1}	$-3.13 \cdot 10^{-3}$	$-7.05 \cdot 10^{-2}$	$-7.99 \cdot 10^{-2}$	$-8.18 \cdot 10^{-2}$			
δE	$9.62 \cdot 10^{-1}$	$1.42\cdot 10^{-1}$	$2.80\cdot 10^{-2}$	$5.34 \cdot 10^{-3}$			
<i>t</i> , c	12.3	84.4	277.9	662.9			
	Метод представления дискретных переменных						
E, cm^{-1}	$-1.29 \cdot 10^{-2}$	$-9.72 \cdot 10^{-2}$	$-8.35 \cdot 10^{-2}$	$-8.26 \cdot 10^{-2}$			
δE	$5.69 \cdot 10^{-1}$	$1.81 \cdot 10^{-1}$	$1.59 \cdot 10^{-2}$	$4.21 \cdot 10^{-3}$			
<i>t</i> , c	2.4	9.5	21.6	40.0			
Коэффициент ускорения							
	5.1	8.9	12.9	16.6			

Таблица 1. Энергии связи He₃, относительные погрешности и время интегрирования при различном количестве функций в разложении

Таблица 2. Энергия связи системы Li-He₂ в см⁻¹ для потенциалов TTY [12], LM2M2 [13], Cvetko [14]

	He–He pot.	Li–He pot.	⁶ Li–He ₂	⁷ Li–He ₂
J. Yuan, C.D. Lin [2]	TTY	KTTY	$-2.18 \cdot 10^{-2}$	$-3.18 \cdot 10^{-2}$
Данная работа	TTY	KTTY	$-3.71 \cdot 10^{-2}$	$-5.41 \cdot 10^{-2}$
I. Baccarelli et al. [3]	LM2M2	Cvetko	$-3.61 \cdot 10^{-2}$	$-5.10 \cdot 10^{-2}$
Данная работа	LM2M2	Cvetko	$-2.62 \cdot 10^{-2}$	$-4.07 \cdot 10^{-2}$
E.A. Kolganova [4]	LM2M2	KTTY	$-2.46 \cdot 10^{-2}$	$-3.54 \cdot 10^{-2}$
Данная работа	LM2M2	КТТҮ	$-3.71 \cdot 10^{-2}$	$-5.41 \cdot 10^{-2}$

Используя свойства присоединенных полиномов Лежандра, можно найти простое выражение для значений производных DVR-функций в узлах:

$$\varphi'_{i}(z_{i}) = -\frac{z_{i}}{1-z_{i}^{2}}.$$
 (12)

РЕЗУЛЬТАТЫ

В ходе исследования был разработан алгоритм, объединяющий метод конечных элементов [5] для координат x и y и метод дискретных переменных для угловой координаты z. При помощи реализованного алгоритма были вычислены энергии связи квантово-механических систем трех частиц. Энергетические уровни слабосвязанных молекул ⁶Li–He₂ и ⁷Li–He₂ были посчитаны с применением DVR-метода, построенного по полиномам Лежандра. Благодаря использованию DVR-разложения удалось значительно сократить время вычисления без потери точности. Полученные энергии связи, время вычислений и относительные ошибки для системы He₃ представлены в табл. 1. Можно увидеть, что сходимость вычислений без применения DVR имеет вариационный характер, в то время как результаты с DVR приближаются к точному значению снизу. Энергии обоих методов сходятся к одному значению при увеличении количества полиномов в разложении.

Вычисленные значения энергий связи систем ${}^{6}\text{Li}-\text{He}_2$ и ${}^{7}\text{Li}-\text{He}_2$ приведены в табл. 2. Для сравнения приведены также результаты других авторов [2–4] с советующими потенциалами [12–14] взаимодействия между частицами He–He и He–Li. В случае потенциалов TTY + KTTY и LM2M2 + KTTY полученные нами энергетические уровни находятся глубже. В силу того, что используемый подход к решению задачи близок к вариационному, можно считать, что полученные нами результаты ближе к истинным значениям.

На следующем этапе работы был реализован метод с построением DVR-функций по полиномам Якоби $P_n^{(\alpha,\beta)}(z)$ и присоединенным полиномам Лежандра $P_{n+m}^m(z)$. Использование данных полиномов позволяет выбирать параметры α , β и *m* таким образом, что весовая функция $\rho(z)$ сглаживает особенность потенциала. Данный подход



Рис. 2. График сходимости значений двух энергетических уровней Ne₃ для DVR-функций, построенных по полиномам Якоби и присоединенным полиномам Лежандра.

был реализован и протестирован на задаче по нахождению энергий связи тримера неона для орбитального момента J = 1 и положительной симметрии. График зависимости погрешности в зависимости от количества DVR-функций приведен на рис. 2. Результаты показывают, что применение присоединенных полиномов Лежандра улучшает сходимость алгоритма в сравнении с полиномами Якоби.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подход, сочетающий метод дискретных переменных и конечных элементов, был применен для решения квантовой задачи трех тел. Рассчитаны энергетические уровни слабосвязанных систем, состоящих из нескольких атомов. Благодаря применению метода DVR время расчетов было значительно сокращено без потери точности.

Метод DVR был расширен за счет использования различных типов квадратурных формул для построения DVR-функций, в частности, формул, основанных на полиномах Якоби и присоединенных полиномах Лежандра. Такие формулы позволяют более точно учесть особенности парных потенциалов на малых расстояниях.

Следующим шагом исследований является обобщение предложенного метода на комплекснозначные функции, что позволит повысить эффективность поиска резонансных состояний и исследований процессов рассеяния.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-32-90148). Расчеты выполнены в Вычислительном Центре СПбГУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Motovilov A., Sandhas W., Sofianos S., Kolganova E. // Eur. Phys. J. D. 2001. V. 13. P. 34.
- 2. Yuan J., Lin C.D. // J. Phys. B. 1998. V. 31. P. 647.
- Baccarelli I., Delgado-Barrio G., Gianturco F.A. et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2000. V. 2. P. 4067.
- 4. Kolganova E. // Few-Body Syst. 2017. V. 58. P. 57.
- Salci M., Levin S.B., Elander N., Yarevsky E.A. // J. Chem. Phys. 2008. V. 129. Art. No. 134304.
- Esry B.D., Lin C.D., Greene C.H. // Phys. Rev. A. 1996.
 V. 54. P. 394.
- Light J.C., Tucker C. Jr. // Adv. Chem. Phys. 2000. V. 114. P. 263.
- 8. *Timoshenko V., Yarevsky E. //* Springer Proc. Phys. 2020. V. 238. P. 57.
- 9. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В. Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975.
- 10. *Elander N., Levin S.B., Yarevsky E. //* Int. J. Quant. Chem. 2009. V. 109. No. 3. P. 459.
- 11. *Abramowitz M., Stegun I.A.* Handbook of mathematical functions with formulas, graphs, and mathematical tables. N.Y.: Dover, 1964.
- Tang K., Toennies J., Yiu C. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 1546.
- Aziz R., Slaman M. // J. Chem. Phys. 1991. V. 84. Art. No. 8047.
- 14. Cvetko D., Lausi A., Morgante A., Tommasini F. // J. Chem. Phys. 1994. V. 100. Art. No. 2052.

Discrete variable representation method in the study of few-body quantum systems with non-zero angular momentum

V. A. Timoshenko^{*a*, *}, E. A. Yarevsky^{*a*}

^aSaint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, 199034 Russia *e-mail: vladimir.timoshenko7@mail.ru

Solving the quantum few-body problem with weak interaction potential is a complicated task and requires the use of various solution methods. In our work, a discrete variable representation method was developed and applied. This method allows to carry out calculations with smaller computing resources without loss of accuracy, and to reduce the calculation time.

УДК 539.173

ЧЕТВЕРНОЕ ДЕЛЕНИЕ КАК ВИРТУАЛЬНЫЙ ПРОЦЕСС

© 2021 г. С. Г. Кадменский^{1, *}, Л. В. Титова¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Воронежский государственный университет", Воронеж, Россия

> **E-mail: kadmensky@phys.vsu.ru* Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Виртуальный механизм, который используется для описания тройного низкоэнергетического деления ядер, обобщен на случай спонтанного и вынужденного четверного деления. Получена формула для ширины четверного деления ядер как виртуального процесса. Проведены оценки высоты и проницаемости кулоновского барьера для спонтанного деления ядер ²⁴⁸Cm, ²⁵²Cf и вынужденного деления ядер ²³³U, ²³⁵U тепловыми нейтронами с вылетом пары α-частиц.

DOI: 10.31857/S0367676521050100

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] были детально исследованы ядерные реакции и распады, связанные с появлением в их амплитудах виртуальных промежуточных состояний атомных ядер с атомным весом $A \ge 2$, энергии которых лежат вне массовых поверхностей указанных реакций и распадов. К числу таких распадов можно отнести, во-первых, экспериментально обнаруженные в работах [2, 3] двухпротонные распады ряда нейтронодефицитных ядер, во-вторых, к виртуальным распадам относятся фактически и двойные β-распады ядер, в амплитудах которых появляются [4] виртуальные состояния промежуточных ядер, а также тройное спонтанное и вынужденное деление атомных ядер, экспериментально изученное в работах [5-8]. Целью настоящей работы является исследование на основе методов описания виртуальных 2p-, 2β -распадов и тройного деления ядер, а также результатов экспериментальных работ [9-12] проанализировать характеристики спонтанного четверного деления ядер ²⁴⁸Cm, ²⁵²Cf и вынужденного четверного деления ядер²³³U, ²³⁵U тепловыми нейтронами и ответить на вопрос, возможно ли описание четверного деления ядер как виртуального процесса.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЧЕТВЕРНОГО ДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

Четверное деление ядер можно рассматривать как трехступенчатый процесс [1], на первом этапе которого из шейки делящегося ядра (A, Z) вылетает длиннопробежная легкая частица (A_1, Z_1) , и обра-

зуется промежуточное ядро $(A - A_1, Z - Z_1)$, далее из более вытянутой конфигурации шейки делящегося ядра вылетает вторая легкая частица (A_2, Z_2) , и образуется промежуточное ядро $(A - A_1 - A_2, Z - Z_1 - Z_2)$, а на последующей стадии это ядро разрывается на легкий (A_{LF}, Z_{LF}) и тяжелый (A_{HF}, Z_{HF}) первичные фрагменты четверного деления. Наиболее вероятной парой двух легких частиц в четверном делении [9–12] является пара α -частиц, поэтому далее будет рассмотрен именно этот случай.

В четверном делении кинетическая энергия первой вылетающей длиннопробежной α -частицы T_{α_1} в момент ее вылета заметно превосходит теплоту Q_{α_1} традиционного α -распада ядра (A, Z) и оказывается близкой к высоте кулоновского барьера, что приводит к значению α -частичного фактора проницаемости этого барьера близкому к единице. Фактор проницаемости указанного барьера для второй α -частицы, исходя из значений выходов $N_{\alpha\alpha}$ четверного деления [9–12], должен иметь значение примерно на три порядка меньше аналогичного фактора для первой α -частицы.

Вылетающие в четверном делении α -частицы обладают тремя важными экспериментальными свойствами. Во-первых, в отличие от α -частиц, вылетающих из первой ямы потенциала деформации родительского ядра в процессе хорошо изученного подбарьерного α -распада исследуемых ядер, когда значения теплоты этих распадов $Q_{\alpha_1}^A$ и $Q_{\alpha_2}^{A-4}$ близки к 4–6 МэВ, вылетающие в четверном делении α -частицы являются длиннопро-

Ядро	²⁴⁸ Cm	²⁵² Cf	²³⁴ U	²³⁶ U		
<i>T</i> _{α1} , МэВ	14.3	15.9	15.7	15.5		
<i>T</i> _{α2} , МэВ	10.1	12.7	11.3	10.7		
$Q^{A}_{\alpha_{1}}, M \mathfrak{B}$	5.16	6.21	4.85	4.55		
$Q^{A}_{\alpha_{2}}, M \ni B$	4.66	5.16	4.77	4.08		
<i>B</i> _n , МэВ	_	_	6.85	6.55		
$N_{lphalpha} \cdot 10^7$	1.4 ± 0.3	9.72 ± 3.26	0.89 ± 0.28	0.54 ± 0.17		
$N_{\alpha_1} \cdot 10^3$	2.3 ± 0.3	3.24 ± 0.12	2.17 ± 0.07	1.70 ± 0.03		
$N_{lpha_2} \cdot 10^5$	3.04 ± 0.24	15.0 ± 5.0	2.05 ± 0.65	1.6 ± 0.5		
$\left(W^{A}_{\alpha\alpha}\right)_{max}$, МэВ	12.2	13.7	12.9	13.3		
FWHM ^A _{αα} , МэВ	10.5	11.3	10.9	10.9		
$\left(W^{A}_{\alpha_{l}}\right)_{max}$, МэВ	14.3	15.9	15.7	15.5		
$FWHM^{A}_{\alpha_{1}}, M \ni B$	11.3	9.8	9.8	9.8		
$\left(W^{A}_{\alpha_{2}}\right)_{max},$ M \ni B	10.1	12.7	11.3	10.7		
FWHM ^{<i>A</i>} _{$α_2$} , M∋B	9.8	8.6	8.2	9.3		
$\left(\Gamma^{A}_{\alpha_{1}}\right)_{max}, M \ni B$	0.106	0.242	0.860	0.878		
$\left(\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}\right)_{max},$ МэВ	0.0007	0.061	0.113	0.120		
$(T_{\alpha_1})_{max}, \mathbf{M} \mathbf{i} \mathbf{B}$	15.9	18.7	20.2	20.0		
$\left(T_{\alpha_2}\right)_{max}$, МэВ	12.7	14.9	14.1	14.2		
$P_{\alpha_2}/P_{\alpha_1}$	0.006	0.025	0.026	0.025		

Таблица 1. Характеристики четверного деления ядер ²⁴⁸Cm, ²⁵²Cf и составных ядер ²³⁴U, ²³⁶U

бежными, поскольку асимптотические кинетические энергии T_{α_1} и T_{α_2} [9–12] заметно превосходят по величине теплоты $Q_{\alpha_1}^A$ и $Q_{\alpha_2}^{A-4}$ (табл. 1). Здесь величины $Q_{\alpha_1}^A$ и $Q_{\alpha_2}^{A-4}$ определены как:

$$Q_{\alpha_{1}}^{A} = E(A,Z) - E(A-4,Z-2);$$

$$Q_{\alpha_{2}}^{A-4} = E(A-4,Z-2) - E(A-8,Z-4),$$
(1)

где E(A,Z), E(A-4,Z-2), E(A-8,Z-4) – внутренние энергии основных состояний родительского (A,Z) и промежуточных ядер E(A-4, Z-2), E(A-8, Z-4). Во-вторых, угловые распределения α -частиц в четверном делении имеют анизотропный характер, причем максимумы этих распределений формируются при направлениях вылета этих частиц близких к перпендикулярным

по отношению к направлению разлета фрагментов четверного деления. В третьих, экспериментальное отношение $\Gamma^A_{\alpha f} / \Gamma^A_f$ ширин $\Gamma^A_{\alpha f}$ и Γ^A_f четверного и двойного деления для исследуемой группы ядер-актинидов имеет универсальное значение, близкое к величине 10⁻⁷ [9, 10]. Эти свойства четверного деления можно понять, если допустить, что вылетающие α-частицы формируются в конфигурациях основного состояния делящегося ядра, возникающих при его деформационном движении после преодоления этим ядром с вероятностью ω_0 внутреннего и внешнего барьеров деления и достижения им грушевидной формы, отвечающей появлению двух деформированных предфрагментов деления, соединенных шейкой [13], и обозначаемых индексом (0).



