

СОДЕРЖАНИЕ

Том 85, номер 4, 2022

ЯДРА

Эксперимент

Эмиссия высокоэнергетических альфа-частиц в реакциях взаимодействия ^{48}Ca с ядрами Ta, Au и U при энергии 280 МэВ

Ю. Э. Пенионжкевич, В. В. Самарин, С. М. Лукьянов, В. А. Маслов, Д. Азнабаев, Т. Исатаев, К. Мендибаев, С. С. Стукалов, А. В. Шахов

228

Достоверность результатов фотоядерных экспериментов на ядре ^{58}Ni

В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин

237

Нейтронный метод измерения объемного распределения водорода в различных объектах

А. М. Бакаляров, Г. В. Мурадян

249

Теория

Спиновые ножницы и спин-флип

Е. Б. Бальбуцев

259

Самосогласованное исследование свойств основных состояний и β -распада изотопов кислорода и фтора

И. Н. Борзов, С. В. Толоконников

273

Связь нуль-звуковых возбуждений в симметричной и асимметричной ядерной материи

В. А. Садовникова, М. А. Соколов

283

Метод приближенного учета прицельного параметра в реакциях слияния—деления тяжелых ионов в рамках стохастической модели с тремя динамическими параметрами

В. Л. Литневский, А. Л. Литневский, Г. И. Косенко, Ф. А. Иванюк

296

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

Регистрация солнечных нейтрино средних энергий с помощью реакции захвата нейтрино на ядре ^{115}In

И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, В. И. Гуренцов, Г. Я. Новикова, В. В. Синев, Е. А. Янович

305

ЭМИССИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ АЛЬФА-ЧАСТИЦ В РЕАКЦИЯХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ^{48}Ca С ЯДРАМИ Ta, Au И U ПРИ ЭНЕРГИИ 280 МэВ

© 2022 г. Ю. Э. Пенионжкевич^{1),2)}, В. В. Самарин^{1),3)},
С. М. Лукьянов¹⁾, В. А. Маслов^{1)*}, Д. Азнабаев¹⁾, Т. Исатаев¹⁾,
К. Мендибаев¹⁾, С. С. Стукалов¹⁾, А. В. Шахов^{1),3)}

Поступила в редакцию 15.02.2022 г.; после доработки 15.02.2022 г.; принята к публикации 24.02.2022 г.

С помощью магнитного анализатора высокого разрешения (установка МАВР) в реакциях на пучках ^{48}Ca при энергии 280 МэВ с мишенями ^{181}Ta , ^{197}Au и ^{238}U измерены энергетические спектры альфа-частиц под углом 0° . Чувствительность методики позволила измерить выходы альфа-частиц на 5–6 порядков меньше максимального выхода. Показана зависимость сечения образования альфа-частиц от их энергии связи в ядре-мишени. Проведен анализ полученных экспериментальных данных с использованием модели двух- и трехтельных каналов реакции и модели движущихся источников.

DOI: 10.31857/S0044002722040092

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие двух сложных ядер может сопровождаться вылетом большого количества альфа-частиц. В энергетических спектрах этих частиц, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами, наблюдается несколько компонент. Одна из них — это испарительные частицы из возбужденных продуктов реакции, характеристики которых описываются статистическими моделями. Другая компонента связана с неравновесными процессами — это высокоэнергетические частицы с направленным вперед угловым распределением [1]. Исследование энергетических спектров альфа-частиц под разными углами показало, что наблюдается значительное увеличение выхода высокоэнергетических альфа-частиц по сравнению с тем, что ожидается из расчетов по испарительной модели распада составного ядра [2]. В работе [3] было показано, что вылет быстрых частиц происходит на первой стадии реакции до установления статистического равновесия в оставшихся ядрах. После вылета неравновесных частиц остаются возбужденные ядра с определенным распределением по Z , A и энергии возбуждения. На второй, испарительной, стадии происходит девозбуждение образовавшихся на первой стадии ядер. Кроме

того, из экспериментальных данных [4] следует, что существует большая вероятность образования составного ядра после вылета быстрой частицы в направлении первичного пучка на ранней стадии быстрого прямого процесса. Остаток ядра-снаряда вместе с ядром-мишенью либо образует составное ядро, либо образует двойную ядерную систему, которая после обмена массой, энергией, угловым моментом распадается, образуя продукты, характерные для реакции глубоко неупругого столкновения тяжелых ионов.

