

СОДЕРЖАНИЕ

Том 83, номер 4, 2020

Материалы Международной научной конференции “Ядро-2019” “Фундаментальные проблемы ядерной физики, ядра у границ нуклонной стабильности, высокие технологии” (LXIX-ой Международной конференции по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра)*

ЯДРА

Эксперимент

Спектроскопия изотопов трансфермиевых элементов в Дубне:
современное состояние и перспективы

*А. В. Еремин, А. Г. Попеко, О. Н. Малышев, А. В. Исаев, А. А. Кузнецова,
Ю. А. Попов, А. И. Свирихин, Е. А. Сокол, М. С. Тезекбаева, М. Л. Челноков,
В. И. Чепигин, А. Лопез-Мартенс, К. Хошльд, О. Дорво, Б. Галл, Ж. Пио,
С. Анталици, П. Мошат, Д. Тонев, Е. Стефанова* 278

Данные о нейтрон-нейтронной длине рассеяния, извлеченные в реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$
при $E_n = 60$ МэВ

*Е. С. Конобеевский, А. А. Афонин, С. В. Зуев, А. А. Каспаров, В. В. Мицук,
М. В. Мордовской, С. И. Поташев* 288

Оценки конверсии ультрарелятивистских электронов в позитроны в толстых мишенях

С. С. Бельшев, Л. З. Джилавян, А. Л. Полонский 295

Исследование возбуждения K -изомеров ${}^{179m2}\text{Hf}$ и ${}^{180m}\text{Hf}$ в (γ, γ') -реакциях

В. А. Желтоножский, М. В. Желтоножская, А. Н. Саврасов, А. П. Черняев, В. Н. Яценко 303

Теория

Фазовые переходы и сосуществование форм в атомных ядрах

Р. В. Джолос, Е. А. Колганова, Л. А. Малов, Е. В. Мардыбан, Д. А. Сазонов, Т. М. Шнейдман 309

Эмиссия высокоэнергетичных протонов и фотонов в столкновениях тяжелых ионов
в гидродинамическом подходе с неравновесным уравнением состояния

А. Т. Дьяченко, И. А. Митропольский 317

Новый класс ядерных распадов с участием виртуальных состояний промежуточных ядер

С. Г. Кадменский, Л. В. Титова, Д. Е. Любашевский 326

Условия T -инвариантности для дифференциальных сечений бинарных ядерных реакций
с участием ориентированных по спидам ядер и частиц

С. Г. Кадменский, П. В. Кострюков, Д. Е. Любашевский 336

ЯДРА

Теория

Нерезонансный механизм встряски при безнейтринном двойном электронном захвате

Ф. Ф. Карпешин, М. Б. Тржасковская, Л. Ф. Витушкин 344

Зависимость распространенности ядер, образующихся в g -процессе,
от скорости нуклеосинтеза

И. В. Панов, Ю. С. Лютостанский 349

Коррекция концепции псевдопотенциала Ферми в теории динамического рассеяния
тепловых нейтронов

Ф. С. Джепаров, Д. В. Львов 356

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

Результаты дальнейшего анализа данных Тянь-Шанской установки по энергетическому
спектру первичного космического излучения при энергиях $2 \times 10^{13} - 3 \times 10^{17}$ эВ

Е. Н. Гудкова, Н. М. Нестерова 364

* Под ред. профессора Н.С. Зеленской. Окончание публикации. Начало см. ЯФ 83, № 3 (2020).

СПЕКТРОСКОПИЯ ИЗОТОПОВ ТРАНСФЕРМИЕВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ДУБНЕ: СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ

© 2020 г. А. В. Еремин^{1),2)*}, А. Г. Попеко^{1),2)}, О. Н. Малышев^{1),2)},
А. В. Исаев¹⁾, А. А. Кузнецова¹⁾, Ю. А. Попов^{1),2)}, А. И. Свирихин^{1),2)},
Е. А. Сокол¹⁾, М. С. Тезекбаева^{1),3)}, М. Л. Челноков¹⁾, В. И. Чепигин¹⁾,
А. Лопез-Мартенс⁴⁾, К. Хошильд⁴⁾, О. Дорво⁵⁾, Б. Галл⁵⁾,
Ж. Пио⁶⁾, С. Анталиц⁷⁾, П. Мошат⁷⁾, Д. Тонев⁸⁾, Е. Стефанова⁸⁾

Поступила в редакцию 25.12.2019 г.; после доработки 25.12.2019 г.; принята к публикации 25.12.2019 г.

В течение последних 15 лет в ЛЯР ОИЯИ был проведен большой цикл работ по детальному исследованию свойств радиоактивного распада изотопов трансфермиевых элементов методами α -, β -, γ -спектроскопии. В экспериментах использовались высокоинтенсивные ускоренные пучки тяжелых ионов ^{22}Ne , ^{48}Ca , ^{50}Ti и ^{54}Cr циклотрона У-400 и кинематический сепаратор SHELS. В будущем планируется модернизация сепаратора и детектирующей системы для повышения коэффициента трансмиссии исследуемых ядер к детекторам и эффективности регистрации гамма-квантов.

DOI: 10.31857/S0044002720040108

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы рентгеновская и γ -спектроскопия все более широко применяются в экспериментах по изучению свойств радиоактивного распада трансфермиевых элементов. Вследствие невысокой эффективности регистрации (несколько процентов), большого набора возможных энергий рентгеновских и γ -квантов, частично перекрывающихся для различных химических элементов, рентгеновские и γ -детекторы могут использоваться только как дополнительные методы идентификации. Гамма-детектирующие системы оказываются чрезвычайно продуктивными в экспериментах по синтезу и изучению свойств радиоактивного распада тяжелых ядер в комбинации с детекторами, регистрирующими α - и β -распады тяжелых ядер, и, будучи расположены в фокальной плоскости сепаратора ядер отдачи, имеют фоновые загрузки

на много порядков меньше, чем в экспериментах без использования сепараторов. Поэтому одним из основных направлений является совершенствование экспериментальных методик и проведение экспериментальных исследований с использованием самых последних разработок в области детектирующих систем.

Для детального исследования свойств радиоактивного распада изотопов трансфермиевых элементов и поперечных сечений образования этих изотопов использовались различные типы реакций и методы идентификации. В наиболее удачных методиках при синтезе сверхтяжелых элементов использовались экспериментальные установки с кинематическим отделением ядер отдачи от фоновых продуктов, а также корреляционная обработка экспериментальных данных для генетически связанных распадов материнское ядро–дочернее ядро. Корреляционные цепочки имплантированных в детектор ядер отдачи приводят в область известных изотопов, что необходимо для достоверной идентификации материнского ядра. В будущем экспериментальная техника как для сепарации ядер отдачи, так и для регистрации различных видов излучений, испускаемых исследуемыми ядрами, может быть улучшена, что даст новые возможности для изучения и поиска новых изотопов и получения новых данных о распадах известных ядер.

В Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова (ОИЯИ, Дубна) кинематический сепаратор ядер отдачи ВАСИЛИСА (VASSILISSA) [1–3]

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

³⁾Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан.

⁴⁾Центр ядерной спектроскопии и материаловедения, ИН2ПЗ-Национальный центр научных исследований, Орсе, Франция.

⁵⁾Междисциплинарный институт Губерта Курьена, ИН2ПЗ-Национальный центр научных исследований, Страсбург, Франция.

⁶⁾ГАНИЛ, Кан, Франция.

⁷⁾Университет Коменского, Братислава, Словакия.

⁸⁾ИЯИЯЭ, София, Болгария.

*E-mail: eremin@jinr.ru

использовался для исследования поперечных сечений образования и свойств радиоактивного распада ядер — остатков испарения (ЯО), синтезируемых в реакциях полного слияния с тяжелыми ионами, ускоренными на циклотроне У-400. В результате экспериментов, проведенных с использованием сепаратора ВАСИЛИСА, был синтезирован ряд новых изотопов трансактинидных элементов и измерены поперечные сечения их образования. В ходе экспериментальной работы был набран большой объем данных относительно поперечных сечений формирования ЯО, синтезируемых в асимметричных реакциях [4].

В 2004 г. на сепараторе ВАСИЛИСА были начаты эксперименты по детальному исследованию свойств радиоактивного распада и изучению структуры ядерных уровней изотопов трансфермиевых элементов. В сотрудничестве с группой физиков из институтов Франции (ЦЯНМН, Орсе и МИУК, Страсбург) на сепараторе ВАСИЛИСА была создана комбинированная детектирующая установка GABRIELA (Gamma Alpha Beta Recoil Investigations with the ELeCtromagnetic Analyzer), состоящая из семи Ge детекторов для регистрации рентгеновских и γ -квантов, испускаемых исследуемыми ядрами, а также сборки из мультитриповых кремниевых детекторов, обеспечивающих регистрацию осколков спонтанного деления, α - и β -излучений в геометрии, близкой к 4π [5].

В этих экспериментах исследовались свойства распада и структура изотопов No и Lr, синтезируемых в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{207,208}\text{Pb} \rightarrow ^{255,256}\text{No}^*$, $^{48}\text{Ca} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{257}\text{Lr}^*$, а также их дочерних ядер [6–9]. Особый интерес для спектроскопических исследований представляют нейтроноизбыточные изотопы элементов в области, где существует переход от нейтронной подоболочки $N = 152$ к подоболочке с $N = 162$, поскольку сечения образования этих изотопов достаточно высоки. Попытка использовать асимметричную комбинацию $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{260}\text{No}^*$ для исследования свойств нейтроноизбыточных изотопов No–Fm показала, что, несмотря на высокую интенсивность пучков ускоренных ионов ^{22}Ne (до 10^{13} част./с) и достаточно большое сечение образования (порядка 100 нбн), для получения приемлемой статистики необходимо существенное (примерно в 3 раза, т.е. до величины 10–15%) повышение эффективности транспортировки медленных ЯО от мишени кинематического сепаратора до фокальных детекторов. В этом случае для исследования нейтроноизбыточных изотопов 104 и 105 элементов с использованием ЯО– α – γ - и ЯО– α – β -совпадений, достаточная статистика может быть получена в эксперименте продолжительностью около месяца.

Накопленный опыт позволил сформулировать требования для модернизации сепаратора

ВАСИЛИСА, выполнить ионно-оптические расчеты и спроектировать необходимое оборудование [10–12]. В 2013 г. новый кинематический сепаратор SHELS (Separator for Heavy Element Spectroscopy) прошел вакуумные и высоковольтные тесты, в 2014 г. были проведены тестовые эксперименты. К настоящему времени на сепараторе SHELS проведены эксперименты по изучению структуры ядер $^{249-251}\text{Fm}$, ^{251}Md , $^{250-255}\text{No}$, $^{253,255}\text{Lr}$, $^{254-257}\text{Rf}$ и ^{257}Db , что позволило получить новые данные для конфигурации уровней ротационных полос ядер с числом нейтронов от 149 до 155, т.е. получить данные о влиянии деформированной нейтронной подоболочки $N = 152$ на ядерную структуру.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Модернизированный сепаратор ВАСИЛИСА–SHELS выполнен по схеме QQQ–E–D–D–E–QQQ–D (Q — квадрупольная линза, E — электростатический дефлектор, D — дипольный магнит). Схема сепаратора представлена на рис. 1. Вращающаяся мишень облучается ускоренным пучком тяжелых ионов. Триплеты квадрупольных линз предназначены для фокусировки ядер отдачи, пролетающих через сепаратор. Сепарирующая часть состоит из комбинации электростатических и магнитных полей, так называемый фильтр скоростей. Детектирующая система сепаратора отделена от экспериментального зала, в котором находится ускоренный пучок, двухметровой бетонной стеной. Перед детекторами располагается 8-градусный дипольный магнит, служащий для дополнительной очистки от ионов рассеянного пучка.

Детальное описание модернизированного сепаратора тестовых экспериментов и полученных результатов для эффективности транспортировки ядер отдачи приведены в [13, 14].

Важным моментом является совершенствование детектирующей системы GABRIELA (Gamma Alpha Beta Recoil Investigations with ELeCtromagnetic Analyzer) с целью увеличения эффективности детектирования γ -квантов и конверсионных электронов, испускаемых исследуемыми ядрами [5]. Повышение эффективности детектирования γ -квантов в три раза (от 10 до 30% в энергетическом диапазоне 100–200 кэВ) позволяет повысить вероятность определения α – γ -корреляций и, соответственно, изучать структуру уровней и наличие изомерных состояний для изотопов более тяжелых элементов, имеющих сечения образования в реакциях полного слияния с тяжелыми ионами вплоть до нескольких пикобарн.

В 2015 г. детектирующая система GABRIELA была модернизирована (новая детектирующая камера, фокальный детектор размером $100 \times 100 \text{ мм}^2$,

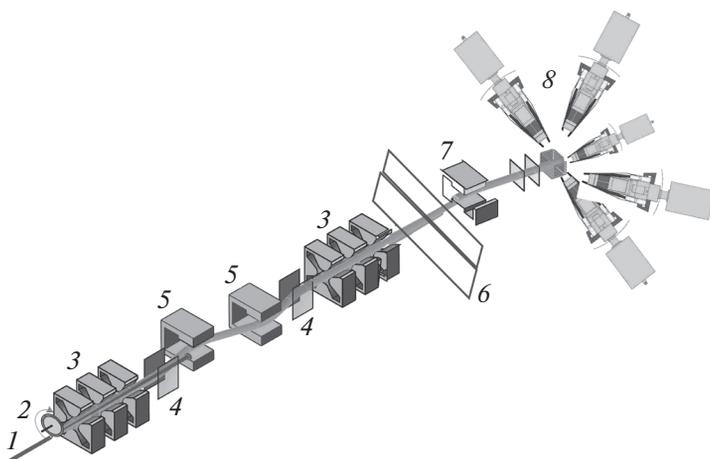


Рис. 1. Схема сепаратора SHELS: 1 — пучок ускоренных ионов, 2 — вращающаяся мишень, 3 — триплеты квадрупольных линз, 4 — электростатические дефлекторы, 5 — дипольные магниты, 6 — бетонная стена толщиной 2 м, 7 — дополнительный 8-градусный дипольный магнит, 8 — детектирующая система.

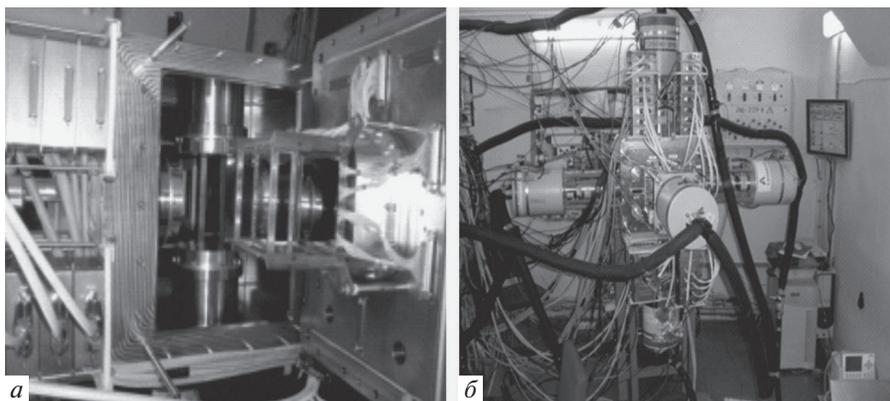


Рис. 2. *а* — Держатель с новыми фокальным и боковыми детекторами, расположенный на заднем фланце новой детекторной камеры; *б* — вид новой детекторной камеры, германиевые γ -детекторы окружают DSSD ($10 \times 10 \text{ см}^2$), с обратной стороны камеры располагается Клеверный германиевый детектор.

один германиевый детектор Клеверного типа (Clover), который размещен максимально близко к фокальному детектору и четыре германиевых однокристалльных детектора по бокам детекторной камеры (рис. 2). В результате получены рекордные значения эффективности детектирования γ -квантов (от 12 до 34%) в энергетическом диапазоне 100–300 кэВ. С использованием пучков тяжелых ионов ^{22}Ne , ^{40}Ar , ^{48}Ca и ^{50}Ti проводились тестовые испытания нового фокального кремниевого детектора и электронной спектрометрической аппаратуры. С обратной стороны детектора с каждого стрипа сигналы снимались с использованием трех разных предусилителей, что позволило с хорошей чувствительностью регистрировать сигналы от низкоэнергетичных конверсионных электронов (0–2 МэВ), α -частиц (0–20 МэВ) и осколков спонтанного деления (0–200 МэВ).

С целью повышения эффективности регистрации γ -квантов (определяющая величина при ис-

пользовании метода α – γ -корреляций) планируется совершенствование и использование модернизированной детектирующей системы GABRIELA в фокальной плоскости экспериментальной установки SHELS и проведение экспериментов по спектроскопии экзотических высоковозбужденных ядер нейтроноизбыточных изотопов трансфермиевых элементов. Для повышения эффективности регистрации ядер отдачи — остатков испарения, транспортируемых установкой от мишени в фокальную плоскость, увеличения эффективности детектирования и энергетического разрешения при регистрации последовательных α -распадов и спонтанного деления, а также γ -квантов и конверсионных электронов, испускаемых этими ядрами, планируется использовать принципиально новую детектирующую систему. В ее состав будет входить пять детекторов Клеверного типа (см. рис. 3). Расчеты показывают, что в такой конфигурации в зависимости от энергии эффективность реги-

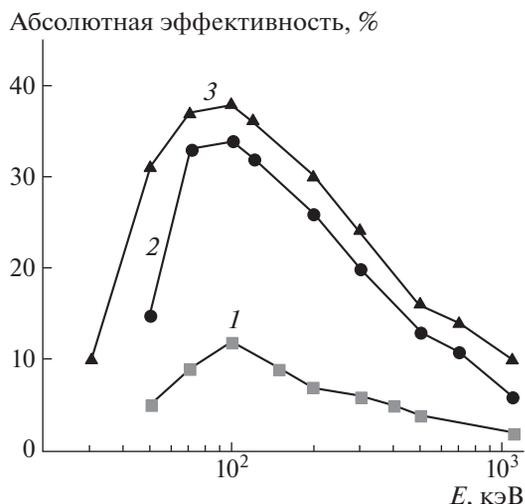


Рис. 3. Эффективность регистрации одиночных γ -квантов в зависимости от энергии для различных конфигураций γ -детекторов, рассчитанная по программе GEANT4: 1 — первоначальная конфигурация с семью германиевыми однокристалльными детекторами (2004 г.); 2 — конфигурация с одним детектором Клеверного типа вблизи фокального детектора и четырьмя германиевыми однокристалльными детекторами по бокам (используемая после 2015 г.); 3 — планируемая модернизация детектирующей системы с пятью детекторами Клеверного типа.

страции γ -квантов модернизированной системой GABRIELA будет составлять от 40% (100 кэВ) до 15–20% (более 500 кэВ). В этом случае при наборе в течение эксперимента статистики порядка 300 событий распадов изотопов СТЭ (СверхТяжелых Элементов) имеется реальная возможность измерения энергий γ -переходов из возбужденных уровней и определения положения уровней.

Планы использовать асимметричные комбинации типа $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{260}\text{No}^*$, $^{22}\text{Ne} + ^{242}\text{Pu} \rightarrow ^{264}\text{Rf}^*$, $^{22}\text{Ne} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{270}\text{Sg}^*$ для исследования свойств нейтроноизбыточных изотопов No–Sg требуют продолжения работ по повышению эффективности транспортировки медленных ЯО от мишени кинематического сепаратора до фокальных детекторов. Ионно-оптические расчеты показывают, что для увеличения захвата медленных ЯО необходимо увеличение апертуры линз первого триплета с существующих 200 до 300 мм. Линзы с необходимой апертурой изготовлены (компания СигмаФи, Франция, см. рис. 4), в 2020 г. планируется их монтаж на установке SHELS.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Выполнение цикла экспериментов по исследованию ограничений на слияние сложных ядер в

реакциях с тяжелыми ионами и процесса девозбуждения компаунд-ядер актинидных и трансактинидных элементов позволяет подготовить и провести эксперименты по синтезу химических элементов с атомными номерами $113 \leq Z \leq 118$ и получить информацию о свойствах новых актинидных и трансактинидных нуклидов. Актуальность этих экспериментов для решения задачи синтеза элементов с атомными номерами $110 \leq Z \leq 118$, изучения свойств нуклидов в области $Z \geq 100$ и новых ядер, удаленных от линии β -стабильности в области $Z \geq 82$, обусловлена тем, что кинематический сепаратор SHELS совместно с детектирующей системой GABRIELA обеспечивает идентификацию вновь синтезируемых ядер и наиболее полное изучение характеристик их радиоактивного распада. Полученная в предыдущих экспериментах на детектирующих системах “нейтронный детектор” и GABRIELA высокая эффективность детектирования как нейтронов спонтанного деления, так и γ - и электронных распадов исследуемых ядер в фокальной плоскости позволяет набирать достаточную статистику за более короткое время. В табл. 1 приведены данные некоторых экспериментов, выполненных на сепараторе SHELS.

В экспериментах на сепараторе SHELS при исследовании реакции полного слияния $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258}\text{Rf}^*$ были уточнены свойства распада изотопа ^{256}Rf [15]. Было зарегистрировано девять событий типа ЯО– α – α -корреляций и определен период полураспада полученных коррелированных событий $T_{1/2} = 5.7 \pm 1.2$ мс. Также был проведен корреляционный анализ ЯО–осколок спонтанного деления. Всего было найдено 6270 таких событий в совпадении с γ -квантами. Период полураспада для спонтанного деления ^{256}Rf составил 6.9 ± 0.23 мс. Вероятность α -распада b_α для изотопа ^{256}Rf составляет 0.29%, а вероятность спонтанного деления — 99.71%.

Предварительный анализ данных, полученных в наших экспериментах, подтверждает существование трех короткоживущих изомерных состояний изотопа ^{256}Rf [16]. Также зарегистрированы γ -линии с энергией 104 и 900 кэВ, соответствующие переходам с последнего возбужденного уровня.

На рис. 5 представлены спектры, полученные в экспериментах с детектирующей установкой GABRIELA с использованием метода α – α – γ -корреляций по изучению свойств распада изотопа ^{257}Rf и его дочерних продуктов, образующихся в реакции полного слияния $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{257}\text{Rf} + n$. В качестве фокального детектора модернизированного сепаратора использовался двусторонний многостриповый детектор (128×128 стрипов, размер 100×100 мм²). Фокальный

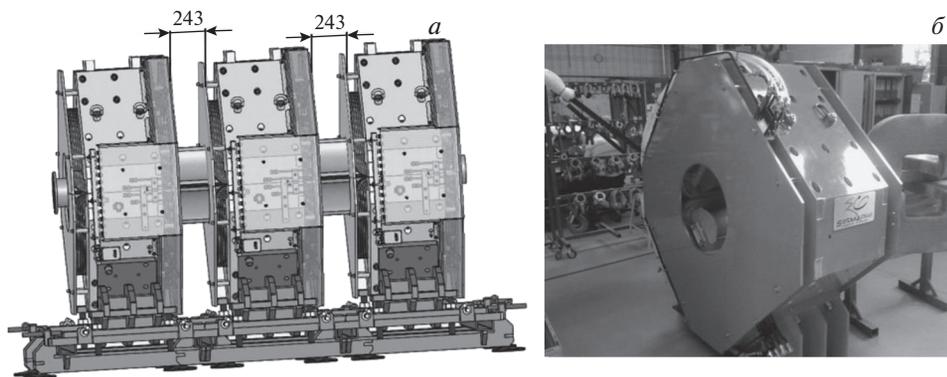


Рис. 4. Триплет квадрупольных линз с апертурой 300 мм: *а* — общий вид, *б* — вид спереди. Цифрами показано расстояние между линзами в мм.

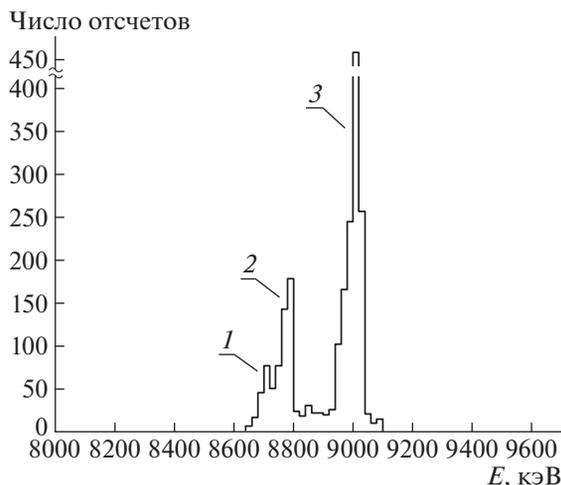


Рис. 5. α -спектр с максимумами: 1 — 8700 кэВ, 2 — 8780 кэВ, 3 — 8970 кэВ, зарегистрированный в фокальной плоскости сепаратора для реакции полного слияния $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{257}\text{Rf} + 1n$. Использовано условие корреляции α -распад (материнское ядро ^{257}Rf)— α -распад (дочернее ядро ^{253}No).

детектор сепаратора имел разрешение 18 кэВ (ПШПВ, для α -частиц с энергией 5.5 МэВ). В общей сложности было зарегистрировано порядка 2700 событий распада изотопа ^{257}Rf .

Установлено, что первый возбужденный уро-

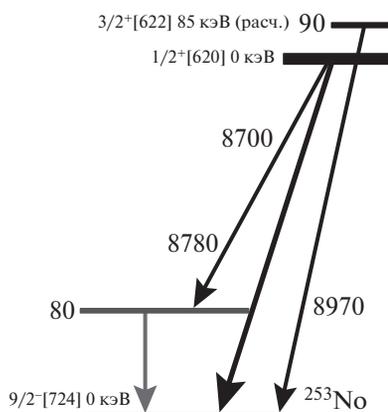


Рис. 6. Восстановленная из анализа α -спектров с использованием α - γ -совпадений схема уровней материнского ^{257}Rf и дочернего ядра ^{253}No .

вень ^{253}No $5/2^+$ имеет энергию 80 кэВ, т.е. метод α -спектрометрии с высоким разрешением совместно с регистрацией γ -квантов может быть успешно применен для измерения энергии низколежащих уровней сверхтяжелых ядер при достаточно небольшой статистике. Это особенно актуально для четно-четных изотопов трансфермиевых элементов. Так, например, для изотопа ^{254}No , имеющего достаточно сильную деформацию (параметр деформации $\beta_2 = 0.252$), первый возбужденный уровень 2^+ имеет энергию 44 кэВ, для изотопа ^{252}No ($\beta_2 = 0.249$), $E(2^+)$ имеет энергию 46 кэВ, для изотопа ^{256}Rf ($\beta_2 = 0.249$), $E(2^+)$ имеет энергию 45 кэВ. На рис. 6 представлены схемы уровней материнского ядра ^{257}Rf и дочернего ядра ^{253}No , синтезированных в реакциях полного слияния $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{257}\text{Rf} + 1n$, где изотоп ^{253}No образуется в результате α -распада ^{257}Rf .

Ряд экспериментов с использованием детектирующей установки GABRIELA был посвящен изучению свойств распада изотопов 256 – ^{258}Db и

Таблица 1. Данные экспериментов по спектроскопии изотопов No—Rf, выполненные на сепараторе SHELS

Ускоряемый ион	Исследуемые ядра	Суммарный интегральный поток ионов ($\times 10^{18}$)	Количество зарегистрированных распадов ядер
^{48}Ca	$^{253,254}\text{No}$	1.28	10400
^{48}Ca	$^{254,255}\text{No}$	1.46	15920
^{48}Ca	^{255}Lr , ^{255}No	3.54	8270 2900
^{48}Ca	^{255}Lr , ^{255}No	1.84	32000 7300
^{48}Ca	^{254}No	0.5	7000
^{48}Ca	$^{253,254}\text{No}$	3.85	90000
^{48}Ca	^{252}No	0.4	22000
^{48}Ca	^{254}No	0.3	15000
^{48}Ca	^{250}No	2.6	30000
^{50}Ti	^{257}Db	8.45	1580
^{50}Ti	^{255}Rf	9.08	4100
^{50}Ti	^{257}Rf	4.62	2700
	^{256}Rf		6270
^{22}Ne	^{256}No	9.7	5200

дочерних продуктов, образующихся в реакции полного слияния $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{259}\text{Db} + xn$. На рис. 7 представлены спектры, полученные в экспериментах с детектирующей установкой GABRIELA с использованием метода α - α -корреляций, по изучению свойств распада изотопов $^{256,258}\text{Db}$, образующихся в реакции полного слияния $^{50}\text{Ti} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{256,258}\text{Db} + 1n, 3n$. Хорошо видно, что α -спектры имеют достаточно сложную структуру, что указывает на наличие большого числа заселяемых при α -распаде уровней. Для построения схем уровней материнского ядра $^{256,258}\text{Db}$, полученных с использованием метода α - γ -совпадений, не хватает статистики по сравнению с экспериментами по исследованию структуры ядра ^{257}Db .

На рис. 8 представлены α -спектр, полученный с использованием метода α - α -корреляций для изотопа ^{257}Db и схема уровней материнского ядра ^{257}Db и дочернего ядра ^{253}Lr , полученная с использованием метода α - γ -совпадений.

Следует отметить, что эксперименты по изучению структуры уровней изотопов Db предоставляют существенную информацию для подготовки

исследований структуры изотопов Mc, в особенности для анализа α -спектров с использованием α - γ -совпадений и восстановления схем уровней материнских ядер Mc и дочерних ядер $\text{Nh} \rightarrow \text{Rg} \rightarrow \text{Mt} \rightarrow \text{Bh} \rightarrow \text{Db}$.

В реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{204,206,208}\text{Pb} \rightarrow ^{252,254,256}\text{No}^*$ после испарения составным ядром двух нейтронов образуются изотопы $^{250,252,254}\text{No}$, в основном испытывающие α -распад и спонтанное деление (СД). В экспериментах с использованием реакции полного слияния $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{254}\text{No} + 2n$ в фокальной плоскости было зарегистрировано порядка 600 корреляционных событий ЯО—осколок СД. Наблюдались две активности, которые можно отнести к СД изотопов ^{254}No и ^{252}No (образующегося на примеси изотопа ^{206}Pb в основной мишени). Следует учитывать, что вероятность спонтанного деления ^{254}No составляет величину 0.17%, тогда как для ^{252}No — 29.3%. Имея большую разницу между временами жизни, эти два изотопа хорошо разделяются по периодам полураспада. В результате к распаду ^{254}No было отнесено 310 событий СД. В ходе эксперимента была набрана статистика, сравнимая с предыдущим экспериментом, проведенным в GSI Darmstadt [17]. Наблюдалось два события СД с малыми временами жизни, которые могут быть предварительно отнесены к распаду изомерного состояния изотопа ^{254}No . Были зарегистрированы γ -кванты ($E_\gamma = 159$ кэВ), испускаемые ядром ^{254}No при переходе от уровня 6^+ к 4^+ .

В экспериментах по реакции полного слияния $^{48}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb} \rightarrow ^{254}\text{No} + 2n$ было зарегистрировано 22000 событий СД, отнесенных к распаду изотопа ^{252}No . Данной статистики было достаточно для проведения калибровки детекторов по полной кинетической энергии (ТКЕ). Наблюдалось γ -кванты ($E_\gamma = 167$ кэВ), испускаемые ядром ^{252}No при переходе от уровня 6^+ к 4^+ .

Ключевым этапом экспериментов с пучком ^{48}Ca являлось изучение свойств распада изотопа ^{250}No , синтезируемого в реакции полного слияния $^{48}\text{Ca} + ^{204}\text{Pb} \rightarrow ^{250}\text{No} + 2n$. Всего в фокальном детекторе за 13 дней облучения было зарегистрировано 19000 корреляционных событий ЯО—осколок СД. На рис. 9 приведен спектр γ -квантов, видны линии в 914 и 1090 кэВ, разница между которыми составляет 176 кэВ. Пик с такой энергией также наблюдается в спектре. Линии 115 и 176 кэВ хорошо согласуются с тем, что ожидалось увидеть в ротационном спектре основного состояния на основе известных данных по спектрам основных состояний изотопов ^{254}No и ^{252}No (рис. 10a и 10б соответственно).

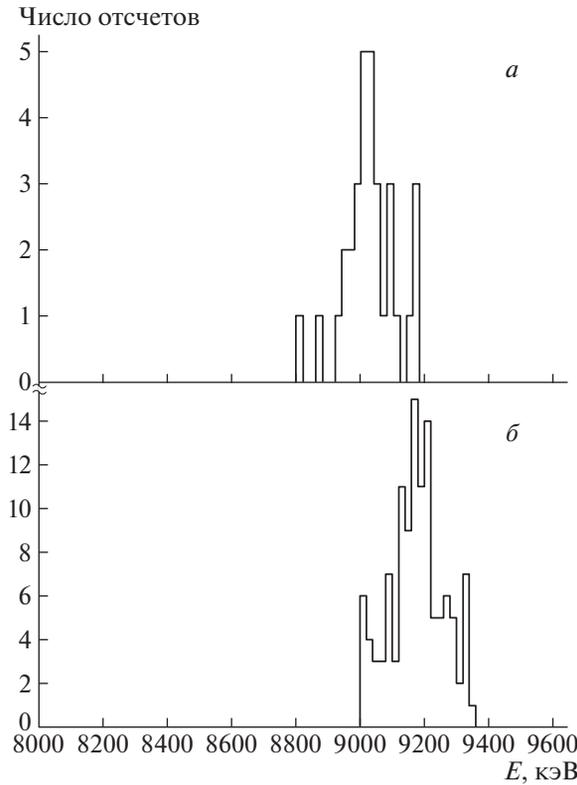


Рис. 7. То же, что и на рис. 5, для реакции полного слияния $^{50}\text{Ti} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{256,258}\text{Db} + 1n$ (а) с максимумом α -спектра 9015 кэВ и $3n$ (б) с максимумом α -спектра 9179 кэВ. Использовано условие корреляции α -распад (материнское ядро $^{256,258}\text{Db}$)— α -распад (дочернее ядро ^{253}No , ^{252}Lr , ^{254}Lr).

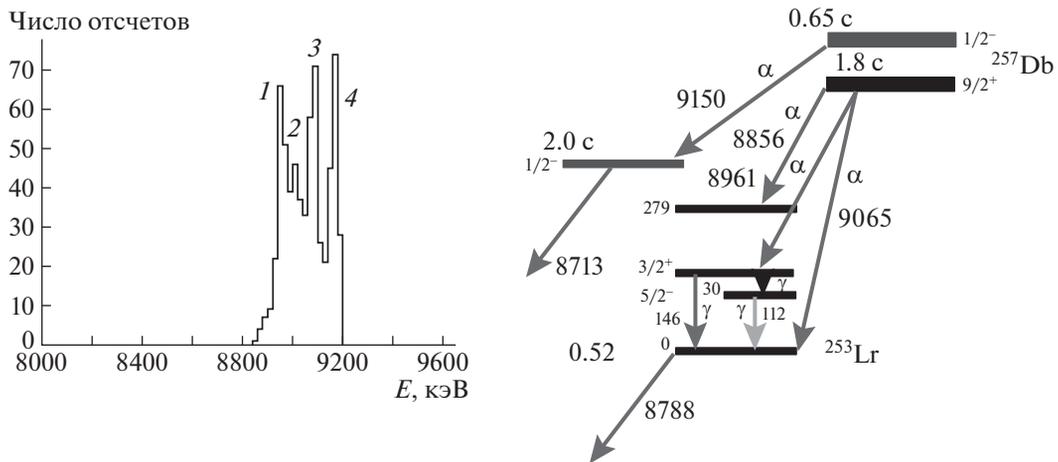


Рис. 8. а — То же, что и на рис. 5, для реакции полного слияния $^{50}\text{Ti} + ^{298}\text{Bi} \rightarrow ^{257}\text{Db} + 2n$ с максимумами α -спектра: 1 — 8961 кэВ, 2 — 8856 кэВ, 3 — 9065 кэВ, 4 — 9150 кэВ. Использовано условие корреляции α -распад (материнское ядро ^{257}Db)— α -распад (дочернее ядро ^{253}Lr). б — То же, что и на рис. 6, для материнского ядра ^{257}Db и дочернего ядра ^{253}Lr .

Для данных изотопов переход от уровня 6^+ к 4^+ происходит от 159 кэВ в ^{254}No к 167 кэВ в ^{252}No , переход $4^+ \rightarrow 2^+$ происходит с испусканием фотонов с энергией 44 и 46 кэВ соответственно [18]. Исходя из этих данных, можно представить

схему распада ^{250}No , показанную на рис. 10в. Распад из изомерного состояния 6^+ сопровождается переходами 914 кэВ с мультипольностью $M1$ и 1090 кэВ с мультипольностью $E2$ в состояние 4^+ , затем в 2^+ и в основное состояние 0^+ . Энергия

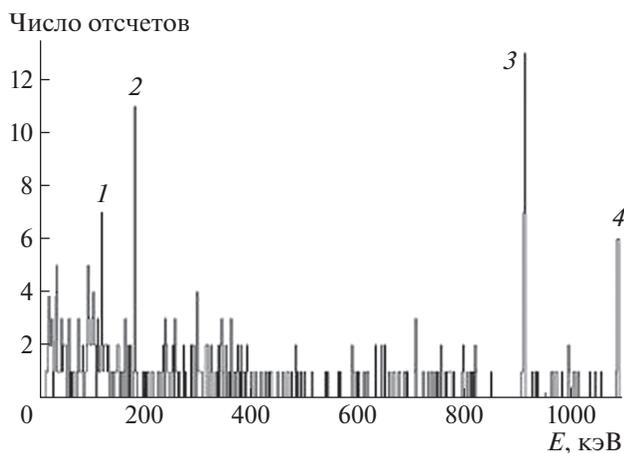


Рис. 9. Спектр γ -квантов, регистрируемых при распаде изотопа ^{250}No с максимумами: 1 — 115 кэВ, 2 — 176 кэВ, 3 — 914 кэВ, 4 — 1090 кэВ.

перехода $6^+ \rightarrow 4^+$ составляет 176 кэВ, $4^+ \rightarrow 2^+$ — 115 кэВ и $2^+ \rightarrow 0^+ \sim 49$ кэВ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данные экспериментов по синтезу изотопов элементов с Z от 110 до 118 [19, 20] показывают, что периоды полураспада этих изотопов увеличиваются с ростом числа нейтронов в ядре, что может служить косвенным подтверждением существования области относительно долгоживущих сверхтяжелых ядер вблизи сферических оболочек нейтронов и протонов. Продвижение к “острову стабильности” (предположительно $N = 184$) сверхтяжелых элементов требует развития экспериментальных методов, в том числе совершенствования ускорителей, сепараторов ядер отдачи, создания высокоинтенсивных пучков ионов нейтроноизбыточных изотопов (например, ^{50}Ti , ^{54}Cr , ^{58}Fe , ^{64}Ni), нейтроноизбыточных мишеней из изотопов трансактинидных элементов, сложных детектирующих систем.

Эксперименты по изучению структуры уровней изотопов Rf и Db являются хорошей методической базой при подготовке исследований структуры изотопов Fl, Lv и Mc. Расчеты показывают, что для четно-четного изотопа ^{286}Fl ($\beta_2 = 0.15\text{--}0.16$) уровень $E(2^+)$ может иметь энергию порядка 112 кэВ. Если эффективность регистрации α -частиц составляет величину порядка 70%, эффективность регистрации γ -квантов с энергией от 100 до 500 кэВ — 34–14%, вероятность α - γ -корреляций составит величину 10–20%. Если вероятность заселения низколежащего уровня 2^+ может составить величину порядка 5% в зависимости от предполагаемой энергии уровня, то при наборе в течение эксперимента статистики порядка

300 событий распадов изотопов СТЭ имеется реальная возможность измерения энергии перехода из первого возбужденного уровня и определения положения уровня. Эти данные позволят сделать вывод о степени деформации исследуемых ядер.

Весной 2019 г. на новом ускорителе DC-280 (фабрика СТЭ ЛЯР ОИЯИ) начались первые тестовые эксперименты. В планах до 2023 г. создать на ускорителе DC-280 новую экспериментальную установку (ГНСЗ), которая будет использовать модернизированную детектирующую систему GABRIELA для изучения структуры изотопов тяжелых и сверхтяжелых элементов. На фабрике СТЭ ЛЯР ОИЯИ планируется получение пучков тяжелых ионов ^{48}Ca , ^{50}Ti , ^{54}Cr с интенсивностью до 10 мкА част. [21]. Использование таких высокоинтенсивных пучков в сочетании с эффективными экспериментальными установками должно открыть доступ к изучению ядер, более близких к центру “острова стабильности”.

В настоящее время циклотрон У-400 обеспечивает интенсивность ускоренного пучка ионов ^{48}Ca на уровне 1.0–1.5 мкА част. После запуска экспериментальной установки ГНСЗ и модернизированной детектирующей системы GABRIELA в экспериментальном зале циклотрона DC280, появится возможность проведения поисковых экспериментов по изучению структуры изотопов СТЭ, синтезируемых в реакциях полного слияния $^{48}\text{Ca} + ^{243}\text{Am} \rightarrow ^{288}\text{Mc} + 3n$, $^{48}\text{Ca} + ^{242}\text{Pu} \rightarrow ^{287}\text{Fl} + 3n$, $^{48}\text{Ca} + ^{242}\text{Pu} \rightarrow ^{286}\text{Fl} + 4n$, $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{292}\text{Lv} + 4n$.

Если величина сечения образования изотопов СТЭ находится на уровне нескольких (2–8) пбарн, то при длительности эксперимента порядка 100 дней возможно набрать интегральный поток ионов 10^{20} , что позволит зарегистрировать около 300 событий распадов изотопов СТЭ. В этом случае имеется реальная возможность измерения энергий γ -переходов из возбужденных уровней и точного определения положения низколежащих уровней.

Помимо спектроскопической информации о структуре ядер в области СТЭ, при наборе достаточной статистики (несколько сотен событий) появляется возможность детального изучения свойств радиоактивного распада изотопов, находящихся в цепочках распада материнских ядер СТЭ. К примеру, до сих пор остается открытым вопрос о свойствах распада изотопа ^{268}Db , конечного ядра в цепочке распада изотопа ^{288}Mc . В настоящее время предполагается, что изотоп ^{268}Db испытывает спонтанное деление с периодом полураспада 27 ч. Но теоретические расчеты показывают, что ^{268}Db с высокой степенью вероятности может испытывать β -распад (электронный захват), а спонтанное

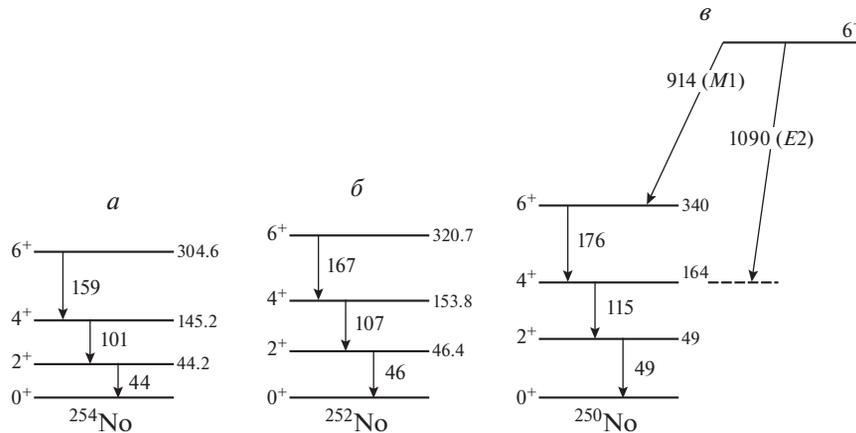


Рис. 10. *a* — Ротационный спектр основного состояния ^{254}No ; *б* — ротационный спектр основного состояния ^{252}No ; *в* — предполагаемая схема распада ^{250}No , основанная на полученных данных из эксперимента и существующих данных по ^{254}No и ^{252}No .

деление испытывает изотоп ^{268}Rf с периодом полураспада несколько секунд. В этом случае необходима регистрация рентгеновского кванта с энергией 120–140 кэВ в корреляции со спонтанным делением. Основываясь на результатах экспериментов, выполненных в ГСИ (Дармштадт, Германия) на сепараторе TASCА [22], можно предположить, что при регистрации 300 цепочек распада изотопов СТЭ возможна регистрация более 200 коррелированных γ -квантов. В этом случае при β -распаде изотопа ^{268}Db будет зарегистрировано несколько десятков рентгеновских квантов в корреляции со спонтанным делением изотопа ^{268}Rf .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты: № 17-02-00867 и № 18-52-15004; Французского национального агентства исследований, гранты ANR-06-BLAN-0034-01 и ANR-12-BS05-0013; ОМУС ОИЯИ (грант для молодых научных сотрудников ОИЯИ, № 19-502-06, А. А. Кузнецова; № 19-502-10, М. С. Тезекбаева).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. V. Yeremin, A. N. Andreyev, D. D. Bogdanov, V. I. Chepigin, V. A. Gorshkov, A. I. Ivanenko, A. P. Kabachenko, L. A. Rubinskaya, E. M. Smirnova, S. V. Stepantsov, E. V. Voronkov, and G. M. Ter-Akopian, Nucl. Instrum. Methods A **274**, 528 (1989).
2. A. V. Yeremin, A. N. Andreyev, D. D. Bogdanov, G. M. Ter-Akopian, V. I. Chepigin, V. A. Gorshkov, A. P. Kabachenko, O. N. Malyshev, A. G. Popeko, R. N. Sagaidak, S. Sharo, E. N. Voronkov, A. V. Taranenko, and A. Yu. Lavrentjev, Nucl. Instrum. Methods A **350**, 608 (1994).
3. A. V. Yeremin, D. D. Bogdanov, V. I. Chepigin, V. A. Gorshkov, A. P. Kabachenko, O. N. Malyshev, A. G. Popeko, R. N. Sagaidak, G. M. Ter-Akopian, and A. Yu. Lavrentjev, Nucl. Instrum. Methods B **126**, 329 (1997).
4. A. V. Yeremin, A. V. Belozero, M. L. Chelnokov, V. I. Chepigin, V. A. Gorshkov, A. P. Kabachenko, O. N. Malyshev, Yu. Ts. Oganessian, A. G. Popeko, R. N. Sagaidak, A. I. Svirikhin, S. Hofmann, G. Berek, I. Brida, and S. Saro, Yad. Fiz. **66**, 1078 (2003) [Phys. At. Nucl. **66**, 1042 (2003)].
5. K. Hauschild, A. V. Yeremin, O. Dorvaux, A. Lopez-Martens, A. V. Belozero, Ch. Briancon, M. L. Chelnokov, V. I. Chepigin, S. A. Garcia-Santamaria, V. A. Gorshkov, F. Hanappe, A. P. Kabachenko, A. Korichi, O. N. Malyshev, Yu. Ts. Oganessian, A. G. Popeko, N. Rowley, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **560**, 388 (2006).
6. A. Lopez-Martens, K. Hauschild, A. V. Yeremin, A. V. Belozero, Ch. Briancon, M. L. Chelnokov, V. I. Chepigin, D. Curien, O. Dorvaux, B. Gall, V. A. Gorshkov, M. Guttormsen, F. Hanappe, A. P. Kabachenko, F. Khalfallah, A. Korichi, O. N. Malyshev, *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 044303 (2006).
7. A. Lopez-Martens, K. Hauschild, A. V. Yeremin, O. Dorvaux, A. V. Belozero, Ch. Briancon, M. L. Chelnokov, V. I. Chepigin, D. Curien, P. Desesquelles, B. Gall, V. A. Gorshkov, M. Guttormsen, F. Hanappe, A. P. Kabachenko, F. Khalfallah, A. Korichi, *et al.*, Eur. Phys. J. A **32**, 245 (2007).
8. K. Hauschild, A. Lopez-Martens, A. V. Yeremin, O. Dorvaux, S. Antalic, A. V. Belozero, Ch. Briancon, M. L. Chelnokov, V. I. Chepigin, D. Curien, B. Gall, A. Goergen, V. A. Gorshkov, M. Guttormsen, F. Hanappe, A. P. Kabachenko, F. Khalfallah, *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 021302 (2008).
9. A. Lopez-Martens, T. Wiborg-Hagen, K. Hauschild, M. L. Chelnokov, V. I. Chepigin, D. Curien, O. Dorvaux, G. Drafta, B. Gall, A. Gorgen, M. Guttormsen, A. V. Isaev, I. N. Izosimov, A. P. Kabachenko,

- D. E. Katrsev, T. Kutsarova, A. N. Kuznetsov, *et al.*, Nucl. Phys. A **852**, 15 (2011).
10. A. Yeremin, O. Malyshev, A. Popeko, A. Lopez-Martens, K. Hauschild, and O. Dorvaux, Nucl. Instrum. Methods B **266**, 4137 (2008).
 11. A. Yeremin *et al.*, in *Proceedings of the International Symposium on Exotic Nuclei "EXON-2009", Sochi, Russia, 2009*, Ed. by Yu. E. Penionzhkevich (AIP, Melville, New York, 2010), p. 525.
 12. A. Yeremin, O. Malyshev, A. Popeko, A. Lopez-Martens, K. Hauschild, O. Dorvaux, S. Saro, D. Pantelica, and S. Mullins, Pramana J. Phys. **75**, 3 (2010).
 13. A. V. Yeremin, A. G. Popeko, O. N. Malyshev, A. Lopez-Martens, K. Hauschild, O. Dorvaux, B. Gall, V. I. Chepigin, A. I. Svirikhin, A. V. Isaev, E. A. Sokol, M. L. Chelnokov, A. N. Kuznetsov, A. A. Kuznetsova, A. V. Belozero, K. Rezyunkina, F. Dechery, *et al.*, Письма в ЭЧАЯ **12**, 63 (2015) [Phys. Part. Nucl. Lett. **12**, 35 (2015)].
 14. A. V. Yeremin, A. G. Popeko, O. N. Malyshev, B. Gall, Z. Asfari, A. Lopez-Martens, K. Hauschild, O. Dorvaux, B. N. Gikal, S. L. Bogomolov, V. N. Loginov, V. I. Chepigin, A. I. Svirikhin, A. V. Isaev, E. A. Sokol, M. L. Chelnokov, A. N. Kuznetsov, *et al.*, Письма в ЭЧАЯ **12**, 74 (2015) [Phys. Part. Nucl. Lett. **12**, 43 (2015)].
 15. A. Yeremin, M. S. Tezekbayeva, A. G. Popeko, O. N. Malyshev, A. Lopez-Martens, K. Hauschild, O. Dorvaux, B. Gall, A. V. Isaev, A. V. Karpov, A. N. Kuznetsov, A. A. Kuznetsova, Yu. A. Popov, A. I. Svirikhin, E. A. Sokol, M. L. Chelnokov, V. I. Chepigin, *et al.*, Письма в ЭЧАЯ **16**, 207 (2019) [Phys. Part. Nucl. Lett. **16**, 224 (2019)].
 16. H. B. Jeppesen, I. Dragojevic, R. M. Clark, K. E. Gregorich, M. N. Ali, J. M. Allmond, C. W. Beausang, D. L. Bleuel, M. Cromaz, M. A. Deleplanque, P. A. Ellison, P. Fallon, M. A. Garcia, J. M. Gates, J. P. Greene, S. Gros, I. Y. Lee, *et al.*, Phys. Rev. C **79**, 031303(R) (2009).
 17. F. P. Heßberger, S. Antalic, B. Sulignano, D. Ackermann, S. Heinz, S. Hofmann, B. Kindler, J. Khuyagbaatar, I. Kojouharov, P. Kuusiniemi, M. Leino, B. Lommel, R. Mann, K. Nishio, A. G. Popeko, S. Saro, B. Streicher, *et al.*, Eur. Phys. J. A **43**, 55 (2010).
 18. National Nuclear Data Center of Brookhaven National Laboratory. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
 19. S. Hofmann, EPJ Web Conf. **131**, 06001 (2016).
 20. Yu. Ts. Oganessian and V. K. Utyonkov, Nucl. Phys. A **944**, 62 (2015).
 21. S. Dmitriev, M. Itkis, and Y. Oganessian, EPJ Web Conf. **131**, 08001 (2016).
 22. D. Rudolph, U. Forsberg, P. Golubev, L. G. Sarmiento, A. Yakushev, L.-L. Andersson, A. Di Nitto, Ch. E. Düllmann, J. M. Gates, K. E. Gregorich, C. J. Gross, F. P. Heßberger, R.-D. Herzberg, J. Khuyagbaatar, J. V. Kratz, K. Rykaczewski, M. Schädel, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 112502 (2013).

SPECTROSCOPY OF THE ISOTOPES OF TRANSFERMIUM ELEMENTS IN DUBNA: PRESENT STATUS AND PERSPECTIVES

**A. V. Yeremin^{1),2)}, A. G. Popeko^{1),2)}, O. N. Malyshev^{1),2)}, A. V. Isaev¹⁾, A. A. Kuznetsova¹⁾,
Yu. A. Popov^{1),2)}, A. I. Svirikhin^{1),2)}, E. A. Sokol¹⁾, M. S. Tezekbayeva^{1),3)}, M. L. Chelnokov¹⁾,
V. I. Chepigin¹⁾, A. Lopez-Martens⁴⁾, K. Hauschild⁴⁾, O. Dorvaux⁵⁾, B. Gall⁵⁾, J. Piot⁶⁾,
S. Antalic⁷⁾, P. Mosat⁷⁾, D. Tonev⁸⁾, E. Stefanova⁸⁾**

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾State University "Dubna", Dubna, Russia

³⁾Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

⁴⁾Center for Nuclear and Materials Science, IN2P3-CNRS, Orse, France

⁵⁾Hubert Curien Multi-Disciplinary Institute, IN2P3-CNRS, Strasbourg, France

⁶⁾GANIL, Caen, France

⁷⁾Comenius University, Bratislava, Slovakia

⁸⁾INSNE, Sořa, Bulgaria

Big number of experimental works aimed to the detailed study of radioactive decay properties of the isotopes of transfermium elements using α , β , γ spectroscopy were performed at the FLNR JINR during last 15 years. High intensity accelerated heavy ion beams of ^{22}Ne , ^{48}Ca , ^{50}Ti , and ^{54}Cr from the cyclotron U-400 were used in the experiments with SHELS kinematic separator. For increase of transmission efficiency of the investigated nuclei and registration efficiency for gamma quanta in the future the modernization of the separator and detector system is planned.

ДАННЫЕ О НЕЙТРОН-НЕЙТРОННОЙ ДЛИНЕ РАССЕЯНИЯ, ИЗВЛЕЧЕННЫЕ В РЕАКЦИИ $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ ПРИ $E_n = 60$ МэВ

© 2020 г. Е. С. Конобеевский^{1),2)*}, А. А. Афонин¹⁾, С. В. Зуев¹⁾, А. А. Каспаров¹⁾, В. В. Мицук^{1),2)}, М. В. Мордовской^{1),2)}, С. И. Поташев¹⁾

Поступила в редакцию 25.12.2019 г.; после доработки 25.12.2019 г.; принята к публикации 25.12.2019 г.

¹ S_0 nn -длина рассеяния измерена в реакции nd -развала при энергии 60 МэВ. Эксперимент проведен в геометрии взаимодействия в конечном состоянии с регистрацией всех трех вторичных частиц. Значение длины рассеяния $a_{nn} = -16.3 \pm 0.5$ Фм получено из сравнения экспериментальной зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии nn -пары с результатами моделирования. Анализ данного значения длины рассеяния в совокупности с данными, полученными в других экспериментах по nd - и dd -развалу, подтверждает гипотезу о влиянии $3N$ -сил на величины извлекаемых параметров nn -взаимодействия в этих реакциях.

DOI: 10.31857/S0044002720040145

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных проблем ядерной физики является принцип зарядовой независимости ядерных сил, сформулированный В. Гейзенбергом в 1932 г. По определению зарядовая независимость — это инвариантность относительно любого вращения в изоспиновом пространстве. Зарядовая симметрия означает, что в синглетном 1S_0 -состоянии протон-протонное и нейтрон-нейтронное взаимодействия после вычитания электромагнитных эффектов являются слегка различными. В современном понимании зарядовая симметрия ядерных сил связана с разностью масс u - и d -кварков и электромагнитным взаимодействием между кварками. Наиболее очевидный и важный случай проявления этого эффекта — нейтрон-протонная разница масс. Особую роль в определении меры нарушения зарядовой симметрии ядерных сил играет исследование низкоэнергетических характеристик NN -взаимодействия в синглетном спиновом состоянии — длин рассеяния и энергий виртуального 1S_0 -уровня. Благодаря существованию виртуального уровня с энергией (E_{NN}) близкой к нулю, соответствующие длины рассеяния нейтрон-нейтронного (a_{nn}) и протон-протонного (a_{pp}) взаимодействия велики по абсолютной величине и весьма чувствительны к небольшим различиям nn - и pp -потенциалов.

Точные экспериментальные данные о длинах рассеяния и их различии позволяют получить количественную оценку нарушения зарядовой симметрии (НЗС) ядерных сил $\Delta a_{\text{НЗС}} = a_{pp} - a_{nn}$. Длина протон-протонного рассеяния была определена с высокой точностью из экспериментов по прямому рассеянию протона на протоне, и ее современное значение $a_{pp} = -7.8149 \pm 0.0029$ Фм приведено в [1]. Это экспериментальное значение включает вклад кулоновского взаимодействия. Если удалить кулоновское pp -взаимодействие, то полученное значение $a_{pp}^{NN} = -17.3 \pm 0.4$ Фм принимается в настоящее время как ядерная часть длины pp -рассеяния [2].