Рис. 1. Диаграмма четверного деления с последовательным вылетом двух α-частиц из шейки делящегося ядра и разделением промежуточного ядра, образовавшегося после их вылета, на фрагменты деления.

Для описания четверного деления ядер существует несколько механизмов, среди которых можно выделить работы [14, 15], в которых при исследовании в рамках макроскопической динамической модели эволюции формы делящегося ядра вплоть до его разрыва продемонстрировано, что из-за рэлеевской нестабильности шейки ядра характер деления при возрастании массы делящегося ядра меняется, переходя от двойного и тройного деления к четверному. В работе [16] при использовании статической делительной конфигурации в точке разрыва делящегося ядра, соответствующей двум соприкасающимся сферическим предфрагментам, исследовано четверное деление с вылетом из удлиненной шейки между указанными предфрагментами α-частицы и другой легкой частицы, в качестве которой рассматривались ядра, начиная с ⁴Не и заканчивая ¹⁴С. Следует отметить, что испарительные механизмы, связанные с последовательным вылетом α-частиц из нагретого до высокой температуры делящегося ядра, не реализуются, поскольку при спонтанном делении делящееся ядро на всех стадиях его эволюции до точки разрыва на первичные фрагменты деления находится в холодных нетермализованных состояниях [17]. В работах [18, 19] в рамках квантовой теории деления был проведен сравнительный анализ выходов, угловых и энергетических распределений, вылетающих первыми или вторыми предразрывных третьих и четвертых частиц в четверном делении ядер при использовании характеристик подобных предразрывных третьих частиц, вылетающих в тройном делении ядер.

ВИРТУАЛЬНОЕ СПОНТАННОЕ ЧЕТВЕРНОЕ ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

В настоящей работе предлагается новый подход к описанию рассмотренных выше характеристик четверного деления ядер при использовании результатов развитой в работе [1] теории тройного деления как виртуального процесса. В этом случае амплитуда исследуемого четверного деления ядер представляется диаграммой Фейнмана (рис. 1), где горизонтальные стрелки соответствуют функциям Грина промежуточного ядер (A-4, Z-2) и (A-8, Z-4), а ширина $\Gamma_{\alpha f}^{A}$ указанного четверного деления как трехступенчатого процесса [18] имеет вид:

$$\Gamma_{\alpha_{f}}^{A} = \frac{1}{(2\pi)^{2}} \times$$

$$\times \iint \frac{\Gamma_{\alpha_{1}}^{A} (T_{\alpha_{1}}) \Gamma_{\alpha_{2}}^{A-4} (T_{\alpha_{2}}) \Gamma_{f}^{A-8} (Q_{f} - T_{\alpha_{1}} - T_{\alpha_{2}})}{(Q_{\alpha_{1}}^{A} - T_{\alpha_{1}})^{2} (Q_{\alpha_{2}}^{A-4} - T_{\alpha_{2}})^{2}} dT_{\alpha_{1}} dT_{\alpha_{2}}.$$
⁽²⁾

В формуле (2) $\Gamma_{\alpha_1}^{A}(T_{\alpha_1})$ и $\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2})$ – ширины α распада основного состояния родительского (A,Z) и промежуточного (A - 4, Z - 2) ядер с вылетом α -частиц с кинетическими энергиями T_{α_1} и T_{α_2} из шейки и образованием основного состояния дочернего ядра (A - 8, Z - 4), а Γ_f^{A-8} – делительная ширина состояния дочернего ядра (A - 8, Z - 4), отвечающего конфигурации (0), причем Q_f – теплота четверного деления родительского ядра (A, Z). Тогда из отношения ширины $\Gamma_{\alpha f}^A$ исследуемого четверного и ширины Γ_f^A двойного спонтанного деления ядер можно получить энергетическое распределение вылетающих α -частиц $W_{\alpha\alpha}$, нормированное на величину их выхода $N_{\alpha\alpha}$ в четверном делении:

$$W_{\alpha\alpha} = \frac{\Gamma_{\alpha_{1}}^{A}(T_{\alpha_{1}})\Gamma_{\alpha_{2}}^{A-4}(T_{\alpha_{2}})\Gamma_{f}^{A-8}(Q_{f}-T_{\alpha_{1}}-T_{\alpha_{2}})}{N_{\alpha\alpha}(Q_{\alpha_{1}}^{A}-T_{\alpha_{1}})^{2}(Q_{\alpha_{2}}^{A-4}-T_{\alpha_{2}})^{2}\Gamma_{f}^{A}}.$$
 (3)

Если учесть, что ширина Γ_f^{A-8} близка к ширине Γ_f^A из-за надбарьерности процесса деления ядер (A-8,Z-4) и (A,Z) для конфигурации (0) указанного ядра, и, используя технику работ [18, 19], в полном энергетическом распределении $W_{\alpha\alpha}$ частиц четверного деления выделить энергетические распределения первой $W_{\alpha_1}(T_{\alpha_1})$ и второй $W_{\alpha_2}(T_{\alpha_2})$ α-частиц, то ширины последовательных α-распадов $\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1})$ и $\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2})$ из конфигурации с шейкой между предфрагментами деления можно представить в виде:

$$\Gamma_{\alpha_{1}}^{A}(T_{\alpha_{1}}) = 2\pi N_{\alpha_{1}} W_{\alpha_{1}}(T_{\alpha_{1}}) \left(Q_{\alpha_{1}}^{A} - T_{\alpha_{1}} \right)^{2};$$

$$\Gamma_{\alpha_{2}}^{A-4}(T_{\alpha_{2}}) = 2\pi N_{\alpha_{2}} W_{\alpha_{2}}(T_{\alpha_{2}}) \left(Q_{\alpha_{2}}^{A-4} - T_{\alpha_{2}} \right)^{2}.$$
(4)

В формуле (4) N_{α_1} и N_{α_2} – выходы первой и второй α -частиц в четверном делении, рассчитанные при использовании представления о последовательном характере четверного деления в [17, 18] и представленные в табл. 1, а энергетические распределения первой и второй α -частиц $W_{\alpha_i}(T_{\alpha_i})$, где *i* = 1, 2, представляют собой функции Гаусса, параметры которых — ширина на полувысоте распределения FHWM_{α_i} = $2\sqrt{2 \ln 2\sigma_{\alpha_i}}$ и средняя кинстическая энергия $\langle T_{\alpha_i} \rangle$ — также даны в табл. 1:

$$W_{\alpha_i}(T_{\alpha_i}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\alpha_i}}} \exp\left(\frac{T_{\alpha_i} - \langle T_{\alpha_i} \rangle}{2\sigma_{\alpha_i}^2}\right).$$
 (5)

Кроме того, можно считать, что энергетическое распределение первой $W_{\alpha_1}(T_{\alpha_1})$ α -частицы совпадает с энергетическим распределением α -частицы в тройном делении ядер [7, 8]. Зависимости $\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1})$ и $\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2})$ для спонтанного деления ядер ²⁴⁸Ст и ²⁵²Сf в формуле (4) позволяют определить значения максимальных кинетических энергий α -частиц $(T_{\alpha_1})_{max}$, с которыми они вылетают из шейки делящегося ядра. В общем случае ширины α -распадов $\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1})$ и $\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2})$ можно выразить как

$$\Gamma_{\alpha_{1}}^{A}(T_{\alpha_{1}}) = \omega_{\alpha} \frac{\hbar c \sqrt{2} (T_{\alpha_{1}})_{max}}{2R_{neck}^{A} \sqrt{m_{\alpha}c^{2}}} P(T_{\alpha_{1}});$$

$$\Gamma_{\alpha_{2}}^{A-4}(T_{\alpha_{2}}) = \omega_{\alpha} \frac{\hbar c \sqrt{2} (T_{\alpha_{2}})_{max}}{2R_{neck}^{A-4} \sqrt{m_{\alpha}c^{2}}} P(T_{\alpha_{2}}),$$
(6)

где $P(T_{\alpha_i})$ — факторы проницаемости кулоновского барьера (i = 1, 2), ω_{α} — вероятность формирования α -частицы в родительском ядре, в случае облегченного α -распада на основное состояние родительского ядра $\omega_{\alpha} \approx 0.01$, R_{neck}^{A} и R_{neck}^{A-4} — радиусы шеек родительского (A, Z) и промежуточного (A - 4, Z - 2) ядер, c — скорость света. Считая, что радиусы шейки ядер (A, Z) и (A - 4, Z - 2) близки друг к другу $R_{neck}^{A} \approx R_{neck}^{A-4}$, из сравнения формул (4) и (6) при использовании экспериментальных энергетических распределений α -частиц $W_{\alpha_i}(T_{\alpha_i})$, i = 1, 2, можно получить отношение проницаемостей кулоновского барьера для первой и второй α -частиц по формуле:

$$\frac{P(T_{\alpha_2})}{P(T_{\alpha_1})} = \frac{\sqrt{(T_{\alpha_2})_{max}}N_{\alpha_2} \left(W_{\alpha_2}(T_{\alpha_2})\left(Q_{\alpha_2}^{A-4} - T_{\alpha_2}\right)^2\right)_{max}}{\sqrt{(T_{\alpha_1})_{max}}N_{\alpha_1}\left(W_{\alpha_1}(T_{\alpha_1})\left(Q_{\alpha_1}^A - T_{\alpha_1}\right)^2\right)_{max}}.$$
(7)

Полученные значения отношения $P(T_{\alpha_2})/P(T_{\alpha_1})$ составляют 0.006 и 0.025 для ядер ²⁴⁸Ст и ²⁵²Сf, соответственно. Найденные значения отношения проницаемостей барьера для вылета первой и второй α -частиц подтверждают, что вероятность вылета второй α -частицы примерно в 10³ раз меньше, что в работе [18] связывается с двумя факторами. Первый фактор определяется изменением оболо-

чечной структуры шейки делящегося ядра после испускания из нее первой частицы. Хотя влияние эффектов встряски приводит к выбиванию второй по времени вылета частицы статистически независимо от выбивания первой частицы, тем не менее вероятность появления второй частицы зависит от характера перестройки оболочечной структуры шейки после вылета первой частицы, поскольку эта шейка не успевает перейти в равновесное состояние и "помнит" квантовые характеристики нуклонов, образующих первую частицу. Вторая частица формируется из более глубоко связанных нуклонов шейки и поэтому будет иметь меньшую вероятность вылета. Второй фактор определяется тем, что для вылетающей второй заряженной частицы потенциальный барьер. формируемый сложением кулоновского и ядерного потенциалов взаимодействия этой частицы с остающимся делящимся ядром, имеет меньшую высоту, нежели высота потенциального барьера, который преодолевает вылетающая первой частица. Это связано не только с тем, что различаются заряды остающихся делящихся ядер после вылета первой и второй частиц, но также с тем, что вылет второй частицы происходит из более вытянутой шейки делящегося ядра, которой соответствует большее расстояние между предфрагментами деления. Из формулы (4) можно оценить значение кинетических энергий α -частиц $(T_{\alpha_1})_{max}$ и $(T_{\alpha_2})_{max}$, при которых достигаются максималь-

ное значение ширин $\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1})$ и $\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2})$, что соответствует оценкам эффективных высот кулоновского барьера для первой и второй α -частиц, вылетающих из шейки делящегося ядра, имеющие значения 15.9 и 12.7 МэВ для деления ядра ²⁴⁸Cm и 18.7 и 14.9 МэВ для деления ядра ²⁵²Cf.

ВИРТУАЛЬНОЕ ВЫНУЖДЕННОЕ ЧЕТВЕРНОЕ ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

Формулы (4) для ширин $\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1})$ и $\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2})$ α -распада родительского и промежуточного ядер могут быть обобщены на случай вынужденного деления ядер ²³³U, ²³⁵U тепловыми нейтронами:

$$\Gamma_{\alpha_{1}}^{A}(T_{\alpha_{1}}) = 2\pi N_{\alpha_{1}} W_{\alpha_{1}}(T_{\alpha_{1}}) \left(Q_{\alpha_{1}}^{A} + |B_{n}| - T_{\alpha_{1}} \right)^{2};$$

$$\Gamma_{\alpha_{2}}^{A-4}(T_{\alpha_{2}}) = 2\pi N_{\alpha_{2}} W_{\alpha_{2}}(T_{\alpha_{2}}) \left(Q_{\alpha_{2}}^{A-4} - T_{\alpha_{2}} \right)^{2},$$
(8)

где B_n — энергия связи нейтрона в составном ядре, образуемом при захвате ядром-мишенью теплового нейтрона. Используя формулы (6) и (8) и экспериментальные энергетические распределения первой и второй α -частиц можно получить для составных ядер ²³⁴U и ²³⁶U отношение проницаемостей кулоновского барьера первой и второй α -частицы:

$$\frac{P(T_{\alpha_2})}{P(T_{\alpha_1})} = \frac{\sqrt{(T_{\alpha_2})_{max}} N_{\alpha_2} \left(W_{\alpha_2} \left(T_{\alpha_2} \right) \left(Q_{\alpha_2}^{A-4} - T_{\alpha_2} \right)^2 \right)_{max}}{\sqrt{(T_{\alpha_1})_{max}} N_{\alpha_1} \left(W_{\alpha_1} \left(T_{\alpha_1} \right) \left(Q_{\alpha_1}^A + |B_n| - T_{\alpha_1} \right)^2 \right)_{max}}.$$
(9)