Важную информацию о механизме образования быстрых заряженных частиц могут дать измерения их инклюзивных энергетических спектров под разными углами. Настоящая работа предпринята с целью получения информации о механизме вылета быстрых альфа-частиц и легких ядер в реакциях с ионами ^{48}Ca с использованием магнитного анализатора высокого разрешения (установки МАВР) [5].

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился на пучках ионов ^{48}Ca с энергией 280 МэВ на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ. Для формирования профиля пучка использовалась магнитная оптика циклотрона У-400, дополненная системой диафрагм. Профиль пучка контролировался с помощью двух профилометров. Размер пучка ионов ^{48}Ca на мишени составлял 5×5 мм при интенсивности 100 нА. В эксперименте использовались мишени ^{238}U толщиной

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия.

³⁾Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия.

*E-mail: maslov_vova@mail.ru

1 мкм, ^{181}Ta толщиной 2 мкм и ^{197}Au толщиной 6 мкм. Угловое разрешение регистрирующих детекторов с учетом расходимости пучка на мишени составляло $\pm 0.8^\circ$. С целью разделения продуктов реакции и ядер пучка под передними углами использовался магнитный анализатор высокого разрешения (МАВР) с фокальной плоскостью длиной 1.5 м, что позволяло разделять по позиции быстрые заряженные частицы и ядра пучка. Энергетический диапазон продуктов реакции, которые могли быть зарегистрированы анализатором, составлял $E_{\text{max}}/E_{\text{min}} = 5.2$ при энергетическом разрешении $\Delta E/E = 5 \times 10^{-4}$. Анализатор обладал хорошей линейной зависимостью дисперсии и разрешения по всей длине (1500 мм) фокальной плоскости. Угол отклонения частиц в анализаторе составлял 110.7° . Такая система анализа и регистрации частиц позволяла проводить измерения энергетических спектров легких заряженных частиц в диапазоне энергий 30–110 МэВ. Использование анализатора МАВР для регистрации легких заряженных частиц позволяло проводить эксперименты под передними углами с пучками ионов ^{48}Ca высокой интенсивности (до $5 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$) и, таким образом, измерять энергетические спектры частиц вплоть до энергий частиц, выход которых составлял 10^{-5} – 10^{-6} от максимального значения.

Регистрация продуктов реакции в фокальной плоскости анализатора осуществлялась с помощью полупроводниковых телескопов. Местоположение продуктов в фокальной плоскости и соответствующие им ионные заряды (Q_i) сравнивались со значениями, рассчитанными с помощью программы LISE [6]. Продукты ядерных реакций анализировались магнитным полем анализатора, где отделялись от первичного пучка и идентифицировались в его фокальной плоскости детекторной системой, состоящей из трех полупроводниковых телескопов (рис. 1).

Находящаяся в фокальной плоскости спектрометра детекторная система позволяла регистрировать и идентифицировать продукты ядерных реакций по заряду Z и массовому числу A , по потере энергии ΔE и полной энергии E . Для регистрации высокоэнергичных легких заряженных частиц использовалось три полупроводниковых кремниевых телескопа с толщинами детекторов ΔE_1 , ΔE_2 , E , равными 50, 700 и 3200 мкм. Толщины детекторов подбирались таким образом, чтобы обеспечить регистрацию и идентификацию альфа-частиц в энергетическом диапазоне 30–120 МэВ.