Нейтрон-нейтронная длина рассеяния определяется в основном в реакциях $n + d \rightarrow p + n + n$ и $\pi^- + d \rightarrow \gamma + n + n$ при исследовании взаимодействия в конечном состоянии двух нейтронов, имеющих малую относительную энергию. В [3, 4] высказано предположение, что разброс значений a_{nn} (от -16 до -22 Фм), полученный в реакциях с тремя частицами в конечном состоянии [5–12], может быть связан со значительным влиянием $3N$ -сил.

По мнению авторов дибарионной модели [13, 14], в ней может возникнуть новый механизм — обмен скалярным мезоном между нуклоном и синглетным дибарионом. Такое дополнительное взаимодействие может привести к изменению значений a_{nn} и E_{nn} , извлекаемых из реакции с двумя нейтронами в конечном состоянии. Степень этого изменения может зависеть от относительной скорости фрагментов — nn -пары и протона, и для ее оценки в [3, 4] был введен некий кинематический фактор R ,

¹⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

²⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

*E-mail: konobeev@inr.ru

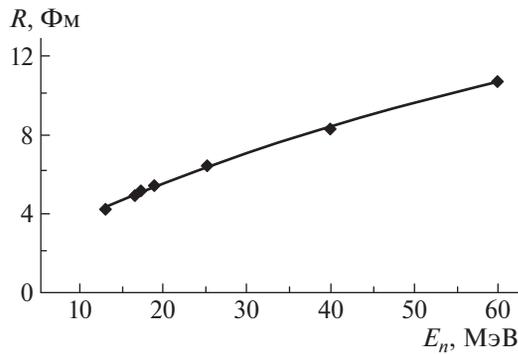


Рис. 1. Зависимость параметра R от энергии налетающих нейтронов в реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow (nn) + p$.

от которого может зависеть дополнительное $3N$ -взаимодействие.

Рассмотрим реакцию $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$, в которой в промежуточном состоянии разлетаются nn -пара и заряженный фрагмент (p). Скорость разлета фрагментов можно рассчитать по кинематике двухчастичной реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow (nn) + p$. Выберем произвольный интервал времени t (выбор определенного значения t не имеет значения из-за очевидного масштабирования) и определим расстояние R , на которое разлетятся фрагменты за это время. Поскольку скорость разлета фрагментов в различных экспериментах, проведенных при различных энергиях налетающих частиц различна, то и параметр R будет различаться.

На рис. 1 показана зависимость параметра R от энергии налетающих нейтронов в реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow (nn) + p$. Можно предположить, что чем больше параметр R , тем быстрее nn -пара вылетает из области $3N$ -взаимодействия и тем меньше влияние $3N$ -сил на величины извлекаемых параметров nn -взаимодействия — длины рассеяния и энергии виртуального состояния, и таким образом можно игнорировать вклад $3N$ -сил в интерпретацию результатов для a_{nn} (или E_{nn}) в данном эксперименте. Отметим, что наибольшее значение параметра $R = 8.3$ Фм соответствует эксперименту по извлечению длины рассеяния в реакции nd -развала при энергии первичных нейтронов 40 МэВ [11].

Для проверки гипотезы о зависимости извлекаемых параметров NN -взаимодействия от относительного расстояния между NN -парой (синглетом) и третьей частицей можно провести дополнительные исследования малонуклонных реакций для различных прогнозируемых значений параметра R . Можно предположить, что исследование реакции nd -развала, например, при энергии 60 МэВ ($R = 10.5$ Фм), должно привести к меньшему влиянию $3N$ -сил на извлекаемые параметры nn -взаимодействия.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В 2019 г. в ИЯИ РАН модернизирована экспериментальная установка на нейтронном канале РАДЭКС [11] и проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ при энергии налетающих нейтронов ≥ 60 МэВ с целью определения энергии виртуального nn -состояния E_{nn} и длины рассеяния a_{nn} . Для определения энергии виртуального nn -состояния E_{nn} и связанной с этой величиной длины рассеяния a_{nn} необходимо регистрировать в совпадении два нейтрона, вылетающие в узком конусе углов относительно направления движения их центра масс, измерять энергию каждого нейтрона E_1 и E_2 и угол Θ между ними.

В этой постановке эксперимента нейтрон-нейтронное взаимодействие в конечном состоянии (ВКС) проявляется в виде максимума в распределении выхода реакции от относительной энергии двух нейтронов

$$\varepsilon = \frac{1}{2}(E_1 + E_2 - 2\sqrt{E_1 E_2} \cos \Theta), \quad (1)$$

форма которого чувствительна к величине a_{nn} . Для описания этого распределения часто используется формула Мигдала–Ватсона (МВ):

$$F_{\text{МВ}} = A \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + E_{nn}}. \quad (2)$$

Здесь E_{nn} — абсолютное значение энергии виртуального 1S_0 состояния nn -системы, которое может быть получено из сравнения экспериментального распределения и результатов моделирования для различных значений E_{nn} , m — масса нейтрона, $\sqrt{\varepsilon}$ — множитель, связанный с фазовым объемом, A — нормировочный коэффициент.

Энергия виртуального уровня E_{nn} связана с длиной нейтрон-нейтронного рассеяния a_{nn} соотношением [15]

$$\frac{1}{a_{nn}} = - \left(\frac{m_n E_{nn}}{\hbar^2} \right)^{1/2} - \frac{1}{2} r_{nn} \frac{m_n E_{nn}}{\hbar^2} + \dots, \quad (3)$$

где r_{nn} — эффективный радиус nn -взаимодействия.

В эксперименте измерены энергии двух нейтронов при угле разлета $\approx 5^\circ$ в кинематической области, отвечающей малой энергии их относительно движения ε , где наиболее сильно проявляется нейтрон-нейтронное ВКС.

3. КИНЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕАКЦИИ $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$

Чтобы определить необходимые условия эксперимента и параметры экспериментальной установки, необходимо провести детальное моделирование исследуемой реакции. Для этой цели были

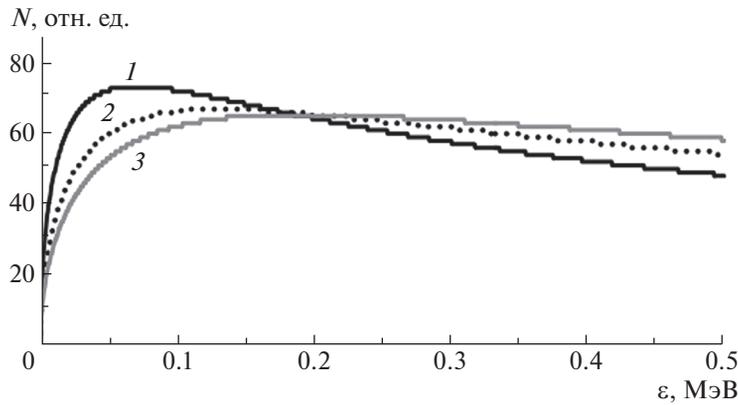


Рис. 2. Зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии nn -пары по формуле Мигдала–Ватсона (2) для различных значений энергии виртуального состояния E_{nn} ; 1 — 0.07 МэВ, 2 — 0.13 МэВ, 3 — 0.19 МэВ.

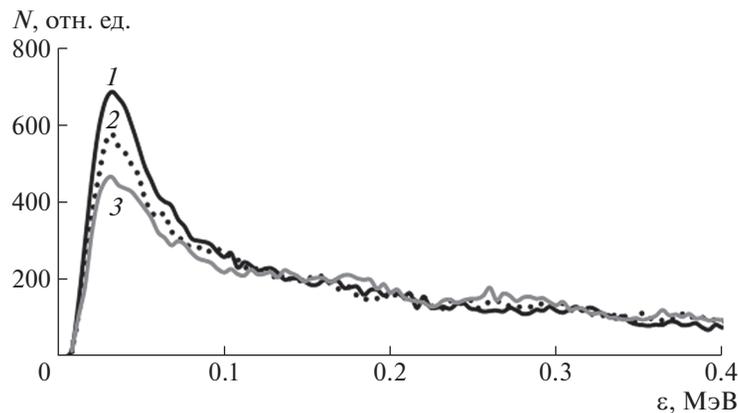


Рис. 3. Моделированные зависимости выхода реакции nd -развала от ϵ с учетом экспериментальных условий: $E_0 = 60$ МэВ, $\Theta_{2n} = 60^\circ$, $\Delta\Theta = 5^\circ$ для различных значений энергии виртуального состояния E_{nn} ; 1 — 0.07 МэВ, 2 — 0.13 МэВ, 3 — 0.19 МэВ.

использованы программы кинематического моделирования реакций с тремя частицами в конечном состоянии [16].

При этом трехчастичная кинематика реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ моделируется в два этапа. На первом этапе рассматривается образование пары нейтронов с эффективной инвариантной массой $M_{nn} = 2m_n + E_{nn}$ в двухчастичной реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow (nn) + p$ и рассчитываются углы вылета и кинетические энергии протона Θ_p , E_p и центра масс nn -пары Θ_{2n} , E_{2n} в лабораторной системе координат. При этом зависимость выхода реакции от ϵ учитывается количеством разыгрываемых событий с разными ϵ согласно кривым, рассчитанным по формуле МВ (2) с определенным значением параметра E_{nn} (или a_{nn}) (кривые 1, 2 и 3 на рис. 2).

В результате вводится зависимость формы распределения выхода реакции от длины nn -рассеяния. При этом учитывается случайный разброс по энергетической ширине пучка первичных нейтронов, соответствующей экспериментальной.

На втором этапе рассматривается развал (nn) -системы: $(nn) \rightarrow n_1 + n_2$, и рассчитываются углы вылета и кинетические энергии двух нейтронов Θ_1 , Θ_2 , E_1 , E_2 в лабораторной системе координат. Затем учитываются условия эксперимента: расположение и количество детекторов, их энергетическое и угловое разрешение. Из полного числа разыгрываемых событий отбираются события, соответствующие одновременному попаданию протона в протонный детектор и пары нейтронов с углом разлета $\Delta\Theta$ в два соответствующих нейтронных детектора.

В результате такого моделирования получается соответствующая условиям эксперимента зависимость выхода реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ от ϵ для заданных значений энергии первичного нейтрона, угла разлета нейтронов и длины nn -рассеяния (рис. 3).

Таким образом, для получения данных об энергии виртуального nn -состояния в реакции nd -развала необходимо регистрировать протон и два

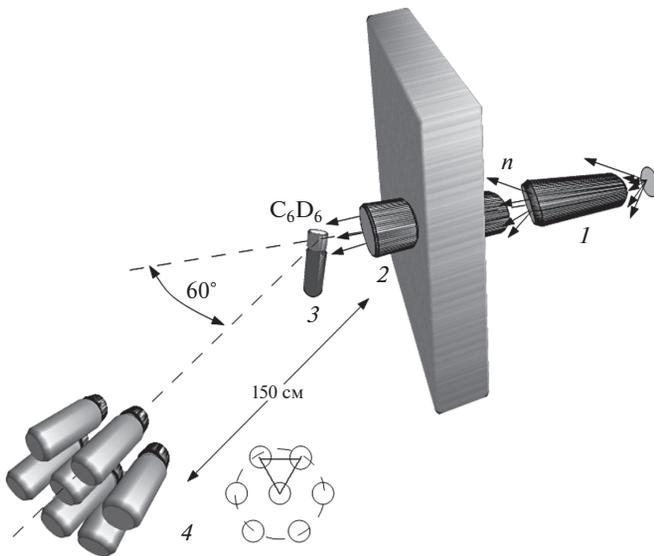


Рис. 4. Экспериментальная установка: 1 — вольфрамовая нейтронообразующая мишень, 2 — коллиматор, 3 — активная C_6D_6 -мишень-детектор, 4 — годоскоп нейтронных сцинтилляционных детекторов.

нейтрона и измерять энергии обоих нейтронов при определенном угле их разлета (например, $\Delta\theta \approx 5^\circ$).

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Новые данные о значениях E_{nn} и a_{nn} в реакции $n + {}^2H \rightarrow n + n + p$ при энергии 60 ± 5 МэВ были получены на нейтронном пучке канала РАДЭКС Московской мезонной фабрики ИЯИ РАН. Схема установки показана на рис. 4. В качестве источника нейтронов использовалась ловушка пучка протонов с энергией 209 МэВ линейного ускорителя ИЯИ. Образованные в вольфрамовой мишени толщиной 60 мм нейтроны коллимировались под углом 0° на длине 12 м, формируя пучок с диаметром ~ 50 мм на измерительной дейтериевой мишени.

Хотя энергетический спектр нейтронов канала РАДЭКС, падающих на мишень, широк и включает все энергии вплоть до предельной, равной энергии пучка протонов, одновременная регистрация в конечном состоянии трех частиц (протона и двух нейтронов) позволяет восстановить энергию первичного нейтрона в реакции $n + {}^2H \rightarrow n + n + p$ для каждого зарегистрированного события. На рис. 5 показан реконструированный спектр нейтронов, падающих на дейтериевую мишень и вызывающих коррелированные события в активной C_6D_6 -мишени и двух нейтронных детекторах.

В эксперименте C_6D_6 -сцинтиллятор (ЕJ315) использовался как в качестве дейтериевой мишени, так и детектора вторичных протонов. Вторичные

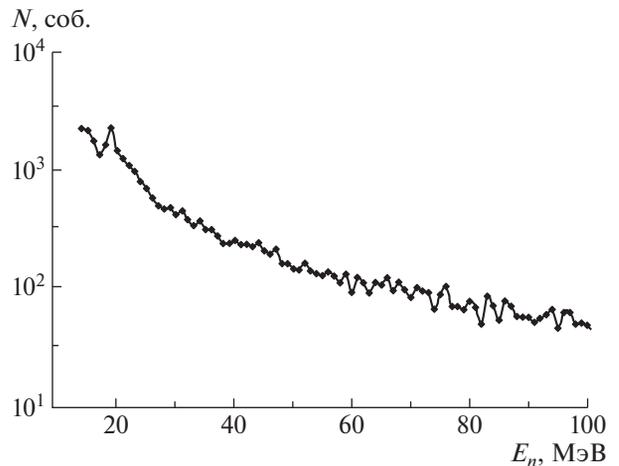


Рис. 5. Энергетический спектр первичных нейтронов, вызвавших реакцию $n + {}^2H \rightarrow n + n + p$ в дейтериевой мишени.

нейтроны детектировались годоскопом, состоящим из семи детекторов. Центральный детектор годоскопа располагался под углом 60° относительно оси нейтронного пучка на расстоянии 150 см от дейтериевой мишени. Остальные шесть детекторов находились на окружности в плоскости, перпендикулярной направлению из мишени на центральный детектор, при этом углы разлета между центральным и внешними детекторами и между всеми соседними внешними детекторами составляли 5° . Энергия нейтронов определялась по времени пролета нейтронов до детектора, при этом стартовым сигналом времяпролетной системы служил временной сигнал от активной сцинтилляционной мишени.

В эксперименте сигналы с активной мишени (от вторичного протона реакции nd -развала) и всех детекторов нейтронного годоскопа подавались на входы дигитайзера (цифрового сигнального процессора) CAEN-DT5742. Дигитайзер DT5742 имеет следующие характеристики: количество входов $16 + 1$, максимальная частота оцифровки 5×10^9 выборок s^{-1} (шаг временной развертки 0.2 нс, 1024 канала), амплитудное разрешение 2^{12} , буферная память на 128 событий. Малый шаг временной развертки (цена канала времяпролетного спектра) 0.2 нс позволил использовать его для временного анализа.

Запуск регистрации осциллограмм поданных сигналов происходит от срабатывания внутреннего дискриминатора TR0 по сигналу активной мишени-детектора. Доступный диапазон записи по времени — 200 нс (1024×0.2 нс). Оцифрованные сигналы записывались в буферную память, а по ее заполнению передавались в основной компьютер.

Обработка информации велась только в режиме “off-line”. Она состояла из определения амплитуд и площадей импульсов, получения времен возникновения сигналов в детекторах, цифрового анализа

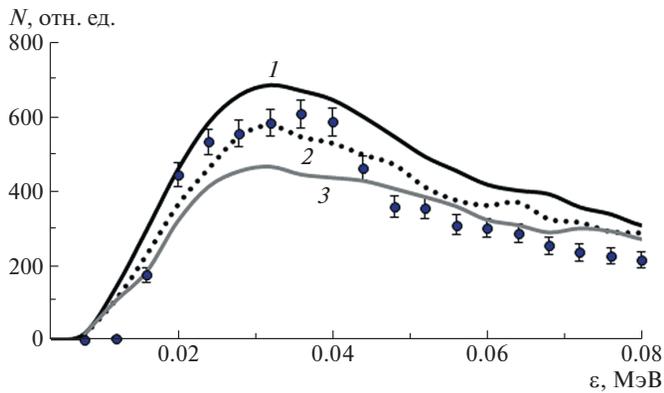


Рис. 6. Сравнение экспериментальной зависимости выхода реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ от ε и результатов моделирования для различных значений E_{nn} : 1 — 0.07 МэВ, 2 — 0.135 МэВ и 3 — 0.17 МэВ. Энергия первичных нейтронов 60 ± 5 МэВ, угол разлета вторичных нейтронов $\Delta\Theta = 5^\circ$.

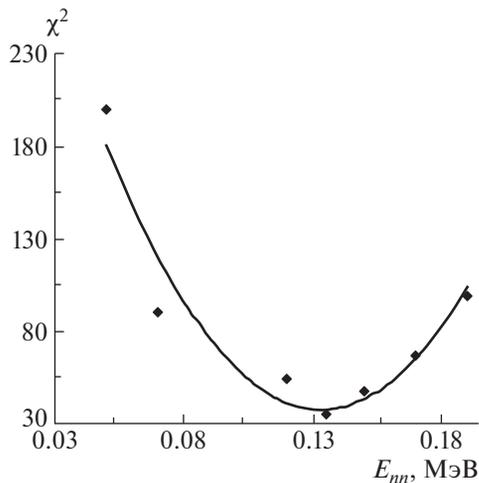


Рис. 7. Зависимость χ^2 от E_{nn} для энергии налетающих нейтронов $E_n = 60 \pm 5$ МэВ, угол разлета вторичных нейтронов $\Delta\Theta = 5^\circ$. Значения $\chi^2(E_{nn})$ получены с использованием формулы (4) суммированием по 20 точкам по ε (0.008–0.084 МэВ). Кривая — аппроксимация квадратичным полиномом.

формы импульсов для дискриминации нейтронных событий от событий, вызванных γ -квантами. Проводился отбор совпадающих событий — протона и двух нейтронов в соседних детекторах нейтронного годоскопа с углом разлета 5° . Для каждого отобранного события определялась энергия первичного нейтрона и, таким образом, события сортировались по этой энергии. В частности, в настоящей работе представлены данные для энергии первичных нейтронов реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ при $E_n = 60 \pm 5$ МэВ.

Для каждого зарегистрированного события относительная энергия двух нейтронов ε вычисля-

лась из измеренных энергий двух нейтронов и угла их разлета по формуле (1). Затем из отобранных событий формировалась зависимость выхода реакции от относительной энергии ε для выбранного интервала энергии первичных нейтронов.

5. ИЗВЛЕЧЕНИЕ ДАННЫХ О ДЛИНЕ nn -РАССЕЯНИЯ

Для определения энергии виртуального nn -уровня E_{nn} (длины рассеяния a_{nn}) экспериментальная зависимость выхода реакции nd -развала $\frac{dN^{\text{эксп}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon}$ сравнивается с результатами моделирования $\frac{dN^{\text{мод}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon}$. На рис. 6 экспериментальные данные для $\Delta\Theta = 5^\circ$ и энергии налетающих нейтронов 60 ± 5 МэВ сравниваются с результатами моделирования для трех значений энергии виртуального nn -уровня 0.17, 0.135 и 0.07 МэВ. Для экспериментальных точек приведена полная статистическая ошибка, включающая статистическую неопределенность процедуры вычитания фона.

Процедура определения E_{nn} (и соответствующей длины рассеяния a_{nn}) велась для данных, полученных при угле разлета 5° . Для этого моделирование проводилось в широкой области значений E_{nn} от 0.07 до 0.24 МэВ. Далее минимизировалось значение χ^2 для экспериментальных и теоретических (моделированных) точек, даваемое выражением

$$\chi^2(a_{nn}) = \sum_{\varepsilon} \frac{\left(\frac{dN^{\text{эксп}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon} - A \frac{dN^{\text{мод}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon} \right)^2}{\left(\Delta \frac{dN^{\text{эксп}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon} \right)^2}, \quad (4)$$

где A — нормировочный коэффициент, определяемый как отношение интегралов экспериментального и моделированного спектров по широкому интервалу значений ε (0–0.5 МэВ), а $\Delta \frac{dN^{\text{эксп}}(\Delta\Theta)}{d\varepsilon}$ — статистическая ошибка экспериментальных точек.

Для нахождения E_{nn} и статистической неопределенности ее значения, значения $\chi^2(E_{nn})$ аппроксимировались квадратичным полиномом (рис. 7). При этом χ^2_{min} определяет величину E_{nn} , а статистическая ошибка ΔE_{nn} имеет вид

$$\Delta E_{nn} = |E_{nn}(\chi^2_{\text{min}}) - E_{nn}(\chi^2_{\text{min}} + 1)|. \quad (5)$$

Значения $\chi^2(E_{nn})$, приведенные на рис. 7, получены суммированием по 20 точкам по ε (0.008–0.084 МэВ), однако изменение интервала подгонки

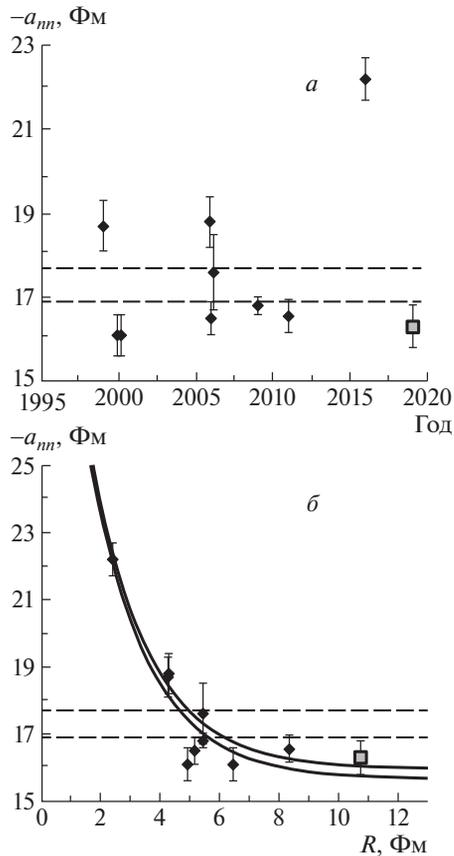


Рис. 8. Данные о величине nn -длины рассеяния, полученные в реакции nd -развала и dd -развала: a — в зависимости от года опубликования, b — в зависимости от параметра R . Штриховые линии — предельные значения протон-протонной длины рассеяния $a_{pp} = -17.3 \pm 0.4$ Фм, сплошные кривые — аппроксимация экспериментальных точек зависимостью (6) при значениях параметра $a = -15.9 \pm 0.15$ Фм. Точки: ромбы — данные работ [5–12], квадрат — данные настоящей работы.

до 14 или 26 точек практически не приводит к изменению как величины длины рассеяния, так и статистической ошибки в ее определении (среднее значение по трем подгонкам $-E_{nn} = 0.134 \pm 0.007$ МэВ).

Таким образом, для представленных данных ($E_n = 60 \pm 5$ МэВ, $\Delta\Theta = 5^\circ$) получено значение энергии виртуального нейтрон-нейтронного состояния $E_{nn} = 0.134 \pm 0.007$ МэВ. Хотя имеются данные и для других энергий первичных нейтронов (например, 80 ± 5 МэВ), однако они были получены с худшей статистикой, что не позволило использовать их для определения длины nn -рассеяния. Такому значению E_{nn} при использовании формулы (3) при значении $r_{nn} = 2.83$ Фм было сопоставлено значение нейтрон-нейтронной длины рассеяния $a_{nn} = -16.3 \pm 0.5$ Фм. Такое значение nn -длины рассеяния может привести к пересмотру значения

параметра нарушения зарядовой симметрии (НЗС) ядерных сил $\Delta a_{НЗС} = a_{pp} - a_{nn}$.

6. АНАЛИЗ ДАННЫХ О ДЛИНЕ РАССЕЙЯНИЯ

На рис. 8а представлены данные о длине nn -рассеяния для измерений, выполненных после 1998 г. [5–12], включая наши данные для nd -развала при 40 МэВ [11], dd -развала при 15 МэВ [12] и данные, полученные в настоящей работе при энергии 60 МэВ. Следует отметить, что все представленные данные были получены при разных энергиях и соответственно для разных значений параметра R .

В [3, 4] было показано, что представленные экспериментальные данные могут быть аппроксимированы трехпараметрической экспоненциальной функцией, зависящей от R :

$$a_{nn}(R) = a + b \exp(-R/r_0), \quad (6)$$

параметры которой a , b и r_0 могут быть получены из χ^2 -анализа данных.

При этом параметр a определяет асимптотическое значение a_{nn} , полученное экстраполяцией этой кривой при $R \rightarrow \infty$, и должен быть свободным от вклада $3N$ -сил. Для использованных экспериментальных данных в [3, 4] было получено значение параметра $a \equiv a_{nn}(\infty) = -15.8 \pm 0.2$ Фм.

На рис. 8б представлены данные о величинах a_{nn} в зависимости от значений параметра R . Значение нейтрон-нейтронной длины рассеяния, извлеченное в реакции nd -развала при энергии 60 МэВ ($R = 10.5$ Фм), также нанесено на график R -зависимости (крайняя правая точка). χ^2 -анализ практически не изменил параметры аппроксимирующей кривой $a \equiv a_{nn}(\infty) = -15.9 \pm 0.15$ Фм. Полученное экспериментальное значение $a_{nn} = -16.3 \pm 0.5$ Фм близко к предельному значению (постоянному члену аппроксимационной формулы), что на наш взгляд свидетельствует о приближении к значению длины рассеяния, не зависящему от влияния $3N$ -взаимодействия.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нейтрон-нейтронное ВКС исследовано в реакции nd -развала в кинематически полном эксперименте при энергии 60 МэВ. Два нейтрона детектировались в кинематической области ВКС при угле разлета нейтронов $\Delta\Theta = 5^\circ$. Протон регистрировался в активной C_6D_6 -мишени-сцинтилляторе. Энергии вторичных нейтронов определялись по времени пролета, при этом стартовым сигналом системы TOF служил сигнал протона в активной

мишени. Энергия первичного нейтрона восстанавливалась из кинематики реакции, а относительная энергия nn -пары вычислялась для каждого события, используя значения энергий нейтронов и их угла разлета.

В этой постановке эксперимента нейтрон-нейтронное ВКС проявляется в виде максимума в распределении выхода реакции от относительной энергии двух нейтронов, форма которого чувствительна к величине E_{nn} и связанной с ней величине a_{nn} . Для определения энергии виртуального nn -уровня E_{nn} экспериментальная зависимость выхода реакции nd -развала сравнивалась с результатами моделирования. Для представленных данных ($E_n = 60 \pm 5$ МэВ, $\Delta\Theta = 5^\circ$) получено значение энергии виртуального нейтрон-нейтронного состояния $E_{nn} = 0.134 \pm 0.007$ МэВ. Такому значению E_{nn} при использовании формулы (3) сопоставлено значение нейтрон-нейтронной длины рассеяния $a_{nn} = -16.3 \pm 0.5$ Фм. Анализ данного значения длины рассеяния в совокупности с данными, полученными в других экспериментах по nd - и dd -развалу, подтверждает гипотезу о влиянии $3N$ -сил на величины извлекаемых параметров nn -взаимодействия в этих реакциях [3, 4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen, and J. J. de Swart, *Phys. Rev. C* **49**, 2950 (1994).
2. G. A. Miller, B. M. K. Nefkens, and I. Slaus, *Phys. Rep.* **194**, 1 (1990).
3. E. S. Konobeevski, S. V. Zuyev, V. I. Kukulín, and V. N. Pomerantsev, arXiv: 1703.00519v1 [nucl-th].
4. Е. С. Конобеевский, С. В. Зуев, А. А. Каспаров, В. И. Кукулин, В. М. Лебедев, М. В. Мордовской, В. Н. Померанцев, А. В. Спасский, *ЯФ* **81**, 555 (2018) [*Phys. At. Nucl.* **81**, 595 (2018)].
5. D. E. Gonzales Trotter, F. Salinas Meneses, A. S. Crowell, W. Glöckle, C. R. Howell, C. D. Roper, D. Schmidt, I. Slaus, H. Tang, W. Tornow, R. L. Walter, H. Witala, and Z. Zhou, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3798 (1999).
6. D. E. Gonzales Trotter, F. Salinas Meneses, W. Tornow, C. R. Howell, Q. Chen, A. S. Crowell, C. D. Roper, and R. L. Walter, *Phys. Rev. C* **73**, 034001 (2006).
7. V. Huhn, L. Watzold, Ch. Weber, A. Siepe, W. von Witsch, H. Witala, and W. Glöckle, *Phys. Rev. C* **63**, 014003 (2000).
8. W. von Witsch, X. Ruan, and H. Witala, *Phys. Rev. C* **74**, 014001 (2006).
9. B. J. Crowe III, A. S. Crowell, J. Deng, C. R. Howell, R. A. Macri, R. S. Perdoni, S. Tajima, W. Tornow, W. von Witsch, R. L. Walter, and H. Witala, *TUNL Progr. Rep.* **XLV**, 65 (2005–2006).
10. C. R. Howell, A. S. Crowell, J. Deng, J. H. Esterline, M. R. Kiser, R. A. Marci, W. Tornow, B. J. Crowe III, R. S. Perdoni, S. Tajima, W. von Witsch, and H. Witala, *TUNL Progr. Rep.* **XLVIII**, 57 (2008–2009).
11. Е. С. Конобеевский, Ю. М. Бурмистров, С. В. Зуев, М. В. Мордовской, С. И. Поташев, *ЯФ* **73**, 1343 (2010) [*Phys. At. Nucl.* **73**, 1302 (2010)].
12. Е. С. Конобеевский, С. В. Зуев, А. А. Каспаров, В. М. Лебедев, М. В. Мордовской, А. В. Спасский, *ЯФ* **78**, 687 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 643 (2015)].
13. V. I. Kukulín, I. T. Obukhovskiy, V. N. Pomerantsev, and A. Faessler, *J. Phys. G* **27**, 1851 (2001).
14. V. I. Kukulín, P. Grabmayr, A. Faessler, Kh. U. Abraamyan, M. Bashkanov, H. Clement, T. Skorodko, and V. N. Pomerantsev, *Ann. Phys. (N.Y.)* **325**, 1173 (2010).
15. В. А. Бабенко, Н. М. Петров, *Ядерная физика та енергетика* **14**(2), 135 (2013).
16. С. В. Зуев, А. А. Каспаров, Е. С. Конобеевский, *Изв. РАН. Сер. физ.* **78**, 527 (2014) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **78**, 345 (2014)].

DATA ON NEUTRON–NEUTRON SCATTERING LENGTH EXTRACTED IN THE $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ REACTION AT 60 MeV

E. S. Konobeevski^{1),2)}, A. A. Afonin¹⁾, S. V. Zuyev¹⁾, A. A. Kasparov¹⁾, V. V. Mitcuk^{1),2)}, M. V. Mordovskoy^{1),2)}, S. I. Potashev¹⁾

¹⁾ Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

²⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Russia

¹ S_0 nn -scattering length has been measured in the nd -breakup reaction at 60 MeV. The experiment was performed in the final state interaction geometry with registration of all three secondary particles. The scattering length $a_{nn} = -16.3 \pm 0.5$ fm was obtained from a comparison of the experimental dependence of the nd -breakup yield on the relative energy of nn pair with the simulation results. An analysis of this value of the scattering length together with the data obtained in other experiments on nd and dd breakup confirms the hypothesis about the influence of $3N$ forces on the values of nn -interaction parameters extracted in these reactions.

ОЦЕНКИ КОНВЕРСИИ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЗИТРОНЫ В ТОЛСТЫХ МИШЕНЯХ

© 2020 г. С. С. Бельшев¹⁾, Л. З. Джилавян^{2)*}, А. Л. Полонский²⁾

Поступила в редакцию 25.12.2019 г.; после доработки 25.12.2019 г.; принята к публикации 25.12.2019 г.

Рассматриваются в сопоставлении с экспериментальными данными рассчитанные значения наиболее важной характеристики генерации позитронов в толстых мишенях-конвертерах — коэффициента конверсии электронов в позитроны, дифференциального по энергии образуемых позитронов и по телесному углу их испускания. Рассмотрение проводится для: “игольчатого” пучка электронов, нормально падающих на конвертер и имеющих энергии (10–1000) МэВ; эмиссии позитронов в направлении такого пучка; конвертеров с различными толщинами и атомными номерами.

DOI: 10.31857/S0044002720040054

1. ВВЕДЕНИЕ

Прецизионные пучки ультрарелятивистских позитронов с малыми поперечными эмиттантами и энергетическими разбросами являются важным инструментом для экспериментальных исследований в физике элементарных частиц и атомных ядер. В основном позитроны для этих пучков получают путем конверсии ультрарелятивистских электронов в позитроны в толстых мишенях-конвертерах. Позитроны из конвертеров имеют широкие энергетические спектры и угловые разбросы. В одном варианте рассматриваемой методики некая магнитная система выделяет из полного пучка позитронов часть с необходимым малым поперечным эмиттансом и с требуемыми энергиями позитронов без использования дополнительного ускорения позитронов из конвертеров (см., например, [1, 2]). В другом варианте исходные позитроны из конвертеров до такого выделения сначала дополнительно ускоряются (см., например, [3, 4]).

Важнейшая характеристика генерации позитронов в конвертерах — дифференциальный по энергии образуемых позитронов и по телесному углу их испускания коэффициент K конверсии электронов в позитроны для “мгновенного игольчатого” пучка нормально падающих на конвертер электронов (пучка без временных, линейных поперечных и угловых разбросов) при угле эмиссии позитронов относительно падающего пучка электронов $\theta^+ \approx 0^\circ$:

$$K \equiv K(E^-, E^+, T, Z) = \frac{N^+}{N^- \Delta\Omega^+ \Delta E^+}, \quad (1)$$

где E^- и E^+ — кинетические энергии падающих электронов и испускаемых позитронов; T — толщина конвертера; Z — атомный номер материала конвертера; N^- и N^+ — числа падающих электронов и испущенных позитронов; $\Delta\Omega^+$ и ΔE^+ — малые значения телесного угла и разброса энергии испускаемых позитронов при этом.

Некоторые систематические экспериментальные данные о $K_{\text{эксп}}$ при $9 \leq E^- \leq 1000$ МэВ для Cu-, Ta-, Pt-, Pb-конвертеров приведены в [5–9].

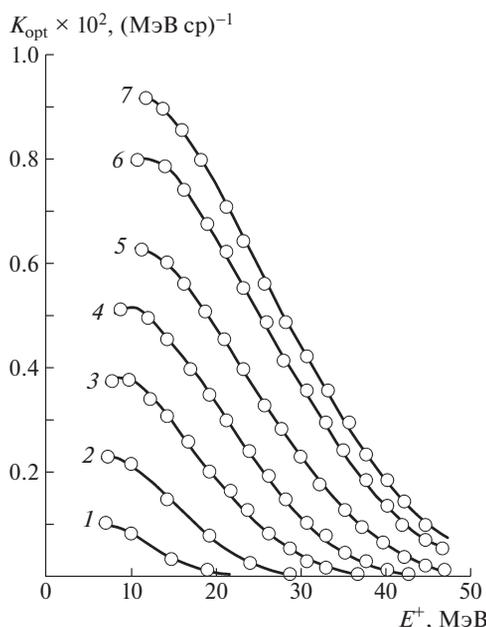


Рис. 1. Экспериментальные зависимости дифференциального коэффициента конверсии $K = K_{\text{эксп}}$ от кинетической энергии испускаемых позитронов E^+ для Ta-конвертеров с близкой к оптимальной толщиной $T = 1.3X_0$ [9]. Кривые: различные E^- электронов: 1 — 25.0 МэВ; 2 — 31.1 МэВ; 3 — 38.1 МэВ; 4 — 44.5 МэВ; 5 — 50.7 МэВ; 6 — 55.9 МэВ; 7 — 57.5 МэВ.

¹⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

²⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: dzhil@inr.ru

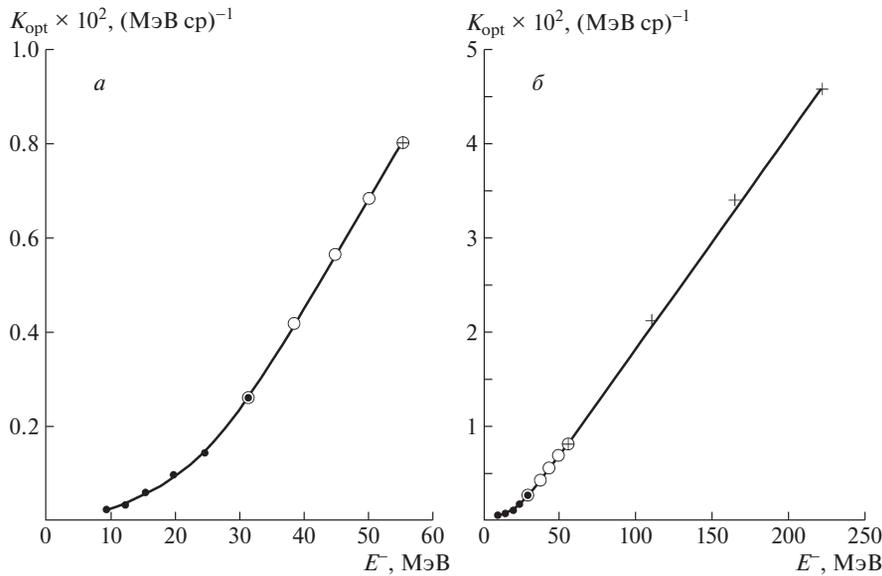


Рис. 2. Экспериментальные зависимости K_{opt} для различных E^- : а — при $9 \leq E^- \leq 55$ МэВ; б — $9 \leq E^- \leq 220$ МэВ. Данные работ [5, 6, 9] изображены закрытыми кружками, крестиками и большими открытыми кружками соответственно.

Однако эти данные вызывают серьезные сомнения из-за разбросов их абсолютных значений, особенно при малых энергиях позитронов.

В настоящей работе проведен детальный анализ $K_{\text{эксп}}$, полученных в [5–9]. Выполнено их сопоставление со значениями K , рассчитанными при $10 \leq E^- \leq 1000$ МэВ с использованием модели прохождения излучения через вещество, реализованной в библиотеке программ GEANT4 [10] для различных значений T (включая значения, близкие к оптимальным) и $Z = 29; 73; 82$ (для меди, тантала и свинца соответственно).

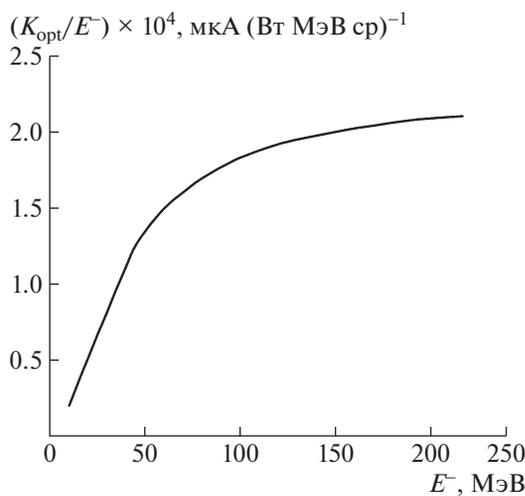


Рис. 3. Экспериментальные зависимости K_{opt}/E^- от E^- .

2. АНАЛИЗ ИМЕЮЩИХСЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ О ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОМ КОЭФФИЦИЕНТЕ КОНВЕРСИИ $K(E^-, E^+, T, Z)$

Экспериментальные исследования K усложнены тем, что из конвертера наряду с потоками искомым позитронов вылетают существенно преобладающие потоки электронов и γ -квантов. Поэтому для определения $K_{\text{эксп}}$ на выходе из толстого конвертера необходимы методики, позволяющие в тяжелых фоновых условиях проводить нужные измерения. Разработка таких методик на базе магнитных спектрометров — довольно сложная задача (см., например, [11]). Кроме того, должны быть доступны для длительных экспозиций пучки электронов с приемлемыми токами и в широком диапазоне их энергий.

Несмотря на указанные сложности экспериментальных измерений, представляется, что для циклов таких измерений, проведенных на одной и той же установке, можно ожидать улучшение относительной точности определения $K_{\text{эксп}}$. К настоящему времени выполнены три измерения $K_{\text{эксп}}$, обладающие сравнительной полнотой: в Saclay [5] для $9 \leq E^- \leq 30$ МэВ при $0.2X_0 \leq T \leq 2X_0$, $Z = 78$ (Pt); в Orsay [6] для $55 \leq E^- \leq 220$ МэВ при $0.4X_0 \leq T \leq 4X_0$, $Z = 82$ (Pb) и в ИЯИ РАН [9] для $25 \leq E^- \leq 60$ МэВ при $T \cong 1.3X_0$, $Z = 73$ (Ta). При этом X_0 — радиационная длина материала конвертера (см., например, [12, 13]). Важно указать, что измерения [9] позволяют “сшить” по абсолютным значениям $K_{\text{эксп}}$ результаты всех трех измерений [5, 6, 9], причем в качестве единого мас-

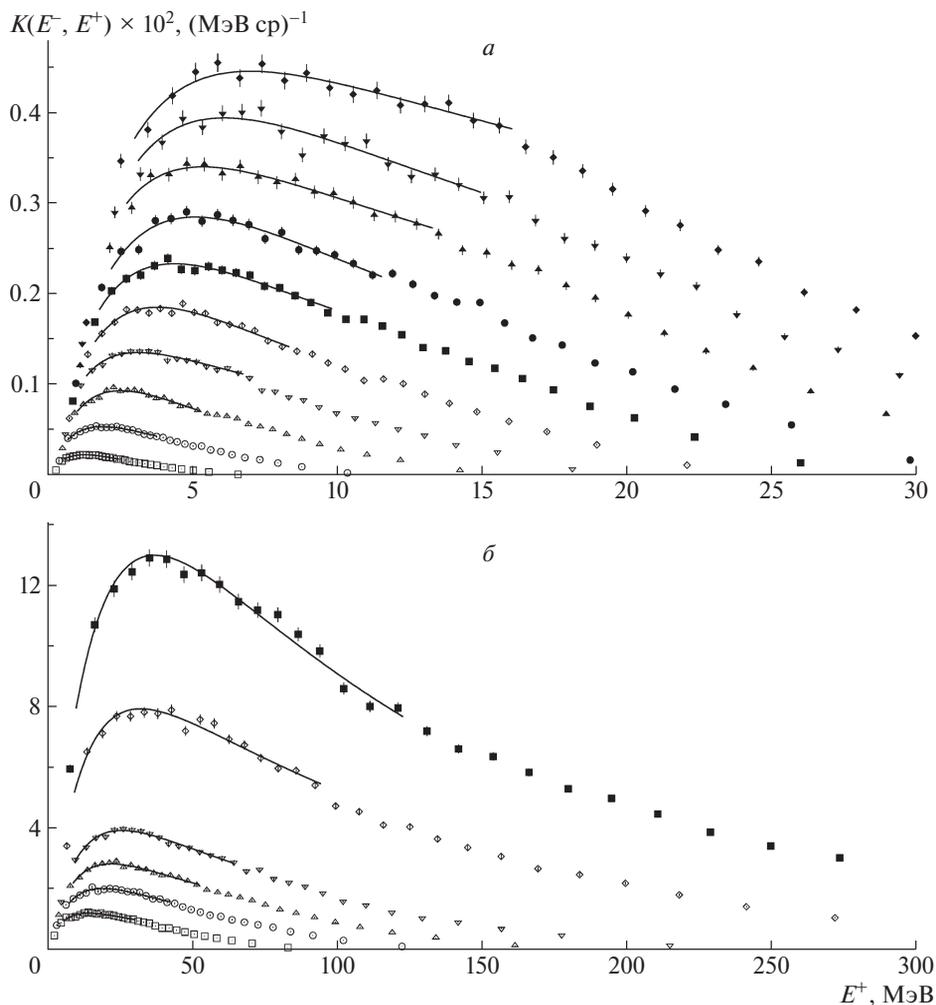


Рис. 4. Рассчитанные зависимости $K_i(E_i^-, E^+, T_{opt\ i}, Z = 82)$ от E^+ . *a* — Для $i = 1-10$: \square — $E^- = 10$ МэВ; \circ — $E^- = 15$ МэВ; \triangle — $E^- = 20$ МэВ; ∇ — $E^- = 25$ МэВ; \diamond — $E^- = 30$ МэВ; \blacksquare — $E^- = 35$ МэВ; \bullet — $E^- = 40$ МэВ; \blacktriangle — $E^- = 45$ МэВ; \blacktriangledown — $E^- = 50$ МэВ; \blacklozenge — $E^- = 55$ МэВ; *б* — для $i = 11-16$: \square — $E^- = 110$ МэВ; \circ — $E^- = 165$ МэВ; \triangle — $E^- = 220$ МэВ; ∇ — $E^- = 300$ МэВ; \diamond — $E^- = 600$ МэВ; \blacksquare — $E^- = 1000$ МэВ.

штаба в настоящей работе был выбран масштаб из работы [6].

Согласно работам [5, 6, 9] (см. рис. 1 с результатами из [9], пересчитанными к масштабу работы [6] при $E^- \cong 55$ МэВ), значения $K_{эксп}$ в зависимости от E^+ при фиксированных E^- , T и Z плавно возрастают при уменьшении E^+ , начиная от $K = 0$

Таблица 1. Набор рассмотренных в расчетах значений E_i^-

i	1	2	3	4	5	6	7	8
$E_i^-, \text{МэВ}$	10	15	20	25	30	35	40	45
i	9	10	11	12	13	14	15	16
$E_i^-, \text{МэВ}$	50	55	110	165	220	300	600	1000

при

$$E^+ = E^- - 2\mu, \tag{2}$$

где μ — энергия покоя электрона. Среднеквадратичные ошибки значений измеренных величин, представленных на рис. 1 (а также ниже на рис. 2), меньше размеров использованных для них значков. Для толщин конвертера T , близких к оптимальным T_{opt} (см. пояснения ниже), при используемых в [5, 6, 9] значениях E^- этот рост идет до $E^+ \approx (0.1-0.2) E^-$. К сожалению, для E^+ ниже этих величин в [5, 6, 9] данные о ходе кривых $K_{эксп}(E^+)$ при дальнейшем уменьшении E^+ либо отсутствуют, либо могут противоречить друг другу. Так, в [5] для части результатов $K_{эксп}$ при $E^+ \rightarrow 0$ не уменьшается, а продолжает расти. В других результатах из [5] и во всех результатах из [6, 9] имеются указания на спад $K_{эксп}(E^+)$ при дальнейшем уменьшении E^+ . Можно предположить, что у каждой

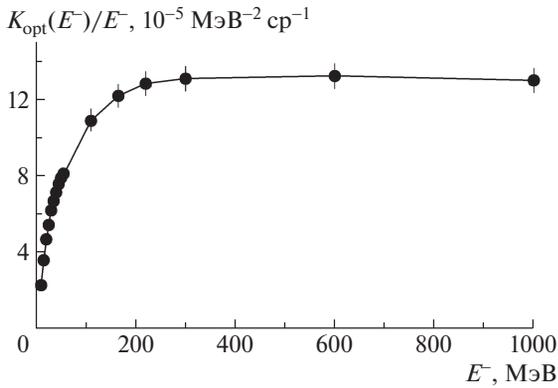


Рис. 5. Рассчитанная зависимость $K_{\text{опт } i}(E_i^-, E^+, T_{\text{опт } i}, Z = 82)/E^-$ от E^- для $i = (1-16)$, т.е. для $10 \leq E^- \leq 1000$ МэВ. Вертикальные штрихи — увеличенные в 5 раз ошибки приводимых рассчитанных значений $K_{\text{опт } i}$.

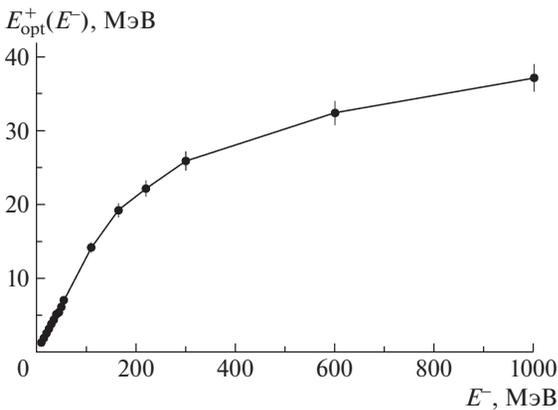


Рис. 6. Рассчитанная зависимость $E_{\text{опт } i}^+(E_i^-, T_{\text{опт } i}, Z = 82)$ от E^- для $i = (1-16)$, т.е. для $10 \leq E^- \leq 1000$ МэВ. Вертикальные штрихи — увеличенные в 5 раз ошибки приводимых рассчитанных значений $E_{\text{опт } i}^+$.

из полученных в работах [5, 6, 9] зависимостей $K(E^-, E^+, T, Z)$ есть свой максимум K_m при E_m^+ для различных E^- , T и Z (конечно, этому предположению нужны дальнейшие подтверждения, чему, в частности, посвящена данная работа). Согласно [6] при фиксированном Z для каждого E^- величина K_m в зависимости от T образует широкий пик, а при неких оптимальных значениях $T = T_{\text{опт}}$ и $E_{\text{опт}}^+$ достигает своего максимума $K_{\text{опт}}(E^-)$.

Толщину конвертера полезно измерять в радиационных длинах для его материала. При этом удается значительно ослабить зависимости величин K и $K_{\text{опт}}$ от Z . Согласно [8] в Stanford's при $E^- \cong 1000$ МэВ получено, что для указанной области малых E^+ и для конвертеров, имеющих одинаковую в X_0 и близкую к $T_{\text{опт}}$ толщину, $K_{\text{экссп}}(E^+)$ весьма медленно растет с ростом Z . Так, согласно [8] переход от Cu ($Z = 29$) к Pb ($Z = 82$) (т.е. при росте Z в 2.83 раза) приводит

к возрастанию $K_{\text{экссп}}(E^+)$ для этой области E^+ только в ~ 1.22 раза. Поэтому для таких E^+ и типичных материалов конвертеров с Z от 73 до 82 (включая упомянутые Ta, Pt, Pb, для которых Z меняется только в ~ 1.12 раза) можно считать, что $K_{\text{экссп}}(E^+)$ не зависит от Z .

Величина $T_{\text{опт}}$ сравнительно медленно растет с ростом E^- . В [14] приведено приближенное выражение, описывающее эту зависимость для $6 \leq E^- \leq 1000$ МэВ:

$$T_{\text{опт}} = 0.5(\ln E^-) - 0.72, \quad (3)$$

где E^- в (3) выражено в МэВ, а $T_{\text{опт}}$ — в X_0 .

На рис. 2 показаны “сшитые” измеренные величины $K_{\text{опт}}(E^-)$ для: а — $9 \leq E^- \leq 55$ МэВ; б — $9 \leq E^- \leq 220$ МэВ. В [6, 7] предложено для диапазона $E^- \cong (55-220)$ МэВ приближенное выражение для $K_{\text{опт}}(E^-)$:

$$K_{\text{опт}}(E^-) \approx 2.4 \times 10^{-4} (E^- - 25), \quad (4)$$

где $K_{\text{опт}}$ имеет размерность $(\text{МэВ ср})^{-1}$, а E^- — МэВ. Согласно [7] этой формуле примерно соответствуют результаты, полученные в Orsay для $E^- = 580$ МэВ при $T \cong 2.7X_0$, $Z = 74$ (W) и в Stanford для $E^- = 1000$ МэВ при $T = 2.9X_0$, $Z = 82$ (Pb) [7, 8].

На рис. 3 представлены в зависимости от E^- экспериментальные значения величины $K_{\text{опт}}(E^-)/E^-$, которые выходят при $E^- \approx 100$ МэВ в область примерного насыщения. Величина $K_{\text{опт}}(E^-)/E^-$ имеет простой и важный смысл: она пропорциональна току получаемых позитронов на единицу мощности падающего на конвертер пучка электронов. Для роста среднего тока получаемых позитронов нужно увеличение средней мощности пучка электронов. Такое увеличение можно получить на ускорителях электронов, обеспечивающих либо высокие E^- , либо (что, видимо, практичнее) большой средний ток, при E^- , например, ≈ 100 МэВ.

3. РАСЧЕТЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА КОНВЕРСИИ $K(E^-, E^+, T, Z)$

Для проверки, дополнения и обобщения данных о $K(E^-, E^+, T, Z)$ проведены модельные расчеты с помощью библиотеки программ GEANT4 [10]. Эти расчеты выполнены для “мгновенных игольчатых” моноэнергетических пучков электронов, имеющих различные начальные ультрарелятивистские кинетические энергии $10 \leq E^- \leq 1000$ МэВ и нормально падающих на однородные пластинки мишеней-конвертеров либо из Cu ($Z = 29$), либо из Ta ($Z = 73$), либо из Pb ($Z = 82$). Полученные результаты позволяют выделить образованные в конвертере

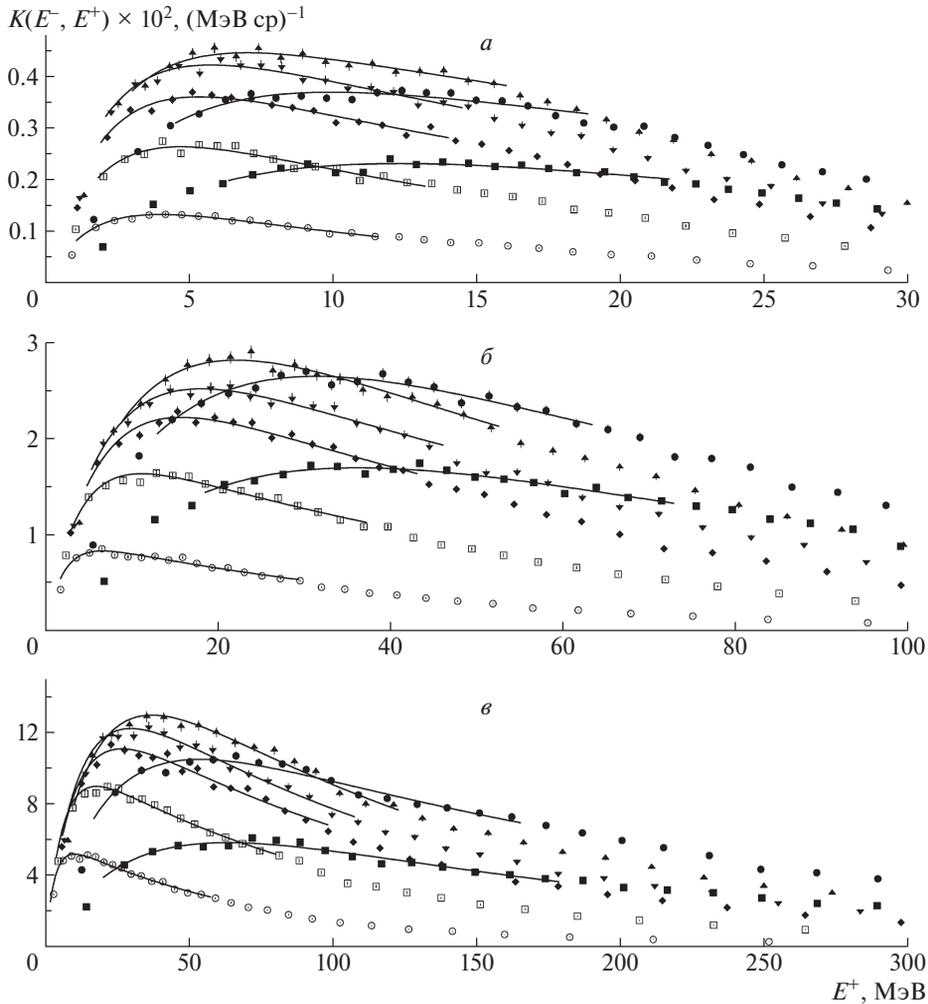


Рис. 7. Рассчитанные значения $K_{i,j}(E_i^-, E^+, T_{i,j}, Z = 82)$ для $j = (1; 2; 3; 4; 5; 6; 7)$ в зависимости от E^+ . *a* — $i = 10$, $E^- = 55$ МэВ, $T_{\text{опт } i} = 1.28367X_0$; *б* — $i = 13$, $E^- = 220$ МэВ, $T_{\text{опт } i} = 1.97681X_0$; *в* — $i = 16$, $E^- = 1000$ МэВ, $T_{\text{опт } i} = 2.73388X_0$. Точки: \blacksquare — $T = 0.25T_{\text{опт}}$; \bullet — $T = 0.5T_{\text{опт}}$; \blacktriangle — $T = T_{\text{опт}}$; \blacktriangledown — $T = T_{\text{опт}} + 0.5X_0$; \blacklozenge — $T = T_{\text{опт}} + X_0$; \square — $T = T_{\text{опт}} + 2X_0$; \circ — $T = T_{\text{опт}} + 4X_0$.