Найденные значения $P(T_{\alpha_2})/P(T_{\alpha_1})$ для вынуж-денного деления ядер-мишеней урана нейтронами составляют 0.026 для деления ядра ²³³U и 0.025 МэВ для деления ядра ²³⁵U, и близки к значениям, полученным для спонтанного деления, и подтверждают влияние описанных выше факторов на снижение вероятности вылета второй α-частицы. Кроме того, из формулы (8) можно оценить значение кинетических энергий α -частиц $(T_{\alpha_1})_{max}$ и $(T_{\alpha_2})_{max}$, при которых достигаются максимальное значение ширин $\Gamma^{A}_{\alpha_{1}}(T_{\alpha_{1}})$ и $\Gamma^{A-4}_{\alpha_{2}}(T_{\alpha_{2}})$ в вынужденном делении. Полученные значения эффективных высот кулоновского барьера для первой и второй α-частиц, вылетающих из шейки делящегося ядра, равны 20.2 и 14.1 МэВ для деления ядра ²³³U и 20.0 и 14.2 МэВ для деления ядра ²³⁵U тепловыми нейтронами. Эти значения выше значений кинетических энергий α -частиц T_{α_1} и T_{α_2} , что свидетельствует о реализации виртуального механизма в четверном делении ядер.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Виртуальный механизм, который используется для описания тройного деления ядер [1], обобщен на случай спонтанного и вынужденного четверного деления ядер, и получены формулы для ширины четверного деления как виртуального процесса, а также получены значения эффективных высот кулоновских барьеров и их проницаемостей для первой и второй α -частиц в четверном делении ядерактинидов. Представляется интересным проведение более точных расчетов виртуальной ширины четверного деления при использовании потенциала взаимодействия двух деформированных аксиально-симметричных предфрагментов деления, а также рассмотрение пар других легких частиц четверного деления, таких как (α , t) и (t, t).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Кадменский С.Г., Титова Л.В., Любашевский Д.Е. // ЯФ. 2020. Т. 83. № 4. С. 298; Kadmensky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. No. 4. P. 581.
- Pfützner M., Badura E., Bingham C. et al. // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 14. P. 279.
- Mukha I., Grigorenko L., Sümmerer K. et al. // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. Art. No. 061303.
- 4. *Tretyak V.I.* Double beta decay: history and current status. M.: Institute for Nuclear Research, 2014.
- 5. *Mutterer M., Theobald J.P.* Dinuclear decay modes. Bristol: IOP Publ., 1996.
- Vermote S., Wagemans C., Serot O. et al. // Nucl. Phys. A. 2010. V. 837. P. 176.
- Jesinger P., Gonnenwein F., Mutterer M. et al. // Proc. Symp. Nucl. Clust. (Rauischholzhauseb, 2002). P. 289.
- Guet C., Signarbieux C., Perrin E. et al. // Nucl. Phys. 1979. V. 1. P. 314.
- Jesinger P., Kopatch Yu.N., Mutterer M. et al. // Eur. Phys. J. A. 2005. V. 24. P. 379.
- Kamanin D.V., Alexandrov A.A., Alexandrova I.A. et al. // Eur. J. Phys. Funct. Mat. 2019. P. 139.
- Ahmadov G.S., Kopatch Yu.N., Telezhnikova S.A. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12. P. 542.
- Fomichev A.S., David I., Ivanov M.P., Sobolev Yu.G. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 1997. V. 384. P. 519.
- Tanimura O., Fliessbach T. // Z. Phys. A. 1987. V. 328. P. 475.
- 14. Carjan N. et al. // Nucl. Phys. A. 1986. V. 452. P. 381.
- Poenaru D.N., Greiner W., Hamilton J.H. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. Art. No. 3457.
- Hill D.L. // Proc. of the Peaceful Uses Atom Energ. V. 15. (Geneva, 1958). P. 244.
- Кадменский С.Г., Родионова Л.В. // ЯФ. 2005. Т. 68. № 9. С. 1491; Kadmensky S.G., Rodionova L.V. // Phys. Atom. Nucl. 2005. V. 68. No. 9. Р. 1433.
- Кадменский С.Г., Титова Л.В. // ЯФ. 2013. Т. 73. № 1. С. 18; Kadmensky S.G., Titova L.V. // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 73. No. 1. Р. 16.
- 19. Кадменский С.Г., Булычев А.О., Титова Л.В. // ЯФ. 2015. Т. 78. № 7-8. С. 716; Kadmensky S.G., Bulychev A.O., Titova L.V. // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. No. 5. P. 672.

Quaternary fission as virtual process

S. G. Kadmensky^{a, *}, L. V. Titova^a

^aVoronezh state university, Voronezh, Russia *e-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

The virtual mechanism used to describe ternary low-energy nuclear fission is generalized to the case of spontaneous and induced quaternary fission. A formula is obtained for the width of the quaternary fission as a virtual process. The height and pernetrability of the Coulomb barrier are estimated for spontaneous fission of 248 Cm and 252 Cf nuclei and induced by thermal neutrons fission of 233 U and 235 U nuclei with the flight of an α -particles pair.

УДК 539.172.13

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ ⁶Li(d, xt)

© 2021 г. Л. Н. Генералов^{1, *}, С. Н. Абрамович¹

¹Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия *E-mail: generalov@expd.vniief.ru

Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

При энергиях дейтронов 2.5–12 МэВ на основе активационной реакции ${}^{16}O(t, n){}^{18}F(\beta^+, T_{1/2} = 109$ мин) измерены полные сечения реакции ${}^{6}Li(d, xt)$. Измерения выполнены на электростатическом тандемном ускорителе ЭГП-10 (РФЯЦ–ВНИИЭФ). Погрешность полученных данных составляет 12%. Сечения определены по измеренному (в геометрии близкой к 4π) выходу ядер ${}^{18}F$, образованных тритонами исследуемой реакции в трех кварцевых трубочках (SiO₂), расположенных вдоль направления движения дейтронного пучка. Приводится обоснование метода, предложенного Б.Я. Гужовским.

DOI: 10.31857/S0367676521050070

введение

Реакции на литии представляют собой [1–3] значительный научный и практический интерес и в ядерных технологиях, и в исследованиях в области ядерной астрофизики. В этой связи и в продолжение публикации [4] по спектральным исследованиям каналов реакций ^{6, 7}Li + *d*, выполненным при энергиях дейтронов 3–10 МэВ, здесь приводим другой тип исследований – активационные измерения сечений ⁶Li(*d*, *xt*) на основании реакции ¹⁶O(*t*, *n*)¹⁸F (β^+ , $T_{1/2} = 109$ мин). Сечения получены при использовании результатов исследований [4].

Впервые сечения этой реакции были измерены в работе [6] при энергиях 0.4–3.9 МэВ, использовался метод накопления трития в алюминиевых сборниках, с последующей регистрацией распада этого трития. В этом методе осуществляется физическое интегрирование непрерывного энергетического спектра тритонов из экспериментально неотделимых каналов [4] ${}^{6}\text{Li}(d, t_0)$, ⁶Li(*d*, t_1), ⁶Li(*d*, ⁴He + t + p) и других с относительно малым вкладом. По сути, этим же методом – по накоплению трития в медных сборниках [5] – мы получили данные при энергиях 1.7-7.3 МэВ. Спектральные измерения этих сечений (до наших измерений [4]) были проведены в трех работах: в энергетическом интервале 0.12-0.77 МэВ [7], где сечения определены из анализа непрерывного спектра протонов, представляющих образование

тритонов, и, соответственно, в работах [8–10] при энергиях 3.7, 5.03 и 14.8 МэВ по регистрации тритонов. Отметим, что измерения, заявленные в [8, 9] как измерения дифференциальных сечений реакции ⁶Li(*d*, t_0), являются измерениями сечений реакции ⁶Li(*d*, xt).

Активационные сечения ⁶Li(*d*, *xt*) определялись по зарегистрированным выходам ядер ¹⁸F из реакции, вызванной тритонами исследуемой реакции в трех кварцевых трубочках (SiO₂), расположенных вдоль направления движения дейтронного пучка. Использовались мишени Li₃N толщиной 250–400 мкг · см⁻² с различным изотопным составом по литию (⁶Li – 91.2% и ⁷Li – 8.8%, ⁷Li – 99.5% и ⁶Li – 0.5%), нанесенные на тонкие (10 мкг · см⁻²) углеводородные подложки (C₈H₈).

Для осуществления измерений сечений проведены калибровочные измерения относительных выходов ¹⁸F из толстой кварцевой мишени в зависимости от энергии дейтронов и тритонов. В абсолютизации сечений ⁶Li(d, xt) использованы средние энергии тритонов этой реакции [4].

Фон в измерениях связан с попаданием периферийных дейтронов пучка на кварцевые трубочки, в которых ядра ¹⁸F образовывались в реакциях ¹⁷O(d, n)¹⁸F и ¹⁸O(d, 2n)¹⁸F. Его величина определена с использованием сечений каналов реакции ⁷Li + d с образованием тритонов и средних энергий тритонов в них.

$^{6}\text{Li} + d \rightarrow$	уровень остаточного ядра			$O_{\rm M_2} P$	Распад
	энергия, МэВ	J^{π}	ширина, МэВ	<i>Q</i> , МЭВ	остаточного ядра
$t_0 + {}^5\text{Li}_{gs}\{1\}$	0	3/2-	1.23	0.87	$p + {}^{4}\mathrm{He}$
$t_1 + {}^5\text{Li}* \{2\}$	1.490	1/2-	6.60	-0.62	$p + {}^{4}\mathrm{He}$
$p + t + {}^{4}\text{He} \{3\}$				2.5582	
$p_2 + {}^7\text{Li}* \{4\}$	4.630	7/2-	0.093	0.396	$t + {}^{4}\text{He}$
$p_3 + {}^7\text{Li}* \{5\}$	6.68	5/2-	0.875	-1.35	$t + {}^{4}\text{He}$
$p_4 + {}^7\text{Li}*\{6\}$	7.46	5/2-	0.089	-1.56	$t + {}^{4}\text{He} (10\%)^{}$
					$n + {}^{6}\text{Li} (90\%)$
$p_5 + {}^7\text{Li}* \{7\}$	9.67	$7/2^{-}$	0.400	-4.64	$t + {}^{4}\mathrm{He}$
					$n + {}^{6}Li$

Таблица 1. Каналы реакции ⁶Li(*d*, *xt*) [12–14]

^ — наша оценка.

Таблица 2. Каналы реакции ⁷Li(*d*, *xt*) [14]

$^{7}\text{Li} + d \rightarrow$	уровень остаточного ядра			O MaP	Распад
	энергия, МэВ	J^{π}	ширина, МэВ	<i>Q</i> , МЭВ	остаточного ядра
$t_0 + {}^6\text{Li} \{1\}$	0	1 ⁺	_	-0.993	стабильное
$t_1 + {}^6\text{Li}* \{2\}$	2.18	3 ⁺	0.024	-3.178	<i>γ</i> , <i>d</i> , α
$t_2 + {}^6\text{Li}* \{3\}$	3.56	0^+	$8.2 \cdot 10^{-6}$	-4.558	γ
$d_2 + {}^7\text{Li}*$ {4}	4.630	7/2-	0.093	-4.630	$t + {}^{4}\text{He}$
$d_3 + {}^7\text{Li}* \{5\}$	6.68	5/2-	0.875	-6.68	$t + {}^{4}\text{He}$
$d_4 + {}^7\text{Li}*\{6\}$	7.46	5/2-	0.089	-7.46	$t + {}^{4}\text{He} (10\%)^{}$
					$n + {}^{6}\text{Li}(90\%)$
$d_5 + {}^7\text{Li}* \{7\}$	9.67	7/2-	0.400	-9.67	$t + {}^{4}\text{He}$
					$n + {}^{6}\text{Li}$

– наша оценка.

ОБРАЗОВАНИЕ ТРИТОНОВ В РЕАКЦИЯХ ^{6, 7}Li + *d*

Каналы реакций ⁶Li(d, xt) и ⁷Li(d, xt) указаны соответственно в табл. 1 и 2, где Q – энерговыделение в канале. В энергетической области настоящих исследований по нашим [4] и литературным данным [10] подавляющий вклад в образование тритонов в ⁶Li(d, xt) вносят экспериментально неотделимые каналы {1}–{3} и небольшая добавка на уровне 10% канала {4}.

На основании данных [4, 6, 14, 15, 16] на рис. 1*а* для эффективных энергий дейтронов при облучении мишеней Li₃N показаны оцененные нами сечения основных каналов реакции ⁷Li(*d*, *xt*) с погрешностями соответственно 6, 9, 10%. На рис. 1 δ для этих каналов и реакции ⁶Li(*d*, *xt*) при тех же энергиях дейтронов приведены оцененные средние энергии тритонов в лабораторной системе

координат (л. с. к.). Средние энергии для реакции ⁶Li(*d*, *xt*) получены описанием линейной зависимостью наших экспериментальных данных [4]. Средние энергии тритонов реакций ⁷Li(*d*, *t*_{0,1}) рассчитаны по формуле для средней энергии $\overline{E_3}$ частицы 3 в л. с. к. реакции 2(1,3)4:

$$\overline{E}_{3} = \left[\frac{m_{2}m_{4}}{(m_{1}+m_{2})(m_{4}+m_{3})} + \frac{m_{1}m_{3}}{(m_{1}+m_{2})^{2}}\right]E_{1} + \frac{m_{4}}{m_{3}+m_{4}}Q + \frac{2\cdot(m_{1}m_{2}m_{3}m_{4})^{1/2}\cdot E_{1}}{3\cdot(m_{3}+m_{4})^{1/2}(m_{1}+m_{2})^{3/2}} \times (1) \times \left(\frac{A_{1}}{A_{0}}\right)\sqrt{1+\frac{m_{1}+m_{2}}{m_{2}}\frac{Q}{E_{1}}},$$

где m_1 , m_2 , m_3 , m_4 — массы частиц 1, 2, 3, 4, E_1 — энергия налетающей частицы 1 в л. с. к., A_1/A_0 — отношение коэффициентов в ряде при первом и



Рис. 1. *a* – Оцененные сечения реакций: ● $-{}^{7}$ Li(*d*, t_0); $\circ - {}^{7}$ Li(*d*, t_1); ▲ $- {}^{7}$ Li(*d*, d_2); δ – оцененные средние энергии тритонов в зависимости от энергии дейтронов: ▲ $-{}^{6}$ Li(*d*, *xt*) [4]; ● $-{}^{7}$ Li(*d*, t_0); $\triangle -{}^{7}$ Li(*d*, t_1), $\Box -{}^{7}$ Li(*d*, d_2).

нулевом полиномах Лежандра, которыми были описаны дифференциальные сечения в [4]. Выражение (1) получено на основании закона сложения скоростей для частицы 3 при переходе от с. ц. м. к л. с. к. и операции нахождения средней энергии. В расчетах средних энергий тритонов для реакции ⁷Li(d, d_2) использовались формулы из работы [17].

ПОСТАНОВКА ИЗМЕРЕНИЙ

Существует ряд возможностей по применению активационной реакции ¹⁶O(t, n)¹⁸F (β^+ , $T_{1/2} = 109$ мин) для измерений сечений реакций об-



Рис. 2. Схематическое представление образования и накопления ядер 18 F (*a*) и измерение их активности (*б*), *1*, *2*, *3* – кварцевые трубочки SiO₂.

разования тритонов, как в отношении выбора кислородосодержащих материалов, так и в конструировании конверторов-сборников ¹⁸F. В наших измерениях использовались конверторысборники из трех кварцевых (SiO₂) трубочек длиной 25 мм с внутренним и внешним диаметрами соответственно 13.5 и 19.5 мм (рис. 2*a*). Они находились в вакуумированной камере, отделенной от "вакуума" ускорителя алюминиевой фольгой толщиной 8 мкм.