Для защиты детекторов от рассеянных ионов пучка перед каждым телескопом была установлена алюминиевая фольга толщиной 80 мкм. Толщина фольги выбиралась с учетом того, чтобы ядра ^{48}Ca

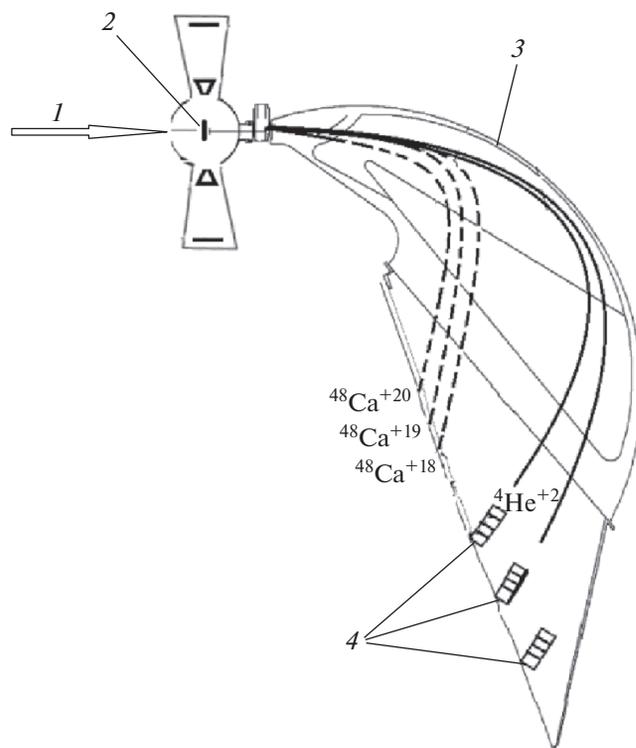


Рис. 1. Схема проведения эксперимента на установке магнитного анализатора высокого разрешения (МАВР): 1 — пучок ядер ^{48}Ca с энергией 280 МэВ, 2 — мишень, 3 — магнит МСП-144, 4 — детекторы фокальной плоскости.

с энергией до 280 МэВ полностью останавливались в алюминиевой фольге перед кремниевыми детекторами. В каждый из трех телескопов попадали альфа-частицы соответствующей определенной магнитной жесткости, определяемой положением телескопа на фокальной плоскости анализатора. Энергия и поток пучка ионов на мишени определялись с помощью детектора упругого рассеяния, расположенного под углом 28° в реакционной камере.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

Дифференциальные сечения образования альфа-частиц в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$, $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ под углом 0° в широком диапазоне энергий представлены на рис. 2. В эксперименте удалось измерить выходы альфа-частиц на 5–6 порядков меньше от максимального выхода. Максимальная энергия альфа-частиц, измеренная на мишенях ^{238}U , ^{181}Ta , ^{197}Au , составила 102, 106 и 111 МэВ соответственно. Альфа-частицы с

энергиями ниже 40 МэВ не регистрировались из-за больших толщин детекторов.

Из рис. 2 видно, что сечение на мишени ^{238}U существенно (на два порядка) больше по сравнению с мишенями ^{197}Au и ^{181}Ta . Это свидетельствует о зависимости выхода альфа-частиц от атомного номера Z ядра-мишени. Объяснением такой зависимости могут быть различия в энергии связи альфа-частиц с ядром-мишенью, для ядра ^{238}U она равна -4.27 МэВ, для ядер ^{181}Ta и ^{197}Au соответственно -1.52 и -0.97 МэВ [7], а также различная вероятность формирования альфа-кластеров в ядрах, которая, очевидно, больше в ядре ^{238}U , испытывающем альфа-распад. Это подтверждает вывод, сделанный нами ранее о механизме эмиссии быстрых частиц из ядра-мишени [2].