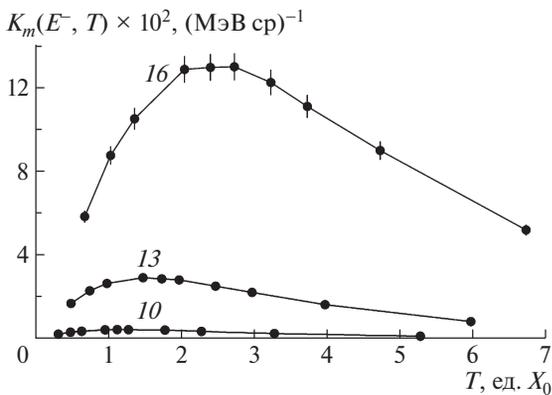


Рис. 8. Рассчитанные зависимости K_m для $j = (1; 1'; 2; 2'; 2''; 3; 4; 5; 6; 7)$ от T для: $i = 10$, $E^- = 55$ МэВ; $i = 13$, $E^- = 220$ МэВ; $i = 16$, $E^- = 1000$ МэВ. Цифры курсивом над кривыми — соответствующие этим кривым значения i . Вертикальные штрихи — увеличенные в 5 раз ошибки приводимых рассчитанных значений $K_{m,i,j}$.

и испускаемые из него позитроны с различными их параметрами. В частности, для рассматриваемых ниже в данном разделе приосевых случаев выделялись позитроны в зависимости от E^+ , испускаемые под углами $\theta^+ \leq 0.05$ рад по отношению к направлению падающего пучка электронов. Собранный при этом полный объем данных позволяет извлекать угловые, линейные поперечные и временные разбросы всего получаемого пучка позитронов на выходе из конвертера.

Для основных приосевых расчетов выбраны Рb-конвертеры с толщинами $T_{\text{опт}}$ согласно выражению (1) и ряд кинетических энергий падающих электронов E_i^- , указанный в табл. 1.

На рис. 4 точками с ошибками показаны результаты таких расчетов $K_i(E_i^-, E^+, T_{\text{опт } i}, Z = 82)$, причем: рис. 4*a* — для $i = (1-10)$; рис. 4*б* — для $i = (11-16)$. На рис. 4 для каждого случая также показаны сплошными кривыми подгоночные

Таблица 2. $K_{\text{опт } i}$ со статистической погрешностью менее $\sim 1\%$: максимумы и соответствующие аргументы $E_{\text{опт } i}^+$ подгоночных функций $f_{\text{опт } i}$

i	$E_i^-,$ МэВ	j	$T_{i,j},$ единицы X_0	$E_{\text{опт } i}^+,$ МэВ	$K_{\text{опт } i},$ (МэВ ср) $^{-1}$
10	55	1	0.320918	12.303	0.002308
10	55	1'	0.487795	11.214	0.003211
10	55	2	0.641833	9.891	0.003690
10	55	2'	0.962753	7.905	0.004394
10	55	2''	1.129630	7.021	0.004489
10	55	3	1.283670	7.024	0.004453
10	55	4	1.783670	5.756	0.004218
10	55	5	2.283670	5.357	0.003600
10	55	6	3.283670	4.714	0.002630
10	55	7	5.283670	3.995	0.001322
13	220	1	0.494203	36.006	0.016959
13	220	1'	0.751188	32.654	0.022947
13	220	2	0.988405	31.202	0.026457
13	220	2'	1.482608	27.024	0.029191
13	220	2''	1.739593	23.971	0.028670
13	220	3	1.976810	22.132	0.028152
13	220	4	2.476810	18.047	0.025176
13	220	5	2.976810	15.805	0.022202
13	220	6	3.976810	11.140	0.016345
13	220	7	5.976810	6.621	0.008316
16	1000	1	0.683470	63.311	0.058339
16	1000	1'	1.038874	61.549	0.087441
16	1000	2	1.366940	53.689	0.104933
16	1000	2'	2.050410	46.105	0.128463
16	1000	2''	2.405814	40.240	0.129389
16	1000	3	2.733880	37.115	0.129706
16	1000	4	3.233880	29.755	0.122225
16	1000	5	3.733880	26.634	0.110815
16	1000	6	4.733880	17.755	0.089788
16	1000	7	6.733880	10.152	0.051952

функции:

$$f_{\text{опт } i} = A_{\text{опт } i} [1 - \exp(-a_{1\text{опт } i} E^+)] \times \quad (5)$$

$$\times \exp(-a_{2\text{опт } i} E^+).$$

В табл. 2 для каждого i приведены значения максимумов $K_{\text{опт } i}$ и соответствующих аргументов $E_{\text{опт } i}^+$ подгоночных функций $f_{\text{опт } i}$, рассчитанные с относительной статистической погрешностью менее $\sim 1\%$. Эти значения получены методом наибольшего правдоподобия для выборки, имеющей максимальную плотность и содержащей половину от полного числа (6.5×10^4) полученных в каждом расчете позитронов с $\theta^+ \leq 0.05$ рад.

На рис. 5 показана зависимость величины $K_{\text{опт } i}(E^-)/E^-$ от E^- для $i = (1-16)$, т.е. для $10 \leq E^- \leq 1000$ МэВ (здесь соседние точки просто

соединены отрезками прямых линий). На рис. 6 представлена зависимость $E_{\text{опт } i}^+$ от E^- для $10 \leq E^- \leq 1000$ МэВ (здесь также соседние точки просто соединены отрезками прямых линий).

В дополнение к основным расчетам для свинцовых конвертеров рассчитаны величины $K_{i,j}(E_i^-, E^+, T_{i,j}, Z = 82)$ в зависимости от E^+ для трех значений $E^- = (55; 220; 1000)$ МэВ (т.е. для $i = (10; 13; 16)$) и ряда значений толщины конвертера $T_{i,j}$ (см. табл. 3). Результаты расчетов $K_{i,j}(E_i^-, E^+, T_{i,j}, Z = 82)$ для этих условий и $j = (1; 2; 3; 4; 5; 6; 7)$ показаны на рис. 7. Кроме того, на рис. 7 для каждого случая (сплошные кривые) показаны подгоночные функции

$$f_{i,j} = A_{i,j} [1 - \exp(-a_{1i,j} E^+)] \exp(-a_{2i,j} E^+). \quad (6)$$

В табл. 4 для каждой рассмотренной пары значений i, j даны значения максимумов $K_{mi,j}$ и соответствующих аргументов $E_{mi,j}^+$ подгоночных функций $f_{i,j}$, рассчитанных с относительной статистической погрешностью менее $\sim 1\%$ и найденных подобно тому, как это описано для рис. 4 и табл. 2 для подгоночных функций $f_{\text{опт } i}$.

На рис. 8 для $j = (1; 1'; 2; 2'; 2''; 3; 4; 5; 6; 7)$ показаны зависимости K_m от T : для $i = 10$ ($E^- = 55$ МэВ); для $i = 13$ ($E^- = 220$ МэВ); для $i = 16$ ($E^- = 1000$ МэВ). Цифры курсивом над кривыми — соответствующие этим кривым значения i . Соседние точки просто соединены отрезками прямых линий.

Анализ приведенных в табл. 4 и на рис. 8 результатов (с учетом того, что зависимости $K_{mi,j}(E_i^-, T_{i,j}, Z)$ от $T_{i,j}$ при фиксированных E_i^- и Z имеют большие ширины) позволяет заключить, что выражение (3) удовлетворительно (с точностью не хуже $\sim 10\%$) определяет оптимальную толщину конвертера $T_{\text{опт } i}$.

Наконец, проведено сопоставление $K_{\text{опт } i}$ ($K_{\text{опт } i}$ рассчитаны с относительной статистической погрешностью менее $\sim 1\%$) при $T_{\text{опт } i}$ для медных (Cu), танталовых (Ta) и свинцовых (Pb) конвертеров ($i = 10; 13; 16$), т.е. при $E^- = (55; 220; 1000)$ МэВ. Результаты такого сопоставления даны в табл. 5.

4. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При сопоставлении результатов расчетов с известными экспериментальными данными [5–9] о поведении $K(E^-, E^+, T, Z)$ необходимо отметить следующее.

Таблица 3. Набор рассмотренных в расчетах значений $T_{i,j}$

j	1	1'	2	2'	2''
$T_{i,j}$	$0.25T_{\text{опт } i}$	$0.38T_{\text{опт } i}$	$0.5T_{\text{опт } i}$	$0.75T_{\text{опт } i}$	$0.88T_{\text{опт } i}$
j	3	4	5	6	7
$T_{i,j}$	$T_{\text{опт } i}$	$T_{\text{опт } i} + 0.5X_0$	$T_{\text{опт } i} + X_0$	$T_{\text{опт } i} + 2X_0$	$T_{\text{опт } i} + 4X_0$

Все полученные расчетные зависимости $K(E^-, E^+, T, Z)$ от E^+ при различных значениях E^-, T (в единицах радиационной длины ее материала X_0) и Z плавно возрастают при уменьшении E^+ (начиная от $K = 0$ при $E^+ = E^- - 2\mu$, где μ — энер-

гия покоя электрона). При $10 \leq E^- \leq 1000$ МэВ и толщинах конвертера T , близких к оптимальным $T_{\text{опт}}$, зависимости K от E^+ образуют сравнительно широкие пики. Положения и значения максимумов этих пиков меняются соответственно от $E_{\text{опт}}^- \approx 1.3$ МэВ и $K_{\text{опт}} \approx 0.000227$ (МэВ ср) $^{-1}$ при $E^- = 10$ МэВ до $E_{\text{опт}}^- \approx 37$ МэВ и $K_{\text{опт}} \approx 0.13$ (МэВ ср) $^{-1}$ при $E^- = 1000$ МэВ. При этом $K_{\text{опт } i}/E^-$ по мере роста E^- стремится к $\approx 1.3 \times 10^{-4}$ (МэВ $^{-2}$ ср $^{-1}$). Значения K в низкоэнергетических “крыльях” этих пиков в зависимостях K от E^+ стремятся к нулю при $E^+ \rightarrow 0$. При $E^+ \geq E_{\text{опт}}^+$ все полученные расчетные значения величин $K(E^-, E^+, T, Z)$ в 1.5–2 раза меньше соответствующих экспериментальных из [5–9], приведенных в разд. 2.

Таблица 4. Рассчитанные со статистической погрешностью менее $\sim 1\%$ $K_{mi,j}$ и соответствующие аргументы $E_{mi,j}^+$ подгоночных функций $f_{i,j}$

i	$E_i^-,$ МэВ	j	$T_{i,j},$ единицы X_0	$E_{mi,j}^+,$ МэВ	$K_{mi,j},$ (МэВ ср) $^{-1}$
10	55	1	0.320918	12.303	0.002308
10	55	1'	0.487795	11.214	0.003211
10	55	2	0.641833	9.891	0.003690
10	55	2'	0.962753	7.905	0.004394
10	55	2''	1.129630	7.021	0.004489
10	55	3	1.283670	7.024	0.004453
10	55	4	1.783670	5.756	0.004218
10	55	5	2.283670	5.357	0.003600
10	55	6	3.283670	4.714	0.002630
10	55	7	5.283670	3.995	0.001322
13	220	1	0.494203	36.006	0.016959
13	220	1'	0.751188	32.654	0.022947
13	220	2	0.988405	31.202	0.026457
13	220	2'	1.482608	27.024	0.029191
13	220	2''	1.739593	23.971	0.028670
13	220	3	1.976810	22.132	0.028152
13	220	4	2.476810	18.047	0.025176
13	220	5	2.976810	15.805	0.022202
13	220	6	3.976810	11.140	0.016345
13	220	7	5.976810	6.621	0.008316
16	1000	1	0.683470	63.311	0.058339
16	1000	1'	1.038874	61.549	0.087441
16	1000	2	1.366940	53.689	0.104933
16	1000	2'	2.050410	46.105	0.128463
16	1000	2''	2.405814	40.240	0.129389
16	1000	3	2.733880	37.115	0.129706
16	1000	4	3.233880	29.755	0.122225
16	1000	5	3.733880	26.634	0.110815
16	1000	6	4.733880	17.755	0.089788
16	1000	7	6.733880	10.152	0.051952

При получении позитронов с использованием дополнительного их ускорения (как в [3, 4]) необходимо с конвертера оптимальной толщины $T_{\text{опт}}$ выбирать позитроны с энергиями вблизи $E_{\text{опт}}^+$. Без дополнительного ускорения позитронов (как в [1, 2]) при $E^+ \geq E_{\text{опт}}^+$ лучше брать конвертеры с $T < T_{\text{опт}}$ (см. рис. 7б при $T = 0.5T_{\text{опт}}$ и $E^+ > 40$ МэВ).

Поведение расчетных зависимостей $K_{mi,j}$ от T при $T > T_{\text{опт } i}$ объясняет указанные выше различия масштабов экспериментальных [5–9] и рассчитанных в настоящей работе результатов для величин K . Конечно, свою роль могут играть и ошибки при магнитной спектрометрии получаемых позитронов (ошибки из-за остаточных магнитных полей и ошибки при определении зависимости чувствительности используемых в [5, 6, 9] ионизационных камер от энергии позитронов). По-видимому, основную роль играют недостаточные толщины используемых входных коллиматоров в магнитных спектрометрах, что приводит к добавочным существующим потокам позитронов, рожденных в этих коллиматорах γ -квантами из конвертера.

Подтверждена правомерность использования выражения (3) для нахождения $T_{\text{опт } i}$. Подтверждена слабость зависимости величин K от Z при равных в единицах X_0 толщинах конвертеров.

Полученные результаты для дифференциальных коэффициентов конверсии электронов в позитроны в толстых мишенях-конвертерах $K(E^-, E^+, T, Z)$

Таблица 5. Сопоставление рассчитанных со статистической погрешностью $\lesssim 1\%$ $K_{\text{опт } i}$ для Cu-, Ta-, Pb-конвертеров при $T_{\text{опт } i}$ и $E^- = (55; 220; 1000)$ МэВ

i	Элемент	E^- , МэВ	$T_{\text{опт } i}$, единицы X_0	$E_{\text{опт } i}^+$, МэВ	$K_{\text{опт } i}$, $(\text{МэВ ср})^{-1}$	$K_{\text{опт } i \text{ Pb}}/K_{\text{опт } i}$
10	Cu	55	1.283670	8.242	0.003076	1.4844
10	Ta	55	1.283670	7.381	0.004614	0.9896
10	Pb	55	1.283670	7.064	0.004566	1
13	Cu	220	1.976810	22.736	0.023750	1.1973
13	Ta	220	1.976810	21.839	0.029475	0.9648
13	Pb	220	1.976810	20.926	0.028437	1
16	Cu	1000	2.73388	38.192	0.114191	1.1304
16	Ta	1000	2.73388	35.465	0.134270	0.9614
16	Pb	1000	2.73388	34.256	0.129083	1

фактически перекрывают весь диапазон E^- , интересный для практики генерации позитронов при получении пучков ультрарелятивистских позитронов. Приведенные зависимости K от E^- , E^+ , T и Z могут быть использованы для проектирования оборудования с целью получения пучков ультрарелятивистских позитронов, при оптимизации работы этого оборудования на уже запущенных (см., например, [15]) и проектируемых установках.

Авторы благодарны профессору Б. С. Ишханову за поддержку работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- J. Miller, C. Schuhl, C. Tzara, and G. Tamas, J. Phys. Rad. **21**, 755 (1960).
- Л. З. Джилаван, Н. П. Кучер, ЯФ **30**, 294 (1979) [Sov. J. Nucl. Phys. **30**, 151 (1979)].
- C. P. Jupiter, N. E. Hansen, R. E. Shafer, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **121**, 866 (1961).
- Л. З. Джилаван, А. И. Карев, *Тр. VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц*, под ред. А. А. Васильева (ОИЯИ, Дубна, 1981), т. 1, с. 209.
- M. Bernardini, J. Miller, G. Tamas, C. Schuhl, and C. Tzara, CEA 2212 (Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, 1962).
- T. L. Aggson and L. Burnod, LAL 27 (Laboratoire de l'Accelérateur Lineaire d'Orsay, 1962).
- J. Haissinski, Nucl. Instrum. Methods **51**, 181 (1967).
- H. Brechna, K. E. Brey Mayer, K. G. Carney, H. De Staebler, R. H. Helm, and C. T. Hoard, in *The Stanford Two-Mile Accelerator*, Ed. by R. B. Neal (Benjamin, New York—Amsterdam, 1968), p. 545.
- Л. З. Джилаван, А. В. Лелеков, Краткие сообщения по физике ФИАН **8**, 37 (1979).
- GEANT4, Physics Reference Manual, Version geant4 9.5.0* (2 December, 2011).
- Л. З. Джилаван, А. В. Лелеков, Краткие сообщения по физике ФИАН **8**, 43 (1979).
- V. Rossi and K. Greizen, Rev. Mod. Phys. **13**, 240 (1941).
- S. M. Seltzer and M. J. Berger, Nucl. Instrum. Methods B **12**, 95 (1985).
- А. Н. Фисун, Дис. . . . канд. физ.-мат. наук, Харьковский физико-технич. институт (Харьков, 1972).
- К. В. Астрелина, М. Ф. Блинов, Т. А. Всеволожская, Н. С. Диканский, Ф. А. Еманов, Р. М. Лапик, П. В. Логачев, П. В. Мартышкин, А. В. Петренко, Т. В. Рыбицкая, А. Н. Скринский, С. В. Шнянков, Т. А. Яскина, ЖЭТФ **133**, 94 (2008) [JETP **106**, 77 (2008)].

CONVERSION OF ULTRARELATIVISTIC ELECTRONS TO POSITRONS IN THICK TARGETS

S. S. Belyshev¹⁾, L. Z. Dzhilavyan²⁾, A. L. Polonski²⁾

¹⁾ Physics Faculty of Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

²⁾ Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

In comparison with experimental data, the calculated values of the most important characteristic of positron generation in thick converter targets — the electron-to-positron conversion coefficients are considered which are differential in energies of the generated positrons and in solid angles of positron emission. The consideration is carried out for: “needle-like” beams of electrons with energies (10–1000) MeV incident normally on converters; positron emission in the direction of such incident beams; converters with various thicknesses and atomic numbers.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ K -ИЗОМЕРОВ $^{179m2}\text{Hf}$ И ^{180m}Hf В (γ, γ') -РЕАКЦИЯХ

© 2020 г. В. А. Желтоножский¹⁾, М. В. Желтоножская^{1)*},
А. Н. Саврасов²⁾, А. П. Черняев¹⁾, В. Н. Яценко³⁾

Поступила в редакцию 25.12.2019 г.; после доработки 25.12.2019 г.; принята к публикации 25.12.2019 г.

Впервые измерены средневзвешенные сечения заселения $^{179m2}\text{Hf}$ и ^{180m}Hf в (γ, γ') -реакциях при граничных значениях энергии тормозных γ -квантов 17,5, 37 и 55 МэВ. Обнаружен второй максимум в функции возбуждения K -запрещенных изомеров ^{179}Hf и ^{180}Hf в области энергий 20–35 МэВ. Проведено моделирование в рамках модели предравновесных процессов и статистической модели с использованием программных кодов TALYS-1.9 и EMPIRE-3.2. Показано, что интегральные сечения (γ, γ') -реакции в области энергий 20–55 МэВ описываются в статистическом пределе модели составного ядра (код TALYS-1.9).

DOI: 10.31857/S0044002720040200

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование сечений возбуждения высокочастотных изомеров является одним из актуальных направлений для понимания механизмов ядерных реакций. При возбуждении таких изомерных состояний в разных реакциях могут проявляться различные вклады статистических и нестатистических каналов реакций. Изомеры $^{179,180}\text{Hf}$ являются особенно интересными объектами, так как эти K -запрещенные изомеры ($\Delta K = 8$) имеют $I^\pi = 25/2^-$ и 8^- соответственно.

Особый интерес вызывает исследование (γ, γ') -реакций на этих ядрах. Это обусловлено тем, что на ядрах $^{179,180}\text{Hf}$ открывается определенная возможность обнаружения второго резонанса в функции возбуждения (γ, γ') -реакций. Как известно, в области изолированных возбужденных состояний упругое рассеяние фотонов представляет собой упругий процесс, аналогично упругому рассеянию нуклонов. Такое упругое рассеяние конкурирует с неупругим рассеянием, а при большей энергии фотонов — и с испусканием частиц. В области гигантского дипольного резонанса (ГДР) происходит рост сечения поглощения σ , поэтому сечение упругого рассеяния может иметь один максимум

в области испускания частиц, а другой — в области ГДР [1]. Оценки, выполненные в работе [2], дают порядок величины соотношения $\sigma(\gamma, \gamma')/\sigma \sim \Gamma_\gamma N_\gamma / \Gamma_n N_n$, где Γ_γ / Γ_n — отношение радиационной и частичной ширины уровня ядра, по порядку величины равное постоянной тонкой структуры для энергии возбуждения в области ГДР. Отношение числа конечных уровней в области 20 МэВ для тяжелых ядер может оказаться близко и/или больше 1. Таким образом сечение $\sigma(\gamma, \gamma') \sim 10^{-2} \sigma$ и для ядер гафния $\sigma(\gamma, \gamma') = 1$ мбн. Для резонансных γ -квантов измерение таких сечений является не очень сложной задачей. Однако экспериментальное неупругое рассеяние фотонов изучается на ядрах, у которых (γ, γ') -реакция приводит к образованию долгоживущего изомера. Поскольку в качестве источника γ -квантов преимущественно используется тормозное излучение с непрерывным распределением γ -квантов от граничной энергии ($E_{\text{гр}}$), фактически в эксперименте измеряются интегральные сечения. Причем при измерениях с тормозными γ -квантами в области высоких энергий интегральные сечения состоят из суммы двух резонансов. С учетом распределения тормозных γ -квантов вклад второго резонанса, если он соизмерим с первым, очень сложно выделить по выходу изомера. Классическим ядром для изучения (γ, γ') -реакции является ^{115}In , для которого выход этой реакции в максимуме составляет ~ 1 мбн. Такой же выход ожидается и в области высоких энергий, поэтому сложно обнаружить влияние второго резонанса на активацию изомера. Нами предлагается исследование влияния второго резонанса на при-

¹⁾Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

²⁾Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина.

³⁾ФГБУ ГНЦ ФМБЦ имени А. И. Бурназяна ФМБА, Москва, Россия.

*E-mail: zhelton@yandex.ru

Таблица 1. Параметры ускорителей электронов

Установка	Рабочая энергия пучка на выходе	Средний рабочий ток пучка на выходе	Организация, страна
Импульсный разрезной микротрон	55 МэВ	45 нА	НИИЯФ МГУ, Россия
Линейный ускоритель электронов ЛУЭ-50	37 МэВ	3.5 мкА	ННЦ ХФТИ, Украина
Varian Trilogy	20 МэВ	1 мкА	ФГБУ ГНЦ ФМБЦ имени А. И. Бурназяна ФМБА, Россия
Микротрон М-30	17.5 МэВ	2 мкА	ИЭФ НАНУ, Украина

мере активации K -запрещенных изомерных состояний. В работе [3] экспериментально показано, что сечение активации в области первого резонанса $^{180m}\text{Hf} \approx 10^{-5}$ мбн, т.е. его вклад может оказаться несущественным, если вышеприведенные оценки второго резонанса близки к реальным величинам.

Отметим, что ранее исследование выхода (γ, γ') -реакции в высокоэнергетической области было выполнено в работе [4] для тормозных γ -квантов с граничной энергией 20 МэВ. Был получен выход (γ, γ') -реакции на три порядка выше, чем в области первого резонанса.

Исходя из вышесказанного целью нашей работы является исследование механизма возбуждения ядер $^{179m2}\text{Hf}$ и ^{180m}Hf в (γ, γ') -реакциях в области энергий тормозных γ -квантов 17.5–55 МэВ путем измерения сечений этих реакций.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерение сечений проводилось методом наведенной активности на тормозных γ -пучках для электронов с величиной энергии 17.5, 20, 37 и 55 МэВ (характеристики установок приведены в табл. 1). Было проведено несколько серий облучений и измерений. Продолжительность облучения образцов составляла 1–8 ч.

Мишени изготавливали как из металлического и порошкообразного гафния природного изотопного состава, так и из обогащенного порошкообразного гафния. Облучаемая при $E_{\text{гр}} = 17.5$ МэВ мишень представляла собой порошок $^{\text{nat}}\text{HfO}_2$ весом 8.85 г, засыпанный в алюминиевую цилиндрическую емкость диаметром 2 см и высотой 8 мм. При $E_{\text{гр}} = 20$ и 37 МэВ мишени состояли из прямоугольных полос металлического гафния размерами $3 \times 4 \times 3.5$ мм³ и весом около 540 мг и $3 \times 6 \times 2.4$ мм³ и весом около 570 мг соответственно. При $E_{\text{гр}} = 55$ МэВ облучались как мишень гафния естественного изотопного состава

в виде прямоугольной полосы размером $4 \times 5 \times 0.7$ мм³ и весом около 180 мг, так и обогащенные мишени, которые представляли собой порошки $^{179}\text{HfO}_2$ (^{179}Hf — 73.7%) и $^{180}\text{HfO}_2$ (^{180}Hf — 94.3%), засыпанные в полиэтиленовые пакеты размерами $0.8 \times 0.9 \times 0.3$ см³, весом 350 мг и $1 \times 1 \times 0.3$ см³, весом 390 мг соответственно. Для расчета потока тормозных γ -квантов при $E_{\text{гр}} = 55$ МэВ и $E_{\text{гр}} = 20$ МэВ использовалась хорошо изученная ядерная реакция $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ [5]. Для этого вместе с гафнием располагались мишени металлического естественного тантала квадратной формы размером $2 \times 2 \times 0.01$ см³, весом 0.656 г и $1 \times 1 \times 0.043$ см³, весом 0.7 г соответственно. При $E_{\text{гр}} = 17.5$ МэВ для расчета потока использовалась реакция $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$, хорошо изученная в этом энергетическом диапазоне [5], при 20 МэВ — реакция $^{174}\text{Hf}(\gamma, n)^{173}\text{Hf}$, а при $E_{\text{гр}} = 37$ МэВ для расчета потока использовались реакции $^{175}\text{Lu}(\gamma, n)^{174}\text{Lu}$ и $^{175}\text{Lu}(\gamma, 2n)^{173}\text{Lu}$, также хорошо изученные в исследуемом энергетическом диапазоне [5].

Наведенную активность измеряли γ -спектрометрами на базе HPGe-детекторов с эффективностью регистрации 15–40% по сравнению с NaI(Tl)-детектором размерами $3' \times 3'$ и энергетическим разрешением 1.8–2 кэВ на γ -линиях ^{60}Co .

Обработка γ -спектров проводилась с помощью программы Winspectrum [5]. Эффективность регистрации γ -квантов распада была определена с помощью стандартных калибровочных источников $^{152,154}\text{Eu}$ и ^{133}Ba .

Для определения средневзвешенных сечений ($\sigma^{\text{ср}}$) реакций нужно знать средневзвешенные потоки тормозных γ -квантов на мишенях. Для их получения при $E_{\text{гр}} = 17.5$ и 20 МэВ определялись площади фотопиков γ -линий 297 и 343.4 кэВ, которые соответствуют распаду ^{173}Hf и ^{175}Hf соответственно, и средневзвешенное сечение реакции $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$. При $E_{\text{гр}} = 55$ МэВ

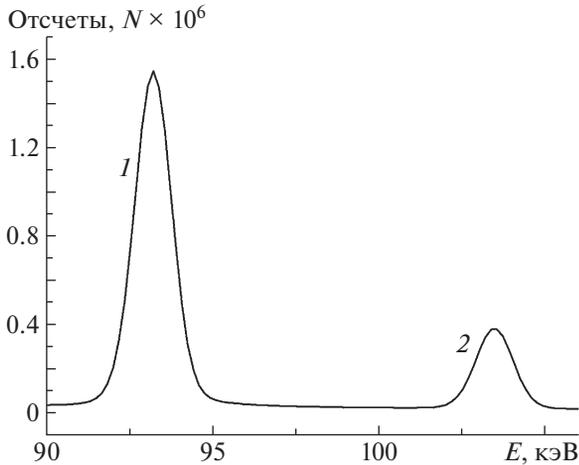


Рис. 1. Фрагменты γ -спектра танталовой мишени, облученной тормозными γ -квантами при $E_{\text{гр}} = 55$ МэВ, время измерения на спектрометре — 14645 с. Кривые (соответствующие распаду ^{180}Ta): 1 — γ -линия 93.3 кэВ, 2 — γ -линия 103.6 кэВ.

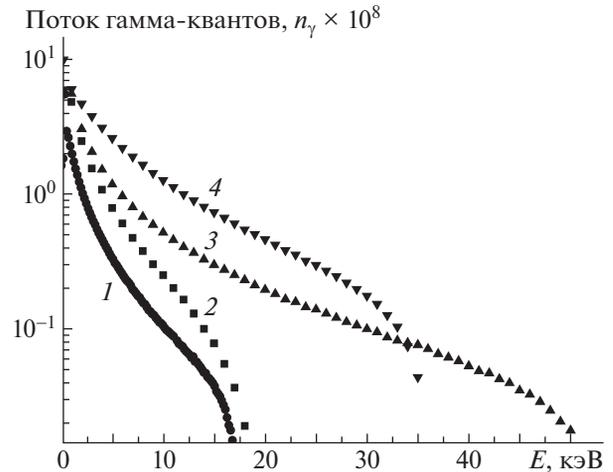


Рис. 2. Смоделированный с использованием программного кода Geant4 спектр тормозных γ -квантов для разных величин энергии электронов: 1 — для $E_{\text{гр}} = 17.5$ МэВ, 2 — для $E_{\text{гр}} = 20$ МэВ, 3 — для $E_{\text{гр}} = 37$ МэВ, 4 — для $E_{\text{гр}} = 55$ МэВ.

определялись интенсивности γ -линий 93.3 и 103.6 кэВ, сопровождающие распад ^{180}Ta (см. рис. 1), и средневзвешенные сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$. При $E_{\text{гр}} = 37$ МэВ определение средневзвешенного потока проводилось с помощью измерения активности ^{174}Lu ($T_{1/2} = 3.31$ г., $\gamma = 76.5$ кэВ) и ^{173}Lu ($T_{1/2} = 1.37$ г., $\gamma = 272$ кэВ) и данных о средневзвешенных сечениях реакций $^{175}\text{Lu}(\gamma, n)^{174}\text{Lu}$ и $^{175}\text{Lu}(\gamma, 2n)^{173}\text{Lu}$.

Средневзвешенные сечения реакций на мониторах $^{175}\text{Lu}(\gamma, n)^{174}\text{Lu}$, $^{175}\text{Lu}(\gamma, 2n)^{173}\text{Lu}$, $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$ и $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ определялись в результате свертки табличными их значениями для монохроматических γ -квантов с шагом 1 МэВ и с относительными величинами моделированного в Geant4 [6] спектра тормозных γ -квантов (см. рис. 2):

$$\sigma_{\text{мон}}^c = \frac{\sum_{i=1}^N \sigma_i \varphi_i}{\sum_{i=1}^N \varphi_i}, \quad (1)$$

где σ_i — табличные значения сечений реакций на мониторах для монохроматических γ -квантов [5]; φ_i — относительные величины потока, смоделированного в Geant4 спектра тормозных γ -квантов, приведенные к пороговым величинам реакций на мониторах.

После этого рассчитывались средневзвешенные

потоки F ($n_\gamma / (\text{см}^2 \text{ с МэВ})$) тормозных γ -квантов:

$$F = \frac{S \lambda A}{(1 - e^{-\lambda t_{\text{обл}}}) e^{-\lambda t_{\text{п}}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}}) \xi k \alpha \sigma_{\text{мон}}^{\text{ср}} N_A m p}, \quad (2)$$

где S — площади фотопиков, которые сопровождают распады ^{180}Ta , ^{175}Hf , $^{174g, 173}\text{Lu}$; α — квантовые выходы γ -квантов при распаде ^{180}Ta , ^{175}Hf , $^{174, 173}\text{Lu}$; ξ — эффективности регистрации γ -квантов, сопровождающих распад ядер продуктов реакций на мониторах; $t_{\text{обл}}$, $t_{\text{п}}$, $t_{\text{изм}}$ — времена облучения, охлаждения и измерения соответственно (с); k — коэффициенты самопоглощения γ -квантов распада; p — абсолютное содержание ^{181}Ta , ^{176}Hf , ^{175}Lu в естественной смеси; $N_A = 6.02 \times 10^{23}$ — число Авогадро в единицах ядер/(г моль); $\sigma_{\text{мон}}^{\text{ср}}$ — средневзвешенные сечения реакций $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$, $^{175}\text{Lu}(\gamma, n)^{174g}\text{Lu}$, $^{175}\text{Lu}(\gamma, 2n)^{173}\text{Lu}$, $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$ и $^{174}\text{Hf}(\gamma, n)^{173}\text{Hf}$, рассчитанные согласно (1); m — массы мишеней тантала, лютетия и гафния в г см^{-2} ; A — массовые числа атомов тантала, гафния и лютетия в а.е.м.; λ — постоянные распада этих ядер в с^{-1} .

Величины λ , k , α , A , p взяты нами из [7]; S — из экспериментальных γ -спектров, а ξ — из калибровочных кривых, дополнительно проверенных с помощью моделирования в Geant4.

Далее по формуле (2), используя полученные данные о потоках и поправки на разницу энергетических порогов, рассчитывались $\sigma^{\text{ср}}$ реакций (γ, γ') на изотопах $^{179, 180}\text{Hf}$ и естественном гафнии, приводящих к активации K -изомеров в $^{179, 180}\text{Hf}$.

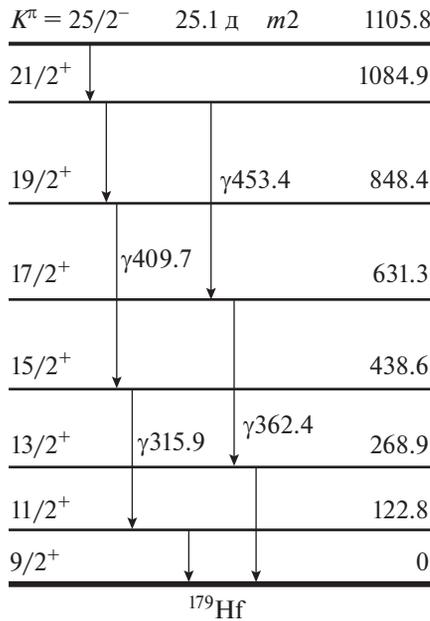


Рис. 3. Схема распада $^{179m2}\text{Hf}$.

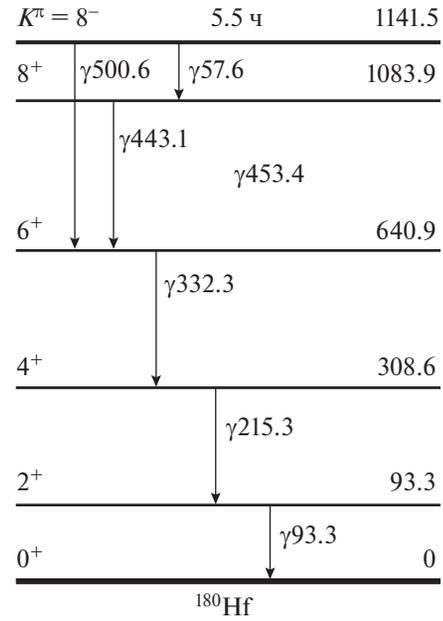


Рис. 4. Схема распада ^{180m}Hf .

Фрагменты схем распада $^{179m2}\text{Hf}$ и ^{180m}Hf приведены на рис. 3 и 4. Для получения средневзвешенных сечений заселения изомерных состояний $^{179m2}\text{Hf}$ и ^{180m}Hf определяли площади фотопиков γ -линий 453.6 и 443.2 кэВ соответственно (см. рис. 5 и 6). Результаты расчетов приведены в табл. 2.

Статистическая погрешность в наших измерениях была лучше чем 5%. В то же время моделирование спектра тормозных γ -квантов достаточно сложная задача, так как в облучениях использовались большие по размерам и массам сборки. Наша оценка погрешности за счет формы тормозного γ -спектра составила около 20%. Для оценки систематической погрешности измерения проводились на разных спектрометрах, в таблице указана общая погрешность.

Из экспериментальных γ -спектров мы определили сечение $\sigma^{\text{ср}}$ для $^{179m2}\text{Hf}$ и ^{180m}Hf :

$$\sigma^{\text{ср}} = \frac{\sigma_{\text{мон}}^{\text{ср}} \lambda_{\text{м}} f_{\text{мон}}(t) \xi_{\text{мон}} k_{\text{мон}} \alpha_{\text{мон}} N_{\text{м}} A_{\text{м}} m_{\text{мон}} \varphi_{\text{мон}}}{\lambda_{\text{мон}} f_{\text{м}}(t) \xi_{\text{м}} k_{\text{м}} \alpha_{\text{м}} N_{\text{мон}} A_{\text{мон}} m_{\text{м}} \varphi_{\text{м}}}, \quad (3)$$

где

$$f_{\text{мон}}(t) = (1 - e^{-\lambda_{\text{мон}} t_{\text{обл}}}) e^{-\lambda_{\text{мон}} t_{\text{п}}} (1 - e^{-\lambda_{\text{мон}} t_{\text{изм}}}), \quad (4)$$

$$f_{\text{м}}(t) = (1 - e^{-\lambda_{\text{м}} t_{\text{обл}}}) e^{-\lambda_{\text{м}} t_{\text{п}}} (1 - e^{-\lambda_{\text{м}} t_{\text{изм}}}), \quad (5)$$

$\sigma_{\text{мон}}^{\text{ср}}$ — средневзвешенные сечения реакций на ядрах-мониторах, рассчитанные по (1); $N_{\text{м, мон}}$ — количество отсчетов под фотопиками, которые

сопровождают распад изомеров Hf (м) и ядер продуктов реакций на мониторах (мон); $\alpha_{\text{м, мон}}$ — выход γ -квантов, которые сопровождают распад изомеров Hf и продуктов реакций на мониторах соответственно; $\xi_{\text{м, мон}}$ — эффективность регистрации вышеупомянутых γ -квантов; $t_{\text{обл}}$, $t_{\text{п}}$, $t_{\text{изм}}$ — время облучения, паузы и измерения соответственно, $k_{\text{м}}(k_{\text{мон}})$ — коэффициенты самопоглощения γ -квантов распада изомеров Hf (ядер — продуктов реакций на мониторах); $\varphi_{\text{м}}(\varphi_{\text{мон}})$ — абсолютное

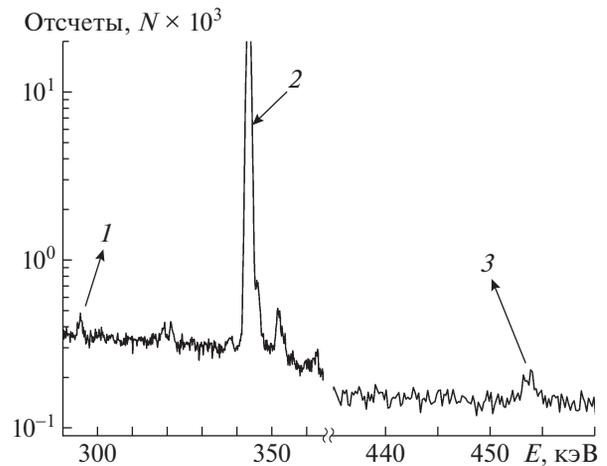


Рис. 5. Фрагмент γ -спектра облученной при $E_{\text{тр}} = 55$ МэВ мишени гафния, обогащенной по ^{179}Hf . Кривые: 1 — γ -линия 297.0 кэВ, соответствующая распаду ^{173}Hf ; 2 — γ -линия 343.4 кэВ, соответствующая распаду ^{175}Hf ; 3 — γ -линия 453.6 кэВ, соответствующая распаду $^{179m2}\text{Hf}$.

Таблица 2. Экспериментальные средневзвешенные (σ^{cp}) сечения наработки $^{179m2}\text{Hf}$ и ^{180}Hf

Реакция	Энергия $E_{гр}$, МэВ	σ^{cp} , мкбн		
		Эксп.	TALYS	EMPIRE
$^{179}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{179m2}\text{Hf}$	17.5	≤ 0.3	2.0	0.04
	20	3.8 ± 1.2	1.5	0.04
	37	≤ 1.3	2.6	0.013
	55	0.7 ± 0.1	2.2	0.012
$^{180}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{180m}\text{Hf}$	20	3.9 ± 0.4	2.2	0.03
	55	2.0 ± 0.3	3.1	0.03

содержание $^{179,180}\text{Hf}$ (ядер-мониторов) в природной смеси; A_m ($A_{мон}$) — массовые числа Hf (ядер-мониторов); λ_m ($\lambda_{мон}$) — постоянные распада ядер $^{179m2}\text{Hf}$, ^{180m}Hf (продуктов реакций на ядрах-мониторах); m_m ($m_{мон}$) — массы мишеней Hf (ядер-мониторов) в г см $^{-2}$.

Величины λ_i , k_i , α_i , φ_m , A_i были взяты из [7], N_i — из экспериментальных γ -спектров. Результаты расчетов по формуле (3) в пределах погрешности совпали с результатами расчетов по формуле (2).

Как видно из данных об интегральных сечениях для ^{179}Hf , ^{180m}Hf , в области энергий 20–35 МэВ наблюдается резонансное возбуждение К-изомеров. В этой области энергий сечение поглощения (σ) спадает до 10–20 мбн, т.е. сечение

(γ, γ')-реакции в области второго резонанса составляет величину $\sim 10^{-3}\sigma$. Такой результат качественно согласуется с оценками, приведенными в [2].

Для оценки механизмов протекания исследуемых ядерных реакций нами проведено моделирование этих процессов в рамках модели предравновесных процессов и статистической модели, реализованных в программных кодах TALYS-1.9 и EMPIRE-3.2. Более детально эти вопросы рассмотрены в [8, 9].

Результаты наших расчетов приведены в таблице. Как видно из таблицы, модельный подход, связанный с учетом статистических процессов в (γ, γ')-реакциях в области максимальной энергии 20–35 МэВ согласно кодам TALYS, описывает экспериментальные интегральные сечения. Более точное количественное описание достигается включением предравновесных процессов в расчеты интегральных сечений. Однако большие погрешности в интегральных сечениях (γ, γ')-реакций и отсутствие надежных экспериментальных данных о сечениях поглощения γ -квантов в этой области энергий делают оценки вклада предравновесных процессов не очень надежными. В целом можно сделать вывод о доминировании статистических процессов в (γ, γ')-реакции в области второго резонанса.

3. ВЫВОДЫ

Впервые измерены средневзвешенные сечения ядерных реакций $^{179}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{179m2}\text{Hf}$, $^{180}\text{Hf}(\gamma, \gamma')^{180m}\text{Hf}$ при $E_{гр} = 17.5, 20, 37$ и 55 МэВ. Обнаружен второй резонанс функции возбуждения (γ, γ')-реакции в области энергий 20–35 МэВ.

Результаты моделирования в рамках модели составного ядра с использованием программного кода TALYS-1.9 демонстрируют доминирование статистических процессов в (γ, γ')-реакции в области

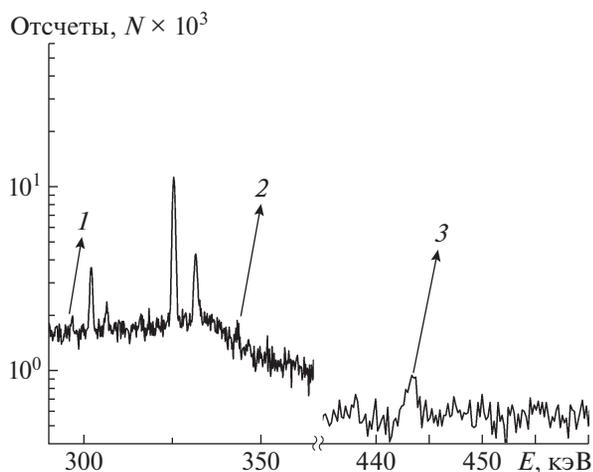


Рис. 6. Фрагмент γ -спектра облученной при $E_{гр} = 55$ МэВ мишени гафния, обогащенной по ^{180}Hf . Кривые: 1 — γ -линия 297.0 кэВ, соответствующая распаду ^{173}Hf ; 2 — γ -линия 343.4 кэВ, соответствующая распаду ^{175}Hf ; 3 — γ -линия 443.2 кэВ, соответствующая распаду ^{180m}Hf .

второго резонанса функции возбуждения (γ, γ')-реакции.

В заключение авторы высказывают большую благодарность С. С. Бельшеву, Е. Н. Лыковой, сотрудникам НИИЯФ МГУ за помощь в облучении мишеней.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Экспериментальная ядерная физика*, под ред. Э. Серге (Изд-во иностр. лит., Москва, 1953), т. 1.
2. J. S. Levinger and H. A. Bethe, *Phys. Rev.* **78**, 115 (1950).
3. Z. N. Bigan, V. M. Mazur, and I. V. Sokolyuk, Preprint No. KIYaI-86-54, Institute for Nuclear Research (Kiev, 1986).
4. Н. А. Демехина, А. С. Данагулян, Г. С. Карапетян, *ЯФ* **64**, 1879 (2001) [*Phys. At. Nucl.* **64**, 1796 (2001)].
5. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *ЯФ* **76**, 1484 (2013) [*Phys. At. Nucl.* **76**, 1403 (2013)].
6. S. Agostinelli *et al.* (GEANT4 Collab.), *Nucl. Instrum. Methods A* **506**, 250 (2003).
7. R. B. Firestone, *Table of Isotopes* (Wiley Intersci., New York, 1996).
8. J. Koning and J. P. Delaroche, *Nucl. Phys. A* **713**, 231 (2003).
9. M. Herman, R. Capote, B. V. Carlson, P. Obložinský, M. Sin, A. Trkov, H. Wienke, and V. Zerkin, *Nucl. Data Sheets* **108**, 2655 (2007).

INVESTIGATION OF THE EXCITATION OF $^{179m2}\text{Hf}$ AND ^{180m}Hf *K* ISOMERS IN (γ, γ') REACTIONS

V. A. Zheltonozhsky¹⁾, M. V. Zheltonozhskaya¹⁾,
A. N. Savrasov²⁾, A. P. Chernyaev¹⁾, V. N. Yatsenko³⁾

¹⁾ *Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

²⁾ *Institute for Nuclear Research NAS of Ukraine, Kiev*

³⁾ *A. I. Burnasyan Federal Medical Biophysical Center of Federal Medical Biological Agency, Moscow, Russia*

For the first time, weighted average cross sections for the $^{179m2}\text{Hf}$ and ^{180m}Hf populations in (γ, γ') reactions were measured at the boundary energies of 17.5, 37, and 55-MeV bremsstrahlung gamma rays. A second maximum was found in the excitation function of the *K*-forbidden ^{179}Hf and ^{180}Hf isomers in the 20–35 MeV energy range. The simulation was carried out with the TALYS-1.9 and EMPIRE-3.2 program codes. It is shown the integral cross sections for (γ, γ') reactions in the 20–55 MeV energy range are described by the TALYS-1.9 code.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И СОСУЩЕСТВОВАНИЕ ФОРМ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

© 2020 г. Р. В. Джолос^{1),2)*}, Е. А. Колганова^{1),2)}, Л. А. Малов¹⁾,
Е. В. Мардыбан^{1),2)}, Д. А. Сазонов²⁾, Т. М. Шнейдман^{1),3)}

Поступила в редакцию 25.12.2019 г.; после доработки 25.12.2019 г.; принята к публикации 25.12.2019 г.

Рассмотрены примеры фазовых переходов в атомных ядрах, идущих при увеличении энергии возбуждения, углового момента и изменении числа нуклонов. Продемонстрирована возможность описания этих переходов в рамках коллективных моделей с гамильтонианом, зависящим от небольшого числа динамических переменных.

DOI: 10.31857/S0044002720040091

1. ВВЕДЕНИЕ

Тяжелые атомные ядра — это системы с огромным числом степеней свободы. Однако при небольших энергиях возбуждения их свойства можно описывать с помощью гамильтониана, использующего небольшое число динамических переменных. Например, важнейшей динамической переменной, определяющей свойства ядер, является квадрупольная мода. Конечно, эти пять квадрупольных степеней свободы сложнейшим образом связаны с координатами, описывающими движение отдельных нуклонов, но при феноменологическом рассмотрении гамильтониан содержит только эти динамические переменные. Такой гамильтониан описывает возбужденные состояния ядер, связанные с квадрупольными колебаниями формы относительно равновесной формы, и их влияние на движение отдельных нуклонов.

С коллективными переменными непосредственно связано представление о равновесной форме атомного ядра, прежде всего, о равновесной форме ядра в основном состоянии. В рамках коллективной модели возникли такие понятия как сферические ядра, деформированные ядра и переходные ядра, занимающие промежуточное положение между сферическими и деформированными ядрами. Исследования структуры ядер показали, что форма ядра в основном состоянии зависит от протон-нейтронного состава ядра и изменяется с изменением числа протонов и нейтронов в ядрах.

Так возникло представление о фазовых переходах [1, 2] от сферических к деформированным ядрам при изменении числа нуклонов. Это переходы от более высокой к более низкой симметрии формы ядра. Конечно, это не те фазовые переходы, которые хорошо известны в термодинамике и происходят при изменении температуры и давления. Благодаря конечному числу нуклонов в ядрах эти переходы от одной формы ядра к другой размыты, хотя наблюдаются и резкие изменения формы при незначительном изменении числа нуклонов.

При рассмотрении стабильных ядер фазовые переходы наблюдались не только при изменении числа нуклонов, но и при изменении углового момента ядра. Последние годы характеризуются смещением интереса ядерщиков в сторону исследования ядер, удаленных от области стабильности. Именно в таких ядрах при разных энергиях возбуждения были найдены состояния, в которых ядра имеют совершенно различные формы. Так возникло понятие сосуществования форм.

Базовой характеристикой атомного ядра, отличающей его от многих других микросистем, является самосогласованное поле, формирующееся в результате согласованного движения большого числа нуклонов. Характерная черта самосогласованного поля ядра — оболочечная структура. Исследование структуры атомных ядер началось с попыток объяснить происхождение магических чисел протонов и нейтронов, т.е. таких чисел, при которых ядро наиболее стабильно. Ответ был найден — оболочечная структура ядер, энергетическая щель, разделяющая оболочки. Выяснилось также, что все магические ядра сферические.

Ситуация стала меняться, когда появилась возможность экспериментально исследовать ядра,

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

³⁾Казанский Государственный университет, Казань, Россия.

*E-mail: jolos@theor.jinr.ru

удаленные от области стабильных ядер. Выяснилось, что структура ядерных оболочек, их состав, т.е. те одночастичные уровни, которые их формируют, зависят от протон-нейтронного состава ядра. Благодаря специфическому характеру зависимости взаимодействия нуклонов от ориентации спинов и изоспина оно может в ряде случаев существенно изменять расстояния между одночастичными уровнями. В результате возникают новые оболочки, т.е. новые магические числа, и новые подоболочки, т.е. “щели” между одночастичными уровнями в одной оболочке. Такие примеры впервые были приведены Л. Коэном [3] в 1968 году на симпозиуме по структуре атомных ядер в Дубне. Позднее в работах Т. Отцука [4] и его группы было показано, что именно тензорное взаимодействие нуклонов ответственно за наблюдаемые эффекты. Тензорное взаимодействие может существенно изменить расположение одночастичных уровней в оболочке не только при изменении протон-нейтронного состава ядра, но и при возбуждении ядра, когда благодаря частично-дырочным возбуждениям изменяется заполнение одночастичных уровней валентными нуклонами. Вновь возникшие подоболочки могут обладать иными характеристиками, чем те, которые характеризуют конфигурацию основного состояния. Например, это могут быть орбиты с большим орбитальным моментом, которые, как следствие, характеризуются и большими квадрупольными моментами. В результате такие возбужденные конфигурации будут обладать большей деформацией, т.е. иметь форму, отличную от формы ядра в основном состоянии. Появляется возможность для фазовых переходов от сферической формы ядра к деформированной при росте энергии возбуждения. Цель настоящей работы — привести и проанализировать ряд примеров фазовых переходов в ядрах, ведущих к изменению симметрии среднего поля ядра и происходящих при изменении энергии возбуждения, углового момента, а в случае сверхтяжелых ядер — числа нуклонов.

2. СОСУЩЕСТВОВАНИЕ ФОРМ В ^{96}Zr

Изменения формы ядер в основных состояниях наблюдались во многих цепочках изотопов и изотонов, но, как правило, они происходят достаточно плавно. На этом фоне резкое изменение формы ^{96}Zr с энергией возбуждения является исключением. Интересно еще и то, что при этом наблюдается слабое смешивание в волновых функциях состояний сферической и деформированной компонент, представляющих раздельно сферические и деформированные состояния, т.е. состояния, локализованные при различных значениях квадрупольной деформации β .

2.1. Коллективный потенциал в ^{96}Zr

Чтобы, по возможности, упростить задачу, мы предполагаем, что переменная γ , характеризующая отклонение от аксиальной симметрии, может быть отделена от β , и что коллективный потенциал имеет достаточно глубокий минимум при $\gamma = 0$. Это оправдано для области большой деформации, однако является чрезмерным упрощением для значений β , близких к нулю. В результате мы приходим к следующему гамильтониану для описания свойств ^{96}Zr :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2B_0} \frac{1}{b_{\text{rot}}^{3/2}} \frac{1}{\beta^4} \frac{\partial}{\partial \beta} \beta^4 b_{\text{rot}}^{3/2} \frac{\partial}{\partial \beta} + \frac{\hbar^2}{2B_0} \frac{\hat{\mathbf{I}}^2 - \hat{I}_3^2}{3b_{\text{rot}}\beta^2} + V(\beta).$$

Этот гамильтониан содержит две важных для описания свойств ^{96}Zr составляющих: потенциал и коэффициент инерции для вращательного движения. Как это было показано в [5] на основе анализа экспериментальных данных о деформированных ядрах, коэффициент инерции для вращательного движения в несколько раз меньше, чем вибрационный коэффициент инерции. Это обстоятельство особенно важно для описания энергии возбуждения 2_2^+ -состояния.

Коллективный потенциал $V(\beta)$ определялся так, чтобы наилучшим образом описать как энергии возбуждения, так и вероятности переходов [6]. Результаты расчета энергий возбуждения и вероятностей переходов приведены в табл. 1.

Как видно из результатов, приведенных в табл. 1, согласие рассчитанных величин с экспериментальными данными вполне удовлетворительное. Рассчитанное значение $\rho^2(0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ в 3.6 раз меньше, чем экспериментальное значение. Однако обе эти величины малы по сравнению с экспериментальными значениями $\rho^2(0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ для других ядер, поэтому при описании этой величины основную роль могут играть эффекты, не связанные с β -деформацией. Например, парные корреляции.

Использование для расчета величины $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ выражения для оператора $M1$ -перехода, полученного в рамках коллективной модели [7], приводит к значению в тысячу раз меньшему, чем экспериментальное значение. Согласие с экспериментом удастся достичь, если использовать следующее выражение для оператора магнитного дипольного перехода

$$(M1)_\mu = \mu_N \sqrt{\frac{3}{4\pi}} g_R(\beta) \hat{I}_\mu. \quad (1)$$

Таблица 1. Результаты расчета энергий возбуждения и вероятностей электромагнитных переходов в ^{96}Zr (значение b_{rot} взято равным 0.2; значения $B(E2)$ даны в одночастичных единицах, а $B(M1)$ — ядерных магнетонах; значение $Q(2_2^+)$ приведено в е бн; энергии возбуждения даны в кэВ, экспериментальная энергия 0_2^+ -состояния использовалась, чтобы фиксировать величину B_0 ; экспериментальные данные взяты из [8])

Энергии и вероятности переходов	Расчет	Эксперимент
$E(2_1^+)$	1748	1750
$E(2_2^+)$	2268	2226
$E(0_2^+)$	1582	1582
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_2^+)$	26.1	36.0(11)
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	3.6	2.3(3)
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	0.26	0.26(8)
$\rho^2(0_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	0.0013	0.0075
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	2.25	$2.8_{-1.0}^{+1.5}$
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_2^+)$	6.8	—
$B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	0.11	0.14(5)
$Q(2_2^+)$	-0.51	—

Таблица 2. Распределение волновых функций 0_1^{+-} , 0_2^{+-} , 2_1^+ - и 2_2^+ -состояний между сферическим и деформированным минимумами коллективного потенциала

Минимум потенциала	0_1^+	0_2^+	2_1^+	2_2^+
Сферический	98.9%	3.2%	77.3%	23.7%
Деформированный	1.1%	96.8%	22.7%	76.3%

Разумным приближением для значения $g(R)$ фактора при $\beta = 0$ является результат, полученный в рамках оболочечной модели, т.е. -0.26 . При больших значениях β $g(R) = Z/A$. Интерполируя между этими двумя значениями и предполагая, что переходная область является достаточно узкой, мы получаем $g(R)$ как функцию β , с помощью которой получается следующий результат: $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.11\mu_N^2$ в хорошем согласии с экспериментальным значением $0.14\mu_N^2$ [8].

Коллективный потенциал, который был фиксирован так, чтобы наилучшим образом описывать экспериментальные данные, имеет два минимума: сферический при $\beta = 0$ и деформированный при $\beta = 0.24$. Деформированный минимум расположен выше по энергии, чем сферический. Распределение волновых функций основного и возбужденных со-

стояний между двумя минимумами характеризуется данными, приведенными в табл. 2.

Таким образом, наше рассмотрение показывает, что свойства ядра ^{96}Zr , характерной чертой которого является сосуществование сферической и деформированной форм, могут быть описаны в рамках коллективной модели ядра.