Использовались мишени Li₃N толщиной 250-400 мкг \cdot см $^{-2}$ с различным изотопным составом по литию (6Li – 91.2% и 7Li – 8.8%, 7Li – 99.5% и 6 Li – 0.5%) на тонких (10 мкг \cdot см $^{-2}$) углеводородных подложках (C₈H₈) [18]. Они изготавливались напылением металлического лития в вакууме. Затем для образования Li₃N в напылительную установку из сосуда Дьюара напускался азот. Взвешивание толщин мишеней с погрешностью 5% проведено на аналитических весах [18]. Далее по измеренным выходам нейтронов реакции 7 Li(p, n) из этих мишеней и эталонной мишени с естественным изотопным составом LiF на тантале (погрешность ее толщины 3.5%) были проверены эти толщины. Также с помощью этой реакции была измерена поверхностная неравномерность мишеней по толщине, составившая 2-3%. Из исследованных мишеней отобраны те, для которых подтверждены их толщины, измеренные при напылении.

Содержание накопленных радиоактивных ядер ¹⁸F в сборниках определялось с помощью германиевого детектора объемом 100 см³ по регистрации аннигиляционных гамма-квантов с энергией 511 кэВ. В центре корпуса этого детектора оптимальным образом (для достижения максимальной эффективности регистрации) одновременно располагались три трубочки (рис. 26). После облучения трубочки "отстаивались" в течение 180-250 мин, давая возможность избавиться от фоновых β^+ -ядер. реакции Неустранимый фон создавали ¹⁴N(*d*, *xt*)¹³N (β^+ , $T_{1/2} = 9.965$ мин), ¹⁷O(*d*, *n*)¹⁸F, ¹⁸O(*d*, 2*n*)¹⁸F, ¹⁸O(*p*, *n*)¹⁸F. Однако сечение реакции на азоте мало – составляет всего 3-5 мб [19]. Также имеется дискриминация этой реакции: в мишени на одно ядро азота приходится три ядра лития. Поэтому эта составляющая фона была мала и не учитывалась. Для протекания фоновых реакций на изотопах кислорода сборника протоны образуются в мишени, а дейтроны принадлежат к периферийным дейтронам пучка. Оказалось, что реакции ${}^{17}\text{O}(d, n){}^{18}\text{F} + {}^{18}\text{O}(d, 2n){}^{18}\text{F}$ являются основным источником фона. Его снижение осуществлялось эмпирически – подбором параметров фокусировки пучка.

В аналитическом виде постановка измерений выглядит следующим образом: образующееся количество N_{18F} ядер ¹⁸F

$$N_{18F} = N_d C \int \frac{d\sigma}{d\Omega dE_t} (\theta, E_t) Y_t^{ab} (E_t) d\Omega dE_t + f N_d Y_d^{ab} (E_d),$$
(2)

связано с поверхностной толщиной C (ядер · см⁻²) мишени, облученной количеством дейтронов N_d ,

где $\frac{d\sigma}{d\Omega dE_t}(\theta, E_t)$ – дважды дифференциальное се-

чение в лабораторной системе координат изучаемой реакции для полярного угла вылета тритонов θ и энергии E_t , этот угол изменяется от 7° до 165°;

 $Y_t^{ab}(E_t)$ — абсолютный выход ядер N_{18F} из толстой кварцевой мишени, вызванный одним тритоном с энергией E_t, f — доля пучка дейтронов, упавших

на кварцевые трубочки; $Y_d^{ab}(E_d)$ – абсолютный выход ядер N_{18F} (количество этих ядер) из толстой кварцевой мишени, вызванный одним дейтроном с энергией E_d . Величины $Y_t^{ab}(E_t)$, $Y_d^{ab}(E_d)$, определяемые как

$$Y_{d(t)}^{ab} = \frac{n T_{1/2}}{N_{d(t)} K_{d(t)}^{(1)} K_{d(t)}^{(2)} (\ln 2) b 2 \varepsilon_{\gamma}^{k} (511)},$$
(3)

и *f* необходимо измерять отдельно (см. далее), где n – счетность детектора (имп · c⁻¹) после времени, отсчитанного от конца облучения, $K_{d(t)}^{(1)}$ – учитывает распад ядер во время облучения, а $K_{d(t)}^{(2)}$ – их распад до момента времени измерения счетности, в этих величинах значки d(t) указывают на облучение дейтронами или тритонами; b = 0.97 – вероятность позитронного распада ¹⁸F, ε_{γ}^{k} (511) – эффек-

тивность регистрации гамма-квантов с энергией 511 кэВ.

В нашей методике используется следующее приближение: в области изменения E_t изучаемой реакции выход $Y_t^{ab}(E_t)$ можно представить линейной зависимостью

$$Y_t^{ab}(E_t) = a + bE_t, (4)$$

где a и b — некоторые постоянные коэффициенты, тогда из соотношения (2) получаем основное выражение

$$N_{18F} = \sigma C N_d Y_t^{ab} \left(\overline{E}_t \right) + f N_d Y_d^{ab} \left(E_d \right), \tag{5}$$

для измерения сечения реакции

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega dE_t} (\theta, E_t) d\Omega, \qquad (6)$$

со значением *Y*^{*ab*} при средней энергии тритонов этой реакции:

$$\overline{E}_{t} = \int E_{t} \frac{d\sigma}{d\Omega dE_{t}}(\theta, E_{t}) d\Omega dE_{t}.$$
(7)

Значения средней энергии тритонов (7) приведены на рис. 16.

Выражение (5) обобщается на многоканальную реакцию с учетом того, что в области изменения энергии тритонов в каждом канале имеется своя линейная зависимость (4) (со своим набором коэффициентов a и b):

$$N_{18F} = CN_d \sum_i \sigma_i Y_t^{ab} \left(\overline{E}_t^i \right) + fN_d Y_d^{ab} \left(E_d \right), \qquad (8)$$

где σ_i и \overline{E}_t^i – соответственно полное сечение образования тритонов и их средняя энергия в канале *i*. На основании соотношения (5) для мишени с обогащением по ⁶Li количество ядер ¹⁸F определяется как

$$N_{18F}^{(6)} = N_d^{(6)} C^{(6)} \times \\ \times \left[0.912 \sigma_{dxt} Y_{t,i}^{ab(6)} + 0.088 \sum_j \sigma_{7,j} Y_{t,j}^{ab(7)} \right] + f N_d^{(6)} Y_d^{ab},^{(9)}$$

а для мишени с обогащением по 7 Li:

$$N_{18F}^{(7)} = N_d^{(7)} C^{(7)} \times \\ \times \left[0.995 \sum_j \sigma_{7,j} Y_{t,j}^{ab(7)} + 0.005 \sigma_{dxt} Y_{t,i}^{ab(6)} \right] + f N_d^{(7)} Y_d^{ab},^{(10)}$$

где индексы 6 или 7 относятся к физическим величинам в измерении на мишени с обогащением по ⁶Li или ⁷Li, а численные значения в этих соотношениях — доли изотопов лития в мишени; σ_{dxi} и $\sigma_{7, j}$ — интегральные сечения образования тритонов соответственно на изотопах ⁶Li и ⁷Li; $Y_{t, i}^{ab(6)}$ и (n 1

 $Y_{t,j}^{ab(7)}$ — соответственно выходы ядер ¹⁸ F при средних энергиях тритонов в соответствующих каналах реакций на этих изотопах. Количество ядер $N_{18F}^{(6)}$ или $N_{18F}^{(7)}$ определяется как

$$N_{18F}^{6(7)} = \frac{nT_{1/2}}{K_1 K_2 (\ln 2) b 2\varepsilon_{\gamma} (511)},$$
(11)

где n — счетность детектора (имп. · c⁻¹) после времени, отсчитанного от конца облучения, K_1 учитывает распад ядер за время облучения, а K_2 их распад до момента времени измерения n, ε_{γ} (511) — эффективность регистрации гамма-квантов с энергией 511 кэВ, вылетающих из конверторов-сборников ¹⁸F, и отражающая эффективность регистрации гамма-кванта для всех трех трубочек в целом. Сумма активностей трубочек, поочередно помещенных в центре детектора, совпадала с суммарной активностью от трех трубочек, измеренной в рабочей геометрии. Это явилось основанием использования простого выражения (11) с величиной ε_{γ} (511).

Установлено (см. далее), что
$$\rho = \frac{\varepsilon_{\gamma}(511)}{\varepsilon_{\gamma}^{k}(511)} = 1.10.$$

Поэтому для получения *f* и сечений достаточно знать только относительные выходы

$$Y_{d(t)} = \frac{n}{N_{d(t)} K_{d(t)}^{(1)} K_{d(t)}^{(2)}}.$$
 (12)

Переходя в (9) и (10) от величин $Y_t^{ab}(E_t)$ и $Y_d^{ab}(E_d)$ соответственно к величинам $Y_t(E_t)$ и $Y_d(E_d)$, получаем выражение для определения f

$$f = \frac{\left[\frac{A^{(7)}}{\rho} - \left(\sigma_{dt0}Y_{t0} + \sigma_{dt1}Y_{t1} + \sigma_{dd_2}Y_{d2}\right)\right]C^{(7)}}{1.005Y_d}, \quad (13)$$

$$A^{(7)} = \frac{n^{(7)}}{K_1 K_2 N_d^{(7)} C^{(7)} 0.995}$$
(14)

и выражения для нахождения полных сечений реакции 6 Li(*d*, *xt*):

$$\sigma_{dxt} = A^{(6)} / Y_{dxt} \rho - \left[0.0965 \left(\sigma_{dt0} Y_{t0} + \sigma_{dt1} Y_{t1} + \sigma_{dd_2} Y_{d2} \right) + 1.0965 f \frac{Y_d}{C^{(6)}} \right] / Y_{dxt} ,$$
(15)

$$A^{(6)} = \frac{n^{(6)}}{K_1 K_2 N_d^{(6)} C^{(6)} \times 0.912},$$
(16)

где $n^{(7)}$ и $n^{(6)}$ счетности (имп. · c⁻¹) в момент времени измерения активности.

ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ

Пучок дейтронов ускорителя через алюминиевое окно толщиной 8 мкм попадал в вакуумированную до 10⁻⁴-10⁻³ тор камеру, где находилось вращающее (для смены мишеней) устройство, в котором устанавливалось по 3 мишени с обогащением по ⁶Li и ⁷Li, кварцевый экран, используемый для фокусировки пучка, одна позиция устройства была незанята и использовалась для контроля проводки пучка на выдвигаемый кварцевый экран в месте расположения цилиндра Фарадея. В этом же положении мишенного устройства (в отсутствие мишени) с помощью двух интеграторов тока ORTEC 439, один из которых был подключен к цилиндру Фарадея, а другой – к конверторам-сборникам, при некоторых энергиях дейтронов пучка были прямые измерения f, аналогичные [18]. При каждой энергии дейтронов в течение 30 мин облучались мишени с различным изотопным обогащением. Ток дейтронов пучка составлял 0.2-0.4 мкА. Погрешность измерения N_d оценили на уровне 1%. Облучение мишеней в диапазоне энергии дейтронов 2–10.3 МэВ выполнялось с шагом 0.25 МэВ. Также были облучены мишени с обогащением по ⁶Li при 11 и 11.9 МэВ.

После облучения мишеней конверторы-сборники ¹⁸F (для измерения их активности) вынимались из мишенного устройства и в него устанавливались приготовленные и неактивированные конверторы-сборники с другим набором мишеней. В этой циклической процедуре измерений использовалось 6 мишеней, при этом 2 мишени окислились и были заменены. Хронометрирование измерений (начало и конец облучения; начало, текущее время и конец регистрации активности) с высокой точностью (±1 с) выполнялось электронными средствами. Полученные экспериментальные данные $A^{(6)}$ и $A^{(7)}$ с погрешностями 4.4-4.8% показаны на рис. 3. В эти погрешности входят статистическая погрешность счетности n⁽⁶⁾ и $n^{(7)}$ 1.5–2.5%, погрешность в толщине мишеней – 4%, и погрешность (1%) в измерении N_d.

В этом же мишенном устройстве для измерения $Y_{d(t)}$ облучались кварцевые диски толщиной 3 мм. Токи облучения составляли 0.005–0.01 мкА. Для получения Y_t в области низких энергий (меньше 2 МэВ) сброс от начальной энергии тритонов осуществлялся набором алюминиевых фольг



Рис. 3. Экспериментальные данные – относительный выход ядер 18 F: $\bullet - A^{(6)}$ (16); $\bigcirc -A^{(7)}$ (14).



Рис. 4. *а* – Энергетическая зависимость выхода Y_d : \bigcirc – экспериментальные данные, линия – описание полиномами 4 степени; δ – энергетическая зависимость выхода Y_t : \bigcirc – экспериментальные данные, линия – описание в области энергии тритонов 0.150–1.9 МэВ, пунктир – в области 1.5–7.6 МэВ.

известной толщины. Для выполнения условия $\varepsilon_{\gamma}(511) \approx \varepsilon_{\gamma}^{k}(511)$ измерение счетности от этих дисков выполнялось на расстоянии приблизительно 7 мм от центра корпуса детектора. Представленные экспериментальные данные (рис. 4), имеющие погрешности 3%, для получения f и σ_{dxt} описаны полиномами 4 степени. Данные по Y_t в литературе имеются и в абсолютных единицах



Рис. 5. Доля дейтронов пучка f, попавших на кварцевые сборники: \bullet – прямые измерения, \triangle – экспериментальные данные с использованием (3); линия – описание.

(см., например, [20]), а Y_d получены впервые. Рассмотрение этих данных требует отдельного изложения.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ⁶Li(d, xt)

Величины *f*, измеренные двумя интеграторами, согласуются с величинами (рис. 5), полученными из соотношения (13) при $\rho = \frac{\varepsilon_{\gamma}(511)}{\varepsilon_{\gamma}^{k}(511)} = 1.10.$

Для получения сечений σ_{dxt} величины f описаны зависимостью

$$f = 0.00119 + 0.00653 \exp(-E_d/1.77847), \quad (17)$$

Измеренные сечения совместно с данными [4–7, 10] показаны на рис. 6. Их погрешность (12%) оценена по погрешностям величин, входящих в выражение (15). Следует отметить сложные фоновые условия измерений: в интервале энергии дейтронов 2–3 МэВ эффект составлял 20–30%, при 3–4 МэВ – 30–50%, а при 4–12 МэВ – 50–60%.

Результаты настоящей работы в пределах погрешностей согласуются с данными [6] и нашими данными [5], которые получены методом накопления трития соответственно в алюминиевых и медных сборниках.

Активационные сечения и данные [4] в целом согласуются, однако при энергиях дейтронов более 5 МэВ активационные данные на 5–7% выше. Оба набора данных показывают и одинаковую энергетическую зависимость, в которой заметно возбуждение двух широких резонансов при энер-



Рис. 6. Полные сечения реакции ⁶Li(*d*, *xt*): ● – настоящая работа, $\triangle - [4], \bigcirc - [5]; \diamondsuit - [6], \Box - [7], \blacktriangle$ – наша оценка по данным [10].

гиях дейтронов 4.3 и 8.5 МэВ, которым соответствуют широкие уровни в составном ядре ⁸Be [14] с энергиями 25.5 и 28.6 МэВ (рис. 6).