В реакции $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ сечение образования альфа-частиц уменьшается на 4 порядка по отношению к максимуму энергетического спектра (рис. 2а) при приближении к максимально возможной энергии для этой реакции (в лабораторной системе 121.38 МэВ), которая соответствует кинематическому пределу для двухтельного канала реакции $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{225}\text{Ra} + ^4\text{He}$. Такое же падение сечения наблюдается и для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ при приближении к энергиям 120 и 110 МэВ соответственно (см. рис. 2б).

4. АНАЛИЗ СПЕКТРОВ АЛЬФА-ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ КИНЕМАТИЧЕСКИХ ПРЕДЕЛОВ

Кинематический предел $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)}$ — максимальная энергия вылетевшей вперед под углом 0° альфа-частицы в лабораторной системе для двухтельного выходного канала “тяжелое ядро” + ^4He вычисляется по формулам

$$E_{\alpha,\text{lab}}^{(2)} = (A + \sqrt{B_2})^2, \quad (1)$$

$$A = \frac{1}{m_1 + m_2} \sqrt{m_1 m_a E_{\text{lab}}},$$

$$B_2 = (E_{\text{с.м.}} + Q) \left(1 - \frac{m_\alpha}{m_1 + m_2} \right),$$

где Q — энергия реакции (см., например, [7]), E_{lab} — энергия ядра-снаряда в лабораторной системе, m_1 , m_2 — массы ядра-снаряда и ядра-мишени, m_α — масса альфа-частицы.

Значения кинематических пределов двухтельных каналов приведены в табл. 1 и показаны короткими стрелками на рис. 2а для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$ и на рис. 3а, 3б для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$. Для сравнения в таблице и на рис. 3в

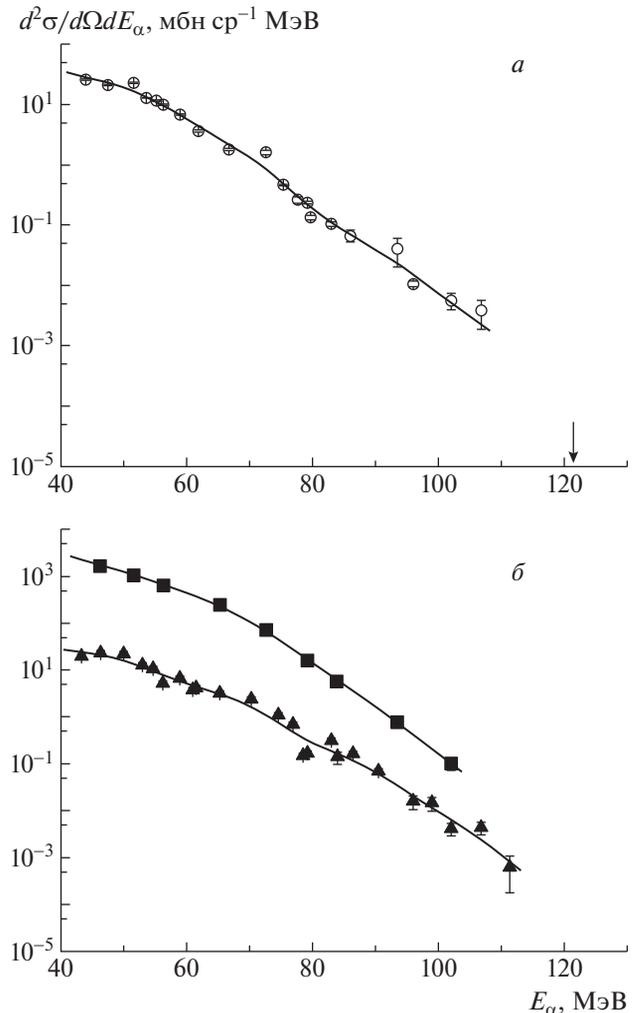


Рис. 2. а — Энергетические спектры альфа-частиц, измеренные под углом 0° в реакции ядер ^{48}Ca на мишени ^{181}Ta , и кинематический предел для двухтельного выходного канала $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{225}\text{Ra} + ^4\text{He}$ (стрелка) для энергии $E_{\text{lab}} = 280$ МэВ; б — такие же спектры для мишеней ^{197}Au (треугольники) и ^{238}U (квадраты). Кривые проведены с помощью сглаживания сплайнами.