2.2. Фазовый переход от несверхтекучего к сверхтекучему состоянию в ядрах с $Z \approx N$

Для построения коллективной модели, описывающей парные корреляции в ядрах с $Z \approx N$, необходимо шесть коллективных переменных [9, 10]: по три, поскольку изоспин является хорошим квантовым числом, для каждой из мод, связанных с добавлением и удалением пар нуклонов. Таким образом, коллективной переменной в таком подходе является комплексная величина, преобразующаяся как вектор в изотопическом пространстве. Такую переменную $z_{1\mu}^+$ можно представить следующим образом:

$$z_{1\mu}^+ = \Delta \exp(-i\phi) \left(D_{\mu 0}^1(\psi_1, \psi_2, \psi_3) \cos \theta + \frac{1}{\sqrt{2}} (D_{\mu 1}^1(\psi_1, \psi_2, \psi_3) + D_{\mu -1}^1(\psi_1, \psi_2, \psi_3)) \sin \theta \right). \quad (2)$$

Здесь $D_{\mu k}^1(\psi_1, \psi_2, \psi_3)$ — функция Вигнера, а ψ_1, ψ_2 и ψ_3 — углы Эйлера, характеризующие вращение в изотопическом пространстве. Угол ϕ канонически сопряжен оператору числа частиц \hat{N} . Переменная Δ характеризует силу парных корреляций, а θ — изоспиновую структуру, но во внутренней системе координат.

Коллективный потенциал имеет следующий вид:

$$V(\Delta, \theta) = A\Delta^2 + B\Delta^4 \left(1 - \frac{1}{2} \cos^2 2\theta \right), \quad (3)$$

где переменная θ изменяется в пределах $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{4}$. Значения коэффициентов A и B определяются числом валентных нуклонов, схемой одночастичных уровней и остаточным взаимодействием. Из соображений устойчивости коэффициент B всегда положителен. Если $A > 0$, то $V(\Delta, \theta)$ имеет минимум при $\Delta = 0$. Если $A < 0$, то минимум потенциала локализован при $\Delta \neq 0$. Как функция θ потенциал имеет минимум при $\theta = 0$. Таким образом, фазовый переход происходит при увеличении числа валентных нуклонов и сопровождается изменением знака коэффициента A .

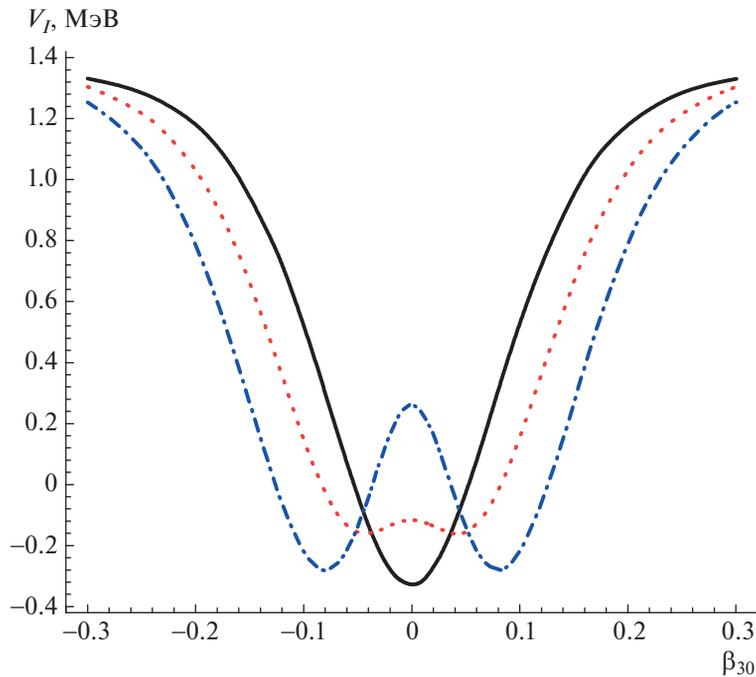


Рис. 1. Коллективный потенциал V_I для ядра ^{240}Pu как функция β_{30} . Потенциал, рассчитанный при различных значениях углового момента I ; кривые: сплошная — $I = 2$, точечная — $I = 12$, штрихпунктирная — $I = 22$.

3. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СОСТОЯНИЕ С ОКТУПОЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ ПРИ УВЕЛИЧЕНИИ УГЛОВОГО МОМЕНТА

Характерной чертой ядер с сильными октупольными корреляциями является появление ротационных полос, объединяющих состояния обеих четностей, т.е. 0^+ , 1^- , 2^+ , 3^- , ... При небольших значениях углового момента I состояния с отрицательной четностью сдвинуты вверх по энергии относительно состояний положительной четности. С ростом углового момента этот сдвиг убывает, и, наконец, при достижении некоторого критического значения I формируется ротационная полоса молекулярного типа.

Будем рассматривать ротационные полосы переменной четности, предполагая, что гамильтониан соответствующей модели содержит только одну динамическую переменную, а именно переменную октупольной деформации β_{30} , сохраняющую аксиальную симметрию [11, 12]:

$$H_I = -\frac{\hbar^2}{2B} \frac{d^2}{d\beta_{30}^2} + V_I(\beta_{30}). \quad (4)$$

Коллективный потенциал такого гамильтониана симметричен относительно изменения знака β_{30} . Если статическая октупольная деформация отсутствует, то коллективный потенциал, как функция октупольной деформации, имеет минимум при $\beta_{30} = 0$. При возникновении статической октупольной деформации минимум перемещается в

область ненулевых значений β_{30} , а при $\beta_{30} = 0$ появляется максимум. Так как вращательный момент инерции зависит как от квадрупольной, так и от октупольной деформации, и растет с увеличением и той, и другой деформации, то вращательный момент инерции при $\beta_{30} = 0$ меньше, чем при $\beta_{30} \neq 0$. Поэтому при увеличении углового момента ядра барьер, разделяющий два симметрично расположенных при значениях β_{30} отличных от нуля минимумов потенциальной энергии, начинает расти. Такое поведение потенциальной энергии как функции октупольной деформации иллюстрируют результаты, приведенные на рис. 1.

В случае рассмотрения квадрупольной деформации ядра для оценки близости рассматриваемого ядра к пределу хорошо деформированного ядра удобно рассматривать следующую безразмерную величину: $R(4/2) = E(4_1^+)/E(2_1^+)$. Если величина $R(4/2)$ близка к 3.33, то соответствующее ядро является аксиально симметричным деформированным ядром. Удобно ввести аналогичную характеристику и для рассмотрения октупольной деформации. В качестве такой характеристики можно использовать следующую величину:

$$R_{\text{oct}}(I_{\text{odd}}) = \frac{E_{\text{inter}}(I_{\text{odd}})}{E_{\text{exp}}(I_{\text{odd}})}. \quad (5)$$

В знаменателе этого выражения стоит экспериментальное значение энергии состояния отрицательной четности с угловым моментом I_{odd} , а в

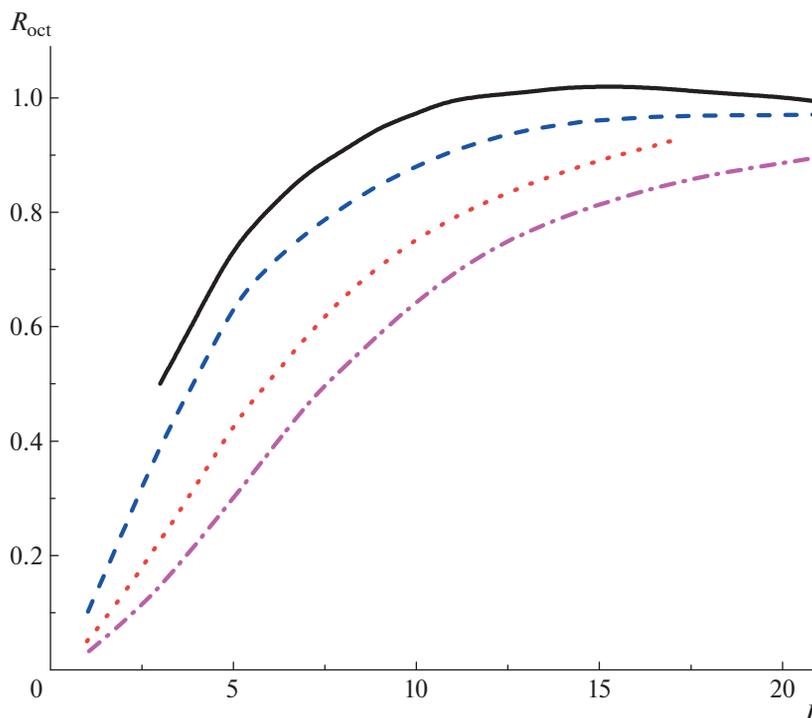


Рис. 2. Значения R_{oct} в зависимости от углового момента I . Кривые: сплошная — ^{150}Sm , точечная — ^{152}Sm , штриховая — ^{156}Gd , штрихпунктирная — ^{156}Gd .

числителе — то значение энергии, которое данное состояние имело бы в случае сильной октупольной деформации, когда формируется ротационная полоса молекулярного типа, объединяющая состояния обоих четностей: 0^+ , 1^- , 2^+ , 3^- , Значение $E_{\text{inter}}(I_{\text{odd}})$ определяется интерполяцией между энергиями двух соседних состояний положительной четности с $I = I_{\text{odd}} - 1$ и $I = I_{\text{odd}} + 1$. Пример зависимости R_{oct} от I в случае ядер редкоземельной области приведен на рис. 2.

Зависимость величины R_{oct} от углового момента демонстрирует фазовый переход от октупольно недеформированного состояния к октупольно деформированному состоянию при увеличении углового момента.

Функция $R_{\text{oct}}(I)$ описывает стабилизацию октупольной деформации ядра с увеличением углового момента. Она подобна функции, описывающей установление поляризации в среде под воздействием внешнего поля. Классический закон релаксации Дебая имеет следующий вид:

$$1 - \exp\left(-\frac{t}{T_{\text{rel}}}\right). \quad (6)$$

Величина $R_{\text{oct}}(I)$ хорошо аппроксимируется следующей функцией:

$$1 - \exp\left(-\frac{I}{I_{\text{crit}}}\right)^{\nu}. \quad (7)$$

Примеры описания величины $R_{\text{oct}}(I)$ с помощью функции (7) приведены на рис. 3 и 4 для ^{222}Ra ($I_{\text{crit}} = 3.2$, $\nu = 1.63$) и ^{240}Pu ($I_{\text{crit}} = 9.8$, $\nu = 1.50$).

4. ВЫСТРАИВАНИЕ УГЛОВОГО МОМЕНТА НЕЧЕТНОГО НУКЛОНА КАК ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В РОТАЦИОННЫХ ПОЛОСАХ НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Важную роль в определении свойств ротационных полос нечетных деформированных ядер играет связь углового момента нечетного нуклона и углового момента четно-четного остова, т.е. кориолисово взаимодействие. При малых значениях полного углового момента ядра I эта связь слабая, значение проекции углового момента нечетного нуклона на ось аксиальной симметрии ядра K является хорошим квантовым числом, а ее величина определяется средним полем ядра и порядком заполнения одночастичных уровней. С ростом полного углового момента энергетически более выгодным становится выстраивание углового момента нечетного нуклона вдоль оси вращения остова, которая перпендикулярна оси аксиальной симметрии ядра, а не вдоль оси аксиальной симметрии. В результате K перестает быть хорошим квантовым числом, а волновая функция нечетного нуклона становится суперпозицией компонент, характеризующихся различными значениями K . Таким образом, K становится динамической переменной.

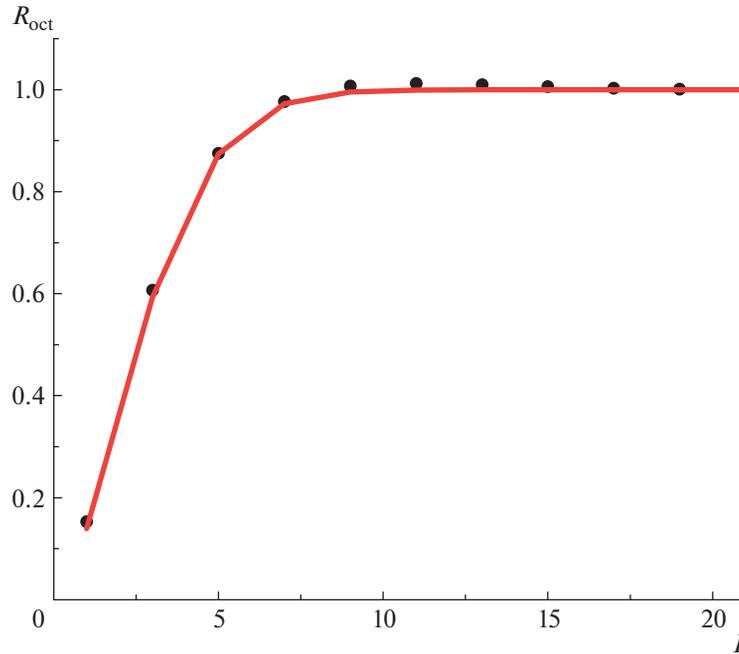


Рис. 3. Значения R_{oct} для ядра ^{222}Ra в зависимости от углового момента I . Сплошная кривая — функция $1 - \exp(-I/I_{\text{crit}})^\nu$ при $I_{\text{crit}} = 3.2$, $\nu = 1.63$, точки — результаты расчета с гамильтонианом (4).

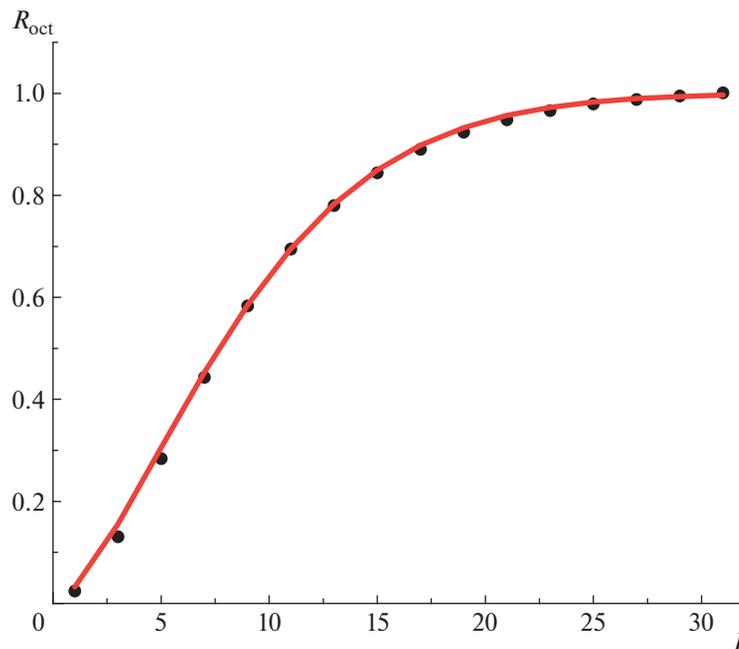


Рис. 4. Значения R_{oct} для ядра ^{240}Pu в зависимости от углового момента I . Сплошная кривая — функция $1 - \exp(-I/I_{\text{crit}})^\nu$ при $I_{\text{crit}} = 9.8$, $\nu = 1.50$, точки — результаты расчета с гамильтонианом (4).

Конечно, значения, которые принимает K , дискретны, но если интервал изменений K не мал, т.е. если угловой момент нечетного нуклона достаточно большой, то становится возможным квазиклассическое рассмотрение задачи, при котором K рассматривается как непрерывная переменная [13].

Предполагая для простоты, что угловой момент нечетного нуклона может принимать только одно значение j (например, в случае так называемого вторгнувшегося состояния с противоположной четностью: $h_{11/2}, i_{13/2}$), мы получаем следующий

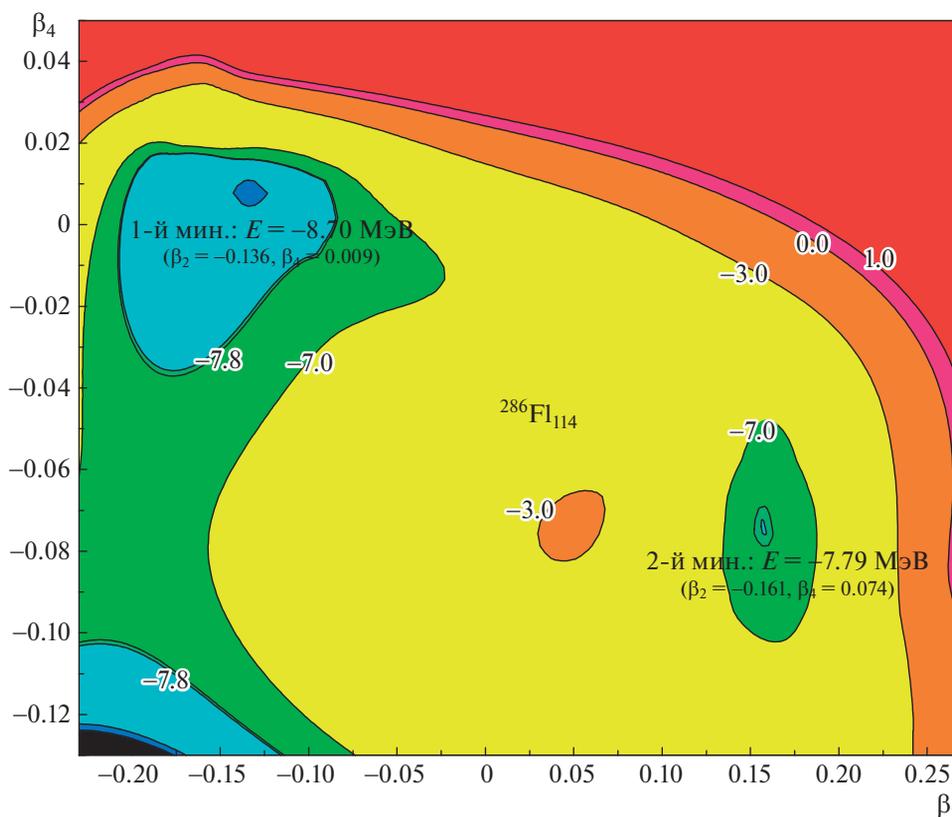


Рис. 5. Потенциальная энергия деформации ^{286}Fl как функция квадрупольной и октоупольной деформации.

гамильтониан [14]:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \sqrt{(I^2 - K^2)(j^2 - K^2)} \times \quad (8)$$

$$\times \frac{d^2}{dK^2} + U(K),$$

где $U(K)$ — потенциальная энергия как функция K :

$$U(K) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}}(I - j)^2 \left(1 + \frac{K^2}{Ij}\right) + \quad (9)$$

$$+ \sqrt{\Delta^2 + (\kappa K^2 - \lambda)^2}.$$

Здесь \mathfrak{I} — момент инерции остова, Δ — параметр, характеризующий силу парных корреляций, λ — химический потенциал, κ — константа квадрупольной связи нечетного нуклона и остова. Из выражения для потенциала $U(K)$ видно, что если величина $(I - j)$ мала, то минимум потенциала локализован при том значении K , которое определяется химическим потенциалом. С увеличением I минимум потенциала смещается в сторону $K = 0$. Таким образом, происходит выстраивание углового момента нечетного нуклона вдоль оси вращения четно-четного остова.

5. СОСУЩЕСТВОВАНИЕ ВЫТЯНУТОЙ И СПЛЮСНУТОЙ ФОРМ В СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

Расчеты потенциальной энергии деформации ядер, выполненные с использованием процедуры Струтинского и одночастичного потенциала Вудса—Саксона, показали, что потенциальная энергия деформации сверхтяжелых ядер может иметь два глубоких минимума, локализованных при $\gamma = 0$ и $\pi/3$ и при значении $\beta \approx 0.15$. Пример такого расчета для ядра ^{286}Fl приведен на рис. 5 [15]. В том случае, если эти два минимума разделены барьером с центром при $\gamma \approx \pi/6$, у ядра появляются два низколежащих 0^+ -состояния с различными весами локализации в каждом из минимумов. В этом случае в ядре могут сосуществовать сплюснутая и вытянутая формы.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрение различных примеров фазовых переходов в атомных ядрах показало, что эти переходы можно описывать, основываясь на коллективных моделях с гамильтонианом, зависящим от небольшого числа динамических переменных.

Фазовые переходы, ведущие к стабилизации октупольной деформации ядра или к выстраиванию углового момента нечетного нуклона вдоль оси вращения ядра, происходят при увеличении углового момента.

Сосуществование вытянутой и сплюснутой деформированных форм может быть реализовано в сверхтяжелых ядрах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. L. Wood, K. Heyde, W. Nazarewicz, M. Huyse, and P. van Duppen, *Phys. Rep.* **215**, 101 (1992).
2. P. Cejnar, J. Jolie, and R. F. Casten, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2155 (2010).
3. B. L. Cohen, *Nuclear Structure Dubna Symposium* (IAEA, Vienna, 1968), p. 3.
4. T. Otsuka and Y. Tsunoda, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **43**, 024009 (2016).
5. R. V. Jolos and P. von Brentano, *Phys. Rev. C* **76**, 024309 (2007).
6. D. A. Sazonov, E. A. Kolganova, T. M. Shneidman, R. V. Jolos, N. Pietralla, and W. Witt, *Phys. Rev. C* **99**, 031304(R) (2019).
7. G. P. Grechukhin, *Nucl. Phys. A* **40**, 422 (1963).
8. C. Kremer, S. Aslanidou, S. Bassauer, M. Hilcker, A. Krugmann, P. von Neumann-Cosel, T. Otsuka, N. Pietralla, V. Yu. Ponomarev, N. Shimizu, M. Singer, G. Steinhilber, T. Togashi, Y. Tsunoda, V. Werner, and M. Zweidinger, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 172503 (2016).
9. D. R. Bes, R. A. Broglia, R. P. J. Perazzo, and K. Kumar, *Nucl. Phys. A* **143**, 1 (1970).
10. G. Nikoghosyan, E. A. Kolganova, and R. V. Jolos, *Bulg. J. Phys.* **44**, 443 (2017).
11. R. V. Jolos and P. von Brentano, *Phys. Rev. C* **92**, 044318 (2015).
12. E. V. Mardyban, T. M. Shneidman, E. A. Kolganova, R. V. Jolos, and S.-G. Zhou, *Chin. Phys. C* **42**, 124104 (2018).
13. B. R. Mottelson, private communication.
14. R. V. Jolos and A. Gelberg, *Phys. Lett. B* **317**, 495 (1993).
15. R. V. Jolos, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, A. N. Bezbakh, V. G. Kartavenko, L. A. Malov, V. O. Nesterenko, N. Yu. Shirikova, and A. V. Sushkov, in *Proceedings of the International Symposium on Exotic Nuclei, 4–10 September, 2016* (World Sci., Singapore, 2017), p. 186.

PHASE TRANSITIONS AND SHAPE COEXISTENCE IN ATOMIC NUCLEI

**R. V. Jolos^{1),2)}, E. A. Kolganova^{1),2)}, L. A. Malov¹⁾, E. V. Mardyban^{1),2)},
D. A. Sazonov²⁾, T. M. Shneidman^{1),3)}**

¹⁾ *Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Moscow region, Russia*

²⁾ *Dubna State University, 141980 Dubna, Moscow region, Russia*

³⁾ *Kazan State University, 420008 Kazan, Russia*

Examples of phase transitions in the atomic nuclei occurring at increase in excitation energy and angular momentum, and with change of the number of nucleons are considered. The possibility of the description of these transitions within collective models with the Hamiltonian depending on a small number of dynamic variables is shown.

ЭМИССИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ПРОТОНОВ И ФОТОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПОДХОДЕ С НЕРАВНОВЕСНЫМ УРАВНЕНИЕМ СОСТОЯНИЯ

© 2020 г. А. Т. Дьяченко^{1),2)*}, И. А. Митропольский²⁾

Поступила в редакцию 25.12.2019 г.; после доработки 25.12.2019 г.; принята к публикации 25.12.2019 г.

При описании динамики столкновения тяжелых ионов средних и промежуточных энергий используется гидродинамический подход с неравновесным уравнением состояния. В развитие этого подхода с включением эффектов ядерной вязкости и введением поправки на микроканоническое распределение вычислены двойные дифференциальные сечения испускания протонов и фотонов при столкновениях различных ядер, которые находятся в согласии с имеющимися экспериментальными данными по эмиссии высокоэнергетических частиц, включая кумулятивную область спектра. В рамках такого подхода удалось воспроизвести высокоимпульсные распределения протонов в реакции $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow p + X$ при энергии ионов ^{12}C 300, 600, 950 и 2000 МэВ/нуклон, а также энергетические спектры жестких фотонов для реакции $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow \gamma + X$ при энергии ионов ^{12}C 2.0 и 3.2 ГэВ/нуклон.

DOI: 10.31857/S004400272004008X

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени техника расчетов столкновений тяжелых ионов достигла весьма высокого уровня. Наряду с молекулярной динамикой и решением динамического уравнения Больцмана эффективным методом описания взаимодействия тяжелых ионов при средних и промежуточных энергиях является ядерная гидродинамика (см., например, [1–6]). В [1] при средних энергиях ионов используется равновесное уравнение состояния (EOS), предполагающее установление в системе локального термодинамического равновесия. В области энергий строящегося в ОИЯИ (Дубна) ускорительного комплекса “НИКА” было дано успешное описание экспериментальных данных в рамках одножидкостной релятивистской гидродинамики [2]. При высоких энергиях используются двухжидкостная [3] и трехжидкостная [4] релятивистские гидродинамики с учетом отклонения функции распределения от локально равновесной. В [5, 6] для энергий ускорителя “НИКА” предложено использовать гибридную модель, которая включает в себя быструю неравновесную кинетическую стадию и последующее описание динамики ядерно-ядерного столкновения на основе

равновесной релятивистской гидродинамики идеальной жидкости. В наших работах [7–12] было показано, что локальное термодинамическое равновесие в процессе столкновений тяжелых ионов устанавливается не сразу, поскольку на стадии сжатия важна неравновесная компонента функции распределения, приводящая к формированию бесстолкновительной ударной волны, аналогично бесстолкновительным ударным волнам в расчетах по зависящему от времени методу Хартри–Фока (TDHF) [13].

Динамика процесса столкновения тяжелых ионов предполагает использование неравновесного уравнения состояния с учетом эффектов ядерной вязкости [7–12]. Это позволило нам описать энергетические спектры протонов, пионов и легких фрагментов при столкновении различных ядер в диапазоне средних энергий [10–12], за исключением высокоэнергетических “хвостов” спектров протонов, полученных в [14], которые не воспроизводятся вблизи кинематического предела спектра. При использовании нами большого канонического ансамбля для функции распределения испускаемых протонов эти “хвосты” получают более жесткими. В данной работе нам удалось введением поправки на микроканоническое распределение в высокоэнергетической части спектра воспроизвести экспериментальные данные [14] без нарушения согласия с другими данными. Кроме того, нам удалось получить в согласии с экспериментом высокоимпульсные распределения протонов как в реакции $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow p + X$ при энергии ионов ^{12}C 300, 600

¹⁾Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I, Санкт-Петербург, Россия.

²⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

*E-mail: dyachenko_a@mail.ru

и 950 МэВ/нуклон, так и дополнительно к [15] при энергии 2.0 ГэВ/нуклон под углом наблюдения 3.5° [16], которые относятся к кумулятивной области и скорее качественно описываются “молекулярной динамикой” и другими каскадными моделями. Наконец, мы описали энергетические спектры жестких фотонов, образующихся в реакции $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow \gamma + X$ при энергии ионов углерода 2.0 и 3.2 ГэВ/нуклон [17]. Эти реакции экспериментально изучались на ускорителе ИТЭФ. При описании экспериментальных данных мы упростили расчеты, рассматривая гидродинамическую эволюцию выделенной области локального нагрева hot spot, что приближает наш подход к моделям файерболла и файерстрика [18, 19], позволившим в первом приближении описать выходы высокоэнергетических и странных частиц.

2. УРАВНЕНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПОДХОДА

Для нахождения нуклонной функции распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, (где $\mathbf{r}(x_1, x_2, x_3)$ — пространственная координата, $\mathbf{p}(p_1, p_2, p_3)$ — импульс, t — время) при промежуточных энергиях сталкивающихся тяжелых ионов мы используем кинетическое уравнение [10–12]:

$$\frac{df}{dt} = \frac{f_0 - f}{\tau}, \quad (1)$$

где $f_0(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ — локально равновесная функция распределения, τ — время релаксации.

Уравнение (1) должно решаться совместно с уравнениями гидродинамики, следующими из (1) взятием моментов с весом 1, \mathbf{p} , \mathbf{p}^2 в импульсном пространстве для нахождения функции распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, а также плотности $\rho(\mathbf{r}, t) = g \int f \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3}$, температуры $T(\mathbf{r}, t)$ и плотности i -й компоненты импульса $m\rho v_i(\mathbf{r}, t) = g \int p_i f \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3}$, определяющих локально равновесную функцию распределения $f_0(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$. Плотность внутренней энергии $e = e_{\text{kin}} + e_{\text{int}}$ и тензор давления $P_{ij} = P_{\text{kin},ij} + P_{\text{int},ij}$, входящие в уравнения гидродинамики, являются суммой кинетических членов и членов взаимодействия.

Здесь кинетические члены $e_{\text{kin}}(\mathbf{r}, t)$, $P_{\text{kin},ij}(\mathbf{r}, t)$ и вектор плотности теплового потока $Q_i(\mathbf{r}, t)$ выражаются через функцию распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, индексы $i, j = 1, 2, 3$, δ_{ij} — символ Кронекера, \hbar — постоянная Планка, $g = 4$ — спин-изоспиновый

фактор. Члены взаимодействия для плотности энергии e_{int} и давления P_{int} соответственно равны

$$e_{\text{int}} = \int_0^\rho W(\rho) d\rho, \quad P_{\text{int}} = \rho^2 \frac{d(e_{\text{int}}/\rho)}{d\rho}. \quad (2)$$

Входящий в члены взаимодействия самосогласованный потенциал $W(\rho)$ задается также, как это делается в случае зависящих от плотности ρ эффективных сил типа сил Скирма:

$$W(\rho) = \alpha\rho + \beta\rho^\chi, \quad (3)$$

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 $K = 210 \text{ МэВ}$. Время релаксации здесь выбрано в традиционной форме $\tau = \lambda/v_T$ [10], где длина свободного пробега нуклонов $\lambda = 1/\sigma\rho$, $\sigma \approx 40 \text{ мбн}$ — элементарное полное нуклон-нуклонное сечение, ρ — нуклонная плотность, v_T — средняя скорость теплового движения нуклонов. При низких энергиях для выбранной формы τ его численное значение близко к значению, полученному для жидкости Ферми [20]. При высоких энергиях нужно вместо сечения σ , вообще говоря, подставлять транспортное сечение σ_T , что увеличивает величину τ . При больших временах релаксации можно использовать уравнения неравновесной длиннопробежной гидродинамики в приближении локальной плотности [9] (см. также [21]).

Решение уравнения (1) можно упростить, если искать функцию распределения в виде

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = f_1 q + f_0(1 - q), \quad (4)$$

где $f_1(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ соответствует состоянию с деформированной ферми-поверхностью, $q(\mathbf{r}, t)$ ($0 \leq q \leq 1$) — релаксационный фактор, находящийся из кинетического уравнения с помощью взятия момента с весом $p_{\parallel}^2 - p_{\perp}^2$, определяющего степень анизотропии функции распределения в импульсном пространстве [7–12] (p_{\parallel} и p_{\perp} — продольная и поперечная составляющие импульса соответственно). При $q = 0$ получаем уравнения равновесной гидродинамики, а при $q = 1$ — уравнения неравновесной длиннопробежной гидродинамики. Это приводит к необходимости использовать в качестве кинетической части тензора давления

$$P_{\text{kin},ij} = P_{(\text{kin},1)ij} q + P_{(\text{kin},0)}(1 - q)\delta_{ij}, \quad (5)$$

где $P_{(\text{kin},1)ij}$ — неравновесный анизотропный тензор давления, соответствующий деформированной ферми-поверхности, которая выбирается в форме ферми-эллипсоида, деформированного с зависящим от плотности $\rho(\mathbf{r}, t)$ параметром деформации

и размытого в продольном направлении с температурным параметром $T_1(\mathbf{r}, t)$; $P_{(\text{kin},0)}\delta_{ij}$ — изотропный тензор давления, соответствующий локальному термодинамическому равновесию. Кинетические члены $P_{(\text{kin},1)ij}$ и $P_{(\text{kin},0)}$, включенные в давление, и кинетический член e_{kin} , входящий в плотность энергии e , определяются тепловым и фермидвижением нуклонов. В процессе релаксации сохраняются нуклонная плотность $\rho(\mathbf{r}, t)$, плотность импульса $m\rho(\mathbf{r}, t)\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ и плотность энергии e , а температуру $T_1(\mathbf{r}, t)$ можно найти через температуру $T(\mathbf{r}, t)$ для локально равновесной функции распределения $f_0(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, поскольку в процессе релаксации сохраняется плотность энергии. В результате получается замкнутая система уравнений для нахождения плотности $\rho(\mathbf{r}, t)$, поля скоростей $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$, поля температур $T(\mathbf{r}, t)$ и релаксационного фактора $q(\mathbf{r}, t)$, позволяющая найти функцию распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$.

3. 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 [8–12], аналогичные ударным волнам по методу TDHF. Учет вязкости на стадии сжатия не существен в рассматриваемой области энергий из-за значительной степени сжатия и большой величины числа Рейнольдса, поэтому в выражениях для давления (5) и плотности энергии e_{kin} отсутствуют дисперсионные члены и размытием ударно-волнового фронта можно пренебречь. В качестве иллюстрации на рис. 1 приведена зависимость максимальной степени сжатия ρ/ρ_0 hot spot от энергии столкновения в системе равных скоростей сталкивающихся ядер E_0 для случая вычисляемого нами релаксационного фактора q (сплошная кривая), для случая, когда $q = 0$ (штриховая), и для случая, когда $q = 1$ (штрихпунктирная). Эта зависимость практически не зависит от состава сталкивающихся ядер, поскольку рассматривается взаимодействие областей перекрытия сталкивающихся ядер.

На стадии расширения [8–12] по достижении ударной волной границ hot spot происходит расширение первоначально сжатой системы, которое описывается с учетом ядерной вязкости, найденной нами в релаксационном τ -приближении [12]. Расширение hot spot происходит в соответствии с уравнениями гидродинамики, записанными в сферической системе координат. После интегрирования уравнений по объему hot spot

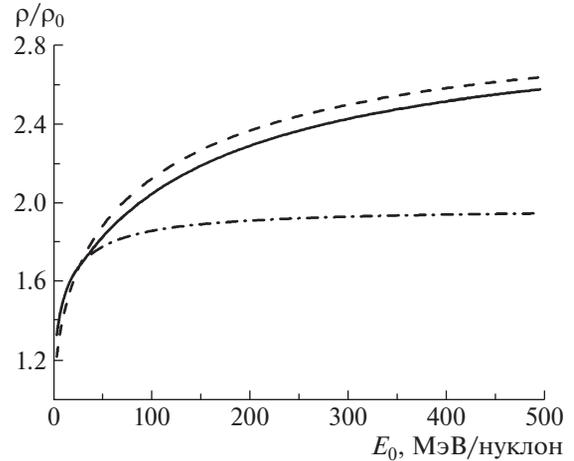


Рис. 1. Зависимость ρ/ρ_0 hot spot от E_0 в системе равных скоростей сталкивающихся ядер для вычисленного нами релаксационного фактора q (сплошная кривая), для $q = 0$ (штриховая) и для $q = 1$ (штрихпунктирная).

[12] получается система обыкновенных интегродифференциальных уравнений, которая решается численно.

Подставляя выражение для $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ из уравнения (1) через $f_0(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ с учетом уравнений гидродинамики, находим поправки к кинетическим членам плотности энергии e_{kin} и давления P_{kin} :

$$e_{\text{kin}} = e_{(\text{kin},0)} - \tau \frac{4}{3} \left(e_{(\text{kin},0)} + \frac{5}{4} e_{\text{F}} \right) \frac{\partial v}{\partial r} = \quad (6)$$

$$= e_{(\text{kin},0)} - \frac{3}{2} \eta \frac{\partial v}{\partial r},$$

$$P_{\text{kin}} = P_{(\text{kin},0)} - \tau \frac{4}{3} \left(P_{(\text{kin},0)} + \frac{5}{6} e_{\text{F}} \right) \frac{\partial v}{\partial r} = \quad (7)$$

$$= P_{(\text{kin},0)} - \eta \frac{\partial v}{\partial r},$$

где $e_{(\text{kin},0)} = e_{\text{F}} + I$, $P_{(\text{kin},0)} = \frac{2}{3} e_{(\text{kin},0)}$ — равновесные кинетические части плотности энергии и давления, e_{F} — фермиевская часть плотности энергии, I — тепловая, т.е. зависящая от температуры T , часть плотности энергии, $\eta = \frac{4}{3} \left(P_{(\text{kin},0)} + \frac{5}{6} e_{\text{F}} \right) \tau$ — коэффициент вязкости.

Следующие поправочные члены оказываются на порядок меньше, и они не учитываются. Тепловой поток $Q = 0$. В пределе идеального бoльцмановского газа выражения (6), (7) для радиального движения среды вместе с выражением для коэффициента вязкости совпадают с формулами, полученными в [22].

В рассматриваемом диапазоне энергий на стадии расширения коэффициент вязкости η доста-

точно велик (число Рейнольдса $Re = \frac{m\rho v l}{\eta} \ll 1$).

Это уменьшает скорость разлета hot spot и увеличивает его температуру. По достижении расширяющейся ядерной системой критической плотности (плотности замораживания) ρ^* , определяемой из условия $\frac{dP_{\text{int}}}{d\rho} = \rho \frac{dW}{d\rho} = 0$, происходит формирование вторичных частиц (нуклонов, фрагментов, пионов) и их разлет.

4. ДВОЙНОЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ ИСПУСКАНИЯ ПРОТОНОВ. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Двойное дифференциальное сечение испускания протонов в реакции $A + B \rightarrow p + X$ имеет вид (b — параметр удара)

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = \frac{2\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int G(b) b db \times \quad (8)$$

$$\times \int d\mathbf{r} \gamma(E - \mathbf{p}\mathbf{v}) p f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t),$$

где функция распределения испускаемых протонов в пренебрежении неравновесной компонентой на стадии замораживания

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \quad (9)$$

$$= g \left[\exp \left(\frac{\gamma(E - \mathbf{p}\mathbf{v} - \mu) + T\delta}{T} \right) + 1 \right]^{-1}.$$

В (9) спиновый фактор $g = 2$, $E = \sqrt{p^2 + m^2}$, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \mathbf{v}^2}$ и \mathbf{p} — полная энергия, Лоренц-фактор и импульс протонов соответственно, Ω — телесный угол, $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ — поле скоростей, $G(b)$ — фактор, учитывающий, что сечение образования hot spot всегда больше геометрического. Действительно, $G(b) = \sigma_t/\sigma_0$, где $\sigma_t = \pi \langle R_b \rangle^2$ — полное сечение образования hot spot, $\langle R_b \rangle$ — средний радиус взаимодействия перекрывающихся частей сталкивающихся ядер, σ_0 — геометрическое сечение перекрывающихся частей. Наконец, $\mu = \mu_T + m$ — 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

$$\delta = \left[-M \ln \left(1 - \frac{\gamma(E - \mathbf{p}\mathbf{v}) - m}{MT} \right) - \quad (10)$$

$$- \frac{\gamma(E - \mathbf{p}\mathbf{v}) - m}{T} \right],$$

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 числом, определяемым выражением (10). Здесь поправка δ 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 имеет вид

$$W_\varepsilon = C_M \left(1 - \frac{\varepsilon}{E_T} \right)^M = \quad (11)$$

$$= C_M \exp \left(M \ln \left(1 - \frac{\varepsilon}{E_T} \right) \right),$$

где ε — кинетическая энергия системы, $E_T = MT$ — энергия термостата, C_M — нормировочный множитель [23, 24]. В результате в пределе большого числа частиц N при $M = \frac{3}{2}N \rightarrow \infty$ выражение (11) переходит в большое каноническое распределение

$$W_{0\varepsilon} = C_M \exp \left(-\frac{\varepsilon}{T} \right). \quad (12)$$

Тем самым, на хвостах энергетических распределений с помощью (11) мы можем найти поправку к микроканоническому распределению (10), которое изменяет привычное распределение Ферми–Дирака, хорошо описывающее систему вдали от хвостов спектра протонов. При этом в формулах (9), (10) учтено, что энергия системы пересчитывается в соответствии с преобразованиями Лоренца. Величина энергии в распределении (9) отсчитывается от значения самосогласованного среднего поля с учетом поверхностной энергии, поскольку нуклоны “запираются” средним полем.

Кроме вклада (8) в сечение от испускания протонов из hot spot нами учитывался также вклад от слияния неперекрывающихся частей сталкивающихся ядер — “спектаторов”. Это позволило нам провести сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

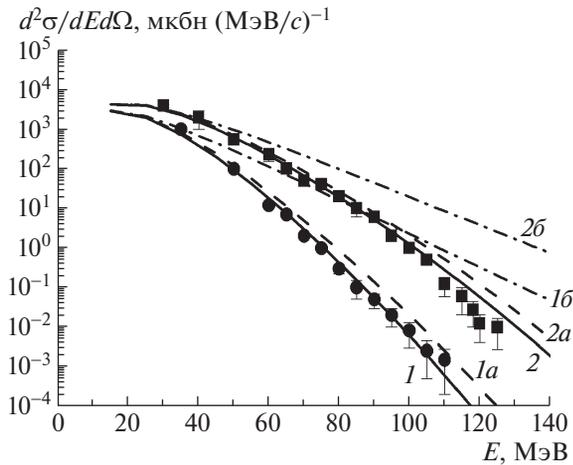


Рис. 2. Расчетные (сплошные кривые) и экспериментальные (точки из [14]) энергетические спектры протонов, испускаемых в реакции $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al} \rightarrow p + X$ под углом 30° при энергии ионов ^{16}O 207 МэВ (кривая 1 и \bullet — экспериментальные точки, $\langle T_h \rangle$ равна 8.3 МэВ, химический потенциал $\langle \mu_T \rangle \approx 32.9$ МэВ) и 310 МэВ (кривая 2 и \blacksquare — экспериментальные точки, $\langle T_h \rangle \approx 10$ МэВ, $\langle \mu_T \rangle \approx 31.2$ МэВ, средний радиус hot spot $\langle R_h \rangle \approx 2$ Фм). Кривые: штриховые 1a и 2a — расчеты для равновесного уравнения состояния с $q = 0$, штрихпунктирные 1b и 2b — расчеты без поправки на микроканоническое распределение.

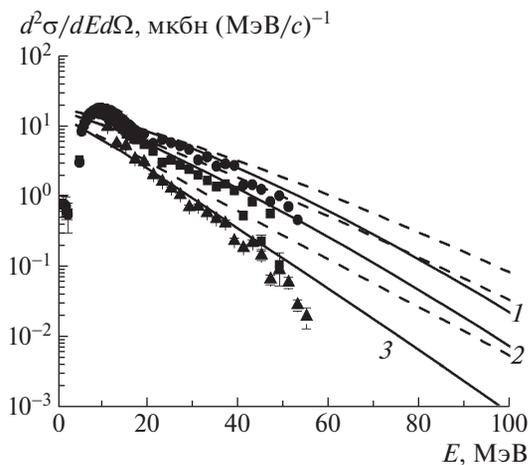


Рис. 3. Вычисленные с неравновесным уравнением состояния (сплошные кривые) и экспериментальные (точки из [25]) энергетические спектры протонов, испускаемых в реакции $^{14}\text{N} + ^{124}\text{Sn} \rightarrow p + X$ при энергии ионов ^{14}N 32 МэВ/нуклон под углами 45° (кривая 1 и \bullet — экспериментальные точки), 62° (кривая 2 и \blacksquare — экспериментальные точки) и 90° (кривая 3 и \blacktriangle — экспериментальные точки); $\langle T_h \rangle \approx 11.4$ МэВ, $\langle \mu_T \rangle \approx 30$ МэВ, $\langle R_h \rangle \approx 3$ Фм. Штриховые кривые — расчеты без поправки на микроканоническое распределение.

Сравнение вычисленных энергетических спектров протонов, испускаемых в реакции $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al} \rightarrow p + X$ под углом 30° при энергии ионов ^{16}O 207 МэВ (~ 12 МэВ/нуклон) (кривые 1) и 310 МэВ (~ 19 МэВ/нуклон) (кривые 2), с экспериментальными данными представлено на рис. 2. Наш расчет описывает данные [14] (до сих пор необъясненные) с учетом введенной поправки на микроканоническое распределение. Без учета этой поправки спектры оказываются более жесткими. Соответствующие такому варианту расчета штрихпунктирные кривые 1b и 2b идут заметно выше экспериментальных точек. Рассчитанные спектры, соответствующие неравновесному уравнению состояния (сплошные кривые), лучше согласуются с экспериментальными данными. Согласие с экспериментом достигнуто для неравновесного уравнения состояния с выбранным модулем сжатия $K = 210$ МэВ и без нарушения согласия с другими данными: для $E = 207$ МэВ средняя температура hot spot $\langle T_h \rangle$ равна 8.3 МэВ, химический потенциал $\langle \mu_T \rangle \approx 32.9$ МэВ, для $E = 310$ МэВ $\langle T_h \rangle \approx 10$ МэВ, $\langle \mu_T \rangle \approx 31.2$ МэВ, средний радиус hot spot $\langle R_h \rangle \approx 2$ Фм.

На рис. 3 приведены энергетические спектры протонов, испускаемых в реакции $^{14}\text{N} + ^{124}\text{Sn} \rightarrow p + X$ под углами 45° (кривая 1), 62° (кривая 2) и 90° (кривая 3) при энергии ионов ^{14}N 32 МэВ/нуклон. Рассчитанные спектры, соответствующие неравновесному уравнению состояния с учетом поправки на микроканоническое распределение (сплошные кривые), лучше согласуются с экспериментальными данными [25], чем спектры, вычисленные без учета этой поправки, которые идут систематически выше экспериментальных точек. Для этой реакции $\langle T_h \rangle \approx 11.4$ МэВ, $\langle \mu_T \rangle \approx 30$ МэВ, $\langle R_h \rangle \approx 3$ Фм. На концах экспериментальные спектры протонов несколько “срезаны”, что не воспроизводится в наших расчетах.

На рис. 4–7 приведены импульсные спектры протонов, испускаемых в реакции $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow p + X$ под углом 3.5° при энергии ионов ^{12}C 300 МэВ/нуклон (рис. 4, при $\langle T_h \rangle \approx 35.9$ МэВ, $\langle \mu_T \rangle \approx -7$ МэВ, $\langle R_h \rangle \approx 2$ Фм), 600 МэВ/нуклон (рис. 5), 950 МэВ/нуклон (рис. 6) и 2 ГэВ/нуклон (рис. 7). Экспериментальные данные [16] отмечены точками. Кривые: 1 — наш расчет с учетом поправки на микроканоническое распределение, 2 — без учета этой поправки; результаты расчетов по транспортным кодам [16]: 3 — каскадная модель [26], 4 — транспортная модель кварк-глюонных струн [27], 5 — модель квантовой молекулярной динамики (QMD), встроенной в монтекарловский пакет GEANT4 [28]. Как видно из этих рисунков, в кумулятивной области спектра наш

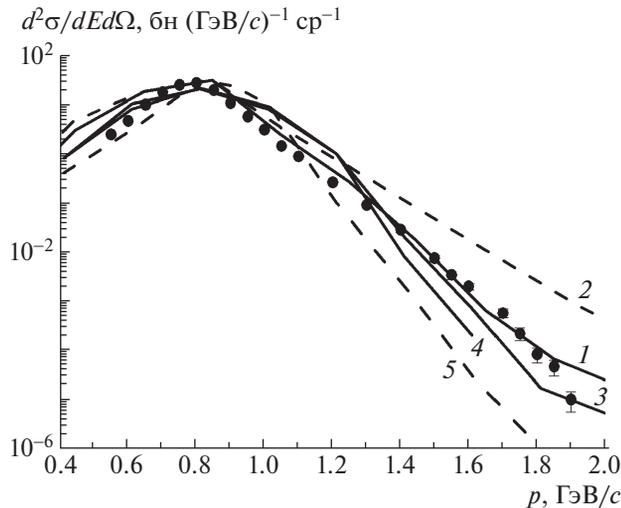


Рис. 4. Распределения протонов по лабораторному импульсу в реакции $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow p + X$, испускаемых под углом 3.5° при энергии ^{12}C 300 МэВ/нуклон. Кривые: 1 — наш расчет с поправкой на микроканоническое распределение; 2 — наш расчет без учета этой поправки; 3, 4, 5 — результаты расчетов по транспортным кодам [16]; 3 — каскадная модель [26], 4 — транспортная модель кварк-глюонных струн [27], 5 — модель квантовой молекулярной динамики (QMD), встроенной в монте-карловский пакет GEANT4 [28]. Точки — экспериментальные данные из [16].

расчет согласуется с экспериментальными данными [16], в отличие от транспортных подходов.

Спад сечений на пять порядков по величине воспроизводится в нашем подходе не хуже монте-карловских транспортных кодов. Причем некоторые каскадные расчеты заметно недооценивают экспериментальные данные в высоко-импульсной

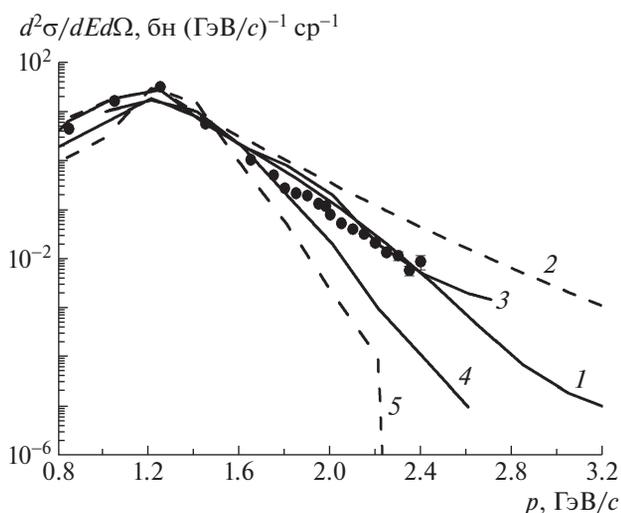


Рис. 5. То же, что на рис. 4, при энергии ионов ^{12}C 600 МэВ/нуклон и $\langle T_h \rangle \approx 54.9$ МэВ, $\langle \mu_T \rangle \approx -51.2$ МэВ.

области. Однако в области малых импульсов при энергиях 950 МэВ/нуклон и 2 ГэВ/нуклон наш расчет несколько недооценивает экспериментальные данные, что может быть связано с вкладом от протонов, образующихся в результате фрагментации ^{12}C . Поправка на микроканоническое распределение проявляется в высокоимпульсной области распределений протонов. Мы пересчитали результаты, приведенные в [15], корректно учитывая релятивистское движение системы равных скоростей сталкивающихся ядер, в которой анализируется временная эволюция hot spot, поэтому температуры испускаемых протонов оказались выше.

5. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ЖЕСТКИХ ФОТОНОВ

Нам удалось воспроизвести также данные другого эксперимента [17] по энергетическим спектрам жестких фотонов, испускаемых в реакции $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow \gamma + X$ при энергиях ядер ^{12}C , равных 2.0 и 3.2 ГэВ/нуклон.

Для описания испускания прямых фотонов можно использовать выражения (8) и (9), где в качестве функции распределения фотонов использовать функцию (9), положив везде массу фотонов и химический потенциал μ равными нулю, поскольку число фотонов не задано. Кроме того, для фотонов $g = 2$, а 1 в выражении (9) нужно заменить на -1 , поскольку фотоны являются бозонами.

В выходы фотонов, кроме прямых, дают вклад фотоны от распада π^0 -мезонов $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. Для определения выхода π^0 -мезонов необходимо, заменив в формуле (9) массу m на массу пионов m_π ,

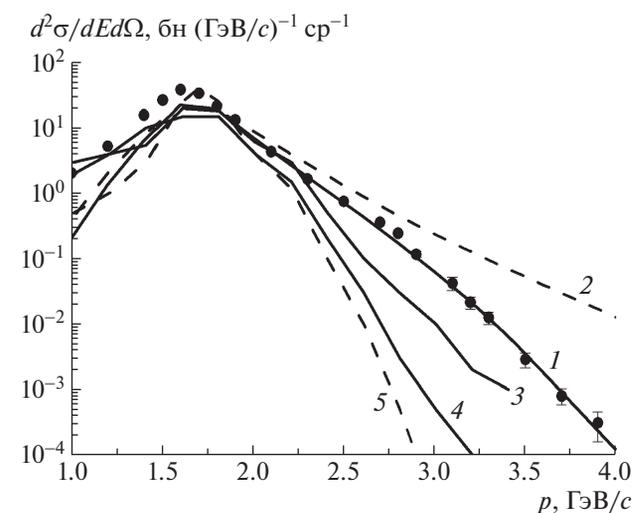


Рис. 6. То же, что на рис. 4, при энергии ионов ^{12}C 950 МэВ/нуклон и $\langle T_h \rangle \approx 70$ МэВ, $\langle \mu_T \rangle \approx -93$ МэВ.

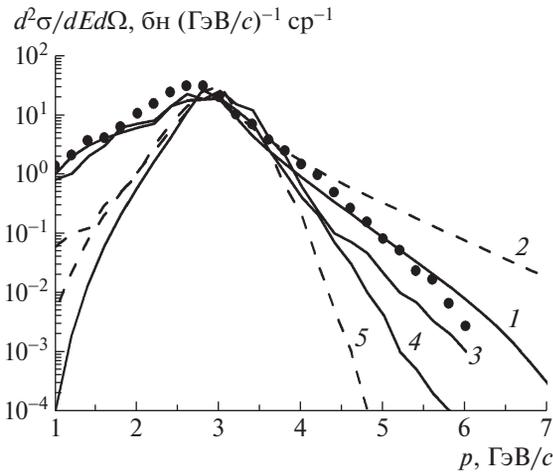


Рис. 7. То же, что на рис. 4, при энергии ионов ^{12}C 2.0 ГэВ/нуклон и $\langle T_h \rangle \approx 92$ МэВ, $\langle \mu_T \rangle \approx -172$ МэВ.

химический потенциал положить равным нулю, g приравнять 1 и снова в формуле (9) 1 заменить на -1 . В сечение рождения π^0 -мезонов помимо тепловых π^0 вносит также вклад канал распада $\Delta \rightarrow p + \pi^0$, который мы включили в рассмотрение аналогично [3, 29]. Спектр распадных фотонов при этом получается сверткой энергетического спектра π^0 с распределением фотонов dN по энергиям в $dE_{\text{лаб.сист.}}$.

Действительно [30, 31], в системе покоя пиона фотоны распределены изотропно по направлениям $dN = d\Omega^*/4\pi = 1/2 |d \cos \theta^*|$. Энергия фотона $E_{\text{лаб.сист.}}$ связана с величинами E^* и \mathbf{p}^* , относящимися к системе покоя пиона соотношением (v_π — скорость пиона, $|\mathbf{p}^*| = p^* = E^*$ — модуль импульса фотона в системе покоя пиона):

$$E = \frac{E^* + p^* v_\pi \cos \theta^*}{\sqrt{1 - v_\pi^2}}. \quad (13)$$

Выражая $|d \cos \theta^*|$ через dE , получим нормированное на единицу распределение (для каждого из двух фотонов):

$$dN = \frac{1}{2v_\pi p^*} \sqrt{1 - v_\pi^2} dE. \quad (14)$$

Распределение (14) не зависит от энергии фотона в лабораторной системе. Энергия фотона E согласно (13) изменяется в пределах от $E = \frac{E^* - p^* v_\pi}{\sqrt{1 - v_\pi^2}}$ до $E = \frac{E^* + p^* v_\pi}{\sqrt{1 - v_\pi^2}}$, что позволяет выразить отсюда пределы изменения энергии пиона $E_\pi = m_\pi / \sqrt{1 - v_\pi^2}$. Поправка на микроканоническое распределение для фотонов и пионов была включена в рассмотрение аналогично рассмотренному выше случаю для протонов.

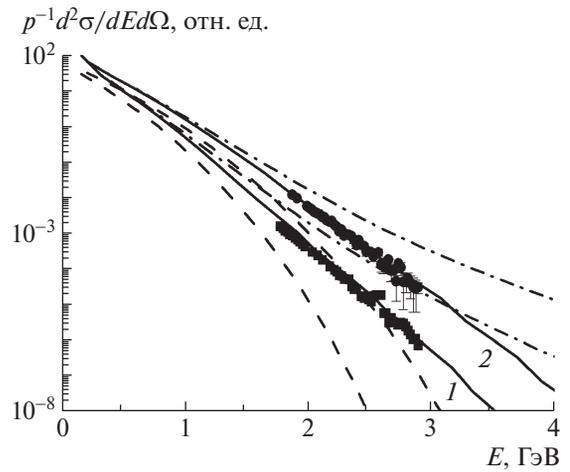


Рис. 8. Расчетные (сплошные кривые) и экспериментальные (точки из [17]) энергетические спектры фотонов, испускаемых в реакции $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow \gamma + X$ под углом 38° при энергии ионов ^{12}C 2.0 ГэВ/нуклон (кривые 1 и \blacksquare — экспериментальные точки, $\langle T_h \rangle \approx 92$ МэВ, $\langle \mu_T \rangle \approx -172$ МэВ) и 3.2 ГэВ/нуклон (кривые 2 и \bullet — экспериментальные точки, $\langle T_h \rangle \approx 120$ МэВ, $\langle \mu_T \rangle \approx -255$ МэВ). Кривые: штриховые — наш расчет с учетом только прямых фотонов, штрихпунктирные — наш расчет без поправки на микроканоническое распределение.