Представленные активационные сечения ${}^{6}\text{Li}(d, xt)$ подтверждают также данные [4] по образованию тритонов в реакции ${}^{7}\text{Li} + d$, использованные в настоящей методике.

Публикация связана с пополнением нашей электронной библиотеки ядерно-физических констант SaBa (SarovBase) [21]. Цифровые данные будут переданы в международную библиотеку экспериментальных данных EXFOR.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Simakov S., Fischer U., Konobeyev A. // KIT Sci. Work. Papers. 2020. Art. No. 147.
- 2. *Ворончев В.Т., Кукулин В.И.* // в кн.: Изотопы. Т. 2. Свойства и применения. М.: Физматлит, 2000. 728 с.
- Ворончев В.Т. Ядерные процессы в плазме: приложение к управляемому термоядерному синтезу и первичному нуклеосинтезу. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. М.: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2013. 237 с.
- Генералов Л.Н., Вихлянцев О.П., Карпов И.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 12. С. 1774; Generalov L.N., Vikhlyantsev O.P, Karpov I.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 12. P. 1511.
- Abramovich S.N., Generalov L.N., Zvenigorodskij A.G. // Proc. Conf. Nucl. Data for Science and Tech. (Triest, 1997). P. 632.
- Macklin R.L, Banta H.E. // Phys. Rev. 1955. V. 97. No. 3. P. 753.
- Holland R.E., Elwyn A.J., Davids C.N. et al. // Phys. Rev. C. 1979. V. 19. P. 592.

- Huang Bingyin et al. // Proc. Conf. Nucl. Phys. (Shanghai, 1974). P. 89.
- Mao Zhenlin et al. // Proc. Conf. Low Energ. Nucl. Phys. (Lanzhou, 1972). P. 3.
- Hamburger E.W., Cameron J.R. // Phys. Rev. 1960.
 V. 117. No. 3. P. 781.
- 11. Miljanic D. et al. // Nucl. Phys. A. 1977. V. 290. P. 27.
- 12. http://www.nndc.bnl.gov/ensdf.
- 13. http://www.tunl.duke.edu/nucldata/HTML/A=5/05li_2002.shtml.
- 14. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. A. 1979. V. 320. P. 1.
- Zander A.R., Kemper K.W., Fletcher N.R. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 173. P. 273.
- Matsuki S. et al. // J. Phys. Soc. Japan. 1969. V. 26. P. 1344.

- 17. *Zhang Jiang //* Comm. Nucl. Data Prog. 1999. No. 22. P. 1.
- Генералов Л.Н., Абрамович С.Н., Селянкина С.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 717; Generalov L.N., Abramovich S.N., Selyankina S.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. Р. 644.
- Генералов Л.Н., Карпов И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 10. С. 1440; Generalov L.N., Karpov I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 10. Р. 1234.
- Borders N., Blondiaux G., Maggiore C.J. et al. // Nucl. Instrum. Meth. B. 1987. V. 24/25. P. 722.
- 21. Zvenigorodskij A.G., Zherebtsov V.A., Lazarev L.M. et al. The library of evaluated and experimental data on charged particles for fusion application. IAEA-NDS-191, 1999.

⁶Li(d, xt) reaction total cross sections measurements

L. N. Generalov^{*a*, *}, S. N. Abramovich^{*a*}

^aRussian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, Russia *e-mail: generalov@expd.vniief.ru

 ${}^{6}\text{Li}(d, xt)$ reaction total cross sections were measured based on ${}^{16}\text{O}(t, n){}^{18}\text{F}$ (β^+ , $T_{1/2} = 109$ min) activation reaction at deuteron energies 2.5–12 MeV. The measurements were carried out at electrostatic tandem accelerator EGP-10 (RFNC–VNIIEF). The error of obtained data was 12%. Cross sections were determined by ${}^{18}\text{F}$ nuclei measured yield, produced by tritons of the investigated reaction at three quartz tubes placed along deuteron beam direction. Validation of the method proposed by B.Ya. Guzhovsky was presented.

УЛК 539.1.047

СТРАТЕГИЯ РАЗВИТИЯ КОМБИНИРОВАННЫХ РАДИАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ СТЕРИЛИЗАЦИИ КОСТНЫХ ИМПЛАНТАТОВ

© 2021 г. В. В. Розанов^{1, 2, *}, И. В. Матвейчук², А. П. Черняев¹, Н. А. Николаева³. Л. Н. Саввинова³

 $^{1}\Phi$ едеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", Москва, Россия $^{2}\Phi$ едеральное государственное бюджетное научное учреждение

"Всероссийский научно-исследовательский институт лекарственных и ароматических растений", Москва, Россия

 $^{3}\Phi$ едеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

Северо-Восточный федеральный университет имени М.К. Аммосова", Якутск, Россия

**E*-mail: vrozanov@mail.ru Поступила в редакцию 20.11.2020 г. После доработки 28.12.2020 г. Принята к публикации 27.01.2021 г.

Предложена стратегия развития комбинированных технологий стерилизации костных имплантатов на основе радиационного воздействия рентгеновского, гамма-излучения, пучков быстрых электронов в сочетании с предварительной озоновой обработкой для снижения поглощенной дозы с обеспечением стерильности биоимплантатов и создания современных здоровьесберегающих технологий.

DOI: 10.31857/S0367676521050185

введение

Анализ направлений развития биоимплантологии последних десятилетий в ряде развитых стран свидетельствует о том, что современные вызовы 21 в. обусловили возрастание потребности в костно-пластическом материале. Это связано с увеличением случаев травматизма, повышением объема реконструктивно-восстановительных операций в биоимплантологии, включая высокотехнологичные (различные виды эндопротезирования), а также с успешным развитием нового направления экспериментальной биоимплантологии – тканевой инженерии [1-5]. Указанные аспекты оказали существенное влияние на практическую реализацию ряда актуальных проблем регенеративной медицины и поиск их эффективного решения в новых условиях. В этой связи общая стратегия поиска инновационных решений заключается в создании эффективных здоровьесберегающих технологий, что является не только актуальной медико-биологической, но и важной социально-экономической задачей. Такие технологии призваны обеспечить благоприятный исход оперативных вмешательств, сократить продолжительность лечения и последующего реабилитационного периода, повысить качество жизни пациента.

Важной составляющей рассматриваемой обшей стратегии является достижение высокой степени стерилизации костно-пластического материала. Выбор оптимальной технологии стерилизации позволяет обеспечить необходимый уровень стерильности костных фрагментов на этапах заготовки и изготовления из них имплантатов, консервации и последующего хранения, а также не допустить сушественных изменений структурно-функциональных характеристик и снижения исходного остеоиндуктивного потенциала имплантатов.

Целью настоящего исследования является разработка стратегии развития комбинированных радиационных технологий стерилизации костных имплантатов.

КОНЦЕПТУАЛЬНЫЙ ПОДХОД К РАЗРАБОТКЕ СТРАТЕГИИ РАЗВИТИЯ КОМБИНИРОВАННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ СТЕРИЛИЗАЦИИ

Вопросы стерилизации биоимплантатов в целом и костных имплантатов, в частности, регулируются в Российской Фелерации рядом национальных государственных и межгосударственных стандартов [6]. На практике даже при заготовке тканей в стерильных условиях при исследованиях аллоимплантатов на стадиях изготовления существует вероятность выживания некоторого количества патогенов. В существующих нормативных документах указано [6], что "...для имплантатов с финишной стерилизацией с маркировкой "СТЕРИЛЬНО", теоретическая вероятность присутствия жизнеспособных микроорганизмов должна быть не более $1 \cdot 10^{-6}$ ".

Исходная обсемененность заготавливаемых биотканей может быть вызвана многими неконтролируемыми факторами – от инфицирования донора до нестерильных условий обработки и изготовления имплантата. Следовательно, необходимо строго выполнять требования к выбору адекватных методик обработки и стерилизации биоматериала, осуществлять тщательный контроль на всех стадиях технологического процесса изготовления костных имплантатов, включая отбор доноров тканей, заготовку костных фрагментов, физико-механическое разделение костей на фрагменты требуемой формы и размеров, получение имплантатов с заданными свойствами в зависимости от целей использования, стерилизацию и упаковку имплантатов для последующего хранения до клинического использования. Важность выбора эффективного, доступного метода стерилизации обусловлена и необходимостью обеспечения безопасных условий работы многочисленного персонала [6], контактирующего с костными фрагментами на этапах заготовки костных фрагментов, их обработки и структурно-функционального анализа.

Исследования преимуществ и недостатков методов стерилизации, применяемых в настоящее время [1, 4, 6–8], их доли в общем объеме рассматриваемых услуг [8], свидетельствуют о том, что несмотря на наличие получивших распространение в медико-биологической практике ряда способов стерилизации, около 50% приходится в настоящее время на традиционный метод газовой стерилизации с использованием оксида этилена. Остальные 50% составляют радиационные технологии с использованием гамма-излучения (40.5%), потока быстрых электронов (4.5%), другие методы стерилизации, включая озоновое воздействие и рентгеновскую обработку (5%).

Указанные методы стерилизации несмотря на их эффективность имеют ряд недостатков, ограничивающих широкое применение при стерилизации костных фрагментов, и нуждаются в совершенствовании. Прежде всего, это относится к химической обработке газообразной окисью этилена [6, 9], которой отдавалось предпочтение ввиду отсутствия изменений остеоиндуктивных свойств трансплантатов. При этом важным фактором являлась продолжительность резорбции таких трансплантатов при использовании в костной пластике, высокая токсичность оксида этилена, его канцерогенные свойства, возможность проявления мутагенных эффектов.

Уникальные возможности озоновой стерилизации экспериментально подтверждены авторами [6, 10, 11] с использованием разработанных устройств. Они могут быть использованы для стерилизации на различных этапах изготовления костных фрагментов с целью обеспечения безопасности персонала тканевых банков, контактирующего с биологическим материалом до получения имплантатов [6]. В отдельных случаях для стерилизации используются методики, основанные на применении жидких химических реагентов, паров перекиси водорода, низкотемпературной плазмы, газообразной озоно-кислородной смеси, микроволнового, ультрафиолетового облучений, криовоздействия, термообработки и др. [1].

В последнее десятилетие все большее распространение находит метод радиационной стерилизации [4, 8, 12–15], отличающийся высокой проникающей способностью, эффективностью стерилизующего воздействия, отсутствием нагрева биологических тканей, возможностью стерилизации образцов в герметичной упаковке, когда исключается повторное инфицирование [1].

Однако радиационные воздействия с величиной поглощенной дозы, равной или превышающей 25 кГр, принятой многими банками тканей [6], могут приводить к существенным структурно-функциональным изменениям костных имплантатов и снижению их остеоиндуктивных свойств. Учитывая отсутствие выраженных морфомеханических изменений до величины поглощенной дозы, равной 15 кГр, это значение рассматривается в ряде исследований в качестве предельного, что необходимо учитывать при разработке новых технологий с установлением поглощенной дозы радиационной обработки ниже этого значения [8].

Работы последних лет указывают на перспективность комбинированных методов стерилизации [8, 9, 16–20], характеризующихся двухэтапным воздействием на костный имплантат. Известны технологии, когда на первом этапе осуществляется предварительная стерилизация водными растворами, содержащими в определенных соотношениях этанол, димексид, тимол с последующей дегидратацией костных образцов, а на втором — радиационное воздействие гамма-квантами [9]. В других исследованиях [16] на первом этапе использовано воздействие озоно-кислородной смесью, а на втором — радиационная обработка потоком быстрых электронов.

Применение озоновой обработки имеет ряд достоинств [6, 8], связанных с ее осуществлением в газовой среде, что исключает необходимость дегидратации образцов. Однако главным ее преимуществом, играющим важную роль при разработке комбинированных технологий с использованием радиационных методов, является способность озонового воздействия поражать патогенные микроорганизмы в споровой форме, которые могут быть устойчивы даже к радиации [8, 21]. Указанные аспекты были положены в основу создания комбинированных технологий, в которых реализованы преимущества радиационного воздействия на костные имплантаты в сочетании с предварительной озоновой обработкой, снижающей радиорезистентность патогенов. Достигаемый при этом синергетический эффект обеспечивает эффективную стерилизацию при значительном (до 11–12 кГр) снижении поглощенной дозы и побочного действия каждого из воздействующих факторов в отдельности [14].

Отмечая важную роль процесса стерилизации в создании эффективных здоровьесберегающих технологий, следует акцентировать особое внимание на необходимости дальнейшего углубленного изучения отдельных методов, в частности, озоно-кислородного, радиационного воздействий, используемых в комбинированных технологиях стерилизации, их оптимизации, оценке влияния на структурно-функциональные характеристики костных имплантатов.

В этой связи заслуживает рассмотрения вопрос оптимизации параметров процесса озоновой стерилизации биоимплантатов [6]. Как показывает практика, для обеспечения гарантированно высокой эффективности процесса стерилизации его параметры необходимо выбирать с достаточным "запасом прочности", причем для такого выбора существует ряд различных вариантов. Реализация такого подхода сопряжена с дополнительными затратами времени, энергии, реагентов, создает неизбежную повышенную нагрузку на стерилизуемый объект, что может негативно отразиться на морфофункциональных характеристиках, остеоиндуктивных свойствах биоимплантатов.

Авторами было предложено технологическое решение [11], позволяющее оптимизировать процесс стерилизации не по времени обработки, а по моменту достижения стерильности объекта по мере приближения к запрограммированному значению концентраций на входе и выходе стерилизационной камеры. Предлагаемый подход позволяет, с одной стороны, автоматически учитывать влияние текущих внешних параметров – температуры, влажности, освещенности, флуктуации концентрации смеси, с другой – обеспечить экономию временных и энергетических затрат в процессе стерилизации. Такое решение обеспечивает сохранение исходной структуры, остеоиндуктивных свойств стерилизуемых объектов, позволяет использовать устройство для массовой заготовки имплантатов в условиях постоянного контроля разницы концентраций озоно-кислородной смеси на входе и выходе стерилизационной камеры. Допустимое значение пороговой разницы в концентрациях устанавливается с учетом скорости естественной диссоциации молекул озона.

При решении комплекса задач, связанных с созданием здоровьесберегающих технологий, представляет интерес не только совершенствование методов изготовления имплантатов [22-25], разработка объективных методик оценки их качества, опосредованного контроля исходных остеоиндуктивных, остеокондуктивных, остеогенных свойств [1, 14], но и анализ структурно-функционального состояния поверхностного слоя с определением его элементного состава [26-29]. Согласно имеющимся сведениям [14, 30], состояние и характеристики поверхности костных имплантатов во многом определяют их остеиндуктивные и остеокондуктивные свойства, регенеративный потенциал и, таким образом, эффективность применения в биоимплантологии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты свидетельствуют о роли стерилизации костных фрагментов, биоимплантатов, обеспечивающей безопасность реципиента, медицинского персонала клиник и банков тканей, и необходимости разработки стратегии дальнейшего развития способов комбинированного радиационного стерилизующего воздействия. Полученные выводы могут служить научно-обоснованной базой для разработки эффективных здоровьесберегающих технологий с учетом современных требований. Успех этих разработок во многом зависит от междисциплинарной интеграции, объединения усилий представителей смежных областей науки в развитии методов пробоподготовки, стерилизации, объективной регистрации структурно-функционального состояния костных имплантатов для решения актуальных задач регенеративной медицины [29].