представлены данные для реакции $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$, изученной нами в работе [5].

Из экспериментальных спектров на рис. 3 видно, что в реакциях $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$, $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ энергии зарегистрированных альфа-частиц на хвостах энергетических спектров превосходили кинематические пределы $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)}$ для двухтельных выходных каналов “тяжелое ядро” + ^4He . Это означает реализацию некоторых других выходных каналов.

Рассмотрены в связи с этим трехтельные выходные каналы с испусканием вперед под нулевым углом быстрой альфа-частицы вместе с об-

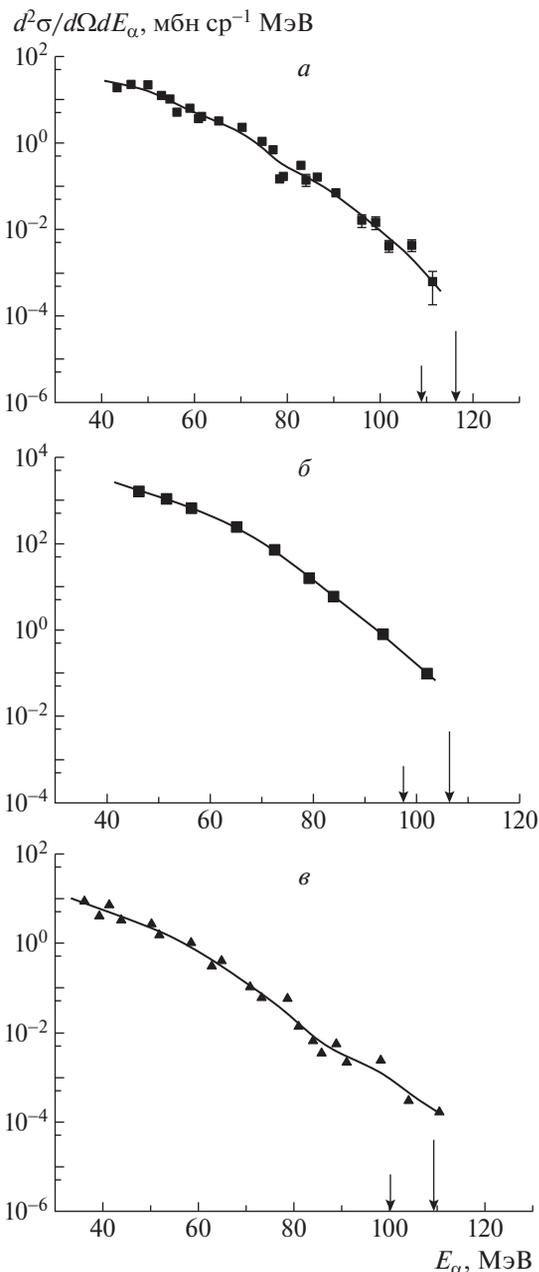


Рис. 3. Энергетические спектры альфа-частиц для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$ (а) и $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ (б) при энергии $E_{\text{lab}} = 280$ МэВ и для изученной нами ранее [5] реакции $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ при энергии $E_{\text{lab}} = 320$ МэВ (в). Стрелки: короткие — кинематические пределы $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)}$ для двухтельных выходных каналов реакций $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^4\text{He} + ^{241}\text{Bk}$, $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)} = 109$ МэВ (а), $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^4\text{He} + ^{282}\text{Ds}$, $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)} = 97.5$ МэВ (б) и $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^4\text{He} + ^{233}\text{Bk}$, $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)} = 100$ МэВ (в); длинные — кинематические пределы трехтельных каналов реакций с испусканием (туннелированием) второй альфа-частицы с нулевой энергией. Кривые проведены с помощью сглаживания сплайнами.