В качестве иллюстрации на рис. 8 приведены спектры кумулятивных фотонов, испускаемых под углом 38° при энергиях 2.0 ГэВ/нуклон и 3.2 ГэВ/нуклон (экспериментальные точки из [17] и сплошные кривые 1, 2). Для $E = 2.0$ ГэВ/нуклон ($\langle T_h \rangle \approx 92$ МэВ, $\langle \mu_T \rangle \approx -172$ МэВ, для $E = 3.2$ ГэВ/нуклон ($\langle T_h \rangle \approx 120$ МэВ, $\langle \mu_T \rangle \approx -255$ МэВ). Экспериментальные спектры [17] (они даны в относительных единицах и поэтому “привязаны” к расчетным кривым) согласуются с нашими расчетами. В случае включения только прямых фотонов (штриховые кривые) расчетный спектр оказывается мягче экспериментального (расчетные кривые идут ниже точек), а с учетом вклада от распада π^0 он описывает кумулятивную область спектра. Если пренебречь поправкой на микроканоническое распределение (штрихпунктирные кривые), то вычисленный спектр оказывается жестче экспериментального.

6. 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 [10–12], посвященных описанию дифференциальных сечений образования протонов, пионов и легких фрагментов, описаны высокоимпульсные спектры протонов, испускаемых в столкновениях тяжелых ионов в широком диапазоне энергий, а также энергетические спектры жестких фотонов, включая кумулятивную область спектра.

Новым по сравнению с предыдущими работами 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 и фотонов. При промежуточных энергиях в кумулятивной области импульсных спектров протонов и энергетических спектров фотонов 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 [16]. Следует отметить, что остается вопрос о правомерности использования макроскопических параметров к легким системам. 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. “Плечо” в кумулятивной области спектра протонов воспроизводится в нашем подходе и, как видно, иногда оно воспроизводится в транспортных каскадных кодах. Возможно, такое согласие связано с перерасеянием пионов, как было получено в [32].

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 [16].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. Stöcker and W. Greiner, Phys. Rep. **137**, 277 (1986).
2. A. V. Merdeev, L. M. Satarov, and I. N. Mishustin, Phys. Rev. C **84**, 014907 (2011).
3. И. Н. Мишустин, В. Н. Русских, Л. М. Сатаров, ЯФ **54**, 429 (1991) [Sov. J. Nucl. Phys. **54**, 260 (1991)].
4. Yu. V. Ivanov, V. N. Russkikh, and V. D. Toneev, Phys. Rev. C **73**, 044904 (2006).
5. А. С. Хворостухин, В. Д. Тонеев, Письма в ЭЧАЯ **14**, 22 (2017) [Phys. Part. Nucl. Lett. **14**, 9 (2017)].
6. А. С. Хворостухин, В. Д. Тонеев, ЯФ **80**, 161 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 285 (2017)].
7. А. Т. Дьяченко, ЯФ **57**, 2006 (1994) [Phys. At. Nucl. **57**, 1930 (1994)].
8. А. Т. Дьяченко, К. А. Гриднев, Изв. РАН. Сер. физ. **77**, 943 (2013) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **77**, 857 (2013)].
9. А. Т. D'yachenko, K. A. Gridnev, and W. Greiner, J. Phys. G **40**, 085101 (2013).
10. А. Т. Дьяченко, И. А. Митропольский, Изв. РАН. Сер. физ. **80**, 1004 (2016) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **80**, 916 (2016)].
11. А. Т. Дьяченко, И. А. Митропольский, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 1720 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **81**, 1521 (2017)].
12. А. Т. Дьяченко, И. А. Митропольский, в сб.: Памяти К. А. Гриднева. К 80-летию со дня рождения (НИИ “Курчатовский институт”—ПИЯФ, Гатчина, 2018), с. 63.
13. P. Bonche, S. Koonin, and J. W. Negele, Phys. Rev. C **13**, 1226 (1976).
14. S. I. Gogolev, M. I. Gostkin, S. I. Merzlyakov, K. O. Oganessian, E. A. Pasyuk, S. Yu. Porokhovay, R. Woski, M. P. Ivanov, I. P. Kuznetsov, Yu. Ts. Oganessian, Yu. E. Penionzhkevich, and Yu. G. Sobolev, in *Proceedings of the International School—Seminar on Heavy Ion Physics, Vol. 2, Dubna, 1993*, Ed. by Yu. Ts. Oganessian et al. (JINR, Dubna, E7-93-274, 1993), p. 66.
15. А. Т. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, EPJ Web Conf. **204**, 03018 (2019).
16. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин, С. А. Булычев, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацюк, С. Г. Машник, Е. Н. Турдакина, А. И. Ханов, ЯФ **78**, 403 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 373 (2015)].
17. И. Г. Алексеев, А. А. Голубев, В. С. Горячев, Г. Б. Дзюбенко, А. Г. Долголенко, Н. М. Жигарева, С. М. Киселев, К. Р. Михайлов, Е. А. Морозова, П. А. Полозов, М. С. Прокудин, Д. В. Романов, Д. Н. Свирида, А. В. Ставинский, В. Л. Столин, Г. Б. Шарков, ЯФ **78**, 995 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 936 (2015)].
18. G. D. Westfall, J. Gosset, P. J. Johansen, A. M. Poskanzer, W. G. Meyer, H. N. Gutbrod, A. Sandoval, and R. Stock, Phys. Rev. Lett. **37**, 1202 (1976).
19. К. К. Гудима, В. Д. Тонеев, ЯФ **42**, 645 (1985) [Sov. J. Nucl. Phys. **42**, 409 (1985)].
20. G. Bertsch, Z. Phys. A **289**, 103 (1978).
21. В. М. Коломиец, в сб.: *Коллективная ядерная динамика*, под ред. Р. В. Джолоса (Наука, Ленинград, 1990), с. 67.
22. К. Хуанг, *Статистическая механика* (Мир, Москва, 1966).
23. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика, ч. 1* (Наука, Москва, 1976).
24. А. И. Ансельм, *Основы статистической физики и термодинамики* (Наука, Москва, 1973).
25. V. V. Avdeichikov, A. I. Bogdanov, O. V. Lozhkin, Yu. A. Murin, M. Berg, I. Carlen, R. Eimer, B. Jakobsson, V. Noren, J. P. Bondorf, K. Sneppen, J. Nyberg, L. Westerberg, M. Guttormsen, E. Olberg, T. F. Thorsteinsen, and G. Lovhoiden (SHIC-Collab.), in *Proceedings of the International*

- School—Seminar on Heavy Ion, Physics, Vol. 2, Dubna, 1993*, Ed. by Yu. Ts. Oganessian *et al.* (JINR, Dubna, E7-93-274, 1993), p. 238.
26. A. V. Dementev and N. M. Sobolevsky, *Nucl. Tracks Radiat. Meas.* **30**, 553 (1999).
 27. S. G. Mashnik, K. K. Gudima, R. E. Prael, A. J. Sierk, M. I. Baznat, and N. V. Mokhov, LA-UR-08-2931 (Los Alamos, 2008); arXiv: 0805.0751 [nucl-th].
 28. T. Koi, D. H. Wright, G. Folger, V. Ivanchenko, M. Kossov, N. Starkov, A. Heikkinen, P. Truscott, F. Lei, and H. P. Wellisch, *AIP Conf. Proc.* **896**, 21 (2007).
 29. A. T. D'yachenko and V. N. Baryshnikov, in *Proceedings of the Baldin ISHEPP XIX, Vol. 2, Dubna, 2008*, Ed. by A. N. Sissakian *et al.* (JINR, Dubna, 2008), p. 234.
 30. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля* (Наука, Москва, 1976).
 31. В. И. Гольданский, Ю. П. Никитин, И. Л. Розенталь, *Кинематические методы в физике высоких энергий* (Наука, Москва, 1987).
 32. М. А. Браун, В. В. Вечернин, *ЯФ* **43**, 1579 (1986) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **43**, 1016 (1986)].

EMISSION OF HIGH ENERGY PROTONS AND PHOTONS IN HEAVY ION COLLISIONS IN THE HYDRODYNAMIC APPROACH WITH A NON-EQUILIBRIUM EQUATION OF STATE

A. T. D'yachenko^{1),2)}, I. A. Mitropolsky²⁾

¹⁾ *Emperor Alexander I Petersburg State Transport University, St. Petersburg, Russia*

²⁾ *National Research Centre "Kurchatov Institute" — PNPI, Gatchina, Russia*

A hydrodynamic approach with a non-equilibrium equation of state is used to describe the collisions of heavy ions at medium and intermediate energies. In the development of this approach, with the inclusion of nuclear viscosity effects and the introduction of an amendment to the microcanonical distribution, the double-differential cross sections of proton and photon emission in collisions of different nuclei are calculated, which are in agreement with the available experimental data on the emission of high-energy particles, including the cumulative spectral region. We were able to reproduce the high-momentum proton distributions in the $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow p + X$ reaction at the 300, 600, 950, and 2000 MeV/nucleon energies of ^{12}C ions, as well as the hard photon energy spectra in the $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow \gamma + X$ reaction at 2.0 and 3.2 GeV/nucleon energies of carbon ions.

НОВЫЙ КЛАСС ЯДЕРНЫХ РАСПАДОВ С УЧАСТИЕМ ВИРТУАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЯДЕР

© 2020 г. С. Г. Кадменский^{1)*}, Л. В. Титова¹⁾, Д. Е. Любашевский¹⁾

Поступила в редакцию 25.12.2019 г.; после доработки 25.12.2019 г.; принята к публикации 25.12.2019 г.

Исследован новый класс ядерных реакций и распадов, который можно назвать виртуальным, поскольку он связан с появлением в амплитудах ширин указанных процессов виртуальных промежуточных состояний атомных ядер с атомным весом $A \geq 2$, энергии которых лежат вне массовых поверхностей, на примере $2p$ - и 2β -распадов ядер, а также спонтанного тройного деления четно-четных ядер-актинидов. Проведен расчет ширин и угловых распределений ядерных $2p$ -распадов, а также периодов полураспада ядер в 2β -распаде. Получены оценки значений радиусов шейки делящегося ядра и значения выделяемой энергии при двойном делении основного состояния промежуточного ядра для спонтанного тройного деления ядер ^{248}Cm , ^{250}Cf и ^{252}Cf .

DOI: 10.31857/S0044002720040121

1. ВВЕДЕНИЕ

В теории поля хорошо известны [1] реакции и распады, связанные с появлением в их амплитудах промежуточных виртуальных состояний различных элементарных частиц, импульсы и энергии которых не связаны между собой релятивистскими формулами Эйнштейна для свободных частиц. К подобным явлениям относится, например, реакция комптоновского рассеяния γ -квантов на свободных электронах, амплитуда которой описывается [1] представленной на рис. 1 диаграммой Фейнмана, в которой фигурируют вершинные части, связанные с поглощением или испусканием γ -кванта электроном, выражаемые черными кружочками, и функция Грина электрона (линия со стрелкой и с индексом e^*), которая не имеет полюсного характера из-за невозможности одновременного выполнения законов сохранения импульса и энергии при поглощении (испускании) γ -кванта свободным электроном и поэтому описывает виртуальное состояние электрона. Подобные процессы с участием виртуальных состояний ряда элементарных частиц известны также и в ядерной физике.

Возникает вопрос: существуют ли ядерные реакции и распады, связанные с появлением в их амплитудах виртуальных промежуточных состояний атомных ядер с атомным весом $A \geq 2$, энергии которых лежат вне массовых поверхностей указанных реакций и распадов. К числу таких распадов можно отнести, во-первых, предсказанные

В.И. Гольданским [2, 3] и экспериментально обнаруженные в работах [4–8] двухпротонные распады ряда нейтронодефицитных ядер, представление о виртуальности которых было обосновано в более поздних работах [9–12]. Во-вторых, к виртуальным распадам относятся фактически и двойные β -распады ядер, в амплитудах которых появляются [13–16] виртуальные состояния промежуточных ядер. Целью настоящей работы является анализ методов, использованных для описания рассмотренных выше виртуальных $2p$ - и 2β -распадов ядер, и исследование других известных ядерных реакций и распадов, которые также имеют виртуальный характер и вместе с $2p$ - и 2β -распадами ядер формируют новый класс ядерных реакций и распадов, который можно назвать виртуальным.

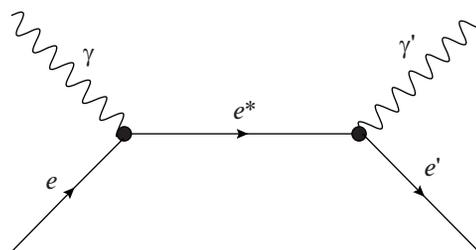


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана для амплитуды реакции комптоновского рассеяния γ -квантов на свободных электронах с вершинными частями (черные кружочки) поглощения или испускания γ -кванта электроном и функцией Грина электрона (линия со стрелкой и с индексом e^*).

¹⁾Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия.

*E-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

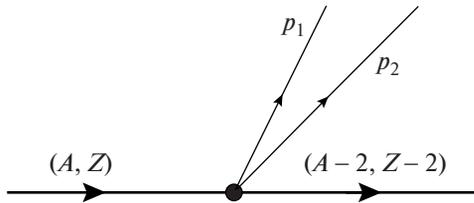


Рис. 2. Диаграмма Фейнмана для амплитуды одновременного вылета из родительского ядра (A, Z) двух протонов и конечного ядра $(A - 2, Z - 2)$ с соответствующей вершинной частью (черный кружок).

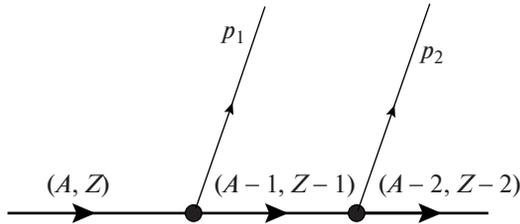


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, для последовательного двухпротонного распада с вершинными частями вылетов первого и второго протонов и функцией Грина (линия со стрелкой и с индексом $(A - 1, Z - 1)$).

2. ВИРТУАЛЬНЫЕ ДВУХПРОТОННЫЕ РАСПАДЫ ЯДЕР

Широко используемый в настоящее время подход [17–20] к описанию $2p$ -распадов ядер основывается на представлении об одновременности вылета из родительского ядра (A, Z) двух протонов и конечного ядра $(A - 2, Z - 2)$, когда амплитуды указанных распадов представляются диаграммой рис. 2. Подобные распады с точки зрения закона сохранения энергии возможны, если теплота Q_{2p} двухпротонного распада ядра (A, Z) с образованием ядра $(A - 2, Z - 2)$, определяемая как

$$Q_{2p} = E(A, Z) - E(A - 2, Z - 2), \quad (1)$$

где $E(A, Z)$ и $E(A - 2, Z - 2)$ — внутренние энергии ядер (A, Z) и $(A - 2, Z - 2)$, имеет положительное значение и приближенно совпадает с суммарной кинетической энергией $(T_1 + T_2)$ двух вылетающих протонов в случае больших значений $(A \gg 2)$ атомного веса родительского ядра:

$$Q_{2p} = (T_1 + T_2) > 0. \quad (2)$$

Успешное описание свойств $2p$ -распадов с одновременным появлением трех вылетающих частиц может быть достигнуто только в рамках теории, в которой фигурируют трехчастичные волновые функции конечных каналов этих распадов, учитывающие, как правило, не только парные, но и трехчастичные потенциалы взаимодействия вылетающих частиц. Наиболее последовательный вариант этой теории был развит в работах [17–20] на основе

R -матричного формализма ядерных реакций [21–23] с использованием метода гиперсферических гармоник. Однако в этих работах нет ответа на вопрос, как вводимые в них трехчастичные потенциалы взаимодействия трех вылетающих частиц, параметры которых определяются [17–20] с помощью подгонки рассчитанных характеристик $2p$ -распадов к их экспериментальным значениям, могут повлиять на структурные свойства исследуемых ядер, поскольку в описывающих эти свойства традиционных теориях [24, 25] используются только парные нуклон-ядерные (оболочечные) и нуклон-нуклонные эффективные потенциалы.

В работах [9–11] развита теория, иллюстрирующая амплитуду рассматриваемого $2p$ -распада диаграммой Фейнмана (рис. 3), в которой эти распады рассматриваются как последовательные двухступенчатые процессы. На первой ступени из ядра (A, Z) вылетает протон p_1 и появляется функция Грина $G(A - 1, Z - 1)$ промежуточного ядра $(A - 1, Z - 1)$, а на второй ступени указанное промежуточное ядро распадается с испусканием второго протона p_2 и образованием конечного ядра $(A - 2, Z - 2)$. При этом сумма теплот Q_{p_i} первого протонного распада:

$$Q_{p_1i} = E(A, Z) - E_i(A - 1, Z - 1), \quad (3)$$

и Q_{p_2i} второго протонного распада:

$$Q_{p_2i} = E_i(A - 1, Z - 1) - E(A - 2, Z - 2), \quad (4)$$

связана с теплотой Q_{2p} двухпротонного распада родительского ядра (1) соотношением

$$Q_{2p} = Q_{p_1i} + Q_{p_2i}. \quad (5)$$

Рассматриваемую теорию можно обосновать, если допустить, что существует достаточно большая временная задержка между моментами вылета первого и второго протонов, что позволяет пренебречь короткодействующим ядерным взаимодействием между вылетевшими протонами и, следовательно, исключить возможность появления виртуального s -состояния этих протонов [26–28]. В этом случае вершинные части диаграммы рис. 3 можно выразить [9, 10] через амплитуды однопротонных ширин распадов (A, Z) и $(A - 1, Z - 1)$ ядер. Соответствующие ширины определяются для сферических и деформированных ядер в [29–31] интегральными формулами, в которых фигурируют традиционные оболочечные потенциалы и эффективные потенциалы нуклон-нуклонных взаимодействий, используемые в современных многочастичных теориях ядра [24, 25]. При использовании диаграммы рис. 3 в работах [9, 10] была определена ширина Γ_{2p}^A двухпротонного распада ядра (A, Z) с образованием ядер $(A - 2, Z - 2)$:

$$\Gamma_{2p}^A = \frac{1}{2\pi} \times \quad (6)$$

Таблица 1. Сопоставление экспериментальных $(\Gamma_{2p}^A)^{\text{exp}}$ и теоретических $(\Gamma_{2p}^A)^{\nu}$ ширин двух протонных распадов четных по протонам ядер

№	$(A, Z) \rightarrow (A - 2, Z - 2)$	A	Z	$(\Gamma_{2p}^A)^{\text{exp}}, \text{МэВ}$	$(\Gamma_{2p}^A)^{\nu}, \text{МэВ}$
1	Ne \rightarrow O	16	10	$1.11_{-0.01}^{+0.01} \times 10^{-3}$	1.2×10^{-3}
2	Mg \rightarrow Ne	19	12	$1.1_{-0.25}^{+1.4} \times 10^{-10}$	2.4×10^{-10}
3	Fe \rightarrow Cr	45	26	$1.6_{-0.5}^{+0.5} \times 10^{-19}$	1.77×10^{-19}
4	Ni \rightarrow Fe	48	28	$2.2_{-1.1}^{+1.1} \times 10^{-19}$	1.56×10^{-19}
5	Kr \rightarrow Se	67	36	$0.62_{-0.03}^{+0.03} \times 10^{-19}$	0.618×10^{-19}

$$\times \sum_i \int_0^{Q_{2p}} dT_1 \frac{\Gamma_{p_1(A-1)_i}^A(T_1) \Gamma_{p_2(A-2)_i}^{(A-1)_i}(Q_{2p} - T_1)}{(Q_{p_1i} - T_1)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_{\text{tot}}^{(A-1)_i})^2}.$$

В (6) $\Gamma_{p_1(A-1)_i}^A(T_1)$ — ширина однопротонного распада родительского ядра (A, Z) с вылетом протона p_1 с кинетической энергией T_1 и образованием промежуточного ядра в состоянии $(A - 1)_i$, а $\Gamma_{p_2(A-2)_i}^{(A-1)_i}(Q_{2p} - T_1)$ — аналогичная ширина распада промежуточного ядра с вылетом второго протона p_2 с кинетической энергией T_2 , определяемой согласно (2) как $T_2 = (Q_{2p} - T_1)$. В этой же формуле $\Gamma_{\text{tot}}^{(A-1)_i}$ — полная ширина распада i -го возбужденного состояния промежуточного ядра во все возможные конечные каналы его распада.

Можно выделить два возможных типа двухступенчатых $2p$ -распадов ядер. Первый тип соответствует двум последовательным реальным однопротонным распадам родительского и промежуточного ядер, когда теплоты Q_{p_1i} и Q_{p_2i} имеют положительные значения и совпадают соответственно с кинетическими энергиями T_1 и T_2 первого и второго вылетающих протонов. В этом случае в диаграмме рис. 3 функция Грина $G(A - 1, Z - 1)$ промежуточного ядра имеет полюсной характер и поэтому после интегрирования по dT_1 в формуле (6) с использованием теоремы Коши ширина (6) приводится [9, 10] к ширине $(\Gamma_{2p}^A)^0$ двухпротонного распада, связанного с двумя последовательными реальными однопротонными распадами родительского и промежуточного ядер:

$$(\Gamma_{2p}^A)^0 = \sum_i \frac{\Gamma_{p_1(A-1)_i}^A(Q_{p_1i}) \Gamma_{p_2(A-2)_i}^{(A-1)_i}(Q_{p_2i})}{\Gamma_{\text{tot}}^{(A-1)_i}}. \quad (7)$$

Второй тип $2p$ -распада возникает тогда, когда теплота p_1 -распада ядра (A, Z) $Q_{p_1i} < 0$. В результате все i -е состояния промежуточного ядра в функции Грина $G_i(A - 1, Z - 1)$ носят виртуальный характер, поскольку лежат вне массовой поверхности p_1 -распада ядра (A, Z) , а теплота Q_{p_2i}

распада указанных состояний $(A - 1, Z - 1)$ ядра удовлетворяет условию $Q_{p_2i} > |Q_{p_1i}| > 0$, которое соответствует необходимому для реального $2p$ -распада ядра (A, Z) условию (2). Тогда в подынтегральном выражении формулы (6) исчезает полюс, и ширина Γ_{2p}^A (6) совпадает с шириной $(\Gamma_{2p}^A)^{\nu}$ виртуального двухступенчатого $2p$ -распада ядра (A, Z) :

$$(\Gamma_{2p}^A)^{\nu} = \frac{1}{2\pi} \times \sum_i \int_0^{Q_{2p}} \frac{\Gamma_{p_1(A-1)_i}^A(T_1) \Gamma_{p_2(A-2)_i}^{(A-1)_i}(Q_{2p} - T_1)}{(Q_{p_1i} - T_1)^2} dT_1. \quad (8)$$

Как было показано в работах В.И. Гольданского [2, 3], неравенства $Q_{p_1i} < 0$ и $Q_{p_2i} > |Q_{p_1i}| > 0$, необходимые для виртуальности двухпротонного распада, реализуются для $2p$ -распадов основных состояний четных по протонам ядер (A, Z) с образованием основных состояний четных по протонам конечных ядер при учете эффектов сверхтекучей модели атомного ядра [24]. Действительно, в этом случае из-за отрицательности энергии спаривания двух валентных протонов в ядре (A, Z) , образующих куперовскую пару, теплота Q_{p_1i} , связанная с вылетом первого протона p_1 и образованием нечетного по протонам промежуточного ядра, уменьшается по сравнению с теплотой Q_{p_2i} вылета нечетного протона из этого ядра, который не участвует в формировании куперовской пары.

В табл. 1 представлены взятые из работ [4–8] экспериментальные ширины $(\Gamma_{2p}^A)^{\text{exp}}$ двухпротонных распадов основных состояний четных по протонам ядер ^{16}Ne , ^{19}Mg , ^{45}Fe , ^{48}Ni , ^{67}Kr с переходом в основные состояния конечных ядер и аналогичные теоретические ширины $(\Gamma_{2p}^A)^{\nu}$, рассчитанные по формуле (8) в рамках теории виртуальных $2p$ -распадов [9–12] в рамках сверхтекучей модели атомного ядра [24]. Видно, что при выборе параметров оболочечных потенциалов протонов

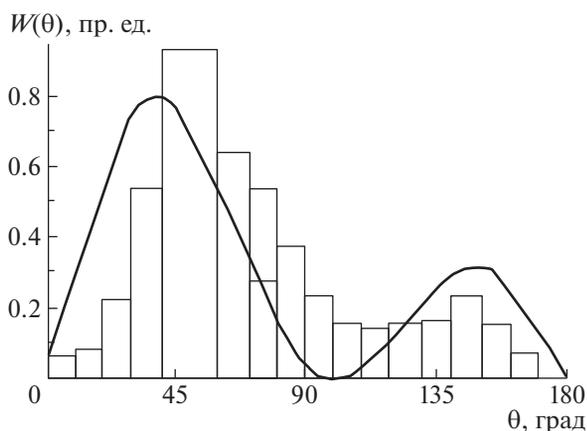


Рис. 4. Сопоставление экспериментального углового распределения вылетающих протонов $W^{\text{exp}}(\theta)$ (гистограмма) с теоретическим распределением $W^{\text{th}}(\theta)$ (сплошная кривая), рассчитанным по формуле (9) при значении параметра $\beta = 3$.

исследуемых ядер, близких к параметрам указанных потенциалов [32, 33] для ядер, лежащих в полосе β -стабильности, наблюдается разумное согласие теоретических $(\Gamma_{2p}^A)^\nu$ и экспериментальных $(\Gamma_{2p}^A)^{\text{exp}}$ ширин.

Возникает вопрос о возможности последовательного описания не только ширин, но и угловых распределений продуктов ядерных $2p$ -распадов. В [11] была получена формула для распределения $W^{\text{th}}(\theta)$ двух вылетающих протонов из ядра ^{45}Fe в зависимости от угла θ между направлениями их вылета:

$$W(\theta) = \frac{1}{2(1 + \beta^2)} (1 + \sqrt{3}\beta \cos \theta)^2 \sin \theta, \quad (9)$$

где $\beta^2 = \Gamma(2p_{3/2})/\Gamma(2s_{1/2})$, а $\Gamma(2p_{3/2})$ и $\Gamma(2s_{1/2})$ — рассчитанные в сверхтекучей модели атомного ядра [24] ширины вылета двух протонов из оболочечных состояний $2p_{3/2}(2s_{1/2})$. Как видно из рис. 4, наблюдается разумное согласие экспериментального углового распределения [34, 35] вылетающих протонов $W^{\text{exp}}(\theta)$ с теоретическим распределением $W^{\text{th}}(\theta)$, рассчитанным на основе формулы (9) при использовании значения параметра $\beta = 3$, получаемого в работе [11] при успешном описании ширины $2p$ -распада ядра ^{45}Fe , представленной в табл. 1.

3. ВИРТУАЛЬНЫЕ ДВОЙНЫЕ β -РАСПАДЫ ЯДЕР

Теория 2β -распада ядер была разработана в [13] при использовании формулы для вероятности $\omega_{2\beta}$ указанного распада ядра в единицу времени. Эта

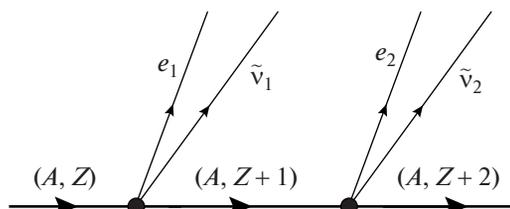


Рис. 5. То же, что и на рис. 1, для амплитуды двухступенчатого $2\beta^-$ -распада ядра (A, Z) с вылетом двух электронов (e_1, e_2) и двух антинейтрино ($\tilde{\nu}_1, \tilde{\nu}_2$) и образованием конечного ядра $(A, Z + 2)$.

вероятность связана с шириной данного распада $\Gamma_{2\beta^-}^Z$ соотношением $\Gamma_{2\beta^-}^Z = \hbar\omega_{2\beta}$ и определяется во втором порядке теории возмущений по гамильтониану H' слабого взаимодействия как

$$\omega_{2\beta} = \frac{2\pi}{\hbar} \delta(E_A - E_F) \sum_F |H''_{AF}|^2, \quad (10)$$

где

$$H''_{AF} = \sum_C \frac{H'_{AC}H'_{CF}}{E_A - E_C}, \quad (11)$$

а H'_{AC} и H'_{CF} имеют вид

$$H'_{AC} = \int \Psi_C^* \Phi_C^* H' \Psi_A \Phi_A d\tau. \quad (12)$$

В (12) Ψ_A, Ψ_C и Ψ_F — волновые функции ядер A и C , возникающих после β_1 -распада, и конечного ядра F , возникающего после β_2 -распада ядра C ; Φ_A, Φ_C и Φ_F — волновые функции легких частиц, фигурирующих в процессе рассматриваемого 2β -распада. В дальнейшем в работах [13–15] эти формулы были обобщены для использования современных вариантов теории слабого взаимодействия. Амплитуду вероятности рассматриваемого 2β -распада можно представить диаграммой Фейнмана (рис. 5) на примере двухнейтринного $2\beta^-$ -распада основного состояния ядра (A, Z) . Эта диаграмма соответствует последовательному двухступенчатому $2\beta^-$ -распаду ядра A , аналогичному рассмотренному выше $2p$ -распаду, представленному диаграммой рис. 3. Вершинные части этой диаграммы связаны с матричными элементами слабого взаимодействия типа H'_{AC} и H'_{CF} , а линия со стрелкой и верхним индексом $(A, Z + 1)$ представляет функцию Грина $G(A, Z + 1)$ промежуточного ядра $(A, Z + 1)$, пропорциональную величине $(E_A - E_C)^{-1}$ формулы (11) и не имеющую полюсного характера. Поэтому результаты, полученные в работе [13], соответствуют последовательному двухступенчатому виртуальному характеру процесса двойного β -распада ядер. По аналогии с двухпротонным виртуальным ядерным

распадом ширину $2\beta^-$ -распада ядра (A, Z) можно представить выражением, близким по смыслу к рассмотренной выше формуле (8):

$$(\Gamma_{2\beta^-}^Z)^\nu = \frac{1}{2\pi} \times \quad (13)$$

$$\times \sum_i \int_0^{Q_{2\beta^-}} \frac{\Gamma_{\beta_1^-(Z+1)_i}^Z(T_1) \Gamma_{\beta_2^-(Z+2)_i}^{(Z+1)}(Q_{2\beta^-} - T_1)}{(Q_{\beta_1^-} - T_1)^2} dT_1,$$

где $\Gamma_{\beta_1^-(Z+1)_i}^Z(T_1)$ и $\Gamma_{\beta_2^-(Z+2)_i}^{(Z+1)}(Q_{2\beta^-} - T_1)$ — ширины β^- -распада ядра (A, Z) с вылетом электрона e_1 и антинейтрино $\tilde{\nu}_1$ с суммарной энергией T_1 :

$$T_1 = \sqrt{(m_{e_1}c^2)^2 + (p_{e_1}c)^2} + \quad (14)$$

$$+ \sqrt{(m_{\tilde{\nu}_1}c^2)^2 + (p_{\tilde{\nu}_1}c)^2}$$

и β^- -распада i -го состояния промежуточного ядра $(A, Z + 1)_i$ с вылетом электрона e_2 и антинейтрино $\tilde{\nu}_2$ с суммарной энергией $T_2 = Q_{2\beta^-} - T_1$, где $Q_{2\beta^-}$ — теплота $2\beta^-$ -распада родительского ядра, определяемая формулой типа (1) для двухпротонного распада:

$$Q_{2\beta^-} = E(A, Z) - E(A, Z + 2) + \quad (15)$$

$$+ 2(m_n - m_p)c^2.$$

В формуле (13) $Q_{\beta_1^-}$ — теплота β^- -распада ядра (A, Z) с вылетом электрона e_1 и антинейтрино $\tilde{\nu}_1$ и формированием i -го возбужденного состояния промежуточного ядра $(A, Z + 1)$, определяемая как

$$Q_{\beta_1^-} = E(A, Z) - E_i(A, Z + 1) + \quad (16)$$

$$+ (m_n - m_p)c^2.$$

Аналогичным образом получается выражение $Q_{\beta_2^-}$ для β_2^- -распада i -го состояния промежуточного ядра с вылетом электрона e_2 и антинейтрино $\tilde{\nu}_2$ и образованием конечного ядра $(A, Z + 2)$ в основном состоянии:

$$Q_{\beta_2^-} = E_i(A, Z + 1) - E(A, Z + 2) + \quad (17)$$

$$+ (m_n - m_p)c^2.$$

При этом сумма теплот $Q_{\beta_1^-}$ (16) и $Q_{\beta_2^-}$ (17) равна теплоте $Q_{2\beta^-}$ (15) для $2\beta^-$ -распада родительского ядра.

Необходимо учесть, что в случае двухпротонных распадов ядер помимо виртуального механизма возникает последовательный двухступенчатый

механизм с участием реальных протонных распадов начального и промежуточного ядер. В варианте теории двойного β -распада, развитом в [13–15], отсутствует возможность появления указанного механизма. В то же время для двух ядер ^{48}Ca и ^{96}Zr экспериментально зафиксирован [36, 37] последовательный двухступенчатый 2β -распад с участием реальных β_1 - и β_2 -распадов родительского и промежуточного ядер с вероятностью 10^{-2} от вероятности виртуального $2\beta^-$ -распада указанных ядер. В [38] этот результат подтвержден теоретическим расчетом при использовании формулы для ширины $2\beta^-$ -распада, аналогичной формуле (7) для ширины $2p$ -распада ядер.

Существующие расчеты периодов полураспада $T_{1/2}^{\text{th}}$ для $2\beta^-$ -распадов ядер основаны на теоретических подходах [13, 39] с использованием формул второго порядка теории возмущений по гамильтонианам слабого взаимодействия. Этот подход был использован [14] для расчета периодов полураспада $T_{1/2}^{\text{th}}$ не только для двухнейтринных $2\beta^-$ -распадов ядер, но и для аналогичных $2\beta^+$ -распадов, а также распадов, связанных с участием электронного захвата. В табл. 2 представлены распады, которые являются одними из самых редких типов радиоактивности ядер, поскольку найденные периоды их полураспада оказываются большими, чем 10^{17} лет и на много порядков превышают время существования Вселенной ($\approx 10^{10}$ лет). Кроме того, табл. 2 содержит взятые из работ [14–16] экспериментальные и теоретические характеристики для $2\beta^-$ -распадов ядер. Как видно из табл. 2, для всех представленных в ней четно-четных родительских ядер теплоты $Q_{2\beta^-}$ для $2\beta^-$ -распада, как и следовало ожидать, имеют положительные значения, лежащие в интервале $0.850 \leq Q_{2\beta^-} \leq 3.380$ МэВ. При этом теплоты $Q_{\beta_1^-}$ для β_1^- -распадов для всех представленных в табл. 2 родительских ядер лежат в интервале $-1.265 \leq Q_{\beta_1^-} \leq -0.055$ МэВ и оказываются отрицательными, что соответствует закрытым каналам β_1^- -распадов указанных ядер. Рассмотренные выше энергетические условия реализуются для четно-четных родительских ядер из-за куперовского спаривания нуклонов, последовательно описываемого в рамках сверхтекучей модели ядра [23, 24]. Как видно из табл. 2, большинство ядер имеют значения экспериментальных $T_{1/2}^{\text{exp}}$ и теоретических $T_{1/2}^{\text{th}}$ периодов полураспада, достаточно хорошо согласующиеся между собой, за исключением ядер ^{110}Pd , ^{148}Nd и ^{154}Sm , в которых наблюдаемые расхождения составляют несколько порядков, что связано, по-видимому, с существенными неточностями в опре-

Таблица 2. Четно-четные изотопы, для которых возможен $2\beta^-$ -распад из их основных состояний

№	$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2)$	A	Z	$Q_{2\beta^-}$, кэВ	$T_{1/2}^{\text{exp}}(2\beta^-)$, лет	$T_{1/2}^{\text{th}}(2\beta^-)$, лет	$Q_{\beta_1^-}$, кэВ
1	Ge \rightarrow Se	76	32	2045.7 ± 5	1.6×10^{21}	8.5×10^{20}	-922.9 ± 2.7
2	Se \rightarrow Kr	82	34	3005 ± 16	9.2×10^{19}	6.7×10^{19}	-88 ± 12
3	Mo \rightarrow Ru	100	42	3032.6 ± 8.6	7.3×10^{18}	3.2×10^{19}	-170 ± 6
4	Pd \rightarrow Cd	110	46	2014 ± 24	$>6 \times 10^{17}$	6.3×10^{20}	-879 ± 20
5	Cd \rightarrow Sn	116	48	2808.5 ± 7.3	3.3×10^{19}	7.3×10^{19}	-464 ± 8
6	Sn \rightarrow Te	124	50	2278.3 ± 8.8	$>1.2 \times 10^{21}$	1.5×10^{21}	-627 ± 5
7	Te \rightarrow Xe	128	52	868.9 ± 5.5	2.41×10^{24}	1.6×10^{24}	-1258 ± 5
8	Te \rightarrow Xe	130	52	2533.1 ± 6.6	6.9×10^{20}	4×10^{20}	-451 ± 11
9	Xe \rightarrow Ba	136	54	2481 ± 15	2.2×10^{21}	4.5×10^{20}	-67 ± 11
10	Nd \rightarrow Sm	148	60	1928 ± 10	$>3 \times 10^{18}$	1×10^{21}	-536 ± 9
11	Nd \rightarrow Sm	150	60	3367 ± 11	8.2×10^{18}	5.8×10^{18}	-130 ± 80
12	Sm \rightarrow Gd	154	62	1250 ± 10	$>2.3 \times 10^{18}$	1.49×10^{22}	-728 ± 5
13	Gd \rightarrow Dy	160	64	1731 ± 11	$>1.9 \times 10^{19}$	7.2×10^{20}	-102.3 ± 1.4
14	U \rightarrow Pu	238	92	1146.2 ± 4.6	2×10^{21}	1.9×10^{22}	-145.6 ± 1.3

деления экспериментальных значений $T_{1/2}^{\text{exp}}$ в этих ядрах.

4. ВИРТУАЛЬНОЕ ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

Используя современные представления [40–42] о двойном и тройном делении ядер, рассмотрим спонтанное тройное деление из основных состояний ряда четно-четных изотопов ядер-актинидов [43] с вылетом первичных легкого ($A_{\text{LF}}, Z_{\text{LF}}$) и тяжелого ($A_{\text{HF}}, Z_{\text{HF}}$) фрагментов деления и третьей α -частицы. Вылетающая в тройном делении α -частица обладает тремя важными экспериментальными свойствами. Во-первых, для α -частиц, вылетающих из первой ямы потенциала деформации ядра (A, Z) в процессе хорошо изученного подбарьерного α -распада исследуемых ядер, теплота этого распада Q_α :

$$Q_\alpha^A = E(A, Z) - E(A - 4, Z - 2), \quad (18)$$

где $E(A, Z)$ и $E(A - 4, Z - 2)$ — внутренние энергии основных состояний (A, Z) и дочернего ($A - 4, Z - 2$) ядер, близка к значению $Q_\alpha^A \approx \approx 6$ МэВ. Вылетающая в тройном делении α -частица является длиннопробежной, поскольку ее асимптотическая кинетическая энергия T_α [41, 42] заметно превосходит по величине теплоту Q_α^A (табл. 3). Во-вторых, угловое распределение α -частицы в тройном делении имеет анизотропный

характер, причем максимум этого распределения формируется при направлениях вылета α -частиц, перпендикулярных направлениям вылета легких фрагментов тройного деления. В-третьих, экспериментальное отношение $\Gamma_{\alpha f}^A / \Gamma_f^A$ представленных в табл. 3 ширины $\Gamma_{\alpha f}^A$ и Γ_f^A тройного и двойного спонтанного деления для исследуемой группы ядер-актинидов имеет универсальное значение, близкое к величине 3×10^{-3} [41, 43]. Эти свойства тройного деления можно понять, если допустить, что вылетающие α -частицы формируются в конфигурациях основного состояния делящегося ядра. Такие конфигурации возникают 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 [44] и обозначаемых индексом (0).

Для описания тройного деления ядер предложено несколько механизмов. Однако испарительный механизм, связанный с вылетом α -частицы из нагретого до высокой температуры делящегося ядра, не реализуется, поскольку при спонтанном делении делящееся ядро на всех стадиях его эволюции до точки разрыва на первичные фрагменты деления находится в холодных нетермализованных состояниях [45]. Более успешным оказался механизм тройного деления ядер [44], когда на первом этапе деления происходит выброс α -частицы из шейки делящегося ядра (A, Z) под действием зависящего

Таблица 3. Характеристики тройного деления ядер ^{248}Cm , ^{250}Cf и ^{252}Cf

Ядро	^{248}Cm	^{250}Cf	^{252}Cf
T_α , МэВ	14.72	15.95	15.96
Q_α^A , МэВ	5.16	6.13	6.22
Γ_α^A , МэВ	3.81×10^{-35}	1.11×10^{-30}	5.31×10^{-30}
Γ_f^A , МэВ	3.48×10^{-36}	8.84×10^{-34}	1.67×10^{-31}
Γ_α^{A-4} , МэВ	1.80×10^{-37}	3.03×10^{-33}	3.81×10^{-35}
Γ_f^{A-4} , МэВ	2.17×10^{-40}	9.11×10^{-37}	3.48×10^{-36}
$\Gamma_{\alpha f}^A / \Gamma_f^A$	$(2.44 \pm 0.11) \times 10^{-3}$	$(3.87 \pm 0.30) \times 10^{-3}$	$(3.87 \pm 0.30) \times 10^{-3}$
$(W_\alpha^A)_{\max}$, МэВ	14.72 ± 0.08	15.95 ± 0.13	15.96 ± 0.09
FWHM_α^A , МэВ	9.16 ± 0.17	10.49 ± 0.16	10.22 ± 0.18
$(\Gamma_\alpha^A)_{\max}$, МэВ	0.030	0.045	0.045
$(T_\alpha^A)_{\max}$, МэВ	17.2	19.0	18.9
$(R_\alpha^A)_{\text{пек}}$, Фм	3.19	2.19	2.18

от времени неадиабатического потенциала ее взаимодействия с остаточным ядром $(A - 4, Z - 2)$. При этом α -частица имеет кинетическую энергию T_α , близкую к высоте кулоновского барьера $(B_\alpha)^0$ в области шейки делящегося ядра. Затем остаточное ядро $(A - 4, Z - 2)$ делится на два первичных фрагмента деления. К сожалению, данный неадиабатический механизм не учитывает тот факт, что из-за закона сохранения энергии в замкнутой системе делящегося ядра при увеличении асимптотической кинетической энергии T_α вылетающей α -частицы по сравнению с теплотой Q_α^A происходит уменьшение кинетической энергии $(T_f^{A-4})^0$ относительного движения двух вылетающих фрагментов деления в момент деления остаточного ядра до значений

$$(\tilde{T}_f^{A-4})^0 = (T_f^{A-4})^0 - T_\alpha + Q_\alpha^A. \quad (19)$$

В настоящей работе предлагается новый подход

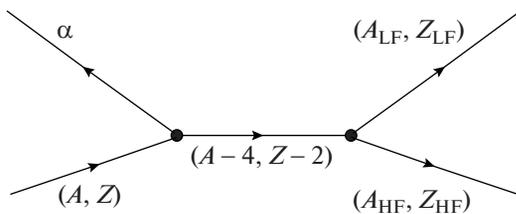


Рис. 6. Диаграмма Фейнмана для амплитуды двухступенчатого виртуального тройного деления составного делящегося ядра с вылетом длиннопробежной α -частицы и формированием двух фрагментов деления $(A_{\text{LF}}, Z_{\text{LF}})$ и $(A_{\text{HF}}, Z_{\text{HF}})$.

к описанию рассмотренных выше характеристик тройного деления ядер при использовании результатов развитой в работах [9, 10] теории двухступенчатого последовательного виртуального двухпротонного распада ядер, обсуждаемой в разд. 2. В этом случае амплитуда исследуемого тройного деления ядер вновь представляется диаграммой Фейнмана (рис. 6). Ширина $(\Gamma_{\alpha f}^A)^\nu$ указанного деления имеет вид, аналогичный формуле (8) для ширины $(\Gamma_{2p}^A)^\nu$

$$(\Gamma_{\alpha f}^A)^\nu = \frac{1}{2\pi} \times \int_{Q_\alpha^A + \Delta}^{Q_\alpha^A} \frac{\Gamma_\alpha^A(T_\alpha) \left(\Gamma_f^{(A-4)} (\tilde{T}_f^{A-4})^0 \right)^0}{(Q_\alpha^A - T_\alpha)^2} dT_\alpha. \quad (20)$$

В формуле (20) $\Gamma_\alpha^A(T_\alpha)$ — ширина α -распада основного состояния ядра (A, Z) с вылетом α -частицы из его шейки и образованием основного состояния ядра $(A - 4, Z - 2)$, определяемая как

$$\Gamma_\alpha^A(T_\alpha) = \omega^0 (\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0, \quad (21)$$

где ω^0 — введенная выше вероятность перехода ядра (A, Z) из первой ямы его потенциала деформации к конфигурации (0) этого ядра; $(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0$ — ширина α -распада, связанная с вылетом α -частицы с кинетической энергией T_α из шейки делящегося ядра, а $\left(\Gamma_f^{(A-4)} (\tilde{T}_f^{A-4})^0 \right)^0$ — делительная ширина состояния ядра $(A - 4, Z - 2)$,

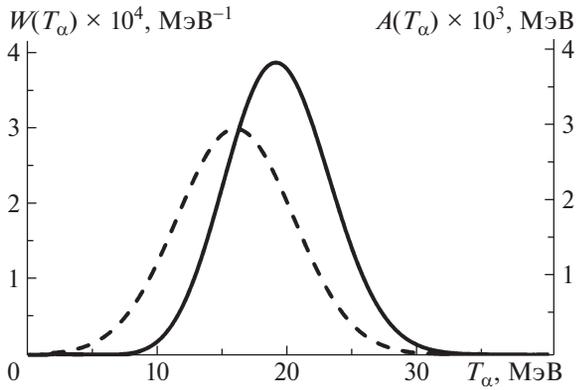


Рис. 7. Зависимость величины $A(T_\alpha)$ от кинетической энергии T_α α -частиц (сплошная кривая) и экспериментальное энергетическое распределение α -частиц в тройном делении ядер (штриховая).

отвечающего конфигурации (0). Теплота $Q_{\alpha f}^A$ тройного деления родительского ядра имеет вид

$$Q_{\alpha f}^A = E(A, Z) - E(A_1, Z_1) - E(A_2, Z_2) = Q_\alpha^A + Q_f^{A-4}, \quad (22)$$

где Q_α^A — теплота α -распада ядра (A, Z) (18), а теплота деления остаточного ядра Q_f^{A-4} определяется как

$$Q_f^{A-4} = E(A-4, Z-2) - E(A_1, Z_1) - E(A_2, Z_2). \quad (23)$$

Величина Δ в формуле (20) имеет относительно малые значения (несколько МэВ) и вводится экспериментаторами для того, чтобы отсечь влияние спектра α -частиц, вылетающих из первой ямы потенциала деформации, на α -спектр виртуального тройного деления ядер. Тогда из отношения ширины $(\Gamma_{\alpha f}^A)^\nu$ исследуемого тройного и ширины Γ_f^A двойного спонтанного деления ядер можно получить представленное на рис. 7 энергетическое распределение вылетающих α -частиц $W_{\alpha f}$, нормированное на величину 3×10^{-2} :

$$W_{\alpha f}(T_\alpha) = \frac{1}{2\pi} \times \frac{\Gamma_\alpha^A(T_\alpha) \left(\Gamma_f^{(A-4)} \left(\tilde{T}_f^{A-4} \right)^0 \right)^0}{(Q_\alpha^A - T_\alpha)^2 \Gamma_f^A(Q_f^A)}. \quad (24)$$

Учитывая, что $\Gamma_\alpha^A(T_\alpha)$ определяется формулой (21), для ширины $\Gamma_f^A(Q_f^A)$ получаем:

$$\Gamma_f^A(Q_f^A) = \omega^0 \left(\Gamma_f^A(Q_f^A) \right)^0. \quad (25)$$

В результате $W_{\alpha f}$ имеет вид

$$W_{\alpha f}(T_\alpha) = \frac{1}{2\pi} \times \frac{\left(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha) \right)^0 \left(\Gamma_f^{(A-4)} \left(\tilde{T}_f^{A-4} \right)^0 \right)^0}{(Q_\alpha^A - T_\alpha)^2 \left(\Gamma_f^A(Q_f^A) \right)^0}. \quad (26)$$

Используя формулу (26), можно получить выражение $A(T_\alpha)$, аналогичное ширине $(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0$ α -распада, связанное с вылетом α -частицы из шейки делящегося ядра:

$$A(T_\alpha) = 2\pi W_{\alpha f}(T_\alpha) (Q_\alpha^A - T_\alpha)^2 \times \frac{\left(\Gamma_f^A(Q_f^A) \right)^0}{\left(\Gamma_f^{(A-4)} \left(\tilde{T}_f^{A-4} \right)^0 \right)^0}. \quad (27)$$

Если учесть, что ширина $\left(\Gamma_f^{(A-4)} \left(\tilde{T}_f^{A-4} \right)^0 \right)^0$ при $\left(\tilde{T}_f^{A-4} \right)^0 > 0$ близка к ширине $\left(\Gamma_f^A(Q_f^A) \right)^0$ из-за надбарьерности процесса деления ядер $(A-4, Z-2)$ и (A, Z) , для конфигурации (0) величина $A(T_\alpha)$ при $\left(\tilde{T}_f^{A-4} \right)^0 > 0$ совпадает с шириной $(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0$, которая в этом случае имеет вид

$$\left(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha) \right)^0 = 2\pi W_{\alpha f}(T_\alpha) (Q_\alpha^A - T_\alpha)^2. \quad (28)$$

В общем случае ширину $(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0$ α -распада ядра (A, Z) можно представить как

$$\left(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha) \right)^0 = \omega_\alpha \frac{\hbar c \sqrt{2T_\alpha}}{2R_A \sqrt{M_\alpha c^2}} P(T_\alpha), \quad (29)$$

где $P(T_\alpha)$ — фактор проницаемости кулоновского барьера, ω_α — вероятность формирования α -частицы в ядре (A, Z) (в случае облегченного α -распада на основное состояние родительского ядра $\omega_\alpha \approx 0.01$), R_A — радиус родительского ядра, c — скорость света. Будем считать, что на вершине барьера деления фактор проницаемости кулоновского барьера принимает значения $P(T_\alpha) \approx 1$. Сопоставляя (28), (29) и используя экспериментальное энергетическое распределение α -частиц $W_{\alpha f}(T_\alpha)$, значения положения максимума $(W_\alpha^A)_{\max}$ и ширины на полувысоте распределения FWHM_α^A которого представлены в табл. 3, можно получить оценку радиуса R_A . Полученные значения R_A составляют 2.18–3.2 Фм для ядер ^{248}Cm , ^{250}Cf и ^{252}Cf . Найденные значения радиуса ядра R_A подтверждают предположение, что α -частица вылетает из шейки

ядра. Из рис. 7 можно оценить значение кинетической энергии α -частицы T_α , при котором достигается максимальное значение ширины $(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0$, а затем определить значение $(T_f^{A-4})^0$ из соотношения $(T_f^{A-4})^0 + Q_\alpha^A = T_\alpha$. Согласно табл. 3 величина $Q_\alpha^A = 6$ МэВ, а значение $T_\alpha = 19$ МэВ, тогда кинетическая энергия фрагментов двойного деления основного состояния промежуточного ядра будет $T_f^{A-4} \approx 13$ МэВ. Впервые получена оценка эффективной высоты кулоновского барьера $(B_\alpha)^0$ для выхода α -частицы из шейки делящегося ядра, имеющей значение порядка 19 МэВ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе продемонстрированы возможные следствия появления виртуальных промежуточных состояний ядер для процессов $2p$ -распада, 2β -распада и тройного деления ядер. Это позволяет выделить особую группу ядерных реакций и распадов, в которых ярко проявляются виртуальные механизмы распадов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, *Квантовая электродинамика* (Физматгиз, Москва, 1959).
2. В. И. Гольданский, ЖЭТФ **39**, 497 (1960) [Sov. Phys. JETP **12**, 348 (1961)].
3. В. И. Гольданский, УФН **87**, 255 (1965).
4. M. Pfützner, E. Badura, C. Bingham, B. Blank, M. Chartier, H. Geissel, J. Giovinazzo, L. V. Grigorenko, R. Grzywacz, M. Hellström, Z. Janas, J. Kurcewicz, A. S. Lalleman, C. Mazzocchi, I. Mukha, G. Münzenberg, *et al.*, Eur. Rev. Lett. **14**, 279 (2002).
5. J. Giovinazzo, B. Blank, M. Chartier, S. Czajkowski, A. Fleury, M. J. Lopez Jimenez, M. S. Pravikoff, J.-C. Thomas, F. de Oliveira Santos, M. Lewitowicz, V. Maslov, M. Stanoiu, R. Grzywacz, M. Pfützner, C. Borcea, and B. A. Brown, Phys. Rev. Lett. **89**, 102501 (2002).
6. C. Dossat, A. Bey, B. Blank, G. Canchel, A. Fleury, J. Giovinazzo, I. Matea, F. de Oliveira Santos, G. Georgiev, S. Grévy, I. Stefan, J. C. Thomas, N. Adimi, C. Borcea, D. Cortina Gil, M. Caamano, *et al.*, Phys. Rev. **72**, 054315 (2005).
7. I. Mukha, K. Sümmerer, L. Acosta, M. A. G. Alvarez, E. Casarejos, A. Chatillon, D. Cortina-Gil, J. Espino, A. Fomichev, J. E. García-Ramos, H. Geissel, J. Gómez-Camacho, L. Grigorenko, J. Hoffmann, O. Kiselev, A. Korshennikov, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 182501 (2007).
8. I. Mukha, L. Grigorenko, K. Sümmerer, L. Acosta, M. A. G. Alvarez, E. Casarejos, A. Chatillon, D. Cortina-Gil, J. M. Espino, A. Fomichev, J. E. García-Ramos, H. Geissel, J. Gómez-Camacho, J. Hofmann, O. Kiselev, A. Korshennikov, *et al.*, Phys. Rev. C **77**, 061303(R) (2008).
9. С. Г. Кадменский, Ю. В. Иванков, ЯФ **77**, 1075 (2014) [Phys. At. Nucl. **77**, 1019 (2014)].
10. С. Г. Кадменский, Ю. В. Иванков, ЯФ **77**, 1605 (2014) [Phys. At. Nucl. **77**, 1532 (2014)].
11. С. Г. Кадменский, Ю. В. Иванков, Д. Е. Любашевский, ЯФ **80**, 500 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 903 (2017)].
12. Yu. V. Ivankov and S. G. Kadmsky, *Book of Abstracts of International Conference "Nucleus 2018"* (Saint-Petersburg, 2018), p. 173.
13. Л. А. Слив, ЖЭТФ **20**, 1035 (1950) [Sov. Phys. JETP **20**, 1141 (1950)].
14. J. Suhonen and O. Civitarese, Phys. Rep. **300**, 123 (1998).
15. V. I. Tretyak, *Double Beta Decay: History and Current Status* (Inst. for Nuclear Research, 2014).
16. Б. С. Ишханов, *Радиоактивность* (Университетская книга, Москва, 2011).
17. L. V. Grigorenko, R. C. Johnson, I. G. Mukha, I. J. Thompson, and M. V. Zhukov, Phys. Rev. Lett. **85**, 22 (2000).
18. L. V. Grigorenko, R. C. Johnson, I. G. Mukha, I. J. Thompson, and M. V. Zhukov, Phys. Rev. **64**, 054002 (2001).
19. L. V. Grigorenko and M. V. Zhukov, Phys. Part. **76**, 014009 (2007).
20. L. V. Grigorenko, Phys. Part. Nucl. **40**, 674 (2009).
21. M. Goldberger and K. Watson, *Collision Theory* (Wiley, New York, 1964; Мир, Москва, 1967).
22. A. M. Lane and R. G. Thomas, Rev. Mod. Phys. **30**, 257 (1958).
23. А. С. Давыдов, *Теория атомного ядра* (Физматгиз, Москва, 1958).
24. В. Г. Соловьев, *Теория атомного ядра: Ядерные модели* (Энергоатомиздат, Москва, 1981).
25. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Мир, Москва, 1983).
26. Л. Д. Ландау, Я. А. Смородинский, ЖЭТФ **14**, 269 (1944) [Sov. Phys. JETP **14**, 269 (1944)].
27. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **28**, 3 (1955) [Sov. Phys. JETP **1**, 2 (1955)].
28. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (Наука, Москва, 1974).
29. С. Г. Кадменский, В. И. Фурман, *Альфа-распад и родственные ядерные реакции* (Энергоатомиздат, Москва, 1985).
30. С. Г. Кадменский, В. П. Бугров, В. Е. Бунаков, В. И. Фурман, ЯФ **42**, 57 (1985) [Sov. J. Nucl. Phys. **42**, 34 (1985)].
31. В. П. Бугров, С. Г. Кадменский, ЯФ **49**, 1562 (1989) [Sov. J. Nucl. Phys. **49**, 967 (1989)].
32. П. Э. Немировский, *Современные модели атомного ядра* (Атомиздат, Москва, 1960).