Заслуживает внимания комплексный анализ перспективных технологий комбинированной радиационной стерилизации биоимплантатов, позволяющих достичь синергетического эффекта стерилизующего воздействия используемых в технологии физико-химических факторов различной природы. Это позволит реализовать преимущества каждого из выбранных мощных стерилизующих факторов в отдельности при одновременном снижении степени их воздействия и побочных эффектов.

Важно отметить, что предложенная стратегия развития комбинированных радиационных технологий стерилизации костных имплантатов не является универсальной. Это связано с многочисленными разновидностями используемого и разрабатываемого костно-пластического материала [1, 5, 31–33] с заданными свойствами в зависимости от целей применения, что обусловливает необходимость индивидуального подхода к выбору методов стерилизации в каждом конкретном случае.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Воробьев К.А., Божкова С.А., Тихилов Р.М и др. // Травматол. и ортоп. России. 2017. Т. 23. № 3. С. 134-147.
- Лекишвили М.В., Склянчук Е.Д., Акатов В.С. и др. // Гений ортопед. 2015. № 4. С. 61.
- 3. *Матвейчук И.В., Розанов В.В., Литвинов Ю.Ю. //* Альманах клинич. мед. 2016. Т. 44. № 2. С. 193.
- 4. Розанов В.В., Матвейчук И.В., Черняев А.П. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 10. Р. 1435; *Rozanov V.V., Matveychuk I.V., Chernyaev A.P. et al. //* Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 10. Р. 1311.
- 5. Bokov A.E., Mlyavykh S.G., Shirokova N.Y. et al. // Совр. технол. мед. 2018. Т. 10. № 4. С. 203.
- 6. *Розанов В.В., Матвейчук И.В.* // Альманах клинич. мед. 2019. Т. 47. № 7. С. 634.
- 7. Розанов В.В., Быков В.А., Матвейчук И.В. и др. // Мед. альманах. 2013. Т. 27. № 3. С. 24.
- Розанов В.В., Матвейчук И.В., Черняев А.П. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 4. С. 521; Rozanov V.V., Matveychuk I.V., Chernyaev A.P. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 4. P. 403.
- 9. Савельев В.И., Булатов А.А., Рыков Ю.А. Комбинированный способ стерилизации костных трансплантатов. Пат. РФ № 2356224, кл. A01N1/02. 2009.
- 10. Пантелеев В.И., Розанов В.В., Матвейчук И.В. и др. // Биомед. радиоэлектрон. 2013. № 2. С. 3.
- Пантелеев И.В., Розанов В.В., Матвейчук И.В. и др. Установка для стерилизации биоматериалов. Пат. РФ № 180532, 2018.
- Алимов А.С., Близнюк У.А., Борщеговская П.Ю. и др. // Изв. РАН Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 819; Alimov A.S., Ishkhanov B.S., Shvedunov V.I. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. Р. 743.
- Николаева Н.А., Розанов В.В., Матвейчук И.В. и др. // Гены и клетки. 2019. Т. 14. (Прил). С. 167.
- Розанов В.В., Николаева А.А., Матвейчук И.В. и др. // Гены и клетки. 2019. Т. 14. (Прил). С. 197.
- Розанов В.В., Николаева А.А., Матвейчук И.В. и др. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2019. № 2. С. 1920303.
- Матвейчук И.В., Розанов В.В., Гордонова И.К. и др. Комбинированный способ стерилизации костных имплантатов. Пат. РФ № 2630464, кл. A61L23. 2017.
- Розанов В.В., Матвейчук И.В., Николаева Н.А. и др. // Сб. докл. XIV междунар. научн. конф. "Физика и радиоэлектроника в медицине и экологии –

ФРЭМЭ'2020". Кн. 1. (Владимир-Суздаль, 2020). С. 192.

- 18. Розанов В.В., Матвейчук И.В., Черняев А.П. и др. // Мед. физ. 2019. № 1. С. 52.
- 19. Розанов В.В., Матвейчук И.В., Черняев А.П. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 11. С. 1587.
- 20. Розанов В.В., Николаева А.А., Белоусов А.В. и др. // Мед. физ. 2019. Т. 84. № 4. С. 69.
- Масленников О.В., Конторщикова К.Н., Шахов Б.Е. Руководство по озонотерапии. Н. Новгород: Исток, 2015. 346 с.
- Матвейчук И.В., Денисов-Никольский Ю.И., Омельяненко Н.П. и др. // Матер. всеросс. конф. с междунар. участ. "Инновационные технологии в трансплантации органов, тканей и клеток" (Самара, 2008). С. 72.
- 23. Розанов В.В. // Наукоемкие технол. 2003. № 6. С. 35.
- 24. Розанов В.В., Денисов-Никольский Ю.И., Матвейчук И.В. и др. // Технолог. живых систем. 2005. Т. 2. № 4-5. С. 28.
- 25. Розанов В.В., Матвейчук И.В., Денисов-Никольский Ю.И. и др. // Технолог. живых систем. 2016. Т. 12. № 1. С. 25.
- Денисов-Никольский Ю.И., Скальный А.В., Матвейчук И.В. и др. // XIII междунар. симп. "Экологофизиолог. проблемы адаптации" (Москва, 2009). С. 165.
- Краснов В.В., Матвейчук И.В., Розанов В.В. и др. // Гены и клетки. 2019. Т. 14. (Прил). С. 125.
- 28. Лунева С.Н., Талашова И.А., Осипова Е.В. и др. // Междунар. журн. прикл. и фундам. исследований. 2014. № 8-3. С. 95.
- Матвейчук И.В., Розанов В.В., Скальный А.В. и др. // XV науч.-техн. конф. "Медико-техн. технологии на страже здоровья "Медтех-2013" (Мадейра, 2013). С. 108.
- 30. *Кури Ф., Ханзер Т., Кури Ч.* Регенеративные методы в имплантологии. СПб: Азбука, 2013. 514 с.
- Деев Р.В., Дробышев А.Ю., Бозо И.Я и др. // Клеточная трансплантол. и ткан. инженерия. 2013. Т. 8. № 3. С. 78.
- 32. Лекишвили М.В., Михайлов А.Ю., Васильев М.Г. Способ изготовления имплантатов из губчатой костной ткани. Пат. РФ № 2172104, кл. A01N1/00. 2001.
- Матвейчук И.В., Розанов В.В., Денисов-Никольский Ю.И. // Технолог. живых систем. 2013. Т. 10. № 8. С. 25.

Strategy for development of combined radiation technologies for bone implant sterilization

V. V. Rozanov^{a, b, *}, I. V. Matveychuk^b, A. P. Chernyaev^a, N. A. Nikolaeva^c, L.N. Savvinova^c

^aLomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia ^bAll-Russian Scientific Research Institute of Medicinal and Aromatic Plants, Moscow, 117216 Russia ^cM.K. Ammosov North-Eastern Federal University, Yakutsk, 677013 Russia *e-mail: vrozanov@mail.ru

A strategy is proposed for the development of combined technologies for bone implant sterility based on radiation exposure to x-ray, gamma-ray, and fast electron beams combined with pre-ozone treatment to reduce the absorbed dose, ensure the sterility of bioimplants, and create modern health-saving technologies. УДК 502/504(075)

МЕТОД ОЦЕНИВАНИЯ ВАРИАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ МЮОННЫХ ПОТОКОВ НА ОСНОВЕ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ МАТРИЧНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ГОДОСКОПА УРАГАН

© 2021 г. В. Е. Чинкин^{1, 4, *}, В. Г. Гетманов^{1, 2}, А. Д. Гвишиани^{1, 2}, И. И. Яшин^{1, 3}, А. А. Ковыляева^{1, 3}

 ¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Геофизический центр Российской академии наук, Москва, Россия
 ²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики Земли имени О.Ю. Шмидта Российской академии наук, Москва, Россия
 ³Федеральное государственное автономное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия
 ⁴Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
 ⁴Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия
 ^{*}E-mail: koladik@gmail.com Поступила в редакцию 19.10.2020 г.

Поступила в редакцию 19.10.2020 г. После доработки 19.11.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

Предложен метод оценивания нормированных вариаций интенсивностей потоков мюонов для его использования в задачах распознавания локальных анизотропий. Введены нормированные аппаратные функции и использована скользящая двумерная фильтрация. Исследованы оценки нормированных вариаций интенсивностей на экспериментальных наблюдениях годоскопа УРАГАН.

DOI: 10.31857/S036767652103008X

введение

Оценивание нормированных вариаций функций распределения интенсивноситей потоков мюонов (ФРИПМ) является актуальной задачей для физики космических лучей и техники мюонной диагностики [1, 2]. Матричные наблюдения мюонного годоскопа УРАГАН [3] (МГ)– Φ РИПМ Y(i, j, Tk) $i = 1, \dots, N_1, \quad j = 1, \dots, N_2,$ определяются для $N_1 = 90, N_2 = 76, T$ -шаг по времени, k = 1, 2, ... и могут считаться выходными для МГ. Индексы *i*, *j* азимутальные и зенитные задают үглы $\varphi_i = \Delta \varphi(i-1), \quad \vartheta_i = \Delta \vartheta(j-1), \quad \Delta \varphi = 1^\circ, \quad \Delta \vartheta = 4^\circ.$ Входные ФРИПМ для МГ обозначаются как $Y_0(i, j, Tk).$

МГ-наблюдения содержат особенности из-за различных вариантов модуляций потоков мюонов (ПМ). Первый вариант модуляций обусловливается конструкцией МГ, второй — метеовозмущениями, третий — зависимостью уровнем шумов в МГ-наблюдениях от зенитных углов.

В данной работе предложен метод оценивания нормированных вариаций функций интенсивностей ПМ на основе временных рядов матричных МГ-наблюдений для распознавания в них локальных анизотропий (ЛА).

МЕТОД ОЦЕНИВАНИЯ НОРМИРОВАННЫХ ВАРИАЦИЙ ФРИПМ ДЛЯ РАСПОЗНАВАНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ АНИЗОТРОПИЙ

Возможны четыре подхода к задаче распознавания ЛА. Первый подход подразумевает распознавание непосредственно на основе выходных ФРИПМ Y(i, j, Tk), k = 1, 2, Однако, из-за значительных модуляций по сравнению с величинами ЛА, его реализация проблематична.

Второй подход предполагает оценивание ЛА

на основе оценок $Y_0^{\circ}(i, j, Tk)$ с использованием Y(i, j, Tk), k = 1, 2, ... и т.н. аппаратной функции (AФ) [4] F(i, j, Tk). Входная ФРИМП $Y_0(i, j, Tk)$ и выходная Y(i, j, Tk), при условии линейности МГ, связываются на основе соотношения

$$Y(i, j, Tk) = F(i, j, Tk)Y_0(i, j, Tk), \quad k = 1, 2, \dots$$
(1)

В общем случае АФ $F(i, j, Tk) = F_0(i, j)F_w(j, Tk)$ представляет собой произведение функции $F_0(i, j)$, зависящей от конструкции МГ, и $F_W(j, Tk)$, моде-

лирующей метеомодуляции. Оценки $Y_0^{\circ}(i, j, Tk)$ из (1) могут определяться путем решения обратной задачи. С учетом (1) получим

$$Y_0^{\circ}(i, j, Tk) = Y(i, j, Tk) / F^{\circ}(i, j), \quad k = 1, \dots, k_f, \quad (2)$$



Рис. 1. 2D-изображение усредненной отфильтрованной оценки нормированных вариаций экспериментальной ФРИМП $\delta \overline{Y}_{EN,\Phi}^{\circ}(i, j, \delta\mu)$ с модуляционным понижением.

где $F^{\circ}(i, j)$ -оценка АФ. Из (2) следует, что точному оцениванию входной ФРИПМ и распознаванию ЛА [5], препятвуют погрешности в оценках АФ $F^{\circ}(i, j)$, шумы в выходных ФРИПМ и возможные малые значения ЛА.

Третий подход подразумевает введение эталонного и текущих временных участков, на которых вычисляются доверительные интервалы [6] для математических ожиданий МГ-наблюдений. Распознавание ЛА производится путем анализа расположений доверительных интервалов.

Четвертый подход альтернативен третьему. Распознавание на основе нормированных вариаций ФРИПМ осуществим в два этапа. На первом – рассмотрим Y(i, j, Tk), $k = 1, ..., k_{f1}$ и модельную АФ в виде N_1 , N_2 параметров $f_{0,ij}$. Математиче-

ские ожидания случайных $Y_0(i, j, Tk)$ для телесных углов *i*, *j* обозначим как c_0 . ФРИПМ и АФ определим с точностью до множителя. Введем нормиро-

ванную АФ $F_N(i, j) = f_{ij}$ и функционал S_0 , где $f_{ii} = f_{0,ii}c_0$

$$S_0(f,Y) = \sum_{k=1}^{k_{j1}} \left(\sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} (Y(i,j,Tk) - f_{ij})^2 \right).$$
(3)

Параметры f_{ij}° найдем путем минимизации функционала S_0 (3)

$$\frac{\partial S(f,Y)}{\partial f_{ij}} = 0, \quad f_{ij}^{\circ} = \frac{1}{k_{f1}} \sum_{k=1}^{k_{f1}} Y(i,j,Tk),$$

$$i = 1,...,N_1, \quad j = 1,...,N_2.$$
(4)

На втором этапе запишем разность $\delta Y^{\circ}(i, j, Tk) =$ = $Y(i, j, Tk) - F_N^{\circ}(i, j), \quad k = k_{f1} + 1, ..., k_{f1} + k_{f2}.$ Величины шумов для $\delta Y^{\circ}(i, j, Tk)$ пропорциональны значениям АФ. Представим оценки нормирован-

ных вариаций выходных ФРИПМ $\delta Y_N^{\circ}(i, j, Tk)$

$$\delta Y_N^{\circ}(i, j, Tk) = (Y(i, j, Tk) - F_N^{\circ}(i, j)) / F_N^{\circ}(i, j), \quad (5)$$

$$k = k_{f1} + 1, \dots, k_{f1} + k_{f2}.$$

Вычислим усредненную оценку нормированных вариаций ФРИПМ

$$\delta \overline{Y}_{N}^{\circ}(i,j) = \frac{1}{k_{f2}} \sum_{k=k_{f1}+1}^{k_{f1}+k_{f2}} \delta Y_{N}^{\circ}(i,j,Tk).$$
(6)

Для снижения шумов в оценках (4), (5) и (6) применим скользящую двумерную фильтрацию [7]. С этой целью сформируем на прямоугольнике (N_1, N_2) систему аппроксимационных кусочнолинейных моделей размерности ($\Delta N_1, \Delta N_2$) с шагами скольжения (N_{d1}, N_{d2}) и произведем их взвешенное усреднение. Результат фильтрации для $A_N^{\circ}(i, j)$ представим как $F_{N,\Phi}^{\circ}(i,j) = F_{N,\Phi}^{\circ}(\Delta N, N_d, i, j)$. При делении в (5) на $F_{N,\Phi}^{\circ}(i,j)$ для малых значений знаменателя возможны большие шумовые погрешности. Чтобы их снизить реализуем пороговую фильтрацию, результат которой обозначим, как $F_{N,\Phi l}^{\circ}(i,j) = F_{N,\Phi l}^{\circ}(\Delta N, N_d, i, j),$ и который получим на основе соотношений $F_{N,\Phi l}^{\circ}(i,j) = F_{N,\Phi}^{\circ}(i,j)$, если $F^{\circ}_{N,\Phi}(i,j) > f_0, \ F^{\circ}_{N,\Phi l}(i,j) = f_0,$ если $F^{\circ}_{N,\Phi}(i,j) \leq f_0,$ где f_0 — порог. Аналогично отфильтруем нормированные вариации выходных ФРИМП.