33. С. А. Фаянс, Препринт ИАЭ-1593 (Москва, 1968).
34. C. Dossat, A. Bey, B. Blank, G. Canchel, A. Fleury, J. Giovinazzo, I. Matea, F. de Oliveira Santos, G. Georgiev, S. Grévy, I. Stefan, J. C. Thomas, N. Adimi, C. Borcea, D. Cortina Gil, M. Caamano, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 054315 (2005).
35. K. Miernik, W. Dominik, H. Czyrkowski, R. Dałbrowski, A. Fomitchev, M. Golovkov, Z. Janas, W. Kuśmierz, M. Pfützner, A. Rodin, S. Stepantsov, R. Slepniev, G. M. Ter-Akopian, and R. Wolski, Nucl. Instrum. Methods A **581**, 194 (2007).
36. S. Rakers, C. Bäumer, A. M. van den Berg, B. Davids, D. Frekers, D. De Frenne, Y. Fujita, E.-W. Grewe, P. Haefner, M. N. Harakeh, M. Hunyadi, E. Jacobs, H. Johansson, B. C. Junk, A. Korff, A. Negret, *et al.*, Phys. Rev. **70**, 054302 (2004).
37. H. Heiskanen, M. T. Mustonen, and J. Suhonen, J. Phys. G **34**, 837 (2007).
38. Д. Е. Любашевский, Изв. РАН. Сер. физ. (2019) (в печати).
39. E. J. Konopinski, Los Alamos Report LAMS-1949 (1955).
40. A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1969, 1975), Vols. 1, 2.
41. M. Mutterer and J. P. Theobald, *Dinuclear Decay Modes* (Bristol IOP Publ., 1996), Chap. 12.
42. С. Г. Кадменский, ЯФ **65**, 1833 (2002) [Phys. At. Nucl. **65**, 1785 (2002)].
43. S. Vermote, C. Wagemans, O. Serot, J. Heysec, J. Van Gils, T. Soldner, and P. Geltenbort, Nucl. Phys. A **837**, 176 (2010).
44. O. Tanimura and T. Fließbach, Z. Phys. **328**, 475 (1987).
45. С. Г. Кадменский, Л. В. Родионова, ЯФ **68**, 1479 (2005) [Phys. At. Nucl. **68**, 1421 (2005)].

THE NEW CLASS OF THE NUCLEAR DECAYS AND REACTIONS WITH PARTICIPATION OF THE VIRTUAL STATES OF INTERMEDIATE NUCLEI

S. G. Kadmensky¹⁾, L. V. Titova¹⁾, D. E. Lyubashevsky¹⁾

¹⁾ Voronezh State University, Russia

A new class of nuclear reactions and decays, which can be called virtual, since it is associated with the appearance of virtual intermediate states of atomic nuclei with atomic weight $A \geq 2$, whose energies lie outside the mass surfaces, is investigated, on the example of $2p$ and 2β decays of nuclei, as well as spontaneous ternary fission of even–even nuclei–actinides. The widths and angular distributions of nuclear $2p$ decays and the half-lives of nuclei in 2β decay are calculated. Estimates of the neck radii of the fissile nucleus and the heat of the binary fission of the ground state of the intermediate nucleus for spontaneous ternary fission of ^{248}Cm , ^{250}Cf , and ^{252}Cf nuclei are obtained.

УСЛОВИЯ T -ИНВАРИАНТНОСТИ ДЛЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ БИНАРНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С УЧАСТИЕМ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПО СПИНАМ ЯДЕР И ЧАСТИЦ

© 2020 г. С. Г. Кадменский^{1)*}, П. В. Кострюков¹⁾, Д. Е. Любашевский¹⁾

Поступила в редакцию 25.12.2019 г.; после доработки 25.12.2019 г.; принята к публикации 25.12.2019 г.

При использовании условия T -инвариантности для амплитуд произвольных бинарных ядерных реакций с ориентированными по спинам частицами и обращенных к ним по времени реакций впервые получено соотношение между дифференциальными сечениями указанных реакций. Рассмотренные выше сечения определялись при использовании наборов потенциалов взаимодействия между частицами начального и конечного каналов реакций без учета любых спин-орбитальных взаимодействий. Полученное соотношение включает случай, отвечающий реализации известного ранее принципа детального равновесия. При использовании этого соотношения получены равенства для различных компонент анализируемых сечений, обусловленных единым механизмом появления и обладающих одинаковыми P - и T -четностями. Указанные равенства позволили доказать существование ряда компонент сечений, обращающихся в нуль при учете T -инвариантности, что приводит к новым возможностям в исследовании неинвариантных по обращению времени взаимодействий в ядерных реакциях.

DOI: 10.31857/S0044002720040133

1. ВВЕДЕНИЕ

Анализ влияния инвариантности квантовых систем к обращению времени (T -инвариантности) [1–5] на поведение указанных систем является одной из актуальных задач ядерной физики. Особый интерес вызывает учет подобного влияния на соотношение дифференциальных сечений $d\sigma_{\beta,\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ бинарной ядерной реакции $\alpha \rightarrow \beta$ и $d\sigma_{\bar{\alpha},\bar{\beta}}/d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}$ реакции $\bar{\beta} \rightarrow \bar{\alpha}$, где $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ — обращенные по времени состояния частиц в начальном α - и конечном β -каналах исходной реакции. При этом в начальном и конечном каналах реакции $\alpha \rightarrow \beta$ присутствуют компоненты, ориентированные по спинам пар частиц a , A и b , B (среди них могут быть различные атомные ядра и элементарные частицы). К сожалению, подобный учет проведен лишь в двух сравнительно простых случаях. В работах [5–8] при использовании условий T -инвариантности для амплитуд указанных реакций продемонстрирована пропорциональность дифференциальных сечений $d\sigma_{\beta,\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ и $d\sigma_{\bar{\alpha},\bar{\beta}}/d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}$ в случае полностью неориентированных по спинам частиц в начальном канале α исходной реакции $\alpha \rightarrow \beta$ и начальном канале $\bar{\beta}$ реакции $\bar{\beta} \rightarrow \bar{\alpha}$, обращенной по времени. Такая пропорциональность сечений

реализует достаточно хорошо известный в физике ядерных реакций принцип детального равновесия [5]. Наконец, на основе S -матричной теории ядерных реакций [2–5, 9, 10] при использовании условия T -инвариантности для исследуемых систем [1–5] в [11, 12] продемонстрировано равенство дифференциальных сечений реакций $d\sigma_{\beta,\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ и $d\sigma_{\bar{\alpha},\bar{\beta}}/d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}$. В качестве исходной рассматривалась упругая бинарная ядерная реакция $\alpha \rightarrow \beta$ с участием в начальном α - и конечном β -каналах одинаковых по составу и спинам пар частиц a и A при достаточно жесткой связи ориентаций спинов указанных частиц во входном и выходном каналах реакции. На основе этого равенства доказана теорема об отсутствии обращающихся в нуль T -инвариантных наблюдаемых (T -нуль наблюдаемых) в сечениях указанных реакций при использовании представлений S -матриц, учитывающих только общие законы сохранения при не зависящем от “динамических допущений” подходе, ориентированном на любые известные и, в принципе, неизвестные динамические механизмы протекания анализируемых реакций. Таким образом, общая задача нахождения связи сечений произвольных исходной и обращенной к ней по времени бинарных реакций с участием ориентированных частиц не решена до сих пор.

Целью настоящей работы является получение соотношений, базирующихся на исследованных в

¹⁾Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия.

*E-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

[1–5, 7, 8] условиях T -инвариантности и связывающих между собой T -четные (even) и T -нечетные (odd) компоненты $\left(\frac{d\sigma_{\beta,\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}\right)_{e,o}$ и $\left(\frac{d\sigma_{\bar{\alpha},\bar{\beta}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}}\right)_{e,o}$ в дифференциальных сечениях $d\sigma_{\beta,\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ и $d\sigma_{\bar{\alpha},\bar{\beta}}/d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}$ бинарных ядерных реакций $\alpha \rightarrow \beta$ и обращенных к ним по времени реакций $\bar{\beta} \rightarrow \bar{\alpha}$ с ориентированными по спинам частицами в начальных и конечных каналах реакций. Компоненты дифференциального сечения реакции $\bar{\beta} \rightarrow \bar{\alpha}$ определены при использовании спиновой матрицы плотности $\rho_{\bar{\beta}}$ ее входного канала, однозначно связанной с матрицей плотности ρ_α начального канала α исходной реакции $\alpha \rightarrow \beta$, учитывающей только векторы поляризации \mathbf{P}_a и \mathbf{P}_A частиц a, A . Полученные соотношения в случае единых механизмов появления сравниваемых компонент исходной и обращенной к ней по времени реакций противоречат T -нуль теореме работ [11, 12], что позволяет проводить отбор механизмов, удовлетворяющих или не удовлетворяющих условиям T -инвариантности. В то же время появление обращающихся в нуль компонент дифференциальных сечений исходной реакции $\alpha \rightarrow \beta$ для всех известных T -инвариантных механизмов позволяет оценивать роль T -неинвариантных взаимодействий в ядерных системах.

2. УСЛОВИЯ T -ИНВАРИАНТНОСТИ ДЛЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ БИНАРНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Исследуем бинарную ядерную реакцию вида $\alpha \rightarrow \beta$, где в начальном α - и конечном β -каналах реакции фигурируют произвольные частицы a, A и b, B . Гамильтониан \mathbf{H} анализируемой квантовой системы представляется как [9, 10]

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_\alpha + \mathbf{V}_\alpha = \mathbf{H}_\beta + \mathbf{V}_\beta, \quad (1)$$

где $\mathbf{H}_\alpha, \mathbf{H}_\beta$ и $\mathbf{V}_\alpha, \mathbf{V}_\beta$ — невозмущенные части гамильтониана \mathbf{H} и потенциалы взаимодействия частиц в рассматриваемых каналах. Невозмущенные взаимодействия волновые функции каналов Φ_α и Φ_β являются решениями стационарных уравнений Шредингера:

$$(\mathbf{H}_\alpha - E_\alpha) \Phi_\alpha = 0; \quad (\mathbf{H}_\beta - E_\beta) \Phi_\beta = 0, \quad (2)$$

причем энергии E_α и E_β начального и конечного каналов лежат на массовой поверхности реакции, когда справедливо равенство $E_\alpha = E_\beta = E$, где E — полная энергия системы. В системе центра масс рассматриваемой квантовой системы, где суммарные импульсы частиц в каналах α и β равны нулю, волновая функция Φ_α определяется [4] как

$$\Phi_\alpha = \varphi_{\alpha sm}(x_\alpha) e^{i\mathbf{k}_\alpha \mathbf{r}_\alpha}. \quad (3)$$

В (3) $\varphi_{\alpha sm}(x_\alpha)$ — волновая функция, выражаемая через внутренние волновые функции $\varphi_{as_a m_a}$ и $\varphi_{As_A m_A}$ частиц a и A в канале α со спинами s_a и s_A (их проекциями m_a и m_A) при значениях суммарного спина канала s и его проекции m :

$$\varphi_{\alpha sm}(x_\alpha) = \sum_{m_a m_A} C_{s_a s_A m_a m_A}^{sm} \times \varphi_{as_a m_a}(x_a) \varphi_{As_A m_A}(x_A), \quad (4)$$

причем x_α — набор координат, выражаемый через полные наборы x_a и x_A пространственных, спиновых и других координат частиц a и A .

Плоская волна $e^{i\mathbf{k}_\alpha \mathbf{r}_\alpha}$ в (3) описывает относительное движение частиц a и A с волновым вектором \mathbf{k}_α и координатой $\mathbf{r}_\alpha = \mathbf{R}_a - \mathbf{R}_A$, где \mathbf{R}_a и \mathbf{R}_A — координаты центров масс указанных частиц. Ее парциальное разложение [2, 3] имеет стандартный вид

$$e^{i\mathbf{k}_\alpha \mathbf{r}_\alpha} = \sum_{lm_l} 4\pi i^l j_l(k_\alpha r_\alpha) \times Y_{lm_l}^*(\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}) Y_{lm_l}(\Omega_{\mathbf{r}_\alpha}). \quad (5)$$

Введем спин-орбитальную функцию начального $\phi_{\alpha ls}^{JM}$ канала α реакции, зависящую от полного спина квантовой системы J и его проекции M :

$$\phi_{\alpha ls}^{JM}(x_\alpha) = \sum_{m' m'_l} C_{l s m'_l m'}^{JM} \times Y_{lm'_l}(\Omega_{\mathbf{r}_\alpha}) \varphi_{\alpha sm'}(x_\alpha), \quad (6)$$

обладающую правильными трансформационными свойствами при обращении времени [3]. Тогда при использовании формул (4)–(6) функцию Φ_α (3) можно преобразовать к виду:

$$\Phi_\alpha \equiv |\alpha \mathbf{k}_\alpha sm\rangle \sum_{JM} \sum_{lm_l} 4\pi j_l(k_\alpha r_\alpha) \times \phi_{\alpha ls}^{JM} C_{l s m_l m}^{JM} Y_{lm_l}^*(\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}). \quad (7)$$

Аналогично можно определить волновую функцию конечного β -канала $\Phi_\beta = |\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu\rangle$ при замене в формуле (7) индексов $\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}_\alpha, l, s, m_l, m$ на индексы $\mathbf{k}_\beta, \mathbf{r}_\beta, \lambda, \sigma, m_\lambda, \mu$.

Дифференциальное сечение $d\sigma_{\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu, \alpha \mathbf{k}_\alpha sm}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ реакции $\alpha \mathbf{k}_\alpha sm \rightarrow \beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu$ на основе формализма S -матричной теории ядерных реакций [2–5, 9, 10] в системе центра масс можно представить как

$$\frac{d\sigma_{\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu, \alpha \mathbf{k}_\alpha sm}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}} = |\langle \beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu | F | \alpha \mathbf{k}_\alpha sm \rangle|^2, \quad (8)$$

где амплитуда указанной реакции $\langle \beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu | F | \alpha \mathbf{k}_\alpha sm \rangle$ выражается [2–5, 9, 10] через матричный элемент $\langle \beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu | \mathcal{T} | \alpha \mathbf{k}_\alpha sm \rangle$ оператора \mathcal{T} :

$$\langle \beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu | F | \alpha \mathbf{k}_\alpha sm \rangle = \quad (9)$$

$$= \frac{1}{2\pi\hbar^2} \sqrt{\frac{k_\beta}{k_\alpha} \mu_\alpha \mu_\beta} \langle \beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu | \mathcal{T} | \alpha \mathbf{k}_\alpha s m \rangle,$$

где μ_α и μ_β — приведенные массы частиц в каналах α и β , а оператор \mathcal{T} имеет вид [2–5, 9, 10]

$$\mathcal{T} = \mathbf{V}_\alpha + \mathbf{V}_\beta (E - \mathbf{H} + i\eta)^{-1} \mathbf{V}_\alpha. \quad (10)$$

Следуя представлениям работ [1–5], можно ввести волновые функции $|\overline{\alpha \mathbf{k}_\alpha s m}\rangle$ ($|\overline{\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu}\rangle$), обращенные по времени к исходным $|\alpha \mathbf{k}_\alpha s m\rangle$ ($|\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu\rangle$), и определить связанные с ними соотношения:

$$\begin{aligned} |\overline{\alpha \mathbf{k}_\alpha s m}\rangle &= \mathbf{T} |\alpha \mathbf{k}_\alpha s m\rangle; \\ |\overline{\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu}\rangle &= \mathbf{T} |\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu\rangle, \end{aligned} \quad (11)$$

где \mathbf{T} — оператор обращения времени:

$$\mathbf{T} = \mathbf{O} \mathbf{K}. \quad (12)$$

В (12) \mathbf{K} — оператор комплексного сопряжения, а \mathbf{O} — унитарный оператор, удовлетворяющий условию

$$\mathbf{O} \mathbf{H}^* \mathbf{O}^+ = \mathbf{H}, \quad (13)$$

где \mathbf{H}^* — гамильтониан, комплексно-сопряженный исходному гамильтониану \mathbf{H} , определенному в (1), а \mathbf{O}^+ — эрмитово-сопряженный оператор к унитарному оператору \mathbf{O} . Согласно (12), (13), для произвольного оператора \mathbf{Q} можно ввести обращенный к нему по времени оператор $\bar{\mathbf{Q}}$ [2–5]:

$$\bar{\mathbf{Q}} = \mathbf{T} \mathbf{Q}^+ \mathbf{T}^+. \quad (14)$$

В этом случае обращенные по времени операторы координаты \mathbf{r} , импульса \mathbf{p} , орбитального момента \mathbf{l} и спина \mathbf{s} частицы, т.е. операторы $\bar{\mathbf{r}}$, $\bar{\mathbf{p}}$, $\bar{\mathbf{l}}$, $\bar{\mathbf{s}}$, представляются как

$$\bar{\mathbf{r}} = \mathbf{r}, \quad \bar{\mathbf{p}} = -\mathbf{p}, \quad \bar{\mathbf{l}} = -\mathbf{l}, \quad \bar{\mathbf{s}} = -\mathbf{s}. \quad (15)$$

При использовании (11) для обращенных по времени функций $|\overline{\alpha \mathbf{k}_\alpha s m}\rangle$ ($|\overline{\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu}\rangle$) и определения оператора $\bar{\mathbf{Q}}$ (14) можно получить [2–5] соотношение между матричными элементами операторов \mathbf{Q} и $\bar{\mathbf{Q}}$ вида

$$\langle \beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu | \mathbf{Q} | \alpha \mathbf{k}_\alpha s m \rangle = \langle \overline{\alpha \mathbf{k}_\alpha s m} | \bar{\mathbf{Q}} | \overline{\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu} \rangle. \quad (16)$$

Выбирая в качестве оператора \mathbf{Q} оператор \mathcal{T} (10) и используя условие самосопряженности гамильтониана \mathbf{H} , можно получить [4, 7, 8] согласно (14) выражение для оператора $\bar{\mathcal{T}}$, обращенного по времени к оператору \mathcal{T} :

$$\bar{\mathcal{T}} = \mathbf{V}_\alpha + \mathbf{V}_\alpha (E - \mathbf{H} + i\eta)^{-1} \mathbf{V}_\beta. \quad (17)$$

Тогда из (16) следует связь между матричными элементами операторов \mathcal{T} и $\bar{\mathcal{T}}$:

$$\langle \beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu | \mathcal{T} | \alpha \mathbf{k}_\alpha s m \rangle = \langle \overline{\alpha \mathbf{k}_\alpha s m} | \bar{\mathcal{T}} | \overline{\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu} \rangle. \quad (18)$$

При учете того, что энергии E_α и E_β в формуле (2) лежат на массовой поверхности реакции, когда $E_\alpha = E_\beta = E$, соотношение (18) можно привести [4, 7, 8] к виду

$$\langle \beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu | \mathcal{T} | \alpha \mathbf{k}_\alpha s m \rangle = \langle \overline{\alpha \mathbf{k}_\alpha s m} | \mathcal{T} | \overline{\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu} \rangle. \quad (19)$$

Связь (9) матричного элемента $\langle \overline{\alpha \mathbf{k}_\alpha s m} | \mathcal{T} | \overline{\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu} \rangle$ и амплитуды обращенной по времени реакции $\langle \beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu | F | \alpha \mathbf{k}_\alpha s m \rangle$ при учете (19) можно преобразовать в условие T -инвариантности для амплитуд исходной и обращенной к ней по времени реакций:

$$\begin{aligned} \langle \beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu | F | \alpha \mathbf{k}_\alpha s m \rangle &= \\ &= \frac{k_\beta}{k_\alpha} \langle \overline{\alpha \mathbf{k}_\alpha s m} | F | \overline{\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu} \rangle. \end{aligned} \quad (20)$$

Аналогично (8) дифференциальное сечение $d\sigma_{\overline{\alpha \mathbf{k}_\alpha s m}, \overline{\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu}}/d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}$ реакции $\overline{\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu} \rightarrow \overline{\alpha \mathbf{k}_\alpha s m}$ можно представить как

$$\frac{d\sigma_{\overline{\alpha \mathbf{k}_\alpha s m}, \overline{\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} = |\langle \overline{\alpha \mathbf{k}_\alpha s m} | F | \overline{\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu} \rangle|^2, \quad (21)$$

где телесный угол $\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}$ совпадает с телесным углом $\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$, входящим в формулу (8) для дифференциального сечения исходной реакции $\alpha \mathbf{k}_\alpha s m \rightarrow \beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu$. В результате можно получить [2–5] условие T -инвариантности для дифференциальных сечений исходной и обращенной к ней по времени реакций:

$$\frac{d\sigma_{\overline{\alpha \mathbf{k}_\alpha s m}, \overline{\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} = \left(\frac{k_\alpha}{k_\beta}\right)^2 \frac{d\sigma_{\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu, \alpha \mathbf{k}_\alpha s m}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}. \quad (22)$$

Заметим, что рассматриваемые сечения реакций $\alpha \mathbf{k}_\alpha s m \rightarrow \beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu$ и $\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu \rightarrow \alpha \mathbf{k}_\alpha s m$ очень трудно определить экспериментально, поскольку такие эксперименты требуют задания конкретных значений спинов s, m и их проекций σ, μ для пар частиц, участвующих в реакции.

3. УСЛОВИЯ T -ИНВАРИАНТНОСТИ ДЛЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ БИНАРНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ, В НАЧАЛЬНЫХ КАНАЛАХ КОТОРЫХ УЧАСТВУЮТ НЕОРИЕНТИРОВАННЫЕ ПО СПИНАМ ЧАСТИЦЫ

Если в начальном канале реакции $\alpha \mathbf{k}_\alpha s m \rightarrow \beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu$ суммарный спин \mathbf{s} частиц ориентирован произвольно, а ориентация суммарного спина σ частиц конечного канала $\beta \mathbf{k}_\beta \sigma \mu$ не измеряется, то дифференциальное сечение $d\sigma_{\beta \mathbf{k}_\beta, \alpha \mathbf{k}_\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ реакции $\alpha \mathbf{k}_\alpha \rightarrow \beta \mathbf{k}_\beta$ может быть получено путем усреднения сечения (8) по всем возможным значениям

полных спинов $\mathbf{s}(\boldsymbol{\sigma})$ и их проекции $m(\mu)$ в начальном (конечном) каналах:

$$\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}} = \frac{1}{(2s_a + 1)(2s_A + 1)} \sum_{s=|s_a-s_A|}^{s_a+s_A} \times (23)$$

$$\times \sum_{m=-s}^s \sum_{\sigma=|s_b-s_B|}^{s_b+s_B} \sum_{\mu=-\sigma}^{\sigma} |\langle \beta\mathbf{k}_\beta \sigma \mu | F | \alpha\mathbf{k}_\alpha s m \rangle|^2.$$

Очевидно, что дифференциальное сечение $d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta} / d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}$ реакции $\beta\mathbf{k}_\beta \rightarrow \alpha\mathbf{k}_\alpha$ можно представить аналогичным образом:

$$\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} = \frac{1}{(2s_b + 1)(2s_B + 1)} \sum_{s=|s_a-s_A|}^{s_a+s_A} \times (24)$$

$$\times \sum_{m=-s}^s \sum_{\sigma=|s_b-s_B|}^{s_b+s_B} \sum_{\mu=-\sigma}^{\sigma} |\langle \alpha\mathbf{k}_\alpha s m | F | \beta\mathbf{k}_\beta \sigma \mu \rangle|^2.$$

Тогда при учете условия T -инвариантности (22) исследуемые сечения (23) и (24) могут быть связаны между собой соотношением

$$\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} = C_0 \frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}, \quad (25)$$

где коэффициент C_0 имеет вид

$$C_0 = \left(\frac{k_\alpha}{k_\beta} \right)^2 \frac{(2s_a + 1)(2s_A + 1)}{(2s_b + 1)(2s_B + 1)}. \quad (26)$$

Дифференциальные сечения (23) и (24) реакций, в которых участвуют неориентированные по спинам частицы, не зависят от суммарных спинов \mathbf{s} , $\boldsymbol{\sigma}$ и $\bar{\mathbf{s}}$, $\bar{\boldsymbol{\sigma}}$ частиц во входных и выходных каналах реакций. Поэтому эти сечения при учете их инвариантности относительно поворотов осей системы координат выражаются через скалярные произведения волновых векторов $(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{k}_\alpha)$ и $(\bar{\mathbf{k}}_\beta, \bar{\mathbf{k}}_\alpha)$, которые равны друг к другу из-за соотношений $\bar{\mathbf{k}}_\alpha = -\mathbf{k}_\alpha$, $\bar{\mathbf{k}}_\beta = -\mathbf{k}_\beta$ (15) и имеют P -четный, T -четный характер [2, 5]. В результате в (25) можно заменить сечение $d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta} / d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}$ на его аналог $d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta} / d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}$ и преобразовать (25) к виду

$$\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}} = C_0 \frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}. \quad (27)$$

Соотношение (27) отражает принцип детального равновесия [2, 5, 6] для сечений исходной $\alpha\mathbf{k}_\alpha \rightarrow \beta\mathbf{k}_\beta$ и обратной к ней $\beta\mathbf{k}_\beta \rightarrow \alpha\mathbf{k}_\alpha$ реакций.

4. УСЛОВИЯ T -ИНВАРИАНТНОСТИ ДЛЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ БИНАРНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С УЧАСТИЕМ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПО СПИНАМ ЧАСТИЦ

Рассмотрим теперь случай бинарной ядерной реакции, когда в начальном канале α сталкиваются произвольные ориентированные частицы a и A , спины которых \mathbf{s}_a и \mathbf{s}_A характеризуются векторами поляризации \mathbf{P}_a и \mathbf{P}_A , входящими в спиновые матрицы плотности $\rho_a(s_a m_a, s_a m'_a)$ и $\rho_A(s_A m_A, s_A m'_A)$ частиц a и A , через которые определяется спиновая матрица плотности $\rho_\alpha(sm, s'm')$ канала α :

$$\rho_\alpha(sm, s'm') = \sum_{m_a m_A m'_a m'_A} C_{s_a s_A m_a m_A}^{sm} \times (28)$$

$$\times \rho_a(s_a m_a, s_a m'_a) C_{s_a s_A m'_a m'_A}^{s'm'} \rho_A(s_A m_A, s_A m'_A),$$

удовлетворяющая условию нормировки

$$\sum_{sm} \rho_\alpha(sm, sm) = 1. \quad (29)$$

Это условие вытекает из аналогичных условий для спиновых матриц плотности частиц a и A .

Дифференциальное сечение $d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha} / d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ ядерной реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \rightarrow \beta\mathbf{k}_\beta$ для ориентированных частиц a и A можно представить в виде [2, 13]

$$\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}} = \sum_{\sigma\mu} \sum_{s m s' m'} \langle \beta\mathbf{k}_\beta \sigma \mu | F | \alpha\mathbf{k}_\alpha s m \rangle \times (30)$$

$$\times \langle \beta\mathbf{k}_\beta \sigma \mu | F | \alpha\mathbf{k}_\alpha s' m' \rangle^* \rho_\alpha(sm, s'm'),$$

учитывающей интерференцию амплитуд (9) реакций $\alpha\mathbf{k}_\alpha s m \rightarrow \beta\mathbf{k}_\beta \sigma \mu$ и $\alpha\mathbf{k}_\alpha s' m' \rightarrow \beta\mathbf{k}_\beta \sigma \mu$ с весами, определяемыми спиновой матрицей плотности $\rho_\alpha(sm, s'm')$.

Соотношение (30) для дифференциального сечения реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \rightarrow \beta\mathbf{k}_\beta$ позволяет получить [2, 13] выражение для нормированной спиновой матрицы плотности $\rho_\beta(\sigma\mu, \sigma'\mu')$ частиц b и B в конечном канале β исследуемой реакции:

$$\rho_\beta(\sigma\mu, \sigma'\mu') = \left(\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}} \right)^{-1} \times (31)$$

$$\times \sum_{s m s' m'} \langle \beta\mathbf{k}_\beta \sigma \mu | F | \alpha\mathbf{k}_\alpha s m \rangle \times$$

$$\times \langle \beta\mathbf{k}_\beta \sigma' \mu' | F | \alpha\mathbf{k}_\alpha s' m' \rangle^* \rho_\alpha(sm, s'm').$$

Если матрица плотности $\rho_\alpha(sm, s'm')$ начального канала реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \rightarrow \beta\mathbf{k}_\beta$ зависит только от векторов поляризации \mathbf{P}_a и \mathbf{P}_A спинов частиц a и A , то матрица плотности $\rho_\beta(\sigma\mu, \sigma'\mu')$ в

(31) содержит новый вектор поляризации, направленный по направлению векторного произведения $[\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_\beta]$ относительных волновых векторов \mathbf{k}_α и \mathbf{k}_β начального и конечного каналов. Происхождение этой поляризации обусловлено [5, 14] появлением компонент амплитуд ядерных реакций вида (9), связанных с влиянием спин-орбитальных потенциалов, входящих в определение потенциалов взаимодействия \mathbf{V}_α и \mathbf{V}_β частиц начального и конечного каналов и поэтому фигурирующих в матрице реакций \mathcal{T} (10). В дальнейшем будем использовать важнейшее условие, связанное с пренебрежением влиянием спин-орбитальных взаимодействий на амплитуды (9), связанные с описанием исследуемых в работе исходных и обращенных к ним реакций. При отсутствии поляризаций \mathbf{P}_a и \mathbf{P}_A в матрице плотности $\rho_\alpha(sm, s'm')$ начального канала $\alpha\mathbf{k}_\alpha$ реакции (31) матрица плотности $\rho_\beta(\sigma\mu, \sigma'\mu')$ конечного канала $\beta\mathbf{k}_\beta$ также включает неполяризованные частицы b и B .

Теперь рассмотрим обратную к исходной реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \rightarrow \beta\mathbf{k}_\beta$ реакцию $\beta\mathbf{k}_\beta \rightarrow \alpha\mathbf{k}_\alpha$, дифференциальное сечение которой по аналогии с (30) определяется как

$$\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}} = \sum_{sm} \sum_{\sigma\mu, \sigma'\mu'} \langle \alpha\mathbf{k}_\alpha sm | F | \beta\mathbf{k}_\beta \sigma\mu \rangle \times \langle \alpha\mathbf{k}_\alpha sm | F | \beta\mathbf{k}_\beta \sigma'\mu' \rangle^* \rho_\beta(\sigma\mu, \sigma'\mu'), \quad (32)$$

а матрица плотности $\rho_\alpha(s_1m_1, s_2m_2)$ конечного канала обратной реакции имеет по аналогии с (31) вид

$$\rho_\alpha(s_1m_1, s_2m_2) = \left(\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}} \right)^{-1} \times \sum_{\sigma\mu, \sigma'\mu'} \langle \alpha\mathbf{k}_\alpha s_1m_1 | F | \beta\mathbf{k}_\beta \sigma\mu \rangle \times \langle \alpha\mathbf{k}_\alpha s_1m_1 | F | \beta\mathbf{k}_\beta \sigma'\mu' \rangle^* \rho_\beta(\sigma\mu, \sigma'\mu'). \quad (33)$$

Выразим матрицу плотности $\rho_\beta(\sigma\mu, \sigma'\mu')$ начального канала $\beta\mathbf{k}_\beta$ обратной реакции через матрицу плотности (31) конечного канала исходной реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \rightarrow \beta\mathbf{k}_\beta$. Тогда (33) преобразуется к виду

$$\rho_\alpha(s_1m_1, s_2m_2) = \left(\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}} \right)^{-1} \left(\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}} \right)^{-1} \times \sum_{\substack{\sigma\mu, \sigma'\mu' \\ sm, s'm'}} \langle \alpha\mathbf{k}_\alpha s_1m_1 | F | \beta\mathbf{k}_\beta \sigma\mu \rangle \times \langle \alpha\mathbf{k}_\alpha s_1m_1 | F | \beta\mathbf{k}_\beta \sigma'\mu' \rangle^* \langle \beta\mathbf{k}_\beta \sigma\mu | F | \alpha\mathbf{k}_\alpha sm \rangle \times$$

$$\times \langle \beta\mathbf{k}_\beta \sigma'\mu' | F | \alpha\mathbf{k}_\alpha s'm' \rangle^* \rho_\alpha(sm, s'm').$$

Поскольку в правой и левой частях формулы (34) фигурирует одна и та же матрица плотности ρ_α канала α с разными аргументами, то соотношение (34) справедливо при выполнении равенства

$$\sum_{\sigma\mu, \sigma'\mu'} \langle \alpha\mathbf{k}_\alpha s_1m_1 | F | \beta\mathbf{k}_\beta \sigma\mu \rangle \times \langle \alpha\mathbf{k}_\alpha s_2m_2 | F | \beta\mathbf{k}_\beta \sigma'\mu' \rangle^* \times \langle \beta\mathbf{k}_\beta \sigma\mu | F | \alpha\mathbf{k}_\alpha sm \rangle \langle \beta\mathbf{k}_\beta \sigma'\mu' | F | \alpha\mathbf{k}_\alpha s'm' \rangle^* = \delta_{s_1m_1, sm} \delta_{s_2m_2, s'm'} \frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}} \frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}. \quad (35)$$

При использовании условия T -инвариантности вида (20) в левой части формулы (35) она преобразуется к виду

$$\sum_{\sigma\mu, \sigma'\mu'} \langle \overline{\beta\mathbf{k}_\beta \sigma\mu} | F | \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha s_1m_1} \rangle \times \langle \overline{\beta\mathbf{k}_\beta \sigma'\mu'} | F | \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha s_2m_2} \rangle^* \times \langle \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm} | F | \overline{\beta\mathbf{k}_\beta \sigma\mu} \rangle \langle \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha s'm'} | F | \overline{\beta\mathbf{k}_\beta \sigma'\mu'} \rangle^* = \delta_{s_1m_1, sm} \delta_{s_2m_2, s'm'} \frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}} \frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}. \quad (36)$$

Теперь по аналогии с формулами (30) и (31) получим формулы для сечения реакции $\overline{\beta\mathbf{k}_\beta} \rightarrow \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha}$, обращенной по времени к исходной, и для спиновой матрицы плотности $\rho_{\overline{\beta}}(\overline{\sigma\mu}, \overline{\sigma'\mu'})$:

$$\frac{d\sigma_{\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha}, \overline{\beta\mathbf{k}_\beta}}}{d\Omega_{\overline{\mathbf{k}_\alpha}}} = \sum_{\overline{\sigma\mu}, \overline{\sigma'\mu'}, \overline{sm}} \langle \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm} | F | \overline{\beta\mathbf{k}_\beta \sigma\mu} \rangle \times \langle \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm} | F | \overline{\beta\mathbf{k}_\beta \sigma'\mu'} \rangle^* \rho_{\overline{\beta}}(\overline{\sigma\mu}, \overline{\sigma'\mu'}), \quad (37)$$

$$\rho_{\overline{\beta}}(\overline{\sigma\mu}, \overline{\sigma'\mu'}) = \left(\frac{d\sigma_{\overline{\beta\mathbf{k}_\beta}, \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha}}}{d\Omega_{\overline{\mathbf{k}_\beta}}} \right)^{-1} \times \sum_{\overline{sm}, \overline{s'm'}} \langle \overline{\beta\mathbf{k}_\beta \sigma\mu} | F | \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm} \rangle \times \langle \overline{\beta\mathbf{k}_\beta \sigma'\mu'} | F | \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha s'm'} \rangle^* \rho_{\overline{\alpha}}(\overline{sm}, \overline{s'm'}). \quad (38)$$

Подставляя (38) в (37) с учетом (36) и используя условие нормировки (31), которое сохраняется при переходе от состояний sm к состояниям \overline{sm} , получаем уравнение, связывающее дифференциальные сечения прямых и обратных реакций, обращенных и необращенных во времени:

$$\frac{d\sigma_{\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha}, \overline{\beta\mathbf{k}_\beta}}}{d\Omega_{\overline{\mathbf{k}_\alpha}}} \frac{d\sigma_{\overline{\beta\mathbf{k}_\beta}, \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha}}}{d\Omega_{\overline{\mathbf{k}_\beta}}} = \frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}} \frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}. \quad (39)$$

Первая итерация этого уравнения приводит к равенствам

$$\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} = \frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}}; \quad (40)$$

$$\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\beta}} = \frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}.$$

Для анализа этих равенств воспользуемся тем, что дифференциальное сечение $d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \rightarrow \beta\mathbf{k}_\beta$ в общем случае можно представить в виде суммы по различным T -четным (e) и T -нечетным (o) компонентам. Наборы индексов e и o связаны с определенными механизмами появления указанных компонент:

$$\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}} = \sum_e \left(\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}} \right)_e + \sum_o \left(\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}} \right)_o, \quad (41)$$

где T -четные и T -нечетные компоненты этого сечения удовлетворяют условиям:

$$\left(\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}} \right)_e = \left(\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} \right)_e, \quad (42)$$

$$\left(\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}} \right)_o = - \left(\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} \right)_o.$$

Равенства (40) при учете (42) возможны только для T -четных компонент анализируемых сечений и не реализуются для фигурирующих в этих сечениях T -нечетных компонент. Поэтому равенства (40) можно исключить из рассмотрения, а выполнение соотношения (39) связать с реализацией равенств:

$$\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} = C \frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}; \quad (43)$$

$$\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\beta}} = C^{-1} \frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}},$$

где величина C не зависит от направлений векторов \mathbf{k}_α и \mathbf{k}_β , а второе из равенств в (43) вытекает из первого при перестановке местами индексов каналов $\alpha\mathbf{k}_\alpha$ и $\beta\mathbf{k}_\beta$. Тогда при учете разложений типа (41) для входящих в равенства (43) дифференциальных сечений можно потребовать выполнение подобных равенств для компонент указанных сечений, связанных с одинаковыми P - и T -четностями и обусловленных едиными механизмами их появления:

$$\left(\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} \right)_{e,o} = C \left(\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}} \right)_{e,o}. \quad (44)$$

Условие (44) справедливо для любых матриц плотностей $\rho_\alpha(sm, s'm')$ начального канала $\alpha\mathbf{k}_\alpha$ в реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \rightarrow \beta\mathbf{k}_\beta$, включая и каналы с неориентированными по спинам частицами, в которых $\rho_\alpha(sm, s'm')$ представляется [2] как

$$\rho_\alpha(sm, s'm') = \frac{1}{(2s_a + 1)(2s_A + 1)} \delta_{s,s'} \delta_{m,m'}. \quad (45)$$

При использовании матрицы плотности (45) выражение (30) для дифференциального сечения $d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ сводится к (23). Аналогично выражение (37) при использовании в нем $\rho_{\bar{\beta}}(\bar{\sigma}\mu, \bar{\sigma}'\mu')$ в форме, аналогичной формуле (45) для неориентированных по спинам частиц в канале $\bar{\beta}$, приводится к формуле (24). Тогда константу C в формуле (43) можно выбрать равной константе C_0 (26), фигурирующей в формуле (25) и приводящей, как было показано выше, к принципу детального равновесия.

5. АНАЛИЗ КОМПОНЕНТ С РАЗЛИЧНЫМИ P - И T -ЧЕТНОСТЯМИ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЯХ БИНАРНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

При использовании [5, 7, 8] свойств симметрии ядерных систем, связанных с их пространственно-временными характеристиками, введенные выше компоненты дифференциальных сечений исходных и обращенных к ним по времени реакций можно представить через скалярные (псевдоскалярные при нарушении P -четности) функции $\varphi_{e,o}$ и $\bar{\varphi}_{e,o}$

$$\left(\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}} \right)_{e,o} = \varphi_{e,o}(\mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b; \mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a), \quad (46)$$

$$\left(\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} \right)_{e,o} = \bar{\varphi}_{e,o}(\bar{\mathbf{k}}_a, \bar{\mathbf{s}}_a; \bar{\mathbf{k}}_b, \bar{\mathbf{s}}_b),$$

аргументы которых выражаются через последовательности $\mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b; \mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a$ и $\bar{\mathbf{k}}_a, \bar{\mathbf{s}}_a; \bar{\mathbf{k}}_b, \bar{\mathbf{s}}_b$, соответствуют изменению знаков спинов и импульсов при обращении времени (15) и перестановке волновых векторов и спинов $\mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a$ и $\mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b$ между собой при переходе от исходной к обращенной к ней по времени реакции. Тогда при единых механизмах возникновения указанных компонент в сечениях исходной и обращенной к ней по времени реакций и условий T -инвариантности (42) можно получить соотношения:

$$\varphi_e(\mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b; \mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a) = C_0 \varphi_e(\mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a; \mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b); \quad (47)$$

$$\varphi_o(\mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b; \mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a) = -C_0 \varphi_o(\mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a; \mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b).$$

Если учесть, что величина C_0 является положительно определенной, ненулевые значения указанных компонент для конкретного T -инвариантного механизма исследуемых реакций получаются только в том случае, если при перестановке волновых векторов и спинов $\mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a$ и $\mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b$ величины φ_e не меняют знака, а величины φ_o — меняют. Этот результат позволяет выделить конкретный T -инвариантный механизм, который может описать характеристики отличных от нуля анализируемых компонент сечения исходной реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \rightarrow \beta\mathbf{k}_\beta$ и отбросить все остальные механизмы. Однако в случае невыполнения указанных условий для T -инвариантных механизмов исследуемые компоненты обращаются в нуль, что позволяет использовать их экспериментальные зависимости для оценки роли T -неинвариантных взаимодействий. Таким образом, данный результат находится в противоречии с результатами, полученными в работах [11, 12], в которых утверждалось отсутствие обращающихся в нуль компонент дифференциальных сечений при сохранении системой T -инвариантности.

Проведем анализ компонент различной P - и T -четности в дифференциальных сечениях $d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ бинарных реакций двойного деления ориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами. Вектор поляризации спина \mathbf{J} составного делящегося ядра, формируемого при захвате холодного поляризованного нейтрона со спином \mathbf{s}_n поляризованным ядром-мишенью со спином \mathbf{I} , выражается суммой членов, связанных только с \mathbf{s}_n , с \mathbf{I} и с их векторным произведением $[\mathbf{I}, \mathbf{s}_n]$ [15].

В результате можно выделить [16] следующие компоненты дифференциального сечения реакции двойного деления $d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$, для которых функции $\varphi_{e,o}$ в формуле (44) соответствуют P -нечетным, T -четным компонентам $A(\mathbf{s}_n, \mathbf{k}_{LF})$ и $B(\mathbf{s}_n, \mathbf{k}_{LF})$; P -нечетной, T -нечетной компоненте $C([\mathbf{I}, \mathbf{s}_n], \mathbf{k}_{LF})$; P -четной, T -нечетной компоненте $D([\mathbf{I}, \mathbf{s}_n], \mathbf{k}_{LF})(\mathbf{I}, \mathbf{k}_{LF})$ и, наконец, P -четной T -четной компоненте $E([\mathbf{I}, \mathbf{s}_n], [\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_{LF}])$, где \mathbf{k}_n и \mathbf{k}_{LF} — волновые векторы падающего нейтрона и легкого фрагмента деления, а A, B, C, D, E — коэффициенты при соответствующих компонентах дифференциального сечения.

Стоит отметить, что механизм появления всех указанных компонент связан с интерференцией делительных амплитуд s - и p -нейтронных резонансных состояний составного делящегося ядра. Поскольку при переходе от исходной реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \rightarrow \beta\mathbf{k}_\beta$ к обратной реакции $\beta\mathbf{k}_\beta \rightarrow \alpha\mathbf{k}_\alpha$ компоненты $A(\mathbf{s}_n, \mathbf{k}_{LF})$ и $B(\mathbf{s}_n, \mathbf{k}_{LF})$ не меняют знака и являются T -четными, то эти компоненты имеют одинаковый знак для исходной и обращенной по времени реакций. Поэтому они имеют отличные

от нуля значения, удовлетворяющие условию T -инвариантности (44). Именно поэтому компонента сечения $A(\mathbf{s}_n, \mathbf{k}_{LF})$ исследуемой реакции была найдена в [16], экспериментально обнаружившей эффект несохранения четности в реакциях двойного деления ядер. Компонента сечения $B(\mathbf{s}_n, \mathbf{k}_{LF})$ до сих пор не найдена экспериментально, хотя не вызывает сомнения ее заметное отличие от нулевого значения.

В то же время компоненты сечений с коэффициентами C, D, E меняют знак при переходе от исходной к обращенной по времени реакции, что приводит к разным знакам членов, стоящих в правой и левой частях формулы (44). Это обстоятельство соответствует равенству нулю этих членов при сохранении T -инвариантности. Отсюда следует, что экспериментальные исследования указанных компонент с коэффициентами C, D, E позволяют с хорошей степенью точности определить величину компонент взаимодействий в ядерных системах, нарушающих T -инвариантность.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное в работе исследование продемонстрировало отсутствие в общем случае инвариантности произвольных бинарных ядерных реакций с участием ориентированных по спинам частиц к обращению времени. Это связано с влиянием спин-орбитальных взаимодействий в потенциалах начального или конечного каналов, под действием которых спиновая матрица ρ_β конечного канала $\beta\mathbf{k}_\beta$ в реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \rightarrow \beta\mathbf{k}_\beta$ отличается от матрицы ρ_α начального канала появлением [5, 14] в ρ_β поляризационной компоненты, не зависящей от спинов частиц начального и конечного каналов и пропорциональной векторному произведению $[\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_\beta]$ относительных волновых векторов начального и конечного каналов.

Поэтому дифференциальное сечение $d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha, \beta\mathbf{k}_\beta}/d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}$ реакции $\beta\mathbf{k}_\beta \rightarrow \alpha\mathbf{k}_\alpha$, обращенной по времени к исходной $\alpha\mathbf{k}_\alpha \rightarrow \beta\mathbf{k}_\beta$ при использовании спиновой матрицы $\bar{\rho}_\beta$ начального канала, однозначно связанной с матрицей ρ_β , не переходит с точностью до постоянного множителя в дифференциальное сечение $d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta, \alpha\mathbf{k}_\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ исходной реакции, определяемой спиновой матрицей ρ_α , что ожидается при инвариантности ядерной реакции к обращению времени. Этот результат определяется тем, что описание поляризационных явлений в ядерных реакциях связано с появлением спиновых матриц плотности, которые имеют статистический характер, необратимый по времени [14].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. P. Wigner, Göttingen Nachrichten **31**, 546 (1932).
2. А. С. Давыдов, *Теория атомного ядра* (Физматлит, Москва, 1958).
3. A. M. Lane and R. G. Thomas, Rev. Mod. Phys. **30**, 257 (1958).
4. M. L. Goldberger and K. M. Watson, *Collision Theory* (J. Wiley & Sons, 1964).
5. A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1969), Vol. 1.
6. F. Coester, Phys. Rev. **84**, 1259 (1951).
7. С. Г. Кадменский, П. В. Кострюков, ЯФ **79**, 556 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 786 (2016)].
8. С. Г. Кадменский, П. В. Кострюков, ЯФ **81**, 443 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 895 (2018)].
9. B. A. Lippmann and J. Schwinger, Phys. Rev. **79**, 469 (1950).
10. M. Gell-Mann and M. Goldberger, Phys. Rev. **91**, 398 (1953).
11. F. Arash, M. J. Moravcsik, and G. R. Goldstein, Phys. Rev. Lett. **54**, 2649 (1985).
12. H. E. Conzett, Phys. Rev. C **52**, 1041 (1995).
13. A. Simon, Phys. Rev. **92**, 1050 (1953).
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика: нерелятивистская теория* (Физматлит, Москва, 2004).
15. А. Л. Барабанов, *Симметрии и спин-угловые корреляции в реакциях и распадах* (Физматлит, Москва, 2010).
16. Г. В. Данилян, Б. Д. Воденников, В. П. Дроняев, В. В. Новицкий, В. С. Павлов, С. П. Боровлев, Письма в ЖЭТФ **26**, 197 (1977) [JETP Lett. **26**, 186 (1977)].

T -INVARIANCE CONDITIONS FOR DIFFERENTIAL CROSS SECTIONS OF BINARY NUCLEAR REACTIONS INVOLVING SPIN-ORIENTED NUCLEI AND PARTICLES

S. G. Kadmsky¹⁾, P. V. Kostyukov¹⁾, D. E. Lyubashevsky¹⁾

¹⁾ Voronezh State University, Russia

Using the T -invariance condition for the amplitudes of arbitrary binary nuclear reactions with spin-oriented particles and time-reversed reactions, the relation between the differential cross sections of these reactions is obtained for the first time. At the same time, the cross sections considered above were constructed using sets of interaction potentials between particles of the initial and final channels of reactions without taking into account any spin-orbital interactions. The obtained relation includes the case corresponding to the implementation of the previously known principle of detailed equilibrium. When using these relations, equality was obtained for different components of the analyzed cross sections due to a uniform mechanism of occurrence and having the same P and T parity. These equations allowed us to prove the existence of a number of these components that vanish when taking into account T invariance, which leads to new possibilities in the study of T -non-invariant interactions in nuclear reactions.

НЕРЕЗОНАНСНЫЙ МЕХАНИЗМ ВСТРЯСКИ ПРИ БЕЗНЕЙТРИННОМ ДВОЙНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ЗАХВАТЕ

© 2020 г. Ф. Ф. Карпешин^{1)*}, М. Б. Тржасковская²⁾, Л. Ф. Витушкин¹⁾

Поступила в редакцию 20.11.2019 г.; после доработки 04.01.2020 г.; принята к публикации 04.01.2020 г.

Общепринято считать, что двойной безнейтринный электронный захват является резонансным процессом. Ниже выполнены расчеты вероятности встряски с ионизацией электронной оболочки, имеющей место в ходе превращения ядер ^{152}Gd . Данный нуклид обладает наименьшим значением дефекта резонанса среди всех известных ядер, являясь основным кандидатом на поиск безнейтринной моды распада. Поэтому вклад нового механизма оказывается меньше, чем традиционно-резонансного механизма, представляя таким образом поправку к вероятности распада. Тем не менее значение этой поправки достаточно велико и составляет 23% в случае ^{152}Gd . Она быстро возрастает с увеличением дефекта резонанса, так что для других ядер ожидается, что поправка превысит вклад резонансного механизма и станет основным механизмом двойного безнейтринного электронного захвата. Поэтому в принципе двойной безнейтринный e -захват оказывается вовсе не резонансным процессом.

DOI: 10.31857/S0044002720030125

1. ВВЕДЕНИЕ

Недавно коллаборацией Хепоп было заявлено о первом случае прямого наблюдения $2e2\nu$ -захвата в ядре ^{124}Xe [1]. Это событие является вехой в поисках двойного безнейтринного e -захвата. Его изучение важно для проверки майорановской природы нейтрино. Этот процесс традиционно рассматривают как резонансный, поскольку ни одной частицы не испускается в результате ядерного превращения [2]. Поэтому он не может осуществляться на голых ядрах, даже при энерговыделении $Q > 0$. Закон сохранения требует передачи части энергии и импульса третьему телу. В качестве такового выступает электронная оболочка атома. Образующиеся вакансии заполняются путем флуоресценции. Закон сохранения энергии-импульса восстанавливается после излучения первого кванта, энергия которого включает в себя избыточную величину Q .

Вероятность безнейтринного захвата максимальна вблизи резонанса. Поэтому главный интерес в настоящее время прикован к изучению ядер с малым значением Q . В некоторых случаях с большим Q уменьшение дефекта резонанса возможно при захвате электронов из более высоких оболочек: L_1 , M_1 , или на возбужденные состояния ядра или атома, в связи с чем этот процесс будет более

вероятен, чем захват на основной уровень. Так, распад $^{152}\text{Gd} \rightarrow ^{152}\text{Sm}$ с большей вероятностью будет происходить путем захвата KL_1 -электронов в основное состояние дочернего ядра ^{152}Sm . В этом случае дефект резонанса $\Delta = 0.919$ кэВ. В числе других кандидатов как наиболее вероятные рассматриваются превращения $^{164}\text{Er} \rightarrow ^{164}\text{Dy}$ с $\Delta = 6.82$ кэВ и $^{180}\text{W} \rightarrow ^{180}\text{Hf}$ с $\Delta = 11.24$ кэВ [3].

В настоящей работе мы предлагаем другой, нерезонансный механизм двойного безнейтринного e -захвата. Поскольку он может быть реализован независимо от величины Δ , его вклад медленней убывает с увеличением дефекта резонанса, чем обычного резонансно-флуоресцентного механизма. А восстановление закона сохранения энергии-импульса происходит вследствие ионизации электронной оболочки, вызванной эффектом встряски. В самом деле, процесс $2e$ -захвата — быстрый по сравнению с характерными атомными временами. Поэтому изменение внутриатомного потенциала вследствие уменьшения заряда ядра на две единицы и исчезновения двух электронов можно рассматривать как внезапное [2, 4]. Следовательно, оно может сопровождаться встряской электронной оболочки, в результате которой один из электронов вылетает из атома. Он-то и уносит избыток энергии. Количественно вклад нового механизма в рассмотренной ниже модели даже в случае ядра ^{152}Gd , обладающего минимальным дефектом резонанса среди известных кандидатов, увеличивает вероятность распада приблизительно на 23% по сравнению с традиционным механизмом. В то же время

¹⁾ВНИИМ имени Д.И. Менделеева, Санкт-Петербург, Россия.

²⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Санкт-Петербург, Россия.

*E-mail: fkarpeshin@gmail.com

в случае других кандидатов с большим значением дефекта резонанса вполне можно ожидать, что его вклад окажется доминирующим. Физические основы нерезонансного механизма излагаются в следующем разделе. Параллельно там же выводятся основные формулы. Результаты расчетов применительно к ^{152}Gd приводятся в разд. 3. Раздел 4 посвящен обсуждению результатов, полученных в настоящей работе.

2. ФОРМУЛЫ ВЕРОЯТНОСТИ ВСТРЯСКИ ПРИ ДВОЙНОМ e -ЗАХВАТЕ

Вновь образованные атомы обладают на две единицы меньшим атомным номером. Они образуются нейтральными, хотя и в специфическом переходном состоянии с оболочкой, “раздутой” наличием двух дырок в K - и L_1 -оболочках [5].

Энерговыведение в процессе двойного e -захвата определяется разностью масс нейтральных атомов — начального M_1 и конечного M_2 ³⁾:

$$Q = M_1 - M_2. \quad (1)$$

Даже при захвате двух K -электронов дочерний атом образуется хотя и нейтральным, но в возбужденном состоянии с двумя дырками на месте захваченных электронов. Такое состояние атома образно было названо раздутым [5]. При захвате электронов из более высоких оболочек энергия возбуждения дочернего атома соответственно возрастает. Обозначим энергию возбуждения дочернего атома E_A . Тогда дефект резонанса будет

$$\Delta = Q - E_A. \quad (2)$$

Если к тому же захват происходит на возбужденное состояние ядра с энергией E_N , при достаточно больших Q это приводит к дальнейшему уменьшению дефекта резонанса

$$\Delta = Q - E_A - E_N. \quad (3)$$

В нашем случае путем одновременного ядерного захвата K - и L_1 -электронов атомы ^{152}Gd превращаются в атомы ^{152}Sm . Одноэлектронные волновые функции начального и конечного атомов неортогональны. Это порождает всевозможные процессы встряски в конечном атоме, когда один или несколько электронов переходят в возбужденное состояние (shake-up) или даже вылетают из атома в сплошной спектр, что приводит к ионизации атома (shake-off). Рассмотрим более детально процесс второго типа. Пусть i -й электрон в результате встряски переходит в состояние f

в сплошном спектре. Обозначим $\psi_i(\mathbf{r})$ волновую функцию этого электрона в материнском атоме гадолиния, $\phi_f(\mathbf{r})$ — в сплошном спектре в поле однократно ионизованного дочернего атома самария с дыркой на месте i -го электрона. Величина кинетической энергии электрона встряски E выбирается из условия равенства нулю дефекта резонанса (2)

$$E = \Delta - I_i, \quad (4)$$

где I_i — потенциал ионизации i -го электрона. Состояния i и f неортогональны, поскольку описываются собственными функциями разных гамма-мольтоунианов. Соответственно обозначим $V_Z(r)$ и $V_{Z-2}(r)$ одноэлектронные потенциалы в исходном и дочернем атомах, а внезапное изменение потенциала $\Delta V(r) \equiv V_{Z-2}(r) - V_Z(r)$. Тогда амплитуда встряски будет [6]

$$F_{\text{sh}} = \langle \phi_f | \psi_i \rangle. \quad (5)$$

Полную же амплитуду можно представить в виде произведения

$$F_{2e}^{(\text{sh})} = F_{2\beta} F_{\text{sh}}, \quad (6)$$

где $F_{2\beta}$ мы обозначили собственно амплитуду двойного электронного захвата, приводящего к образованию переходного состояния атома самария. Соответственно выражение для полной ширины получим в виде

$$\begin{aligned} \Gamma_{2\beta}^{(\text{sh})} &= \Gamma_{2\beta} \sum_i N_i |\langle \phi_f | \psi_i \rangle|^2 = \\ &= \Gamma_{2\beta} \sum_i N_i |F_{\text{sh}}|^2, \end{aligned} \quad (7)$$

где N_i — число заполнения i -й оболочки.

3. ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ ДВОЙНОЙ БЕЗНЕЙТРИННЫЙ e -ЗАХВАТ

Сравним выражение (7) с формулой для обычного резонансного механизма безнейтринного $2e$ -захвата, например в модели, рассмотренной в [7]. Она получается умножением ширины образования входного состояния $\Gamma_{2\beta}$ на резонансный фактор Брэйта–Вигнера

$$\Gamma_{2\beta}^{(\gamma)} = \Gamma_{2\beta} B_W, \quad (8)$$

где

$$B_W = \frac{\Gamma/2\pi}{\Delta^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (9)$$

В (9) $\Gamma = \Gamma_K + \Gamma_{L_1}$ — полная ширина “раздутого” состояния с электронными дырками в K - и L_1 -оболочках, образованного в результате резонансного $2e$ -захвата. Сравнивая (7) с (8), получим

³⁾Мы используем релятивистскую систему единиц $\hbar = c = m_e = 1$, m_e — электронная масса, если не указано иначе.

относительную поправку к вероятности распада в единицу времени в физически ясном виде

$$g \equiv \Gamma_{2\beta}^{(\text{sh})} / \Gamma_{2\beta}^{(\gamma)} = \quad (10)$$

$$= \sum_i N_i |\langle \phi_f | \psi_i \rangle|^2 / B_W \equiv$$

$$\equiv \sum_i N_i |F_{\text{sh}}|^2 / B_W.$$

Заметим, что формулу (5) можно переписать в другом, эквивалентном виде [6]

$$F_{\text{sh}} \approx I_2 = \frac{\langle \phi_f | \Delta V(r) | \psi_i \rangle}{\Delta}. \quad (11)$$

В принципе, встряска возможна на любой оболочке, энергия ионизации которой меньше Q . Но формула (11) позволяет лучше понять, что она максимальна на электронах s -оболочек. В самом деле, потенциал $\Delta V(r)$ ограничен в пространстве областью вблизи орбит дырочных состояний, образованных захватом соответствующих электронов. А поскольку наибольшую вероятность e -захвата имеют s -электроны, то в нашем случае это область K - и L_1 -оболочек. Соответственно потенциал $\Delta V(r)$ максимален в области ядра. С увеличением расстояния от ядра он равномерно уменьшается. Вследствие этого область перекрывания с ним у внешних электронов, и особенно с большим угловым моментом, также значительно меньше, чем у внутренних электронов, что и приводит к уменьшению вероятности встряски. Отметим, что если не учитывать в потенциале встряски $\Delta V(r)$ вклада от поля захватываемых электронов, т.е. считать ответственным за встряску только изменение заряда ядра на две единицы, вклад внешних электронов был бы завышен.

В заключение этого раздела остановимся на вопросе о том, в каком поле вычислять резонансную энергию испущенного фотона: материнского или дочернего атома. Этот вопрос был разобран в работах [2, 4]. Восходя к известной работе Мигдала о встряске в атоме при бета-распаде [6, 8], в работе [4] было аргументировано, что математически корректный способ решения задачи состоит в разложении волновых функций материнского и промежуточного атомов по базисному набору собственных функций конечного атома. Поэтому резонансная энергия определяется уровнями конечного атома ^{152}Sm . Аналогичное заключение сделано в работе [2]. В нашем подходе вопрос с энергией находит тот же ответ посредством формулы (4): в нее входит энергия именно конечного состояния атома. Так же и в случае традиционного резонансно-флуоресцентного механизма: энергия первого фотона определяется законом сохранения энергии, исходя из баланса для конечного состояния атома.

Другое дело — волновые функции: в пределах точности метода матричные элементы в формуле (11) можно вычислять либо с волновыми функциями начального, либо конечного атома. С целью контроля мы проводили расчеты по формулам (5) и (11) с неизменными волновыми функциями для удобства счета.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты по формулам (5), (10) выполнены в одноэлектронном приближении с помощью комплекса программ RAINE [9]. Волновые функции электронов и их энергии вычислялись самосогласованным методом Дирака—Фока. С целью лучшего понимания физики процесса были рассчитаны матричные элементы (5) и (11) для ряда гипотетических значений Δ от 0.05 до 10 кэВ для всех электронов, чьи потенциалы ионизации меньше заданной величины Δ и которые, следовательно, вносят вклад в амплитуду нерезонансного механизма нашего процесса.

Наши волновые функции нормированы на единицу для дискретных состояний и по шкале энергий — в континууме. Поэтому квадрат матричного элемента F_{sh} имеет размерность, обратную энергии. Матричные элементы и факторы Брэйта—Вигнера приведены в релятивистской системе единиц. В качестве ширины дырочных состояний мы использовали значения $\Gamma_K = 20$ эВ, $\Gamma_{L_1} = 5$ эВ [10]. Используя наиболее точное измерение величины $Q = 55.70(18)$ кэВ [7] вместе с приведенным там же расчетным значением $E_A = 54.794(9)$ кэВ, получим для дефекта резонанса значение $\Delta = 0.91(19)$ кэВ.

Результаты расчетов представлены в табл. 1, а также на рис. 1. Парциальные вклады s -электронов разных оболочек выписаны в табл. 1. Представленные результаты подтверждают практическую эквивалентность методов расчета по формулам (5) и (11). Соответствующие матричные элементы несколько различаются при малых $Q \approx 0.5$ кэВ, но с увеличением Δ разница нивелируется до нескольких процентов, уже начиная с $\Delta \approx 0.7$ кэВ.

Суммарный вклад нерезонансного механизма от всех электронов относительно резонансного механизма представлен на рис. 1. Вероятность этого процесса носит резко выраженный ступенчатый характер благодаря тому, что с увеличением Q подключаются все более глубокие оболочки, причем чем более глубоко лежит оболочка, тем большую величину составляет ее вклад на пороге. Как и ожидалось, основной вклад происходит от электронов $4s$ -, $5s$ - и $6s$ -оболочек. Остальные оболочки, в основном $p_{1/2}$, $p_{3/2}$ и $d_{3/2}$, вносят

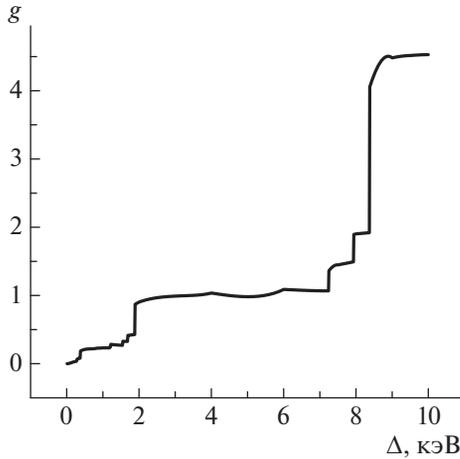


Рис. 1. Отношение (10) вкладов нерезонансного механизма встряски и традиционного резонансно-флуоресцентного механизма в вероятность двойного безнейтринного e -захвата в ^{152}Gd в зависимости от дефекта резонанса Δ .

дополнительную поправку $\sim 30\%$. Видно, что при малых Q резонансный механизм доминирует. При фактическом значении $Q = 0.919$ кэВ вклад нерезонансного механизма встряски составляет 23%. Но при $Q = 3.43$ кэВ вклады обоих механизмов были бы одинаковы. Если бы величина Q составила 10 кэВ, вклад нерезонансного механизма был бы уже в 4.5 раза больше резонансного.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Выше положено начало изучению процессов встряски в безнейтринном двойном ядерном e -захвате. В результате предложен новый механизм безнейтринного двойного ядерного e -захвата. Его

Таблица 1. Результаты расчета матричных элементов F_{sh} (5) и относительной величины поправки g (10) к вероятности безнейтринного $2e$ -захвата на встряску для электронов s -оболочек (для сравнения приведены также значения суммы квадратов матричных элементов (5) и (11), обозначенных Σ_{sh} и Σ_2 соответственно)

Δ , кэВ	$F_{sh} = \langle \phi_f \psi_i \rangle$			Σ_{sh}	Σ_2	B_W	g
	4s	5s	6s				
0.5	0.72	0.30	0.08	0.62	0.90	8.13	0.15
0.65	0.57	0.22	0.06	0.38	0.48	4.81	0.16
0.83	0.45	0.17	0.05	0.23	0.26	2.95	0.16
1.01	0.37	0.14	0.04	0.16	0.16	1.99	0.16
1.2	0.31	0.12	0.03	0.11	0.11	1.41	0.16
1.5	0.25	0.09	0.02	0.071	0.064	0.90	0.16

особенность состоит в том, что это нерезонансный механизм. Поэтому можно ожидать, что он окажется более вероятным при распаде в ядрах, характеризующихся значительным энерговыделением. В случае безнейтринного механизма такие случаи могут сочетаться с большим дефектом резонанса, вследствие чего значительно уменьшается вероятность резонансного распада. Рассмотрение нерезонансного механизма позволяет значительно уточнить оценку периода распада. Расчеты, выполненные для ^{152}Gd , подтверждают это предположение: учет нового механизма увеличивает оценку вероятности двойного захвата на 23% по сравнению с традиционным резонансно-флуоресцентным механизмом. Учитывая полученную в работе [7] оценку периода полураспада этого ядра относительно $0\nu 2e$ -захвата 10^{26} лет в расчете на эффективную массу нейтрино $m_{\beta\beta} = 1$ эВ, получим уточненную оценку полупериода $T_{1/2}^{0\nu} \approx 8.1 \times 10^{25} \left| \frac{1 \text{ эВ}}{m_{\beta\beta}} \right|^2$ лет. Принимая во внимание другие достоинства ^{152}Gd как кандидата на измерение $0\nu 2e$ -захвата [7], такие, как почти полное отсутствие фона от $2\nu 2e$ -захвата ввиду малости фазового пространства для последнего процесса, а также абсолютно наибольшее значение резонансного фактора усиления (9), данный нуклид, по-видимому, остается наиболее вероятным кандидатом для поиска двойного безнейтринного e -захвата как свидетельства майорановской природы нейтрино.

Авторы признательны Ю.Н. Новикову за инициирующие обсуждения. Они также хотели бы поблагодарить И. Алиханова за ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- XENON Collab., Nature **568**, 532 (2019).
- Z. Sujkowski and S. Wycech, Phys. Rev. C **70**, 052501 (2004).
- S. A. Eliseev, Yu. N. Novikov, and K. Blaum, J. Phys. G **39**, 124003 (2012).
- Ф. Ф. Карпешин, Письма в ЭЧАЯ **5**, 636 (2008) [Phys. Part. Nucl. Lett. **5**, 379 (2008)].
- Ф. Ф. Карпешин, М. Б. Тржасковская, В. В. Кузьминов, Изв. РАН. Сер. физ. **76**, 986 (2012) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **76**, 884 (2012)].
- Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика* (Наука, Москва, 1974).
- S. Eliseev, C. Roux, K. Blaum, M. Block, C. Droese, F. Herfurth, H.-J. Kluge, M. I. Krivoruchenko, Yu. N. Novikov, E. Minaya Ramirez, L. Schweikhard, V. M. Shabaev, F. Simkovic, I. I. Tupitsyn, K. Zuber, and N. A. Zubova, Phys. Rev. Lett. **106**, 052504 (2011).

8. A. Migdal, J. Phys. USSR **4**, 449 (1941);
E. L. Feinberg, J. Phys. USSR **4**, 423 (1941).
M. B. Trzhaskovskaya, At. Data Nucl. Data Tables **55**, 43 (1993); **35**, 1 (1986).
9. I. M. Band, M. B. Trzhaskovskaya, C. W. Nestor, Jr., P. O. Tikkanen, and S. Raman, At. Data Nucl. Data Tables **81**, 1 (2002); I. M. Band and
10. J. L. Campbell and T. Papp, At. Data Nucl. Data Tables **77**, 1 (2001).

THE NON-RESONANCE SHAKE MECHANISM OF THE NEUTRINOLESS DOUBLE ELECTRONIC CAPTURE

F. F. Karpeshin¹⁾, M. B. Trzhaskovskaya²⁾, L. F. Vitushkin¹⁾

¹⁾*D.I. Mendeleev Institute for Metrology, St. Peterburg, Russia*

²⁾*National Research Center "Kurchatov Institute" — PNPI, St. Peterburg, Russia*

It is generally accepted that double neutrinoless electron capture is a resonance process. The calculations of the probability of shaking with the ionization of the electron shell occurring during the transformation of ^{152}Gd nuclei are performed below. This nuclide has the lowest resonance defect among all known nuclei, being considered as one of the main candidates for discovering the neutrinoless mode of the transformation. As a result, the contribution of the new mechanism turns out to be smaller than that of the traditional resonance mechanism, thus representing a correction to the decay probability. However, the value of this amendment is high enough, attaining twenty-three percent. It rapidly increases with an increasing resonance defect, so that for other nuclei it is expected to exceed the contribution of the resonance mechanism and become the main mechanism of double neutrinoless electron capture. Therefore, in principle, double neutrinoless e -capture appears not to be a resonance process at all.

ЗАВИСИМОСТЬ РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ЯДЕР, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В γ -ПРОЦЕССЕ, ОТ СКОРОСТИ НУКЛЕОСИНТЕЗА

© 2020 г. И. В. Панов^{1),2)*}, Ю. С. Лютостанский²⁾

Поступила в редакцию 22.12.2019 г.; после доработки 22.12.2019 г.; принята к публикации 22.12.2019 г.

Скорость нуклеосинтеза тяжелых ядер под действием нейтронов определяется астрофизическим сценарием и скоростью бета-распада ядер, вовлеченных в γ -процесс. В результате моделирования выходов тяжелых ядер в γ -процессе и определения их чувствительности к входным данным проанализировано влияние скоростей бета-распадов, рассчитанных на основе разных теоретических моделей, на распространенность тяжелых ядер. Показано, что заметное изменение скорости протекания γ -процесса сильно влияет на процесс формирования третьего пика в распространенности ядер на его размер и положение.

DOI: 10.31857/S0044002720040170

1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс нуклеосинтеза, поддерживаемый быстрым захватом нейтронов (γ -процесс), отвечает за образование в природе более половины всех элементов тяжелее железа. Он происходит в результате быстрого захвата нейтронов и последующих бета-распадов образующихся короткоживущих нейтронно-избыточных ядер, а область его протекания на карте ядер лежит вблизи границы нейтронной стабильности [1–3].

Одним из важнейших вопросов в исследовании γ -процесса является понимание характера развития нуклеосинтеза, в том числе в области трансураниевых ядер, где на движение волны нуклеосинтеза действуют дополнительные факторы, вызванные делением тяжелых ядер и сильно влияющие на конечную структуру наблюдаемой кривой распространенности тяжелых элементов.

Поскольку в астрофизический нуклеосинтез вовлечены нестабильные ядра, неизученные и даже не полученные экспериментально, все значения их характеристик должны браться из теоретических расчетов, в том числе и скорости бета-распадов, определяющие скорость распространения нуклеосинтеза. Параметрами, необходимыми для расчетов вынужденного и запаздывающего деления, являются, в первую очередь, энергии реакций, энергия связи нейтрона и барьеры деления. Действие этих параметров коллективно, но тем не менее важно определить величину модельной зависимости

скорости бета-распада и ее роль в формировании основной структуры кривой распространенности в области среднетяжелых ядер, и особенно пиков A_2 , A_3 , которые образуются во многом благодаря более длительным периодам полураспада ядер с заполненными оболочками.

Хотя деление ядер исключительно важно для понимания протекания γ -процесса в основном сценарии образования тяжелых элементов и отвечает в том числе за заикливание нуклеосинтеза и формирование не только третьего, но и второго пика на кривой распространенности [4, 5], роль бета-распадов, особенно ядер тяжелее свинца, также важна как для скорости продвижения волны нуклеосинтеза, так и для определения продолжительности γ -процесса [6]. Скорости бета-распада формируют не только продолжительность этапов γ -процесса, но и наряду с делением также ответственны за форму и положение пиков на кривой распространенности.

При моделировании процесса быстрого нуклеосинтеза — γ -процесса, в котором образуются ядра от железного пика вплоть до самых тяжелых, — приходится решать системы уравнений, включающие ядерные данные для тысяч ядер и десятки тысяч параметров ядерных реакций. Большинство реакций при γ -процессе происходит с участием короткоживущих и поэтому не изученных экспериментально нейтронно-избыточных ядер, и ядерные данные для делящихся и часто деформированных ядер — сечения деления, барьеры деления, энергии связи нейтрона, массы ядер — продуктов деления и скорости бета-распада, — могут быть получены в настоящее время только (за единичными исключениями) расчетными методами.

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ИТЭФ, Москва, Россия.

²⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

*E-mail: panov_iv@itep.ru

После появления результатов наблюдений распространенности химических элементов в очень старых звездах низкой металличности (см., например, [7]) стало очевидным, что, по крайней мере, в одном из реализующихся в природе сценариев γ -процесса характерное время протекания быстрого нуклеосинтеза τ_r больше времени достижения волной нуклеосинтеза области делящихся ядер — τ_f , и за счет высоких скоростей деления происходит возвращение γ -процесса в область ядер-продуктов деления с установлением квазистационарного тока ядер при $\tau_r - \tau_f > 0$. Мерой установления квазистационарного тока может быть число циклов $n_c = \log 2(\Sigma_i Y_i(r))/(\Sigma_i Y_i(0))$ — время цикла, необходимое для удвоения абсолютных концентраций тяжелых ядер. Для моделирования такого нуклеосинтеза, кроме скоростей бета-распада, нужны расчеты скоростей деления большинства трансурановых ядер.

С момента создания Э. Ферми теории слабого взаимодействия [8] было предложено много разных моделей, от феноменологических до микроскопических, позволяющих прогнозировать периоды бета-распада — $T_{1/2}$.

Необходимые для астрофизических и других приложений такие характеристики тяжелых нейтронно-избыточных ядер, как периоды полураспада и вероятности запаздывающих процессов, рассчитываются на основе силовой функции бета-распада $S_\beta(E)$, получаемой из разных микроскопических моделей, например, QRPA [9] или в ТКФС [10] и [11, 12], решением уравнения для эффективного поля ядра и определяемой в основном коллективными зарядово-обменными возбуждениями, в том числе гигантским гамов-теллеровским (GTR) и пигми-резонансами (PR) [13].

Развитие моделей, позволяющих рассчитывать времена жизни, характеристики запаздывающих процессов для изотопов вблизи пути γ -процесса [11, 14–16], привело к появлению расширенных таблиц этих важных характеристик, позволяющих, с одной стороны, определить устойчивость результатов моделирования процесса нуклеосинтеза к ядерным данным, а с другой, попытаться оценить с помощью наблюдений надежность той или иной ядерно-физической модели в отсутствие экспериментально измеренных ядерных характеристик.

В настоящей работе мы использовали разные расчеты периодов полураспада, как широко использующиеся [14, 15], так и сделанные недавно [17–19].

2. РАСЧЕТЫ НУКЛЕОСИНТЕЗА

Прогнозы значений периодов полураспада ядер $T_{1/2}$ для астрофизических приложений делались

неоднократно [13, 14, 19, 20]. Один из наиболее последовательных [12] был развит на основе функционала плотности DF3 [21], но расчеты пока проведены только для небольшой части ядер, участвующих в γ -процессе и объем известных данных недостаточен для использования их в расчетах γ -процесса. Наиболее широко используются QRPA-расчеты скоростей бета-распада [22], которые использовались и в данной работе наравне с прогнозами [17–19], полученными в расчетах по модифицированной модели [10], основанной на ТКФС [23].

При исследовании влияния нейтронов деления на распространенность тяжелых ядер [24] на стадии окончания γ -процесса была отмечена сильная модельная зависимость распространенности от скорости бета-распадов, что подтверждает необходимость дальнейшего развития моделей бета-распада сильно нейтронно-избыточных ядер.

Для расчетов γ -процесса мы использовали код SyntheR [25], включающий все существующие изотопы всех известных химических элементов вплоть до $Z = 110$. Использованные скорости термоядерных реакций были рассчитаны по статистической модели [26] для ядер с $Z > 83$ и основаны на прогнозах ядерных масс, сделанных по капельной модели (FRDM [27]) или обобщенной модели с коррекцией оболочечной структуры (ETFSI-Q [28, 29]).

Скорости нейтронного захвата, как и вынужденного деления, для ядер с $Z > 82$ взяты из работы [30], а скорости спонтанного и запаздывающего деления — из [31]. Расчетные скорости бета-распада были взяты из [22] и [17–19]. Экспериментальные данные основаны на базе данных NuDat2 (2009) [32] и более поздних публикациях.

Расчеты γ -процесса выполнялись на усредненных траекториях, полученных при параметрическом моделировании слияния двух нейтронных звезд массой $1.4M_\odot$ [33]. Все сравнения были проведены только для одной типичной траектории, со средним значением $Y_e = 0.1$. Расчеты нуклеосинтеза стартовали после начала расширения выброшенного вещества, когда температура падала ниже $T_9 = 7$.

При расчетах деления в настоящей работе мы использовали модель, описанную ранее в работе [31], главное отличие которой от других моделей состоит в том, что учтены 1) все три основные типа деления — вынужденное, запаздывающее и спонтанное, и 2) модель массового распределения [31], которая полагает деление ядер асимметричным при $A < 260$, а при $A > 260$ — симметричным, на два осколка равной массы, и учитывает рост числа мгновенных нейтронов деления при увеличении нейтронного избытка. Влияние разных массовых распределений продуктов деления было показано ранее [4, 24].

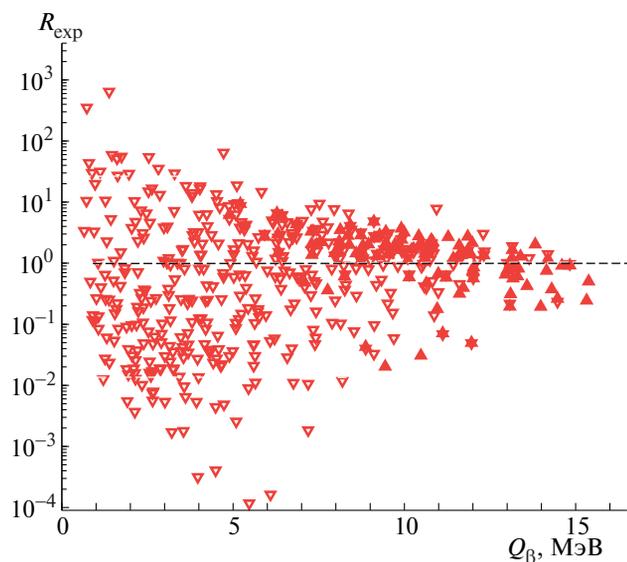


Рис. 1. Отношения $R_{\text{exp}} = T_{1/2}^{\text{ffst}}/T_{1/2}^{\text{exp}}$ прогнозируемых $T_{1/2}^{\text{ffst}}$ и экспериментально измеренных $T_{1/2}^{\text{exp}}$ значений [32] (треугольники вершиной вниз), [34] (треугольники вершиной вверх) периодов бета-распада для ядер с атомным номером Z от 36 до 82 и значениями $T_{1/2} < 100$ мс в области г-процесса.

Заметим также, что мгновенные нейтроны деления и запаздывающие нейтроны могут играть важную роль на поздней стадии замораживания г-процесса при захвате высвобождающихся в процессе деления нейтронов, возможно происходящим после замораживания $(n, \gamma) - (\gamma, n)$ -равновесия.

Ключевой физической величиной, определяющей как скорость нуклеосинтеза, так и наблюдаемую распространенность тяжелых ядер, является скорость бета-распадов. Роль бета-распадов (особенно наиболее тяжелых ядер) важна для скорости образования тяжелых (делящихся) ядер, также как и время, в течение которого делящиеся ядра существуют.

Систематика скоростей реакций и скоростей бета-распада для ядер тяжелее свинца, проведенная нами ранее [31], показала, что существующие прогнозы скоростей бета-распада [22] имеют тенденцию к завышению их величины для сильно нейтронно-избыточных ядер химических элементов тяжелее висмута. Феноменологическое увеличение скоростей бета-распада изотопов данной области и их использование в расчетах г-процесса показало [30], что после коррекции данных согласие результатов расчетов с наблюдениями заметно улучшилось для области ядер с $140 < A < 180$.

В настоящей работе при расчетах нуклеосинтеза тяжелых элементов мы использовали расчеты периодов полураспада [17–19], в которых при расчетах силовой функции $S_{\beta}(E)$ использовался упрощенный подход, развитый в рамках микроскопической ТКФС [23] за счет использования ряда усред-

нений, приводящих к переходу от интегральных уравнений к алгебраическим. При этом не происходит существенной потери точности при расчетах величин $T_{1/2}$, поскольку погрешность расчетов для ядер в области интенсивного г-процесса уменьшается практически на порядок (см. рис. 1). На рис. 2 это показано в сравнении экспериментальных и прогнозируемых значений периодов бета-распада.

Результаты расчетов [17–19] показали значительное увеличение скоростей реакций преимущественно для области ядер, в которой, согласно нашей систематике, они были завышены ($Z > 80$), однако и для ядер с $Z < 80$ скорости реакций [18] оказались больше ранее использовавшихся скоростей бета-распада (см. подпись к рис. 2).

3. РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Влияние модели расчета $T_{1/2}$ на образование тяжелых ядер рассматривалось в рамках сценария слияния нейтронных звезд в рамках модели [33], которая хорошо описывает основные физические параметры выбрасываемого вещества, что подтверждается более подробными и сложными моделями, воспроизводящими процесс слияния компактных объектов [33, 35, 36]. Расчеты нуклеосинтеза были сделаны *off-line*, с разными скоростями бета-распада, полученными как на основе разных моделей [18, 22], так и измененных феноменологически (подробнее см. ниже).

Результаты расчетов нуклеосинтеза тяжелых ядер в сценарии слияния двух нейтронных звезд, проведенные с новыми скоростями реакций [18], оказались отличны от предыдущих результатов (см. рис. 5 в работе [31]). Заметно выросла распространенность ядер с $A \sim 90$, вплоть до значений, близких к наблюдениям. Но платиновый пик заметно сдвинулся в область больших атомных номеров, показав рассогласование с наблюдениями на кривой распространенности.

При феноменологическом увеличении скорости бета-распада для ядер тяжелее свинца, сделанном в 2008 г. [31], ликвидировались недооценки скорости бета-распада ядер из этой области, полученные на основе моделей QRPA + FRDM [22] (см. рис. 2), и заметно улучшалось согласие расчетных распространенностей с наблюдениями (см. рис. 3). Но полная замена скоростей бета-распада [22] на новые данные [18] для всех участвующих в г-процессе элементов, вместо ожидавшегося результата, близкого к показанному на рис. 3 (штриховая кривая), привела к несколько другим эффектам.

Рассчитанные на основе ТКФС скорости бета-распада были применены для всех ядер, а не только

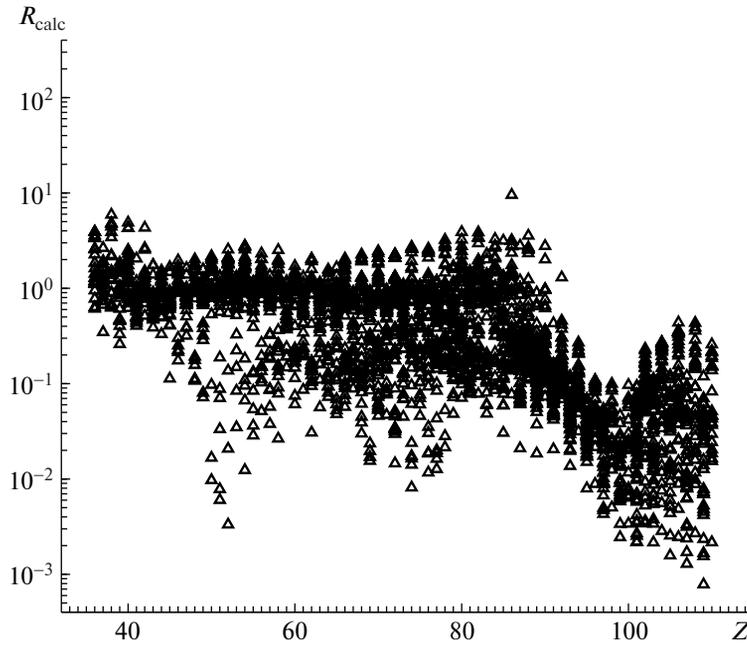


Рис. 2. Сравнение значений периодов бета-распада $T_{1/2}$, рассчитанных на основе разных теоретических моделей: настоящей [10] и квази-RPA с учетом запрещенных переходов [22]. Отношения $R_{\text{calc}} = T_{1/2}^{\text{ffst}}/T_{1/2}^{\text{QRPA}}$ (треугольники) рассчитаны с использованием массовой модели FRDM [27].

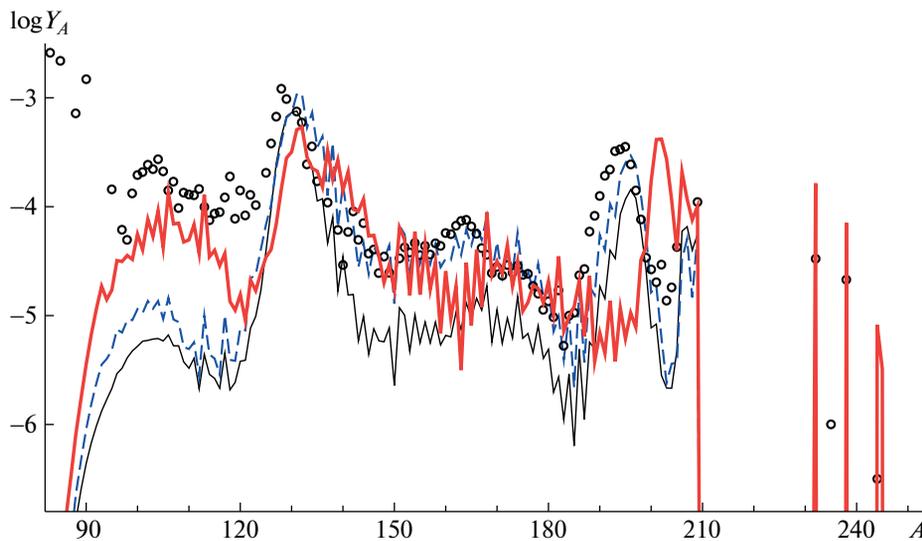


Рис. 3. Распространенности тяжелых ядер, рассчитанные с использованием различных прогнозов скоростей бета-распада: 1) Мёллера и др. [22] (тонкая кривая); 2) то же [22], но скорости бета-распада для всех изотопов с $Z > 82$ увеличены в 4 раза (штриховая кривая); 3) расчеты скорости бета-распада на основе модифицированной ТКФС-модели [10, 17–19] (жирная кривая).

для тех, по которым была выявлено систематическое расхождение скоростей ($Z > 81$). В результате такой смены данных скорость бета-распада ядер, формирующих третий пик на кривой распространенности, также уменьшилась в несколько раз, соответственно увеличилась и скорость прохождения волной нуклеосинтеза пути от области продуктов деления до области деления. Из-за того, что в области интенсивно происходящего g -процесса для нейтронно-избыточных ядер с $S_n < 3$ МэВ,

$T_{1/2}$ (ТКФС) $< T_{1/2}$ (QRPA), скорость волны нуклеосинтеза вырастает в несколько раз, приводя, во-первых, к более быстрому преобразованию ядер в актиниды и трансактиниды, и, во-вторых, к увеличению показателя индекса числа циклов (fission cycling) n_c , что особенно важно для формирования выходов ядер с $140 < A < 180$, когда $n_c > 1$.

В результате расчетов оказалось (см. рис. 3), что распространенность ядер с $90 < A < 110$ выросла в разы за счет резкого увеличения вклада

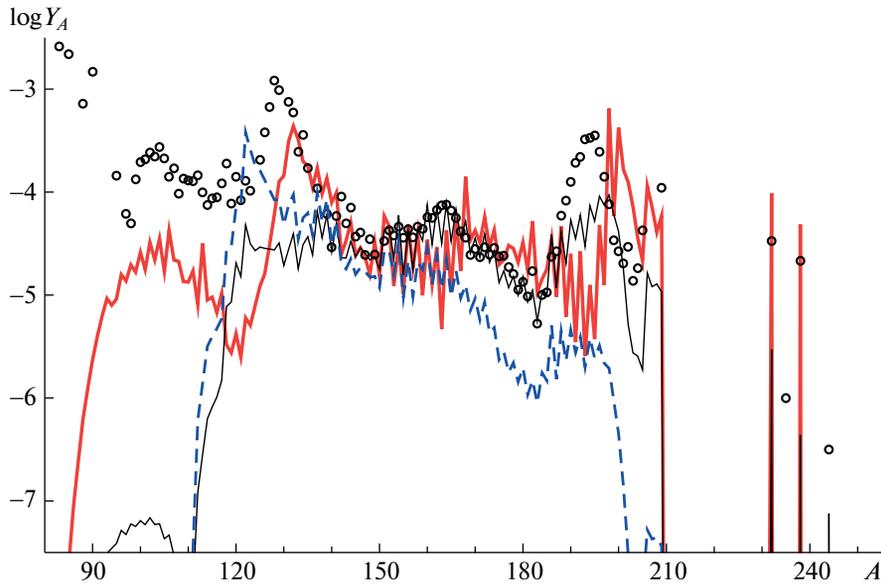


Рис. 4. Влияние величины скорости бета-распада $\ln 2/T_{1/2}$ на формирование ядер с $A > 100$. $\lambda_{\beta}^{\text{norm}} = \lambda_{\beta}^{\text{calc}}/k$ ($1 < k < 6$), $k = 1$ (жирная сплошная кривая), $k = 4.8$ (тонкая сплошная), $k = 6$ (штриховая). Точки — наблюдаемая распространенность г-элементов в Солнечной системе.

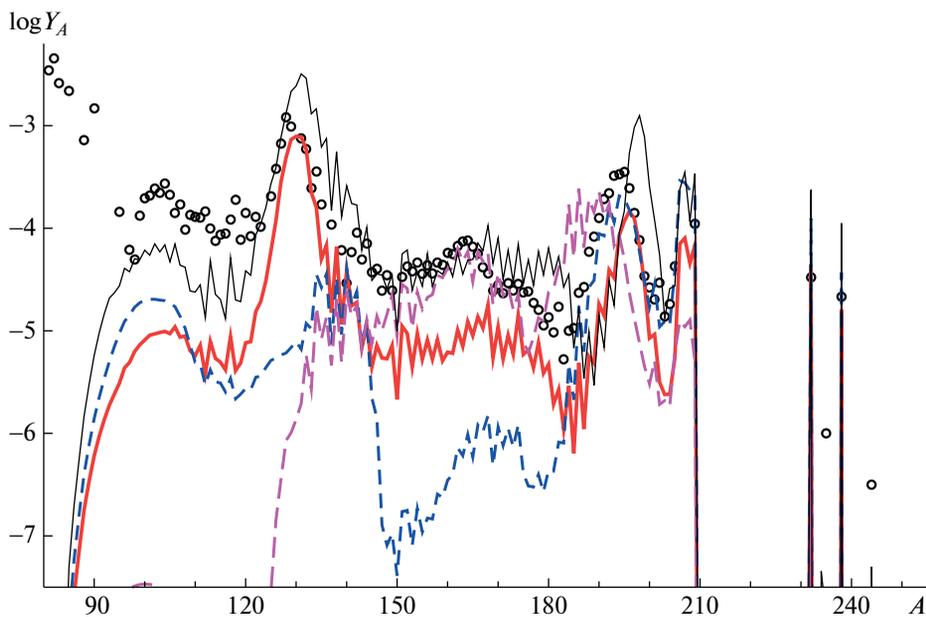


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но расчеты распространенности были получены как с использованием периодов бета-распада, рассчитанных на основе модели [22] (жирная сплошная кривая), так и с одинаковым изменением всех расчетных данных $\lambda_{\beta}^{\text{norm}} = \lambda_{\beta}^{\text{calc}}/k$, где $k = 2.8$ (штриховая), $k = 0.3$ (тонкая сплошная) и $k = 4.7$ (штриховая с длинными штрихами). Точки — наблюдаемая распространенность г-элементов в Солнечной системе.

запаздывающего деления с асимметричным распределением ядер продуктов деления по массе, улучшилось описание распространенности в области редких элементов, но произошел сдвиг пика A_3 в сторону более тяжелых ядер (на $\Delta A \approx 4-5$). Основное объяснение сдвига пика A_3 в том, что прогнозируемые скорости реакций, в отличие от систематики 2008 г. [31], увеличились и для ядер с числом нейтронов $N \sim 126$, что привело к

заметному смещению пика в область больших значений A , при этом не изменяя числа нейтронов для ядер, формирующих пик. Для выявления “чистого” влияния скорости бета-распада на формирование второго и третьего пиков на кривой распространенности были проведены несколько расчетов с параметрически-измененными скоростями бета-распада для ядер за железным пиком со скоростями бета-распада, основанными на расчетах по

модели на основе ТКФС [10, 17–19] (см. рис. 4) и широко используемых в моделировании г-процесса расчетах на основе метода QRPA [22] (рис. 5). В этих расчетах скорости бета-распада определялись как $\lambda_\beta \sim \ln 2/T_{1/2}^{\text{param}}$, где $T_{1/2}^{\text{param}} = k \times T_{1/2}^{\text{calc}}$, а k менялось от 0.3 до 5. При параметрическом увеличении $T_{1/2}^{\text{param}}$ движение волны нуклеосинтеза замедлялось, и г-процесс при максимальном замедлении не успевал войти в область актинидов и образовать источник новых зародышевых ядер. При систематическом увеличении времени жизни всех участвующих в нуклеосинтезе ядер, формирующих, в частности, пик с $A = 130$, третий пик A_3 перемещался на расчетной кривой из области $A \sim 200$ к наблюдаемой позиции с максимумом в $A \sim 196$. Обе серии параметрических расчетов показали, что при значительном увеличении скорости бета-распада (в 5 раз) третий пик смещается примерно на $\Delta A \approx 10$ в область более легких ядер, что логично, поскольку путь г-процесса при ускорении бета-распада лежит ближе к границе нейтронной стабильности, и совпадает качественно с результатами, полученными с использованием скоростей бета-распада, рассчитанных в рамках ТКФС [18]. И на основании этих результатов ясно, что существующие расчеты периодов бета-распада в целом или переоценивают значения бета-распада [22], или недооценивают [18], что и является одной из причин рассогласования расчетных и наблюдаемых распространенностей, что хорошо видно по положениям и величине как пиков A_3 и A_2 , так и пика редкоземельных элементов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ положения пика A_3 и зависимости его положения и формы от модельного и параметрического изменения скорости бета-распадов показывает, что при расчетах г-процесса с новыми периодами бета-распада [18], которые систематически меньше использовавшихся ранее [22] преимущественно в области ядер с $Z > 80$, сравнение теоретических распространенностей тяжелых ядер с наблюдениями для средневзвешенной траектории ($Y_e = 0.10$) стало лучше между пиками (см. рис. 3), но описание пика A_3 несколько ухудшилось за счет немного более заниженных периодов полураспада для ядер с $60 < Z < 80$.

При ускорении г-процесса, когда используются более короткие периоды бета-распада (соответственно более высокие скорости бета-распада), волна нуклеосинтеза проходит ближе к границе нейтронной стабильности и пик A_3 формируется в области ядер с массовым числом $A \sim 200$.

Этот эффект проявляется и при расчетах г-процесса в том же сценарии, но с использованием

другого пакета скоростей бета-распада, основанного на QRPA-прогнозах периодов бета-распада [22]. Сдвиг пика A_3 влево при замедлении протекания нуклеосинтеза происходит, приводя к смещению пика A_3 из области с $A \sim 198$ в область $A \sim 188$, вправо пик сдвигается при ускорении нуклеосинтеза ($k = 0.3$). За счет более высокой скорости бета-распада волна нуклеосинтеза при той же длительности процесса продвинется дальше в область ядер с большими Z и A , что эффективно приведет к увеличению температуры на фронте волны нуклеосинтеза, сдвигу пути в сторону долины стабильности за счет роста скоростей фотодиссоциации и соответствующему сдвигу пика распространенности A_3 вправо. Возможно, это объяснение физики процесса неполно и относится к конкретному сценарию, траектории и ядерным моделям, и может зависеть еще от других факторов. Однако ускорение или замедление движения фронта волны нуклеосинтеза — одна из причин, влияющих на форму и положение пика A_3 , в дополнение к описанному нами ранее [24] процессу сдвига теоретического пика за счет мгновенных нейтронов деления в конце г-процесса.

Таким образом, настоящие расчеты показали, что прогнозы периодов бета-распада $T_{1/2}$ могут существенно влиять на положение платинового пика A_3 даже сильнее, чем нейтроны деления, а результаты моделирования нуклеосинтеза указывают на небольшое завышение периодов бета-распада существующими моделями [18, 22] для ядер из области г-процесса. И очевидно, что развитие новых вариантов микроскопических моделей [37, 38] глобального прогнозирования $T_{1/2}$ исключительно важно для совершенствования моделей быстрого нуклеосинтеза.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-29-21019 мк (расчеты периодов полураспада и распространенности тяжелых ядер) и № 18-02-00670 (расчеты силовой функции бета-распада $S(E)$ для ряда ядер с учетом резонансной структуры).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
2. A. G. W. Cameron, *Astron. Soc. Pac.* **69**, 201 (1957).
3. P. A. Seeger, W. A. Fowler, and D. D. Clayton, *Astrophys. J. Suppl.* **11**, 121 (1965).
4. I. V. Panov, C. Freiburghause, and F.-K. Thielemann, *Nucl. Phys. A* **688**, 587 (2001).
5. I. V. Panov and F.-K. Thielemann, *Nucl. Phys. A* **718**, 647 (2003).
6. Ю. С. Лютостанский, И. В. Панов, *Письма в Астрон. журн.* **14**, 70 (1988) [*Sov. Astron. Lett.* **14**, 168 (1988)].

7. C. Sneden, J. J. Cowan, I. I. Ivans, G. M. Fuller, S. Burles, T. C. Beers, and J. E. Lawler, *Astrophys. J. Lett.* **533**, L139 (2000).
8. E. Fermi, *Z. Phys.* **88**, 161 (1934).
9. J. Krumlinde and P. Möller, *Nucl. Phys. A* **417**, 419 (1984).
10. В. Г. Алексанкин, Ю. С. Лютоостанский, И. В. Панов, *ЯФ* **34**, 1451 (1981) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **34**, 804 (1981)].
11. I. N. Borzov, S. A. Fayans, and E. L. Trykov, *Nucl. Phys. A* **584**, 335 (1995).
12. I. N. Borzov, *Nucl. Phys. A* **777**, 645 (2006).
13. Ю. С. Лютоостанский, *ЯФ* **82**, 440 (2019) [*Phys. At. Nucl.* **82**, 528 (2019)].
14. P. Möller, J. R. Nix, and K.-L. Kratz, *At. Data Nucl. Data Tables* **66**, 131 (1997).
15. K.-L. Kratz, K. Farouqi, and B. Pfeiffer, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **59**, 147 (2007).
16. G. Martínez-Pinedo and K. Langanke, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4502 (1999).
17. I. Panov, Yu. Lutostansky, and F.-K. Thielemann, *J. Phys.: Conf. Ser.* **940**, 012053 (2018).
18. I. V. Panov, Yu. S. Lutostansky, and F.-K. Thielemann, *Nucl. Phys. A* **947**, 1 (2016).
19. И. В. Панов, Ю. С. Лютоостанский, Ф.-К. Тилеманн, *Изв. РАН. Сер. физ.* **79**, 478 (2015) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **79**, 437 (2015)].
20. A. Staudt, E. Bender, K. Muto, and H. V. Klapdor-Kleingrothaus, *At. Data Nucl. Data Tables* **44**, 79 (1990).
21. I. N. Borzov, S. A. Fayans, E. Krömer, and D. Zawischa, *Z. Phys.* **355**, 117 (1996).
22. P. Möller, B. Pfeiffer, and K.-L. Kratz, *Phys. Rev. C* **67**, 055802 (2003).
23. А. Б. Мигдал, *Теория конечных фермисистем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1983) [A. B. Migdal, *Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei* (Nauka, Moscow, 1983)].
24. M. Eichler, A. Arcones, A. Kelic, O. Korobkin, K. Langanke, T. Marketin, T. Martinez-Pinedo, I. Panov, T. Rauscher, S. Rosswog, C. Winteler, N. T. Zinner, and F.-K. Thielemann, *Astrophys. J.* **808**, 30 (2015).
25. И. Ю. Корнеев, И. В. Панов, *Письма в Астрон. журн.* **37**, 930 (2011) [*Astron. Lett.* **37**, 864 (2011)].
26. T. Rauscher and F.-K. Thielemann, *At. Data Nucl. Data Tables* **75**, 1 (2000).
27. P. Möller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki, *At. Data Nucl. Data Tables* **59**, 185 (1995).
28. Y. Aboussir, J. M. Pearson, A. K. Dutta, and F. Tondeur, *At. Data Nucl. Data Tables* **61**, 127 (1995).
29. J. M. Pearson, R. C. Nayak, and S. Goriely, *Phys. Lett. B* **387**, 455 (1996).
30. I. V. Panov, I. Yu. Korneev, T. Rauscher, G. Martínez-Pinedo, A. Kelić-Heil, N. T. Zinner, and F.-K. Thielemann, *Astron. Astrophys.* **513**, A61 (2010).
31. I. V. Panov, Iu. Y. Korneev, and F.-K. Thielemann, *Astron. Lett.* **34**, 189 (2008).
32. NuDat2-8, 2009, National Nuclear Data Center, Information Extracted from the NuDat 2 Database, <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
33. S. Rosswog, M. Liebendorfer, F.-K. Thielemann, M. B. Davies, W. Benz, and T. Piran, *Astron. Astrophys.* **341**, 499 (1999).
34. G. Lorusso, S. Nishimura, Z. Y. Xu, A. Jungclaus, Y. Shimizu, G. S. Simpson, P.-A. Söderström, H. Watanabe, F. Browne, P. Doornenbal, G. Gey, H. S. Jung, B. Meyer, T. Sumikama, J. Taprogge, Zs. Vajta, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 192501 (2015).
35. D. Martin, A. Perego, A. Arcones, F.-K. Thielemann, O. Korobkin, and S. Rosswog, *J. Phys.: Conf. Ser.* **940**, 012047 (2018).
36. S. Rosswog, U. Feindt, O. Korobkin, M.-R. Wu, J. Sollerman, A. Goobar, and G. Martinez-Pinedo, *Class. Quantum Grav.* **34**, 104001 (2017).
37. T. Marketin, L. Huther, and G. Martínez-Pinedo, *Phys. Rev. C* **93**, 025805 (2016).
38. И. Н. Борзов, *ЯФ* **83** (2020) (направлено в ЯФ).

DEPENDENCE OF NUCLEI ABUNDANCE, FORMED IN THE r PROCESS, ON NUCLEOSYNTHESIS RATE

I. V. Panov^{1),2)}, Yu. S. Lutostansky²⁾

¹⁾NRC “Kurchatov Institute” — ITEP, Moscow, Russia

²⁾National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

Nucleosynthesis rate of heavy nuclei formed during multiple neutron captures is defined by nucleosynthesis scenario and beta-decay rates of nuclei involved into the r-process. In the result of the r-process calculations: abundance of heavy nuclei and definition of their dependence on input data, the role of beta-decay rates, calculated by different models, was analyzed as well as their influence on the abundance of heavy nuclei. It was shown that the change of the r-process rate influences strongly the third abundance peak formation, on its size and position.

КОРРЕКЦИЯ КОНЦЕПЦИИ ПСЕВДОПОТЕНЦИАЛА ФЕРМИ В ТЕОРИИ ДИНАМИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

© 2020 г. Ф. С. Джепаров^{1),2)*}, Д. В. Львов^{1),2)}

Поступила в редакцию 05.12.2019 г.; после доработки 05.12.2019 г.; принята к публикации 05.12.2019 г.

Рассмотрено прохождение тепловых нейтронов через среды с разной степенью упорядоченности. Выявлена необходимость изменения стандартной концепции псевдопотенциала Ферми для получения единообразного описания распространения тепловых нейтронов в кристаллических и аморфных средах. Показано, что к удовлетворительным результатам приводит такой псевдопотенциал, который правильно воспроизводит амплитуду рассеяния на одном центре не в первом, а во втором порядке теории возмущений. Получены общие формулы, описывающие прохождение тепловых нейтронов при произвольной степени упорядоченности вещества.

DOI: 10.31857/S004400272003006X

1. ВВЕДЕНИЕ

Под динамическим рассеянием нейтронов обычно подразумевается многократное рассеяние при превалирующем значении интерференционных эффектов. Этот круг явлений называется также нейтронной оптикой. В современной формулировке [1–7] псевдопотенциал Ферми [8] применяется для описания взаимодействия тепловых нейтронов с конденсированными средами и заменяет подлинное сильное взаимодействие $V(r)$ нейтрона с ядром, закрепленным в начале координат, на такое малое взаимодействие $V_\varepsilon^0(r)$, которое дает правильную амплитуду s -рассеяния в первом борновском приближении:

$$V_\varepsilon^0(\mathbf{r}) = -\frac{2\pi}{m} f \delta_\varepsilon(\mathbf{r}), \quad (1)$$

$$\delta_\varepsilon(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi\varepsilon^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{2\varepsilon^2}\right).$$

Здесь f — амплитуда рассеяния, а ε — радиус действия псевдопотенциала, на который налагается условие

$$|f| \ll \varepsilon \ll \lambda, \quad (2)$$

хорошо выполненное для типичных значений $|f| \sim \sim 10^{-12}$ см и длин волн нейтронов $\lambda \gtrsim 10^{-9}$ см. Здесь и далее полагаем постоянную Планка $\hbar = 1$.

Считается, что если выполнено условие (2), то поправки к амплитуде f в высших порядках по

$V_\varepsilon^0(r)$ не превосходят $|f|/\varepsilon$ по порядку величины, и поэтому уравнение Шредингера с потенциалом (1) применяется для описания движения нейтрона в более сложных условиях, когда невозможно ограничиться первым борновским приближением. В частности, в так называемом одноволновом приближении [1, 2, 5], когда нейтрон в диамагнитном веществе с плотностью n описывается плоской волной $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$, этот подход приводит к выводу о том, что $k^2 = k_0^2 - 4\pi n f$, где \mathbf{k}_0 — волновой вектор нейтрона в вакууме. При этом в типичных условиях с $k_0^2 \gg 4\pi n f$ и в пренебрежении тепловыми движениями в среде получается, что пропускание пластины с толщиной l определяется полным сечением σ_{tot} , причем

$$I = I_0 \exp(-n\sigma_{\text{tot}}l), \quad (3)$$

где I_0 и I — входной и прошедший потоки нейтронов соответственно. Здесь предполагается, что толщина пластины не слишком велика, и поэтому можно пренебречь учетом перерассеянных нейтронов, выбывших из первичного пучка. Полное сечение рассеяния нейтрона на одном ядре σ_{tot} связано с мнимой частью амплитуды рассеяния оптической теоремой

$$\text{Im} f = \frac{k}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}, \quad (4)$$

где

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_a, \quad \sigma_{\text{el}} = \sigma_c + \sigma_{\text{inc}}. \quad (5)$$

Здесь σ_a — сечение поглощения нейтрона, а сечение упругого рассеяния σ_{el} складывается из сечений когерентного σ_c и некогерентного σ_{inc} рассеяния. При учете тепловых движений среды, по-

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ИТЭФ, Москва, Россия.

²⁾НИЯУ “МИФИ”, Москва, Россия.

*E-mail: dzheparov@itep.ru

рождающих дополнительное рассеяние с сечением σ_T , соотношение (3) должно оставаться справедливым при замене $\sigma_{\text{tot}} \rightarrow \sigma_{\text{eff}} = \sigma_{\text{tot}} + \sigma_T$. Далее мы ограничимся обсуждением ситуаций, в которых σ_T пренебрежимо мало.

По построению формулы (3) и (4) должны быть верны и для кристалла вдали от условий брэгговского отражения. Ясно, однако, что в идеальной кристаллической решетке нейтрон движется в поле периодического потенциала, и поэтому упругое когерентное рассеяние приводит к образованию блоховских волн (хорошо известных в общей теории твердого тела [9, 10]), а вовсе не к выбыванию нейтронов из пучка. Т.е. при изучении пропускания кристалла правильнее принять, что $\sigma_{\text{el}} = \sigma_{\text{inc}}$. К такому же выводу привел и анализ статьи [11], где показано, что если в псевдопотенциал вместо f подставить $f_0 = \text{Re}f + i\frac{k}{4\pi}\sigma_a$ и вычислить в первом порядке по псевдопотенциалу фазу рассеяния η , то получится правильное полное сечение однократного рассеяния $\sigma_{\text{tot}} = 4\pi(\text{Re}f)^2 + \sigma_a$, а решение уравнения Шредингера для кристалла не будет содержать вышеуказанного затухания волны, обусловленного упругим рассеянием. Данный подход содержит противоречие, состоящее в том, что η определяется в первом порядке по псевдопотенциалу, а далее расчеты ведутся с учетом до η^2 включительно. Поэтому более последовательно было бы и η определить с точностью до второго порядка по псевдопотенциалу. Можно показать, однако, что для кристаллов в рассмотренном в [11] круге вопросов работает не амплитуда f , а соотношение $f/(1 + ikf)$, поэтому использование $f = f_0$ или более точного значения f , но в комбинации $f/(1 + ikf)$ приводит к практически одинаковому результату. Это и определяет достаточность расчета η лишь в первом порядке по псевдопотенциалу для случая, когда положения ядер в кристалле фиксированы.

Тот факт, что пропускание кристаллов превосходит значение, предписываемое формулами (3) и (4), давно известен, см. например, [12, 13]. Поэтому и на основе результатов [11] замена $f \rightarrow f_0$ производится без разъяснений в нейтронной оптике идеальных кристаллов [14, 15].

Другой способ анализа был предложен для аморфных сред в работе [16] (см. также [17]). Он основан на использовании так называемой системы уравнений многократного рассеяния [4–7], в которой в качестве исходного элемента используется не псевдопотенциал, а полная амплитуда рассеяния f . В [16] получено, что корреляции в расположении рассеивателей аморфной среды приводят к существенному изменению соотношения (3), которое справедливо только при их отсутствии.

Вышесказанное показывает необходимость такой формулировки метода псевдопотенциала, который одинаково успешно опишет динамическое рассеяние тепловых нейтронов в средах произвольной упорядоченности. Данная проблема давно известна [18], но никакого ее общего решения до сих пор не предложено. В частности, желательное получение общей формулы, описывающей переход от идеального кристалла к идеально некоррелированной аморфной среде по мере изменения корреляций в расположении ядер. Формулировка такого общего решения на базе уравнения Шредингера и концепции псевдопотенциала является целью данной работы.

Основной вывод нашей работы будет состоять в том, что псевдопотенциал должен строиться так, чтобы правильная амплитуда рассеяния на одном ядре получалась не в основном, а в двух первых порядках теории возмущений. При этом появляется возможность с такой же точностью рассчитывать всю картину динамического рассеяния нейтронов. При этом далее будет показано, что учет тепловых колебаний, приводящий к пространственной делокализации псевдопотенциала, приводит к большему изменению закона дисперсии нейтрона в среде, чем учет коррекции Лэкса–Сирса [16, 17], на желательность наблюдения которой указывалось, например, в работе [19].

2. РАССЕЯНИЕ НА ОДНОМ ЯДРЕ

Отсутствие члена $\sim k\sigma_{\text{el}}$ в мнимой части псевдопотенциала вполне оправдано при изучении эффектов главного порядка по псевдопотенциалу, как, например, в [20], но в более общем случае оно требует специального исследования. Существенно, что псевдопотенциал вводится не для описания отдельного акта рассеяния или формулировки системы уравнений многократного рассеяния, а для получения возможности описания движения нейтрона в среде на основе уравнения Шредингера с потенциалом, допускающим применение теории возмущений. При этом нет никакой необходимости в том, чтобы правильная амплитуда рассеяния на одном ядре получалась в первом борновском приближении. Более того, использование в (1) полной амплитуды рассеяния при таком подходе является просто ошибкой.