ТЕСТИРОВАНИЕ МЕТОДА ОЦЕНИВАНИЯ НОРМИРОВАННЫХ ВАРИАЦИЙ ФРИПМ НА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ МГ-НАБЛЮДЕНИЯХ

Тестирование производилось на МГ-наблюдениях $Y_E(i, j, Tk)$, $k = 1, ..., k_{f1} + k_{f2}$ взятых из [8]. Для индексов $k = k_{f1} + 1, ..., k_{f1} + k_{f2}$ были сформированы модулирующие функции $\mu(i, j, Tk) = \mu(i, j)$ с прямоугольной областью ЛА

$$\begin{cases} \mu(i,j) = 1 - \delta \mu \ i_1 \le i \le i_2 \land j_1 \le j \le j_2 \\ \mu(i,j) = 1 & \text{other wise} \end{cases},$$
(7)

где $\delta\mu$ — величина понижения для области ЛА. Реализовывались произведения

$$Y_E(i, j, Tk, \mu) = Y_E(i, j, Tk)\mu(i, j),$$

$$k = k_{f1} + 1, \dots, k_{f2}.$$
(8)



Рис. 2. 2D-изображения усредненных отфильтрованных оценок нормированных вариаций экспериментальных ФРИМП $\delta \overline{Y}_{EN,\Phi}^{\circ}(i, j, \delta \mu(n))$ с модуляционными ЛА-понижениями.

С использованием (4) на основе $Y_E(i, j, Tk)$, $k = 1,...,k_{f1}$, находилась оценка нормированной АФ $F_{EN,\Phi1}^{\circ}(i, j)$. Для $Y_E(i, j, Tk, \mu)$ и $F_{EN,\Phi1}^{\circ}(i, j)$, k = $= k_{f1} + 1,...,k_{f2}$ вычислялись $\delta Y_{EN,\Phi}^{\circ}(i, j, Tk, \mu)$, $k_{f1} =$ = 20, $k_{f2} = 20$, $\delta \mu = 0.03 i_1 = 20$, $i_2 = 40$, $j_1 = 40$, $j_2 = 65$. На рис. 1 представлено 2D-изображение $\delta \overline{Y}_{EN,\Phi1}^{\circ}(i, j, \mu)$, с видимой областью ЛА-понижения. Вычислялись математические ожидания (м. о) и среднеквадратичные значения (СКЗ) для $\delta \overline{Y}_{EN,\Phi1}^{\circ}(i, j, \mu)$ с $\delta \mu = 0 - \sigma_E^{\circ} = 1.327 \cdot 10^{-3}$; определялись м. о. и СКЗ для $\delta \overline{Y}_{EN,\Phi}^{\circ}(i, j, \mu)$ в области ЛАпонижения, получены $m_E^{\circ}(\delta \mu) = -0.0267$, $\sigma_E^{\circ}(\delta \mu) =$ $= 1.349 \cdot 10^{-4}$. Оценки $m_E^{\circ}(\delta \mu)$ были на порядок больше величины оценки m_E° .

Метод оценивания нормированных вариаций ФРИПМ тестировался на задаче распознавания последовательности областей ЛА-понижений. Были сформированы матрицы экспериментальных МГнаблюдений $Y_E(i, j, Tk), k = 1, ..., k_{f1} + n_0 k_{f2}, n_0 = 12.$ Для $k = 1, ..., k_{f1}$ определялась оценка нормированной экспериментальной А $\Phi F_{EN,\Phi l}^{\circ}(i,j)$. Образовывались интервалы с точками $k_{n1} \leq k \leq k_{n2}, k_{n1} =$ $= k_{f1} + 1 + (n-1)k_{f2}, k_{n2} = k_{n1} + k_{f1} - 1, n = 1,...,n_0;$ задавались по (7) функции $\mu(i, j, n)$, $\delta\mu(n) = 0.005 + 0.005(n-1), n = 1, \dots 6, \delta\mu(n) = 0.03 - 0.03$ -0.005(n-7), $n = 7,...,n_0$, $i_1 = 20$, $i_2 = 40$, $j_1 = 20$, $j_2 = 45$. На рис. 2 представлены 2D-изображения последовательности $\delta \overline{Y}_{EN \Phi}^{\circ}(i, j, \delta \mu(n));$ на кадрах с n = 4-9 отчетливо видны области понижения – затемнения с ЛА, которые соответствуют $\delta \mu \approx 0.02 - 0.03$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный метод оценивания нормированных вариаций ФРИПМ оказался эффективным и работоспособным. Исследование метода на экспериментальных МГ-наблюдениях показало, что оценки м. о. нормированных вариаций ФРИПМ для областей с ЛА на порядок превосходили оценки м. о. для областей без ЛА, что позволило сделать вывод о его благоприятных возможностях для распознавания ЛА. Распознавание последовательности ЛА-понижений уверенно реализовывалось для $\delta \mu = 0.02-0.03$.

Работа выполнена при поддержке РНФ (про-ект № 17-17-01215-П).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Dorman L.I. Cosmic rays in the Earth's atmosphere and underground. Springer, 2010.
- Астапов И.И., Барбашина Н.С., Борог В.В. и др. Мюонная диагностика магнитосферы и атмосферы Земли. М.: Изд-во МИФИ. 2014.
- Yashin I.I., Astapov I.I., Barbashina N.S. et al. // Adv. Space Res. 2015. V. 56. No. 12. P. 2693.
- Лебедева В.В. Экспериментальная оптика. 4-ое издание. М.: Изд-во физ. фак-та МГУ им. М.В. Ломоносова, 2005.
- Гетманов В.Г., Шутенко В.В., Яшин И.И. // Измерит. техн. 2019. № 2. С. 45; Getmanov V.G., Shutenko V.V., Yashin I.I. // Meas. Tech. 2019. V. 62. No. 2. Р. 147.
- Добровольский М.Н., Астапов И.И., Барбашина Н.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 5. С. 706; Dobrovolsky M.N., Astapov I.I., Barbashina N.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 5. P. 647.
- Getmanov V.G., Sidorov R.V., Dobrovolsky M.N. et al. // Pattern Recogn. Image Analysis. 2020. V. 30. No. 3. P. 460.
- 8. http://www.nevod.mephi.ru.

Method for estimating variations in muon flux intensities based on time series of matrix observations of the URAGAN hodoscope

V. E. Chinkin^{a, d, *}, V. G. Getmanov^{a, b}, A. D. Gvishiani^{a, b}, I. I. Yashin^{a, c}, A. A. Kovylyaeva^{a, c}

^aGeophysical Center of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119296 Russia
 ^bInstitute of Earth Physics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 123995 Russia
 ^cNational Research Nuclear University "MEPhI", Moscow, 115409 Russia
 ^dBauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005 Russia
 *e-mail: koladic@gmail.com

A method for estimating variations in muon flux intensities is proposed for use in local anisotropy recognition problems. Normalized hardware functions and sliding two-dimensional filtering are introduced. Estimates of intensity variations are studied using experimental observations of the URAGAN hodoscope.
УДК 52.724:52.726

НЕХАРАКТЕРНОЕ ПОНИЖЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В МАЕ 2019 ГОДА НА ФОНЕ МИНИМУМА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

© 2021 г. Л. А. Трефилова¹, П. Г. Кобелев¹, А. В. Белов¹, Е. А. Ерошенко¹, В. А. Оленева¹, В. Г. Янке^{1, *}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова Российской академии наук, Москва, Россия

**E-mail: yanke@izmiran.ru* Поступила в редакцию 19.10.2020 г. После доработки 19.11.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

Выполнен анализ специфического понижения интенсивности космических лучей по данным сети нейтронных мониторов на фоне минимума в 24 цикле солнечной активности в конце апреля—мае 2019. Предполагается, что наблюдаемое медленное понижение и восстановление потока космического излучения представляет собой серию небольших Форбуш понижений.

DOI: 10.31857/S0367676521030303

введение

С июля 2018 г. наблюдался самый спокойный период в минимуме солнечной активности (СА) 24-го солнечного цикла. На этом фоне резко выделяется первая половина мая 2019 г. С 28 апреля по 17 мая на фоне глубокого минимума СА имело место примечательное событие, особенностью которого являлось небольшое (до 4%), но продолжительное понижение интенсивности космических лучей (КЛ), измеряемой нейтронными мониторами (в течение ~10 сут). Такое понижение считается относительно небольшим изменением интенсивности в целом, однако достаточно необычным и достойным внимания в условиях минимума СА. Это хорошо иллюстрируют вариации КЛ на станции Москва, показанные на рис. 1 (верхняя панель).

Подобные события редки: похожее событие наблюдалось в сентябре 1979 г. [1], однако с намного большим понижением интенсивности КЛ (более 10%), что является характерным для максимума СА. Несмотря на это, событие сентября 1979 г. в каком-то смысле стандартное по сравнению с событием мая 2019 г. Определенное сходство с событием мая 2019 г. удалось найти еще в нескольких случаях – в апреле 1980, в июле 2000 и июле 2006 г. с амплитудами 6, 11 и 3.5% соответственно. Первые два наблюдались в максимуме СА, последнее – в конце максимума – на спаде СА. Исследуемое явление, возможно, имеет глобальный характер. Зная расположение Марса и Юпитера относительно Солнца в начале мая, можно предположить, что выбросы в мае 2019 г. могли влиять также на поток на орбите этих планет. Вариации КЛ на Земле, Марсе и юпитерианские электроны, зафиксированные вблизи Земли, представлены на рис. 1.

Поскольку Марс находился напротив восточного лимба, в результате мощного солнечного события 28 апреля в начале мая на RAD-детекторе [2, 3] на Марсе вероятность значительного ФП была выше, чем у Земли. На марсианском детекторе вариации имели в целом ту же временную зависимость и примерно такую же величину, что и вблизи земли для 10 ГВ. Однако 9–10 и 21–22 мая на RAD-детекторе наблюдалось ФП со значением 2–3%, что свидетельствует о глобальном характере изучаемых явлений.

Вариации электронного потока Юпитера вблизи орбиты Земли на порядок больше, чем вариации потока протонов 10 ГВ, и временной ход повторяется в первой половине мая. Однако, как следует из рис. 1, Земля и Юпитер в тот момент находились не на одной силовой линии. И это также свидетельствует в пользу глобального снижения интенсивности КЛ.

Подробное описание детектора RAD и прибора SOHO/EPHIN можно найти в [2, 4] а так же в



Рис. 1. Вариации космических лучей на среднеширотной станции Москва в 2019 г. (*a*); вариации потока космических лучей на орбите Земли (*1*), на орбите Марса (*2*) и вариации потока электронов Юпитера, зарегистрированных на орбите Земли (*3*) в мае 2019 г. (*б*).

данных базы [3, 5] соответственно. Вариации потока юпитерианских электронов вблизи орбиты Земли на порядок превышают вариации потока 10 ГВ частиц, и временной ход в первой половине мая для них в значительной мере схож.

ПАРАМЕТРЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

По данным SMC [6] 28 апреля по 12 мая было зафиксировано 13 из 38 значительных выбросов наблюдавшихся с июля 2018 по декабрь 2019, что составляет ~35%. Все 13 выбросов исходили из двух областей, которые существовали долгое время в активном состоянии. Регулярные выбросы не давали возможности восстановиться КЛ и под-держивали процесс понижения.

Наиболее сильные выбросы из этих активных областей по данным SOHO [5] наблюдались с 28 апреля по 12 мая 2019 г. 28 апреля был выброс за западным лимбом. Этот выброс не в одиночку

создал понижение, в это время пришло возмущение, созданное потоком плазмы из корональной дыры, наблюдавшейся в центре солнечного диска 27 апреля. Затем был значительный выброс 30 апреля. представлявший на коронографе обратное гало. Следующий выброс наблюдался за восточным лимбом 1 мая. Далее с 3 мая по 5 мая наблюдался ряд выбросов на восточном лимбе, которые, в свою очередь, дали ФП 6, 7 и 8 мая. Выброс на востоке видимого солнечного диска зафиксирован 6 мая, а 9 мая небольшое ФП. Выбросы в видимой восточной части солнечного диска 8 и 9 мая дали 10 и 11 мая ряд ФП. Такие непрерывные выбросы не давали возможности восстановиться КЛ. Только после 12 мая восстановление стало возможным, так как несколько дней значимых процессов не наблюдалось. Достаточно большой выброс в виде прямого гало наблюдался 12 мая, который привел к ФП 16 мая, не дав до конца восстановиться КЛ. После 13 мая событий

	Источник время	Форбуш дата/время	<i>FD_m</i> , %	<i>B_m</i> , нТл	<i>V_m</i> , км/с
1	28.04 (8:24); КД	01.05 (13:00)	0.9	9.1	569
2	30.04 (10:12); КД	03.05 (18:00)	0.6	11.9	505
3	04.05 (0:00)	07.05 (19:00)	0.8	11.9	380
4	06.05 (1:24)	09.05 (6:00)	0.5	14.3	380
5	08.05(2:00)	10.05 (18:00)	1.3	9.1	556
12.05 небольшое восстановление					
6	11.05 (3:48)	14.05 (0:00)	1.1	14.3	556
7	12.05 (21:12)	15.05 (18:00)	0.9	8.4	480
16.05 восстановление					

Таблица 1. Форбуш-эффекты, наблюдавшиеся вблизи орбиты Земли в мае 2019 г. Для каждого события приведена максимальная амплитуда эффекта FD_m , максимальное магнитное поле и скорость солнечного ветра B_m и V_m

не наблюдалось, и КЛ начали восстанавливаться с 17 мая и восстановились к 26 мая. Продолжительность такого сложного события составила около 25 сут. Это говорит об изменениях характеристик межпланетной среды в масштабах гелиосферы. уменьшая число регистрируемых частиц. Выбросы 8 мая за восточным лимбом, по-видимому, участвовали в понижении интенсивности КЛ; не достигнув Земли, они, тем не менее, влияли на скорость счета нейтронных мониторов. Возмущения солнечного ветра от выбросов в сторону

755

МЕТОДИКА ВЫДЕЛЕНИЯ ФОРБУШ-ЭФФЕКТОВ

Список выделенных ФП приведен в табл. 1. На рис. 2 показана плотность космических лучей в мае 2019 г., найденная глобально спектрографическим методом [7] по данным мировой сети нейтронных мониторов. Методику выделения ФП рассмотрим на примере события 1 мая, где амплитуда понижения достигала 0.9%. Каждое событие определялось по изменению различных параметров, главным образом составляющих магнитного поля, скорости солнечного ветра, плотности и температуры. На рис. 2 (вставка) видно увеличение скорости ветра, а также некоторое увеличение других параметров. Затем происходит некоторое снижение всех показателей, которое сменяется другим ростом, что свидетельствует о следующем $\Phi\Pi$. Таким образом, мы получаем $\Phi\Pi$ с последующим восстановлением. Сопоставляя изменения характеристик солнечного ветра с вариациями плотности КЛ, мы можем выделить ФП. Этот же метод применяется для всех других событий.

Анализ характеристик солнечного ветра [8] позволяет установить, что из-за значительной частоты выбросов, следовавших один за другим, КЛ не успевали восстановиться, сформировав ряд ФП, приведших к общему понижению. Внутри выбросов плотность солнечного ветра, а главное, напряженность ММП достигает больших значений, чем обычно. Намагниченная плазма закрывает силовые линии для КЛ некоторых направлений,



Рис. 2. Плотность космических лучей в мае 2019 г. (стрелки – все Форбуш эффекты, которые в совокупности представляют собой понижение в мае 2019 в соответствии с табл. 1) (*a*); параметры солнечного ветра по данным базы Форбуш-эффектов FDS для события 1 мая 13:00 (амплитуда 0.9%), где V – скорость солнечного ветра, B, B_x , B_y , B_z – полный вектор магнитного поля и его компоненты (δ); фрагмент плотности космических лучей для иллюстрации методики выделения события 1 мая 2019 г. на основании изменений параметров солнечного ветра по данным базы Форбуш-эффектов [8] (*в*).

Земли 12 и 13 мая привели к понижению КЛ 16– 17 мая. Это понижение можно видеть на всех нейтронных мониторах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Гипотезу серии небольших событий, удачно следовавших друг за другом, подтверждает анализ, проведенный глобально спектрографическим методом и позволивший выделить отдельные события серии.

В минимуме CA (в апреле-мае 2019 г.) произошел всплеск солнечной активности. Если бы первый из серии CME направлялся к Земле, на ней наблюдалось бы, возможно, самый большое ФП в цикле.

На Земле может отмечаться влияние выбросов, которые до Земли не доходят, особенно, восточных. КЛ собираются с большого объема, и мы видим по данным нейтронных мониторов отклик на события, близкие к лимбу или даже восточнее его. Работа выполнена с использованием оборудования УНУ "Сеть СКЛ".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Belov A.V., Dorman L.I., Eroshenko E.A., Melkumyan A.A. // Cosmic Rays. 1983. V. 23. P. 60.
- Hassler D., Zeitlin C., Wimmer-Schweingruber R.F. et al. // Space Sci. Rev. 2012. V. 170. No. 1–4. P. 503.
- 3. https://atmos.nmsu.edu/data_and_services/atmospheres_data/INSIGHT/insight.html.
- Müller-Mellin R., Kunow H., Fleiβner V. et al. // Solar Phys. 1995. V. 162. P. 483.
- 5. http://ulysses.physik.uni-kiel.de/costep/level2/rl2.
- 6. http://spaceweather.gmu.edu/seeds/lasco.php.
- Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке В.Г. и др. // Геомагн. и аэроном. 2018. Т. 58. № 3. С. 374; Belov A.V., Eroshenko E.A., Yanke V.G. et al. // Geomagn. Aeron. V. 58. No. 3. P. 374.
- 8. *Belov A.V.* // In: Universal Heliophysical Processes Proc. IAU Symp. No. 257, 2008. P. 439.

Unusual decrease of the cosmic ray intensity in May 2019 on the background of the minima solar activity

L. A. Trefilova^a, P. G. Kobelev^a, A. V. Belov^a, E. A. Eroshenko^a, V. A. Oleneva^a, V. G. Yanke^a, *

^aPushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 108840 Russia *e-mail: yanke@izmiran.ru

We analyze a specific decrease against the background of a minimum in cycle 24 of solar activity at the end of April—May 2019. It is assumed that the observed slow decrease and recovery of the cosmic radiation flux is a result of series of small Forbush decreases.

756

УДК 524.1-352

ИССЛЕДОВАНИЕ СОБЫТИЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ НА ВЫСОКОГОРНОМ НЕЙТРОННОМ МОНИТОРЕ

© 2021 г. Ю. В. Балабин^{1,} *, А. А. Луковникова², Б. Б. Гвоздевский¹, А. В. Германенко¹, Е. А. Михалко¹, И. В. Янковский³

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение Полярный геофизический институт, Апатиты, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Ордена Трудового Красного Знамени Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения Российской академии наук, Иркутск, Россия ³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Кабардино-Балкарский государственный университет имени Х.М. Бербекова", Нальчик, Россия

> **E-mail: balabin@pgia.ru* Поступила в редакцию 19.10.2020 г. После доработки 19.11.2020 г. Принята к публикации 27.11.2020 г.

В 2019 году на станции космических лучей Иркутск-3 (гора Хулугайша, Восточные Саяны, 3000 м) запущена в работу дополнительная секция нейтронного монитора, оснащенная скоростной системой сбора данных, созданной в Полярном геофизическом институте. Впервые скоростная система сбора установлена на высокогорном нейтронном мониторе. Сравнение характеристик событий множественности на равнинных станциях и высокогорных обнаруживает существенные отличия событий множественности.

DOI: 10.31857/S0367676521030042

СКОРОСТНАЯ СИСТЕМА СБОРА

В Полярном геофизическом институте (ПГИ) создана скоростная система сбора данных (ССД) для любых детекторов. С помощью современных цифровых технологий производится фиксация и запись в файл времени появления каждого импульса с точностью до 1 мкс. Система меет 32-48 входных каналов, суммарная интенсивность счета по всем каналам может достигать ~2105 имп./мин без пропуска входных импульсов. Фиксируется не только время появления импульса, но и номер канала, в котором он появился. "Мертвое время" системы составляет около 6 мкс: появление нового импульса ранее 6 мкс воспринимается ССД как одновременное. Поскольку в электронном тракте нейтронного монитора (НМ) встроено мертвое время 10 мкс, то ССД не ухудшает работу НМ. Темп счета НМ составляет ~104 имп./мин. Один из каналов отведен для записи секундных импульсов высокой точности от приемника GPS. Таким путем производится привязка данных к мировому времени [1].

ССД установлена на четырех станциях НМ (Баренцбург, Апатиты, Москва, Баксан). ССД позволяет при обработке исходных файлов получать любое временное разрешение уже после того, как данные сохранены. С помощью ССД проводятся исследования событий множественности на НМ. ИСЗФ и ПГИ провели совместную работу по восстановлению дополнительной секции НМ на высокогорной станции Иркутск-3 в Саянах и установили на новой секции ССД.

НОВАЯ ВЫСОКОГОРНАЯ СТАНЦИЯ НМ

Данные, получаемые с помощью ССД, используются для изучения множественности на НМ. Множественность возникает несколькими путями. Во-первых, высокоэнергичная частица может выбить из ядра свинца, который окружает счетчики, несколько нейтронов [2, 3]. Во-вторых, на НМ может попасть адронный ствол ШАЛ, в котором количество частиц велико [4, 5]. Сохраняемые данные позволяют отбирать события множественности заданного числа M и получить детальную информацию о них [6]:

1. установить, импульсы от каких именно каналов образовали данное событие (распределение каналов в событиях данного номера *M*);

2. определить каковы временные интервалы между соседними импульсами в событии (временной профиль события номера *M*);

3. определить длительность события М целиком.



Рис. 1. Спектр множественностей на станциях: *1* – Хулугай, *2* – Баксан, *3* – Апатиты, *4* – Баренцбург. Спектры нормированы на сутки (*a*). Средний временной профиль события множественности *M* = 20 на станциях: *1* – Хулугай, *2* – Баксан (*б*).

Анализ показал, что события множественности на всех четырех станциях достаточно близки. При одинаковых М у них близкие временные профили и длительность события, распределения по каналам подобны. Некоторые отличия наблюдаются для Баксана. Он расположен в горах на высоте 1700 м, остальные три станции равнинные. Событий множественности на Баксане регистрируется больше в три раза, максимальное значение множественности примерно в два раза больше. Эти различия можно объяснить известным фактом, что с высотой поток вторичных космических лучей возрастает [2, 7]. Тем не менее, для подтверждения стоит провести исследование множественностей на НМ, расположенном еще выше. В 2019 г. на станции Иркутск-3 была восстановлена секция 6-НМ-64 в дополнение к работающей. Ниже проводится анализ первых результатов, полученных из накопленных данных.

Вопреки ожиданиям ст. Хулугай оказалась бедной событиями множественности. На рис. 1а приведены спектры множественностей для 4 станций. Различия в спектрах Апатитов и Баренцбурга объясняются конструктивными особенностями НМ. Большее число событий *М* в Баксане объяснялось высокогорным расположением станции. Ожидалось, что Хулугай покажет еще большее число событий *M*. На деле же только до $M \approx 15$ спектр Хулугая превышает Баксан, а далее с ростом М спектр резко падает, так что события $M \approx 50$ становятся единичными и не могут быть репрезентативными, тогда как в Баксане только при M > 100становятся такими же редкими. Средний временно́й профиль событий M = 20 на Хулугае показывает в среднем большие интервалы между импульсами. Отметим, что профили на других станциях идентичны Баксану. Наконец, на рис. 2 показано распределение вклада разных каналов в образование множественности. В Баксане (на других станциях распределения близки к нему) доля импульсов от одного и того же канала превышает 0.5 до значений M = 10. Это означает, что события $M \le 10$ более чем на половину состоят из импульсов от одного канала (трубки). С ростом М доля импульсов от других трубок увеличивается, и при M > 80 все каналы примерно равновероятно вкладываются в формирование события М. Это явный признак, что НМ накрывает адронный ливень ШАЛ [5], когда из атмосферы по всему НМ попадают частицы. На Хулугае самая малая M = 5уже больше, чем на половину состоит из импульсов от разных трубок. А примерно одинаковый вклад разных трубок в события множественности происходит при M > 30-40. Таким образом, регистрация адроного ливня ШАЛ на Хулугае происходит при меньшем числе частиц. При этом конструктивно секции НМ на Хулугае и Баксане одинаковые – 6-НМ-64.

Анализ показывает, что все значимые параметры событий множественности на Хулугае достаточно близкие имели бы значения, если принять, нарипмер, что в M = 50 на Хулугае по какойто причине пропущена половина импульсов, и реально это M = 100, M = 40 соответствует M = 80и т.д. Тогда спектр множественностей принимает типичный вид. Аналогично объясняется временно́й профиль множественности: пропуск каждого второго импульса вызовет возрастание среднего интервал на профиле. Примерно такой же множитель 2 требуется, чтобы распределения вероят-



30

Рис. 2. Вероятность вклада в формировании множественности номера M разных каналов (трубок). Столбиками обозначена доля импульсов от одной и той же трубки, линия 1 – вклад импульсов от соседних трубок (разность номеров трубок равна 1), 2 – вклад импульсов от трубок, между которыми есть одна пропущенная трубка (разность между номерами равна 2), 3 – вклад трубок, между которыми разность равна 3, 4 – вклад трубок, между которыми разность равна 4. На ст. Баксан (a) и на ст. Хулугай (б).

20

ности по каналам в событиях на Хулугае стало близким к тому, которое имеют Баксан и другие станции. Другими словами, на Хулугае события *М* беднее импульсами примерно вдвое. Отчего это может быть?

0.7

0.6

0.5

0.4

0.3

0.2

0.1

Δ

07

0.6

0.5

0.4

0.3

0.2

0.1

0

10

Поскольку записывающая аппаратура идентична на всех станциях, и работа системы сбора на Хулугае тщательно проверена, допущение об аппаратурном дефекте маловероятны. Адронные ливни возникают в атмосфере, в материале HM, но также они образуются в веществе над HM (крыша, перекрытие). В Апатитах здание HM имеет типичное перекрытие (дерево и керамический наполнитель), в Баксане над HM находится бетонное перекрытие толщиной ~ 20 см. Развивающиеся в веществе крыши локальные ливни складываются с приходящими ливнями ШАЛ и увеличивают плотность частиц. На Хулугае HM расположен в легком деревянном бараке, крыша состоит из досок и пенопластового утеплителя. Малое количество вещества производит малое количество дополнительных локальных ливней.

40

Номер множественности, М

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Благодаря установке на высокогорной станции Иркутск-3 скоростной регистрирующей системы проведено изучение событий множественности. Несмотря на высокий темп счета HM, событий множественности на нем оказалось мало. Сравнение с результатами, полученными на других HM позволяет сделать заключение, что в пределах M < 100 события множественности формируются не только от адронных ливней ШАЛ, но и от локальных ливней в веществе над HM.

50

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-77-10018).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Balabin Yu.V., Gvozdevsk B.B., Maurchev E.A. et al. // Astrophys. Space Sci. Trans. 2011. V. 7. P. 283.
- Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей, М.: Наука, 1975. 402 с.
- Blokh Y.L., Dorman L.I., Kaminer N.S. et al. // Geomagn. Aeron. 1971. V. 11. P. 891.
- Stenkin Yu.V. // Mod. Phys. Lett. A. 2002. V. 17. No. 26. P. 1745.
- 5. Stenkin Yu.V., Djappuev D.D., Valdes-Galicia J.F. // Phys. Atom. Nuclei. 2007. V. 70. No. 6. P. 1088.
- 6. Балабин Ю.В., Германенко А.В., Вашенюк Э.В. и др. // Phys. Auroral Phenom. 2012. Т. 35. С. 92.
- Dorman L.I., Villoresi G., Iucci N. et al. // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. No. A9. P. 21047.

Study of multiplicity events on a high altitude neutron monitor

Yu. V. Balabin^{*a*, *}, A. A. Lukovnikova^{*b*}, B. B. Gvozdevsky^{*a*}, A. V. Germanenko^{*a*}, E. A. Mikhalko^{*a*}, I. V. Yankovsky^{*c*}

^aPolar Geophysical Institute, Apatity, 184211 Russia ^bInstitute of Solar-Terrestrial Physics of Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Irkutsk, Russia ^cKabardino-Balkarian State University, Nalchik, Russia *e-mail: balabin@pgia.ru

In 2019, at the Irkutsk-3 cosmic ray station (Mount Khulugaysha, Eastern Sayany, 3000 m), an additional section of the neutron monitor was put into operation, equipped with a high-speed data collection system created at the Polar Geophysical Institute. For the first time, a high-speed collection system was installed on a high-mountain neutron monitor. Comparison of the characteristics of multiplicity events at lowland and high-mountain stations reveals significant differences in multiplicity events.