Действительно, введем по аналогии с (1) псевдопотенциал

$$V_\varepsilon(\mathbf{r}) = \frac{2\pi}{m} b \delta_\varepsilon(\mathbf{r}), \quad (6)$$

константу b в котором определим далее. С точностью до второго порядка по $V_\varepsilon(r)$ амплитуда рассеяния

$$f(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}') = -\frac{m}{2\pi} \int d^3r e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} V_\varepsilon(\mathbf{r}) - \quad (7)$$

$$-\frac{m}{2\pi} \int d^3r \int d^3r_1 e^{-i\mathbf{k}'\mathbf{r}} V_\varepsilon(\mathbf{r}) G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) \times \quad b_2 = -\frac{k_0}{4\pi} \sigma_a. \quad (14)$$

$$\times V_\varepsilon(\mathbf{r}_1) e^{i\mathbf{k}_0\mathbf{r}_1} = f^{(1)} + f^{(2)},$$

где $\mathbf{k}_0, \mathbf{k}'$ — волновые векторы падающей и рассеянной волн, а $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$ — вектор рассеяния,

$$G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) = \langle \mathbf{r} | G_0(E_0) | \mathbf{r}_1 \rangle =$$

$$= -\frac{m}{2\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} \exp(ik_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|), \quad E_0 = \frac{k_0^2}{2m},$$

$$G_0(E_0) = \left(E_0 - \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + i\eta \right)^{-1}, \quad \eta \rightarrow +0.$$

Здесь \mathbf{p} — оператор импульса нейтрона. При $q\varepsilon \sim k_0\varepsilon = \varepsilon/\lambda \ll 1$ первое слагаемое

$$f^{(1)}(\mathbf{q}) = -\frac{m}{2\pi} \int d^3r e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} V_\varepsilon(\mathbf{r}) = \quad (8)$$

$$= -b(1 + O((k_0\varepsilon)^2)).$$

С той же точностью второе слагаемое в (7) не зависит от q и в нем можно положить $\exp(ik_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|) = 1 + ik_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|$. Поэтому

$$f^{(2)} = (f_1^{(2)} + f_2^{(2)})(1 + O((k_0\varepsilon)^2)), \quad (9)$$

$$f_1^{(2)} = b^2 \int d^3r \int d^3r_1 \delta_\varepsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|^{-1} \times \quad (10)$$

$$\times \delta_\varepsilon(\mathbf{r}_1) = \frac{b^2}{\varepsilon\sqrt{\pi}},$$

$$f_2^{(2)} = ik_0 b. \quad (11)$$

Требование малости $|f_1^{(2)}|$ в сравнении с $|f^{(1)}|$ приводит к фигурирующему в (2) условию $|f| \approx \approx |b| \ll \varepsilon$. Но вклад $f_2^{(2)}$ хотя и мал в сравнении с $f^{(1)}$ по параметру $k_0 |b| \ll 1$, но он содержит именно то, что предписывается оптической теоремой. Поэтому, если мы выберем, как в [1–7], $b = -f$, то учет $f_2^{(2)}$ приведет к удвоению вклада упругого сечения в мнимую часть амплитуды рассеяния, что неверно.

Из вышеизложенного ясно, что псевдопотенциал будет пригоден для расчетов по теории возмущений, если принять, что

$$b = b_1 + ib_2, \quad (12)$$

где действительные b_1 и b_2 описывают упругое рассеяние и поглощение нейтронов соответственно, т.е.

$$\sigma_{\text{el}} = 4\pi b_1^2, \quad (13)$$

При этом, опуская зависящие от радиуса псевдопотенциала ε вклады из (8) и (10), для амплитуды рассеяния получаем

$$f = -b + ik_0 b^2 = -b_1(1 + 2k_0 b_2) + \quad (15)$$

$$+ i \left(\frac{k_0}{4\pi} \sigma_{\text{tot}} - k_0 b_2^2 \right) =$$

$$= -b_1 + i \frac{k_0}{4\pi} \sigma_{\text{tot}} + f' + if'',$$

где $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_a$. Слагаемые $f' = -2k_0 b_1 b_2$ и $f'' = -k_0 b_2^2$ пренебрежимо малы в сравнении с b_1 и $\frac{k_0}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}$ соответственно и далее не учитываются.

Соотношения (6) и (12)–(15) дают более правильное определение псевдопотенциала, чем исходное (1). При этом стандартные уравнения теории многократного рассеяния остаются неизменными, а псевдопотенциал, применяемый в нейтронной оптике идеальных кристаллов [14, 15], непосредственно следует из нашего нового определения. Существенно, что все члены, зависящие от ε , не должны приниматься во внимание как нефизические.

В вышеприведенных расчетах мы для краткости опустили спиновую часть амплитуды. Ее учет производится стандартно, как и в исходной версии теории псевдопотенциала. При этом сохраняется основной вывод о том, что параметры псевдопотенциала должны быть выбраны так, чтобы правильная амплитуда рассеяния воспроизводилась не в главном приближении теории возмущений, а в ее первых двух членах.

3. НЕЙТРОН В СТАТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Покажем, что в новой версии теории псевдопотенциала естественно получается такое описание прохождения нейтронов через образец, образованный статическим массивом одинаковых рассеивателей, которое воспроизводит формулу (3) при полном отсутствии корреляций в расположении рассеивателей, обобщает ее на случай наличия корреляций и приводит к полному отсутствию вклада упругого рассеяния в поглощение нейтронов в случае правильной кристаллической решетки.

Пусть гамильтониан взаимодействия нейтрона со средой имеет вид:

$$H = H_0 + \hat{V}, \quad H_0 = \frac{p^2}{2m}, \quad (16)$$

$$\hat{V} = \sum_{R \in \Omega} n_R \hat{V}_\varepsilon(\mathbf{R}),$$

где $\langle \mathbf{r} | \hat{V} | \mathbf{r}' \rangle = V(\mathbf{r})\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$, $\langle \mathbf{r} | \hat{V}_\varepsilon(\mathbf{R}) | \mathbf{r}' \rangle = V_\varepsilon(\mathbf{r} - \mathbf{R})\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$, Ω — объем образца, а $\delta(\mathbf{r})$ — дельта-функция. Здесь, как и в [21], предполагается, что ядра расположены в некоторой совокупности узлов правильной решетки, для которых числа заполнения $n_{\mathbf{R}} = 1$, а в прочих узлах этой решетки $n_{\mathbf{R}} = 0$. Мы ограничимся простейшим случаем, когда внутри образца все узлы заполнены равномерно и концентрация заполненных узлов $\langle n_{\mathbf{R}} \rangle_c = c$. Здесь и далее символ $\langle \dots \rangle_c$ означает усреднение по конфигурациям примесей, т.е. усреднение по распределению чисел заполнения. Рассматриваемая решетка может быть реальной в случае кристалла, или фиктивной, как в случае аморфной среды, когда объем элементарной ячейки решетки $\Omega_0 \rightarrow 0$ вместе с концентрацией $c \rightarrow 0$ при конечном значении плотности ядер $n = c/\Omega_0$.

Далее нам понадобится корреляционная функция

$$W(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = \frac{1}{\Omega_0^2} \langle (n_{\mathbf{R}} - c)(n_{\mathbf{R}'} - c) \rangle_c = \quad (17)$$

$$= \frac{1}{\Omega_0^2} [c(1 - c)\delta_{\mathbf{R}\mathbf{R}'} + (1 - \delta_{\mathbf{R}\mathbf{R}'})c^2\chi(\mathbf{R}, \mathbf{R}')].$$

Если рассеяние происходит на идеальном кристалле, то все $n_{\mathbf{R}} = 1$, и поэтому $c = 1$, а $W(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = 0$. В противоположном случае аморфной среды $W(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = n\delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}') + n^2\chi(\mathbf{R}, \mathbf{R}')$, а корреляции в расположении ядер проявляются в том, что $\chi(\mathbf{R}, \mathbf{R}') \neq 0$.

В типичных условиях $E_0 = k_0^2/(2m) \gg V_0 = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} d^3r V(\mathbf{r}) = \frac{N}{\Omega} \int_{\Omega} d^3r V_\varepsilon(\mathbf{r})$, где N — число ядер в образце. Поэтому в главном приближении волновая функция нейтрона $\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{r} | \psi_{\mathbf{k}} \rangle$ представляет собой плоскую волну $\phi_{\mathbf{k}_0}(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{r} | \mathbf{k}_0 \rangle = \Omega^{-1/2} \exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{r})$. Для вычисления коэффициента прохождения нейтрона через образец надо уточнить ее на основе уравнения Липпмана–Швингера

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}_0\mathbf{r}) + \int d^3r G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1)V(\mathbf{r}_1)\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}_1)$$

или уравнения Шредингера в форме

$$\left(E_0 + i\eta - H_0 - \hat{V} \right) |\psi_{\mathbf{k}}\rangle = 0. \quad (18)$$

Для построения теории возмущений удобно применить проекционную технику [22], введя проекторы $\pi_{\mathbf{k}} = |\mathbf{k}\rangle\langle \mathbf{k}|$ и $\bar{\pi}_{\mathbf{k}} = 1 - \pi_{\mathbf{k}}$. Здесь $\langle \mathbf{r} | \mathbf{k} \rangle = Z^{-1/2} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$, $Z = \int_{\Omega} d^3r \exp(-2\mathbf{r}\text{Im}\mathbf{k})$, причем, в силу граничных условий, $\mathbf{k} \approx \mathbf{k}_0$. Отметим, что именно функция $\langle \mathbf{r} | \mathbf{k} \rangle$ должна сшиваться с падающей и рассеянной волнами на границе

образца. Подставим в (18) разложение $|\psi_{\mathbf{k}}\rangle = \pi_{\mathbf{k}}|\psi_{\mathbf{k}}\rangle + \bar{\pi}_{\mathbf{k}}|\psi_{\mathbf{k}}\rangle$, составим уравнения на $\pi_{\mathbf{k}}|\psi_{\mathbf{k}}\rangle$ и $\bar{\pi}_{\mathbf{k}}|\psi_{\mathbf{k}}\rangle$ и исключим уравнение на $\bar{\pi}_{\mathbf{k}}|\psi_{\mathbf{k}}\rangle$. В результате получается, что

$$\pi_{\mathbf{k}}(E_0 + i\eta - H_0 - \hat{V})\pi_{\mathbf{k}}|\psi_{\mathbf{k}}\rangle = \quad (19)$$

$$= \pi_{\mathbf{k}}\hat{V}\bar{\pi}_{\mathbf{k}}(E_0 + i\eta - H_0 - \bar{\pi}_{\mathbf{k}}\hat{V}\bar{\pi}_{\mathbf{k}})^{-1}\bar{\pi}_{\mathbf{k}}\hat{V}\pi_{\mathbf{k}}|\psi_{\mathbf{k}}\rangle,$$

$$\bar{\pi}_{\mathbf{k}}|\psi_{\mathbf{k}}\rangle = (E + i\eta - H_0 - \quad (20)$$

$$- \bar{\pi}_{\mathbf{k}}\hat{V}\bar{\pi}_{\mathbf{k}})^{-1}\bar{\pi}_{\mathbf{k}}\hat{V}\pi_{\mathbf{k}}|\psi_{\mathbf{k}}\rangle.$$

Здесь учтено, что $[H_0, \bar{\pi}_{\mathbf{k}}] = 0$. Первое из этих соотношений является уравнением на $E = \frac{k^2}{2m} = \langle \mathbf{k} | H_0 | \mathbf{k} \rangle$, второе определяет поправку $\bar{\pi}_{\mathbf{k}}|\psi_{\mathbf{k}}\rangle$ к главному приближению $\pi_{\mathbf{k}}|\psi_{\mathbf{k}}\rangle = \xi|\mathbf{k}\rangle$, а константа ξ определяется из условия нормировки $\langle \psi_{\mathbf{k}} | \psi_{\mathbf{k}} \rangle = 1$ в объеме образца.

Если мнимая часть E пренебрежимо мала, то $\langle \mathbf{k} | \hat{V} | \mathbf{k} \rangle = V_0$. Покажем, что это равенство остается в силе и когда мнимая часть k_2 длины вектора \mathbf{k} удовлетворяет условию $k_2r_c = k_2n^{-1/3} \ll 1$. Действительно, пусть $\text{Im}E \neq 0$. В этом случае

$$\langle \mathbf{k} | \hat{V} | \mathbf{k} \rangle = \int_{\Omega} d^3r \exp(-2\mathbf{r}\text{Im}\mathbf{k})V(\mathbf{r})/Z = \quad (21)$$

$$= \sum_{\mathbf{R} \in \Omega} n_{\mathbf{R}} \int_{\Omega} d^3r \exp(-2\mathbf{r}\text{Im}\mathbf{k})V_\varepsilon(\mathbf{r} - \mathbf{R})/Z \approx$$

$$\approx V_0\Omega_0 \sum_{\mathbf{R} \in \Omega} n_{\mathbf{R}} \exp(-2\mathbf{R}\text{Im}\mathbf{k})/Zc.$$

Здесь учтено, что $\int d^3r V_\varepsilon(\mathbf{r}) = V_0\Omega_0/c$ и $\varepsilon|\text{Im}\mathbf{k}| \ll \varepsilon|k| \ll 1$. Сумма в (21) содержит много приблизительно одинаковых слагаемых и является самоусредняющейся. Поэтому

$$\langle \mathbf{k} | \hat{V} | \mathbf{k} \rangle \approx V_0\Omega_0 \sum_{\mathbf{R} \in \Omega} \exp(-2\mathbf{R}\text{Im}\mathbf{k})/Z \approx \quad (22)$$

$$\approx V_0 \int_{\Omega} d^3r \exp(-2\mathbf{r}\text{Im}\mathbf{k})/Z = V_0.$$

Уравнение (19) можно записать в более компактной форме:

$$E = E_0 + i\eta - \langle \mathbf{k} | \hat{V} | \mathbf{k} \rangle - \quad (23)$$

$$- \langle \mathbf{k} | \hat{V}\bar{\pi}_{\mathbf{k}}(E_0 + i\eta - H_0 - \bar{\pi}_{\mathbf{k}}\hat{V}\bar{\pi}_{\mathbf{k}})^{-1}\bar{\pi}_{\mathbf{k}}\hat{V} | \mathbf{k} \rangle \approx$$

$$\approx E_0 + i\eta - V_0 -$$

$$- \langle \mathbf{k} | (\hat{V} - V_0)G_0(E_0)(\hat{V} - V_0) | \mathbf{k} \rangle + O(\hat{V}^3).$$

В последнем преобразовании учтено соотношение (22) и удержаны члены не выше квадратичных по псевдопотенциалу V .

Матричный элемент $\langle \mathbf{k} | (\widehat{V} - V_0) G_0(E_0) (\widehat{V} - V_0) | \mathbf{k} \rangle$ является самоусредняющимся по числам заполнения по тем же причинам, которые были описаны при выводе (22). Поэтому, полагая

$$\begin{aligned} \widehat{V} - V_0 &= \Delta \widehat{V}_c + \Delta \widehat{V}_0, \\ \Delta V_c(\mathbf{r}) &= V(\mathbf{r}) - \langle V(\mathbf{r}) \rangle_c = \\ &= \sum_{\mathbf{R} \in \Omega} (n_{\mathbf{R}} - c) V_\varepsilon(\mathbf{r} - \mathbf{R}), \\ \Delta V_0(\mathbf{r}) &= \langle V(\mathbf{r}) \rangle_c - V_0 = \\ &= \sum_{\mathbf{R} \in \Omega} c [V_\varepsilon(\mathbf{r} - \mathbf{R}) - V_0/(cN)], \end{aligned}$$

получаем, что квадратичная по потенциалу поправка к энергии равна

$$\begin{aligned} &\left\langle \mathbf{k} | (\widehat{V} - V_0) G_0(E_0) (\widehat{V} - V_0) | \mathbf{k} \right\rangle = \\ &= \left\langle \mathbf{k} \left| \left\langle (\Delta \widehat{V}_c + \Delta \widehat{V}_0) G_0(E_0) (\Delta \widehat{V}_c + \Delta \widehat{V}_0) \right\rangle_c \right| \mathbf{k} \right\rangle = \\ &= \Delta E_c + \Delta E_0, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \Delta E_c &= \left\langle \mathbf{k} \left| \left\langle \Delta \widehat{V}_c G_0(E_0) \Delta \widehat{V}_c \right\rangle_c \right| \mathbf{k} \right\rangle, \quad (24) \\ \Delta E_0 &= \left\langle \mathbf{k} \left| \Delta \widehat{V}_0 G_0(E_0) \Delta \widehat{V}_0 \right| \mathbf{k} \right\rangle. \end{aligned}$$

В итоге существуют две поправки второго порядка к энергии: ΔE_c , связанная с отличием потенциала от среднего по различным конфигурациям расположения ядер, и ΔE_0 , связанная с отличием среднего по конфигурациям потенциала от среднего по объему

$$E = \frac{k^2}{2m} = E_0 + i\eta - V_0 - \Delta E_0 - \Delta E_c. \quad (25)$$

Потенциал $\Delta V_0(\mathbf{r})$ периодичен и может быть представлен разложением

$$\Delta V_0(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{g} \neq 0} e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} U_{\mathbf{g}},$$

где \mathbf{g} — вектор обратной решетки. Подставляя это разложение в (24), получаем

$$\Delta E_0 = \sum_{\mathbf{g}\mathbf{g}' \neq 0} U_{\mathbf{g}} U_{\mathbf{g}'} \langle \mathbf{k} | e^{i\mathbf{g}'\mathbf{r}} G_0(E_0) e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} | \mathbf{k} \rangle.$$

Для большого кристалла с объемом $\Omega \rightarrow \infty$ при чисто действительном $\Delta V_0(\mathbf{r})$ (т.е. при $b_1 = 0$) имеем

$$\Delta E_0 = \sum_{\mathbf{g} \neq 0} |U_{\mathbf{g}}|^2 \left(E_0 - \frac{(\mathbf{g} + \mathbf{k})^2}{2m} + i\eta \right)^{-1}. \quad (26)$$

Одноволновое приближение применимо, если $E_0 \neq (\mathbf{k} + \mathbf{g})^2/(2m)$, поэтому $i\eta$ в (26) можно опустить; в результате ΔE_0 является действительным и не приводит к затуханию нейтронной волны.

В случае прохождения нейтронов через пластины конечной толщины D вычисления показывают, что $\text{Im} \Delta E_0 \sim \frac{V_0^2}{mk_0^2} \frac{1}{Dk_0}$. Порождаемое этим сдвигом затухание волновой функции в кристалле равно $\exp(-D\Delta k)$, где $D\Delta k \sim Dk_0 \text{Im} E_0/E_0 \sim V_0^2/E_0^2$, что пренебрежимо мало для тепловых нейтронов.

Сумма в (26) расходится при $\varepsilon \rightarrow 0$, поскольку при этом $U_{\mathbf{g}} = \frac{2\pi b_1 c}{m\Omega_0} \tilde{\delta}_\varepsilon(\mathbf{g}) \rightarrow \frac{2\pi b_1 c}{m\Omega_0}$ и не зависит от \mathbf{g} . Здесь $\tilde{\delta}_\varepsilon(\mathbf{g}) = \int d^3r \delta_\varepsilon(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{g}\mathbf{r})$. Конечное в этом пределе выражение получится, если произвести следующее преобразование:

$$\begin{aligned} \Delta E_0 &= \sum_{\mathbf{g} \neq 0} \frac{|U_{\mathbf{g}}|^2}{E_0 - (\mathbf{g} + \mathbf{k})^2/2m} = \quad (27) \\ &= \left(\sum_{\mathbf{g} \neq 0} -\frac{\Omega_0}{(2\pi)^3} \int d^3g P \right) \times \\ &\times \frac{|U_{\mathbf{g}}|^2}{E_0 - (\mathbf{g} + \mathbf{k})^2/2m} + \Delta E'_0(\varepsilon). \end{aligned}$$

Здесь $\int d^3g P$ понимается как интеграл в смысле главного значения, а

$$\begin{aligned} \Delta E'_0(\varepsilon) &= \frac{\Omega_0}{(2\pi)^3} \times \quad (28) \\ &\times \int d^3g P \frac{|U_{\mathbf{g}}|^2}{E_0 - (\mathbf{g} + \mathbf{k})^2/2m} = \\ &= \frac{1}{\Omega_0} \int d^3r d^3r' V_\varepsilon(r) V_\varepsilon(r') \times \\ &\times \int \frac{d^3g}{(2\pi)^3} P \frac{\exp[i\mathbf{g}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')] }{E_0 - (\mathbf{g} + \mathbf{k})^2/2m} = \\ &= -\frac{m}{2\pi\Omega_0} \int d^3r d^3r' V_\varepsilon(r) V_\varepsilon(r') \frac{\cos(k|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \\ &= -\frac{2\pi b^2 c^2}{m\Omega_0} \frac{1}{\varepsilon\sqrt{\pi}} (1 + O(k^2\varepsilon^2)). \end{aligned}$$

Здесь в последнем равенстве использовано соотношение (10). Видно, что $\Delta E'_0(\varepsilon)/V_0 \sim b/\varepsilon$, и, в

соответствии с общим правилом работы с псевдопотенциалом Ферми, этот вклад должен быть отброшен как нефизический. Т.е. в рассматриваемом приближении и для статической среды $\Delta E'_0(\varepsilon) = 0$. В (28), как и в (26), (27), принято, что $\text{Im}b = 0$.

4. ВКЛАД КОЛЕБАНИЙ СРЕДЫ

Вывод о том, что энергетическое слагаемое (28) не должно учитываться, правилен для рассеяния на неподвижных ядрах. Однако при анализе динамической дифракции с учетом тепловых колебаний гамильтониан (16) должен быть усреднен по состоянию кристалла. При этом

$$\begin{aligned} V_\varepsilon(\mathbf{r} - \mathbf{R}) &\rightarrow V_T(\mathbf{r} - \mathbf{R}) = & (29) \\ &= \langle V_\varepsilon(\mathbf{r} - \mathbf{R} - \mathbf{u}_\mathbf{R}) \rangle_T = \frac{2\pi b}{m} \delta_{\varepsilon_T}(\mathbf{r} - \mathbf{R}), \\ \varepsilon_T &= \sqrt{\varepsilon^2 + \varepsilon_u^2}, \quad \varepsilon_u^2 = \frac{1}{3} \langle \mathbf{u}_\mathbf{R}^2 \rangle_T. \end{aligned}$$

Здесь $\mathbf{u}_\mathbf{R}$ — смещение ядра из его среднего положения в узле \mathbf{R} , а усреднение $\langle \dots \rangle_T$ производится по равновесному распределению колебаний в кристалле. При выводе формулы (29) учтено, что в гармоническом приближении распределение смещений — гауссово [9], т.е. $\langle \delta(\mathbf{r} - \mathbf{u}_\mathbf{R}) \rangle_T = \delta_{\varepsilon_u}(\mathbf{r})$. Фурье-образ этой функции дает фактор Дебая–Валлера в теории упругого однократного рассеяния.

Известно, что даже амплитуда нулевых колебаний соизмерима с атомными масштабами [9] и много больше, чем типичные значения амплитуды рассеяния f . Поэтому в формуле (28) с $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_T = \sqrt{\varepsilon^2 + \varepsilon_u^2}$ уже возможен переход к пределу $\varepsilon \rightarrow 0$. При этом остается $\varepsilon_T = \varepsilon_u$, а радиус псевдопотенциала ε исключается из всех связанных с (28) величин.

В этой ситуации соотношение (28) с $\Delta E'_0(\varepsilon = \varepsilon_T = \varepsilon_u)$ дает реальный ненулевой вклад в ΔE_0 и в динамику нейтрона. Отметим, что этот вклад $\sim (b/\varepsilon_u)V_0$ и он существенно больше, чем первый член в (27), который имеет порядок $\sim (b/\Omega_0^{1/3})V_0$.

Обычно в теории неупругого рассеяния усреднение производится по начальной волновой функции рассеивающего объекта. При этом дальнейшему усреднению по гиббсову ансамблю состояний кристалла подлежат уже непосредственно наблюдаемые величины, такие, например, как поток нейтронов. Такой подход тоже приведет к появлению вклада $\sim \frac{b^2 c^2}{m\Omega_0 \varepsilon_T}$ в энергетических параметрах (и в законе дисперсии $k(E_0)$), но возможно отличие в численных коэффициентах. Мы в данной работе

применяем своеобразную “эргодическую гипотезу”, согласно которой эту двухступенчатую процедуру заменяем прямым усреднением гамильтониана (16) по ансамблю состояний кристалла. Степень ее адекватности следует выяснить в последующих исследованиях. В настоящий момент существенно, что в предшествующих работах по нейтрон-

ной оптике влияние вклада $\sim \frac{b^2 c^2}{m\Omega_0 \varepsilon_T}$ было совсем не отражено, тогда как, например для кристаллов, меньший первый член из (27) фактически содержится уже в уравнении (25) статьи Голдбергера и Зейтца [11]. В целом в данном вопросе мы сталкиваемся с неформализованной проблемой об оптимальном выборе проекционного оператора Накаджима–Цванцига P при выводе кинетических уравнений для физических подсистем (в нашем случае для подсистемы нейтрона в системе нейтрон + кристалл). В общем случае, если существенная часть ρ_1 матрицы плотности, достаточная для описания кинетики подсистемы, определяется соотношением $\rho_1 = P\rho$, где ρ — матрица плотности всей системы с гамильтонианом H_S , то кинетика подсистемы описывается уравнением

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_1 &= -iPLP\rho_1 - & (30) \\ & - \int_0^t d\tau PL\bar{P} \exp(-iL\bar{P}L\bar{P}\tau) \bar{P}LP\rho_1(t - \tau) = \\ & = -i\hat{\Omega}\rho_1 - \int_0^t d\tau \hat{M}(\tau)\rho_1(t - \tau). \end{aligned}$$

Здесь, как обычно (см., например, [23, 24]), использован супероператор L , определенный соотношением $LF = [H_S, F]$, где F — обычный квантовомеханический оператор, а $\bar{P} = 1 - P$. Наша процедура усреднения гамильтониана (16) по ансамблю состояний кристалла соответствует, например, проектору $P\rho = \rho_T \text{Tr}_T \rho$, где след вычисляется по состояниям кристалла, а ρ_T — его гиббсово равновесное распределение. При этом матрица частот $\hat{\Omega}$ описывает нейтронную оптику, причем $\hat{\Omega}\rho_1 = [H_0 + \langle \hat{V} \rangle_T, \rho_1]$. Ядро памяти $\hat{M}(\tau)$ учитывает все прочие процессы, среди которых наиболее изучено некогерентное рассеяние фононами [1, 20], которое выводит нейтроны из интерференции с начальным пучком. Естественно, что ядро памяти влияет и на нейтронную оптику, например, через учет выбывания нейтронов из первичного пучка. Аналогичную роль имеют матрица частот и релаксационный супероператор в кинетических уравнениях Линдблада, контуры соответствующей теории для нейтронной оптики строились в работе [25].

5. ПОПРАВКИ К ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНА В СРЕДЕ

Таким образом, с учетом колебаний среды

$$\Delta E_0 = \lim_{g_m \rightarrow \infty} \left(\sum_{\mathbf{g} \neq 0} -\frac{\Omega_0}{(2\pi)^3} \int d^3 g P \right) \times \\ \times \vartheta(g < g_m) \frac{|U_{\mathbf{g}}|^2}{E_0 - (\mathbf{g} + \mathbf{k})^2 / 2m} + \Delta E'_0(\varepsilon_u).$$

Теперь при любом конечном g_m можно выполнить переход к $\varepsilon = 0$ и в первом слагаемом из (27). В итоге

$$\Delta E_0 = \left(\frac{2\pi bc}{m\Omega_0} \right)^2 \times \quad (31) \\ \times \lim_{g_m \rightarrow \infty} \left(\sum_{\mathbf{g} \neq 0} -\frac{\Omega_0}{(2\pi)^3} \int d^3 g P \right) \times \\ \times \vartheta(g < g_m) \frac{1}{E_0 - (\mathbf{g} + \mathbf{k})^2 / 2m} - \frac{2\pi b^2 c^2}{m\Omega_0} \frac{1}{\varepsilon_u \sqrt{\pi}}.$$

В этом выражении мы уже сняли ограничение $b = b_1$, использованное выше для упрощения обсуждения формулы (26).

Отметим, что в аморфной среде, т.е. в пределе, когда $c \rightarrow 0$, $c/\Omega_0 = \text{const}$, получается, что $\Delta E_0 = 0$.

С точностью до квадратичных по псевдопотенциалу членов включительно

$$\Delta E_c = \Omega_0^2 \sum_{\mathbf{R}, \mathbf{R}' \in \Omega} W(\mathbf{R}, \mathbf{R}') M_T(\mathbf{R}, \mathbf{R}'), \quad (32)$$

где, как и в (31), мы учли колебания среды заменой (29). При этом

$$M(\mathbf{R}, \mathbf{R}') \rightarrow M_T(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = \quad (33) \\ = \left\langle \mathbf{k} \left| \widehat{V}_T(\mathbf{R}) G_0(E_0) \widehat{V}_T(\mathbf{R}') \right| \mathbf{k} \right\rangle = \\ = \exp(i\mathbf{k}(\mathbf{R} - \mathbf{R}')) \frac{1}{Z} \int d^3 r d^3 r' \exp(i\mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')) \times \\ \times V_T(r) G_0(\mathbf{R} + \mathbf{r} - \mathbf{R}' - \mathbf{r}') V_T(r').$$

Если $\mathbf{R} \neq \mathbf{R}'$, то можно пренебречь изменением $G_0(\mathbf{R} + \mathbf{r} - \mathbf{R}' - \mathbf{r}')$ на масштабе ε_u радиуса псевдопотенциала, и

$$M_T(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = -\frac{2\pi b^2 \exp(ik|\mathbf{R} - \mathbf{R}'|)}{mZ |\mathbf{R} - \mathbf{R}'|} \times \\ \times \exp(i\mathbf{k}(\mathbf{R} - \mathbf{R}')).$$

Если $\mathbf{R} = \mathbf{R}'$, то интеграл уже был вычислен ранее (см. (7), (9)–(11)),

$$M_T(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = -e^{-2\mathbf{R} \text{Im} \mathbf{k}} \frac{2\pi}{mZ} f^{(2)} =$$

$$= -e^{-2\mathbf{R} \text{Im} \mathbf{k}} \frac{2\pi}{mZ} \left(\frac{b^2}{\varepsilon_u \sqrt{\pi}} + ikb^2 \right).$$

В итоге, используя (17) и (32), получаем

$$\Delta E_c = \Delta E_c^{(0)} + \Delta E_c^{(1)}, \quad (34)$$

$$\Delta E_c^{(0)} = -\Omega_0^2 \sum_{\mathbf{R} \in \Omega} W(\mathbf{R}, \mathbf{R}') e^{-2\mathbf{R} \text{Im} \mathbf{k}} \times \quad (35) \\ \times \frac{2\pi}{mZ} \left(\frac{b^2}{\varepsilon \sqrt{\pi}} + ikb^2 \right) = \\ = -c(1-c) \frac{2\pi}{m\Omega_0} \left(\frac{b^2}{\varepsilon_u \sqrt{\pi}} + ikb^2 \right),$$

$$\Delta E_c^{(1)} = \frac{2\pi b^2 c^2}{mZ} \sum_{\mathbf{R}, \mathbf{R}' \in \Omega} (1 - \delta_{\mathbf{R}\mathbf{R}'} \times \quad (36) \\ \times \chi(\mathbf{R}, \mathbf{R}') \frac{\exp(ik|\mathbf{R} - \mathbf{R}'|)}{|\mathbf{R} - \mathbf{R}'|} \exp(i\mathbf{k}(\mathbf{R} - \mathbf{R}'))).$$

В случае рассеяния на аморфном образце, толщина которого существенно больше радиуса корреляции функции $\chi(\mathbf{R}, \mathbf{R}')$, соотношение (36) совпадает с корреляционной поправкой Лэкса–Сирса [16, 17].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование показывает, что для применения в естественных задачах рассеяния низкоэнергетических нейтронов псевдопотенциал должен строиться так, чтобы выполнение оптической теоремы при рассеянии на изолированном рассеивателе происходило не в первом, а во втором порядке теории возмущений. При этом обеспечивается возможность последовательного расчета более сложных процессов динамической дифракции на больших рассеивающих системах.

Полученные соотношения (25), (31) и (34)–(36) дают достаточно общее решение для поведения нейтронной волны в образце. Они показывают, что в случае идеального кристалла (т.е. при $c = 1$, когда $W(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = 0$) длина упругого рассеяния $\text{Re} b$ не дает вклад в $\text{Im} E$ и, соответственно, в коэффициент прохождения нейтронов. В случае аморфной среды без корреляций $W(\mathbf{R}, \mathbf{R}') = n\delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}')$ и, в главном приближении по $\text{Re} E$, получается $E = E_0 + i\eta - V_0 + i2\pi n k b^2 / m$, что приводит к классическому результату (3). При наличии же корреляций следует применять более общие формулы (25), (31) и (34)–(36).

В целом проведенное исследование показывает, что для дальнейшего повышения точности предсказаний в нейтронной оптике необходимо более обстоятельное исследование на основе кинетического уравнения (30) или его аналогов.

Благодарим за полезные обсуждения Л.Н. Богданову, А.Д. Гулько, Б.Л. Иоффе, Б.О. Кербикова, В.В. Федорова и А.И. Франка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. И. И. Гуревич, Л. В. Тарасов, *Физика нейтронов низких энергий* (Наука, Москва, 1965).
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика* (Наука, Москва, 1989).
3. А. Абрагам, М. Гольдман, *Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок* (Мир, Москва, 1984), т. 2.
4. A. L. Barabanov and S. T. Belyaev, *Eur. Phys. J. B* **15**, 59 (2000).
5. В. В. Федоров, *Нейтронная физика* (Изд-во ПИЯФ, Санкт-Петербург, 2004).
6. M. Utsuro and V. K. Ignatovich, *Handbook of Neutron Optics* (Wiley-VCH Verlag, 2010).
7. Ф. С. Дзепаров, Д. В. Львов, *Нейтронные исследования конденсированных сред* (НИЯУ МИФИ, Москва, 2012).
8. E. Fermi, *Ricerca Sci.* **2**, 13 (1936).
9. Дж. Займан, *Принципы теории твердого тела* (Мир, Москва, 1974).
10. О. Маделунг, *Теория твердого тела* (Наука, Москва, 1980).
11. M. L. Goldberger and F. Seitz, *Phys. Rev.* **71**, 294 (1947).
12. M. D. Whitacker and H. G. Beyer, *Phys. Rev.* **55**, 1101 (1939).
13. L. J. Rainwater, W. W. Havens, Jr., J. R. Dunning, and C. S. Wu, *Phys. Rev.* **73**, 733 (1948).
14. V. F. Sears, *Phys. Rep.* **82**, 1 (1982).
15. H. Rauch and S. A. Werner, *Neutron Interferometry* (Oxford Univ. Press, 2015).
16. M. Lax, *Phys. Rev.* **85**, 621 (1952).
17. V. F. Sears, *Phys. B* **151**, 156 (1988).
18. H. Ekstein, *Phys. Rev.* **83**, 721 (1951).
19. G. V. Kulin, A. N. Strepetov, A. I. Frank, P. Geltenbort, S. V. Goryunov, M. Jentschel, and D. V. Kustov, *Phys. Lett. A* **378**, 2553 (2014).
20. А. Ахизер, И. Померанчук, *Некоторые вопросы теории ядра* (Гос. изд-во тех.-теор. лит., Москва–Ленинград, 1950).
21. Ф. С. Дзепаров, Д. В. Львов, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 518 (2000) [*JETP Lett.* **72**, 360 (2000)].
22. Н. Марч, У. Янг, С. Сампантхар, *Проблема многих тел в квантовой механике* (Мир, Москва, 1969).
23. Д. Форстер, *Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции* (Атомиздат, Москва, 1980).
24. F. S. Dzheparov and D. V. Lvov, *Appl. Magn. Reson.* **48**, 989 (2017).
25. L. Lanz and B. Vacchini, *Phys. Rev. A* **56**, 4826 (1997).

CORRECTION OF THE FERMI PSEUDOPOTENTIAL CONCEPT IN THE THEORY OF DYNAMIC SCATTERING OF THERMAL NEUTRONS

F. S. Dzheparov^{1),2)}, D. V. Lvov^{1),2)}

¹⁾NRC “Kurchatov Institute” — ITEP, Moscow, Russia

²⁾National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute),
Moscow, Russia

The passage of thermal neutrons through a crystal or disordered medium is considered. The necessity of changing the standard concept of the Fermi pseudopotential to obtain a uniform description of the interference effects in crystalline and amorphous media is revealed. It is shown that a pseudopotential, which correctly reproduces the amplitude of scattering at one center in the second order of perturbation theory, leads to satisfactory results. General relations have been obtained that describe the passage of a neutron wave at arbitrary degree of orderliness of matter.

РЕЗУЛЬТАТЫ ДАЛЬНЕЙШЕГО АНАЛИЗА ДАННЫХ ТЯНЬ-ШАНСКОЙ УСТАНОВКИ ПО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМУ СПЕКТРУ ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЭНЕРГИЯХ $2 \times 10^{13} - 3 \times 10^{17}$ эВ

© 2020 г. Е. Н. Гудкова^{1)*}, Н. М. Нестерова^{1)**}

Поступила в редакцию 20.11.2019 г.; после доработки 27.12.2019 г.; принята к публикации 27.12.2019 г.

Энергетический спектр первичного космического излучения при энергиях $2 \times 10^{13} - 3 \times 10^{17}$ эВ представлен по данным Тянь-Шанской установки на основании регистрации числа электронов в широких атмосферных ливнях. При энергиях $5 \times 10^{15} - 3 \times 10^{17}$ эВ спектр получен на установке АДРОН и расширен на область низких энергий от 2×10^{13} эВ по результатам отдельного эксперимента. Детально проанализированы и описаны изменения наклона в области энергий $10^{16} - 3 \times 10^{17}$ эВ и особенность спектра около 10^{17} эВ. Спектр сравнивается с результатами ряда других установок.

DOI: 10.31857/S0044002720030101

ВВЕДЕНИЕ

По экспериментальным данным Тянь-Шанской (690 г см^{-2}) установки [1–4] был получен энергетический спектр первичного космического излучения (ПКИ) в широком диапазоне первичной энергии $E_0 = 2 \times 10^{13} - 3 \times 10^{17}$ эВ, основанный на спектре широких атмосферных ливней (ШАЛ) по числу электронов N_e . Величина N_e определялась по показаниям системы сцинтилляционных детекторов с учетом их калибровки по газоразрядным счетчикам. В диапазоне энергий $E_0 = 2 \times 10^{13} - 10^{15}$ эВ спектр был получен в отдельном эксперименте, предназначенном специально для регистрации ШАЛ низких энергий [5, 6].

ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

На основании спектра ШАЛ по числу электронов N_e был рассчитан энергетический спектр ПКИ. Переход от N_e к первичной энергии E_0 осуществлялся методом розыгрыша “искусственных” ШАЛ по модели MQ1 А.М. Дунаевского [7].

Так же, как в публикации [8] (2017 г.), но в отличие от [4] (1995 г.), для данных установки АДРОН спектр по E_0 был пересчитан от спектра ливней по числу электронов N_e с использованием

нового, уточненного алгоритма определения параметра функции пространственного распределения электронов S (“возраст” ШАЛ).

В обработку отбирались ливни в пределах зенитного угла $\theta < 30^\circ$. На основании моделирования регистрации и отбора ШАЛ установкой для ливней разной энергии определено расстояние R от центра, где эффективность регистрации ливня равна 100% (для событий с $E_0 = 2 \times 10^{13} - 10^{15}$ эВ — радиус $R < 10$ м, для $E_0 = 3 \times 10^{15} - 10^{16}$ эВ — радиус $R < 20$ м и для $E_0 = 10^{16} - 3 \times 10^{17}$ эВ — радиус $R < 55$ м).

В отличие от [3, 4] в настоящей работе анализ данных АДРОН был проведен по последнему периоду эксплуатации установки с наиболее надежной регистрацией ливней. Кроме того, исключен ряд излишних для данного анализа критериев отбраковки кадров в исходном банке данных ШАЛ. В частности, это привело к некоторому увеличению интенсивности ПКИ при $E_0 > 5 \times 10^{15}$ эВ по сравнению с [8].

Относительно химического состава ПКИ: наши измерения на установке АДРОН [8] показали изменение доли разных ядер в диапазоне $E_0 = 10^{15} - 3 \times 10^{17}$ эВ с ростом энергии. Наблюдается существенное увеличение роли “тяжелых” ядер в ПКИ при росте E_0 от 5×10^{15} эВ к $E_0 \sim 10^{17}$ эВ: доля ШАЛ с пологой функцией пространственного распределения электронов (с большим значением “возраста” S) растет на несколько порядков. На увеличение этой доли указывают и результаты

¹⁾Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: gudkovaen@lebedev.ru

**E-mail: nesterovanm@lebedev.ru

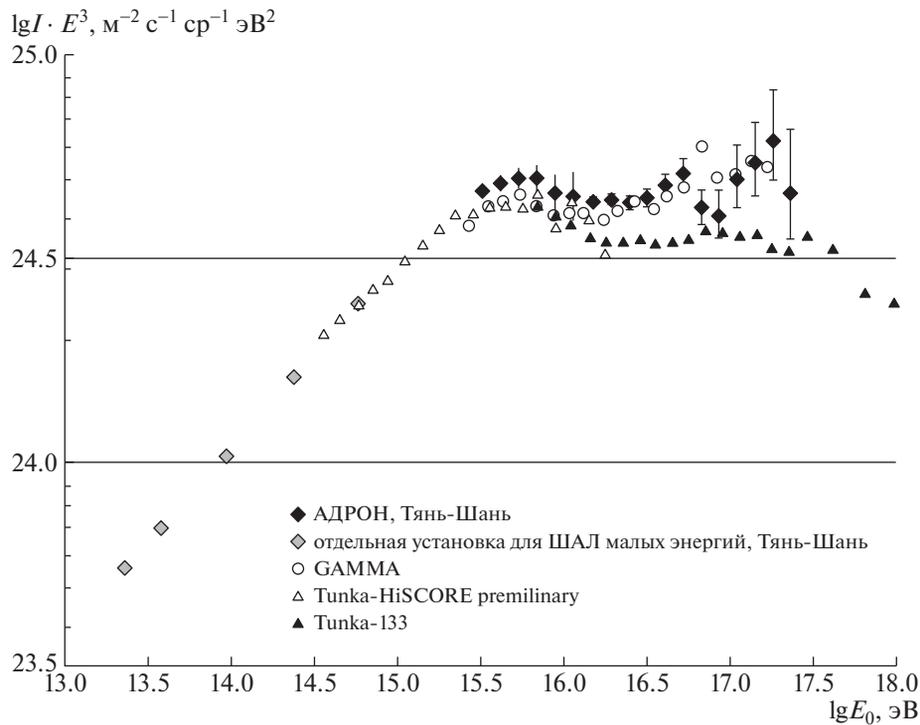


Рис. 1. Дифференциальный энергетический спектр первичного космического излучения $I \cdot E_0^3$ по данным различных установок. Точки: \blacklozenge — АДРОН (Тянь-Шань), \diamond — отдельная установка для ШАЛ малых энергий (Тянь-Шань), \circ — ГАММА (Арагац), \triangle — Tunka-HiSCORE Preliminary (Прибайкалье), \blacktriangle — Tunka-133 (Прибайкалье).

других экспериментов. При $E_0 = 10^{16} - 3 \times 10^{17}$ эВ одновременно наблюдается некоторое увеличение количества ШАЛ с малыми S , образуемых “легкими” ядрами [8].

Надо отметить, что для уровня гор соотношение между N_e и E_0 слабее зависит от ядерного состава ПККИ, чем для высот вблизи уровня моря.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ С ДАННЫМИ ДРУГИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 1 для сравнения со спектром АДРОН представлены спектры, полученные на установках ГАММА [9] в диапазоне энергий $E_0 = 10^{15} - 3 \times 10^{17}$ эВ, и Tunka [10, 11] при $E_0 = 3 \times 10^{14} - 10^{18}$ эВ. На рис. 2, кроме того, показаны спектры установок HiRes [12], Ice-TOР [13], TALE [14] и Yakutsk [15] в разных диапазонах от 10^{15} до 10^{18} эВ. На рис. 3 приведено сравнение нашего спектра с четырьмя вариантами спектра, полученного KASCADE-Grande Collaboration [16] при использовании моделей SIBYLL, EPOS и EPOS-LHC, где видна существенная зависимость результата от примененной модели.

В спектре АДРОН первое изменение показателя происходит в области известного “колена” при $E_0 \sim 3 \times 10^{15}$ эВ. Далее, в области энергий свыше

2×10^{16} эВ (на рис. 1–3 — в единицах $I \cdot E_0^3$, где I — интенсивность ПККИ) спектр становится более пологим. Затем при $E_0 = (5-8) \times 10^{16}$ эВ зарегистрирован некоторый подъем со следующим спуском. В районе $E_0 \sim 10^{17}$ эВ наблюдается скачок спектра. Этот скачок сохраняется при разных выборках данных: при варьируемых объеме выборки, ширине шага, границах анализируемых интервалов и проч., что усиливает его статистическую достоверность.

Кроме АДРОНа похожие изменения спектра в диапазоне $E_0 = 10^{15} - 5 \times 10^{17}$ эВ наблюдаются и на большинстве других установок: при $E_0 \sim 3 \times 10^{15}$ эВ — “колени”, затем, при $E_0 \sim 2 \times 10^{16}$ эВ, начинается более пологая область, а в районе от 6×10^{16} до 10^{17} эВ происходит подъем разной величины с последующим падением.

Надо отметить, что на установке ГАММА, которая расположена примерно на той же высоте над уровнем моря, что и Тянь-Шанская, зарегистрирован скачок спектра при $E_0 \sim 10^{17}$ эВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дифференциальный энергетический спектр первичного космического излучения получен на

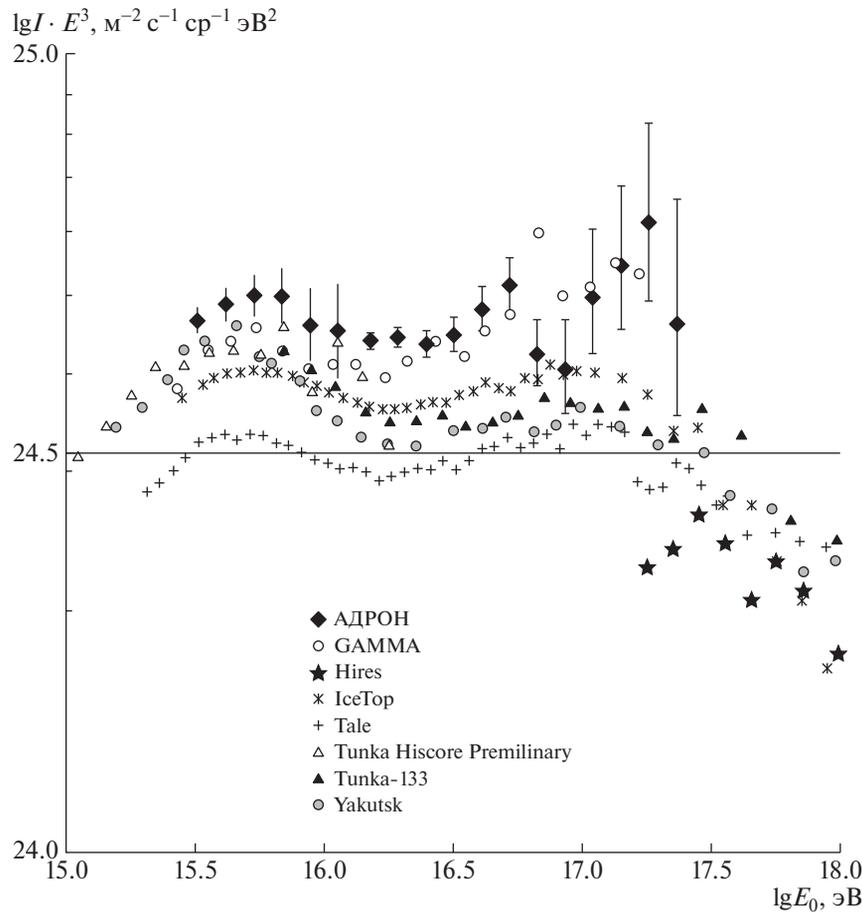


Рис. 2. Дифференциальный энергетический спектр первичного космического излучения $I \cdot E_0^3$ по данным различных установок. Точки: \blacklozenge — АДРОН (Тянь-Шань), \circ — GAMMA, \star — Hires, \ast — Ice-TOP, $+$ — TALE, \triangle — Tunka-HiSCORE Preliminary, \blacktriangle — Tunka-133, \bullet — Yakutsk.

Тянь-Шане в широком диапазоне энергий $E_0 = 2 \times 10^{13} - 3 \times 10^{17}$ эВ. Спектр показан в сравнении со спектрами ряда других установок: для E_0 от 2×10^{13} эВ (рис. 1) и E_0 от 10^{15} эВ (рис. 2, 3). В исследуемом диапазоне наклон спектра претерпевает несколько изменений, описанных в разделе “Сравнение результатов с данными других экспериментов”. В областях $E_0 = (5-8) \times 10^{16}$ эВ и $E_0 \sim 10^{17}$ эВ наблюдаются скачки спектра.

Подобное поведение спектра регистрируется также на других установках и описано в целом ряде публикаций. В разных экспериментах начало и величина подъема спектра при $E_0 \sim 10^{17}$ эВ различны, что может объясняться использованием разных моделей пересчета измеряемой величины ШАЛ к E_0 и способов анализа данных. Так, протестированные KASCADE-Grande Collaboration модели: SIBYLL, EPOS, EPOS-LHC, QGSJETII-04, QGSJETII-02 [16] показали отличие интенсивности до 2 раз. На рис. 3 дано сравнение четырех из этих спектров с нашими данными.

Данные Тянь-Шанской установки [17] о росте неупругого сечения взаимодействия протонов в воздухе до 10 ПэВ ПККИ, полученные по энергетическому спектру адронов с энергией свыше 1 ТэВ, соответствуют модели QGSJETII-04. В дальнейшем можно пересчитать энергетический спектр ПККИ от числа N_e по этой модели.

В области, близкой к $E_0 \sim 10^{17}$ эВ, необходимо предположить изменение доли разных ядер в химическом составе [8] (особенно увеличение доли “тяжелых” ядер) по сравнению с более низкими энергиями.

Поскольку, кроме АДРОНа, изменения наклона спектра в диапазоне $E_0 = 3 \times 10^{15} - 10^{18}$ эВ наблюдаются на многих установках: GAMMA, HiRes II, Ice-TOP, KASCADE-Grande, TALE, TIBET, Yakutsk и др., то эти изменения могут быть следствием влияния новых физических процессов в ПККИ и нуждаются в детальном изучении и истолковании. Для их объяснения предложен ряд гипотез в работах [9, 16, 18, 19] и др.

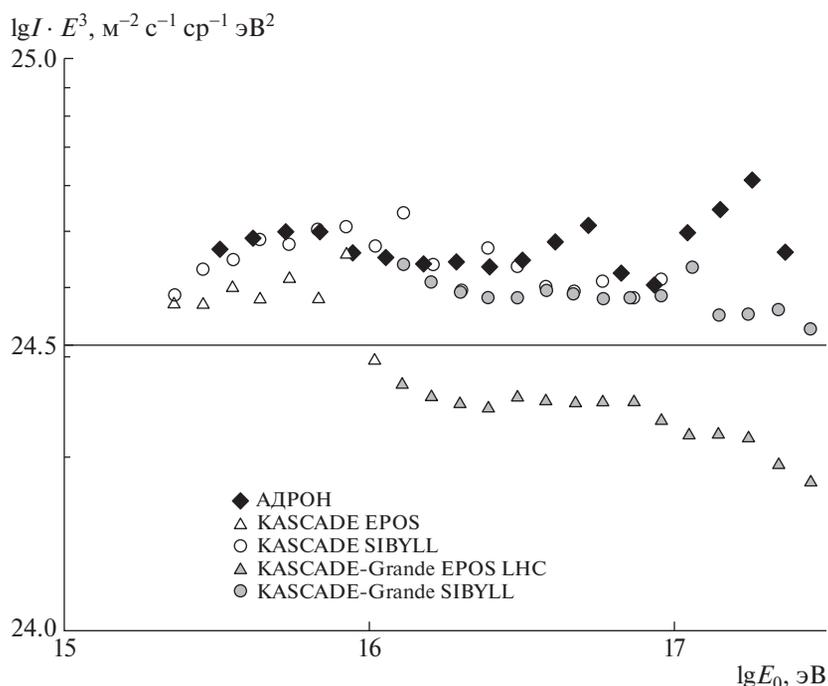


Рис. 3. Дифференциальный энергетический спектр первичного космического излучения $I \cdot E_0^3$ по данным различных установок. Точки: \blacklozenge — АДРОН (Тянь-Шань), \triangle — KASCADE EPOS, \circ — KASCADE SIBYLL, \blacktriangle — KASCADE-Grande EPOS LHC, \bullet — KASCADE-Grande SIBYLL.

Авторы благодарят большой коллектив сотрудников [1–4], а также всех, принимавших участие в создании Тянь-Шанской установки и проведении измерений, получении банка данных, разработке алгоритмов обработки и анализе результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. S. Adamov, V. V. Arabkin, K. V. Barkalov, N. G. Vildanov, A. G. Dubovy, A. D. Erlykin, B. B. Kadyrsisov, S. K. Machavariani, R. A. Nam, N. M. Nesterova, S. I. Nikolsky, V. P. Pavluchenko, V. P. Stavrev, K. V. Cherdyntseva, A. P. Chubenko, and S. B. Shaulov, in *Proceedings of the 20th International Cosmic Ray Conference, Moscow, USSR, 1987*, HE. 6, p. 144.
2. Д. С. Адамов, В. В. Арабкин, Н. Г. Вильданов, Л. И. Вильданова, П. А. Дятлов, Н. С. Коновалова, С. К. Мачавариани, Н. М. Нестерова, С. И. Никольский, В. В. Пискаль, С. А. Полищук, К. В. Чердынцева, А. П. Чубенко, А. Л. Щепетов, С. Б. Шаулов, Изв. АН СССР. Сер. физ. **55**, 703 (1991).
3. Л. И. Вильданова, Н. М. Нестерова, А. П. Чубенко, ЯФ **57**, 2231 (1994) [*Phys. At. Nucl.* **57**, 2145 (1994)].
4. N. M. Nesterova, A. P. Chubenko, P. A. Djatlov, and L. I. Vildanova, in *Proceedings of the 24th International Cosmic Ray Conference, Roma, Italy, 1995*, Vol. 2, p. 748.
5. V. S. Aseikin, S. K. Machavariani, S. I. Nikolsky, and E. I. Turkish, in *Proceedings of the 18th International Cosmic Ray Conference, Bangalore, India, 1983*, Vol. 8, p. 71.
6. S. K. Machavariani, N. M. Nesterova, S. I. Nikolsky, V. A. Romakhin, and E. I. Turkish, in *Proceedings of the 17th International Cosmic Ray Conference, Paris, France, 1981*, Vol. 6, p. 193.
7. A. M. Dunaevsky *et al.*, AIP Conf. Proc. **276**, 136 (1995).
8. E. N. Gudkova, N. M. Nesterova, N. M. Nikolskaya, and V. P. Pavlyuchenko, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **81**, 457 (2017).
9. R. M. Martirosov, A. P. Garyaka, H. S. Vardanyan, A. D. Erlykin, N. M. Nikolskaya, Y. A. Gallant, L. W. Jones, H. A. Babayan, *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **409**, 12081 (2012), arXiv: 1201.0235.
10. V. V. Prosin, S. F. Berezhnev, N. M. Budnev, M. Brückner, A. Chiavassa, O. A. Chvalaev, A. V. Dyachok, S. N. Epimakhov, A. V. Gafarov, O. A. Gress, T. I. Gress, D. Horns, N. N. Kalmykov, N. I. Karpov, S. N. Kiryuhin, E. N. Konstantinov, *et al.*, EPJ Web Conf. **99**, 04002 (2015).
11. V. V. Prosin, S. F. Berezhnev, N. M. Budnev, A. Chiavassa, O. A. Chvalaev, A. V. Dyachok, S. N. Epimakhov, O. A. Gress, T. I. Gress, N. N. Kalmykov, N. I. Karpov, E. N. Konstantinov, A. V. Korobchenko, E. E. Korosteleva, L. A. Kuzmichev, *et al.*, EPJ Web Conf. **121**, 03004 (2016).

12. P. Sokolsky and G. B. Thomson, *J. Phys. G* **34**, R401 (2007), arXiv: 0706.1248 [astro-ph].
13. Ice Cube–Gen2 Collab., *PoS (ICRC2015)* 694.
14. R. U. Abbasi, M. Abe, T. Abu-Zayyad, M. Allen, R. Azuma, E. Barcikowski, J. W. Belz, D. R. Bergman, S. A. Blake, R. Cady, B. G. Cheon, J. Chiba, M. Chikawa, A. Di Matteo, T. Fujii, K. Fujita, *et al.*, arXiv: 1803.01288v1 [astro-ph.HE].
15. S. Knurenko, I. Petrov, Z. Petrov, and I. Sleptsov, *PoS (ICRC2015)* 252.
16. M. Bertaina, W. D. Apel, J. C. Arteaga-Velázquez, K. Bekk, J. Blümer, H. Bozdog, I. M. Brancus, E. Cantoni, A. Chiavassa, F. Cossavella, K. Daumiller, V. de Souza, F. Di Pierro, P. Doll, R. Engel, D. Fuhrmann, *et al.*, *PoS (ICRC2015)* 359.
17. N. M. Nesterova, *EPJ Web Conf.* **145**, 19001 (2017).
18. A. D. Erlykin and A. W. Wolfendale, *J. Phys. G* **23**, 979 (1997).
19. S. B. Shaulov and S. P. Bezshapov, *EPJ Web Conf.* **52**, 04010 (2013).

RESULTS OF THE FURTHER ANALYSIS OF TIEN-SHAN ARRAY DATA ON THE ENERGY SPECTRUM OF PRIMARY COSMIC RAYS AT $2 \times 10^{13} - 3 \times 10^{17}$ eV

E. N. Gudkova¹⁾, N. M. Nesterova¹⁾

¹⁾*P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The primary cosmic ray energy spectrum at $2 \times 10^{13} - 3 \times 10^{17}$ eV is presented by Tien-Shan array data based on the registration of the number of electrons of extensive air showers. At $5 \times 10^{15} - 3 \times 10^{17}$ eV the spectrum was obtained by means of the HADRON array and was extended to the low energies from 2×10^{13} eV by data of the separate experiment. This spectrum was analyzed in detail at $10^{16} - 3 \times 10^{17}$ eV range and some features of the spectrum slope above 10^{17} eV were observed. The spectrum is compared with results of some other arrays.