разованием двух тяжелых ядер или тяжелого ядра и второй альфа-частицы. В трехтельных каналах реакций альфа-частица или легкое ядро могут испускаться вперед под нулевым углом вместе с образованием двух тяжелых ядер или тяжелого ядра и второй альфа-частицы в результате неполного слияния ядра-снаряда с ядром-мишенью или передачи между сталкивающимися ядрами большого числа нуклонов.

Кинематический предел энергии альфа-частицы в лабораторной системе при вылете под углом 0° одновременно с образованием двух ядер 3 и 4 дается выражениями:

$$\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(3)} = \left(A + \sqrt{B_3} \right)^2, \quad (2)$$

$$B_3 = (E_{\text{c.m.}} + Q - U_{3-4}) \left(1 - \frac{m_\alpha}{m_1 + m_2} \right),$$

где U_{3-4} — потенциальная энергия двух ядер 3 и 4 при их отделении друг от друга, ее значение, вообще говоря, является варьируемым (подгоночным) параметром модели.

В работе [2] для реакции $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ при энергии ионов ^{22}Ne $E_{\text{lab}} = 178$ МэВ был рассмотрен трехтельный канал с развалом ядра ^{22}Ne на ядро ^{18}O и альфа-частицу. В качестве U_{3-4} использовалась энергия кулоновского отталкивания ядер ^{18}O и ^{181}Ta — высота кулоновского барьера для образующихся сферических ядер 3 и 4: $U_{3-4} = V_{B,3-4} = 70.5$ МэВ. При этом кинематический предел трехтельного канала оказался существенно ниже двухтельного; $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(3)} = 88.1 < 139.3$ МэВ. Подобный выбор $U_{3-4} = V_{B,3-4}$ применим при образовании ядер 3 и 4 из ядра-снаряда и ядра-мишени в ходе их неполного слияния. Однако при вылете альфа-частицы (или более тяжелого кластера) в режиме туннелирования из составного ядра, образовавшегося после испускания первой альфа-частицы, величина U_{3-4} может быть заметно ниже высоты кулоновского барьера. Так, при альфа-распаде тяжелых атомных ядер энергия альфа-частиц (от 4 до 9 МэВ) существенно меньше высоты кулоновского барьера (от 20 до 30 МэВ) [7]. Такой вынужденный распад может происходить за более короткое время τ , чем распад составного ядра. Из-за короткого времени реакции в силу принципа неопределенности энергия альфа-частиц в таком процессе может иметь разброс порядка $\Delta E_\alpha \sim \hbar/\tau$. С учетом энергии альфа-распада составного ядра в основном состоянии E_{dec} для оценок можно использовать значения $0 < U_{3-4} < E_{\text{dec}}$. При $U_{3-4} = E_{\text{dec}}$ выполняется равенство $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(3)} = \bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)}$. При $U_{3-4} < E_{\text{dec}}$ кинематический предел трехтельного канала выше

Таблица 1. Кинематические пределы $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)}$ энергии при вылете альфа-частиц вперед под углом 0° (в лабораторной системе) в двухтельных выходных каналах реакции; Q — энергия реакции, E_{lab} — энергия ядер-снарядов в лабораторной системе, $E_{\text{с.м.}}$ — энергия ядер в системе центра масс

Реакция	E_{lab} , МэВ	$E_{\text{с.м.}}$, МэВ	Выходной канал	Q , МэВ	$\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)}$, МэВ
$^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$	280	221.31	$^{225}\text{Pa} + ^4\text{He}$	-119.4	121.38
$^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$	280	225	$^{241}\text{Bk} + ^4\text{He}$	-133.8	108.66
$^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$	280	224.69	$^{282}\text{Ds} + ^4\text{He}$	-149.7	97.48
$^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$	320	244.39	$^{233}\text{Bk} + ^4\text{He}$	-164.3	100.0

предела двухтельного канала $\bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(3)} > \bar{E}_{\alpha,\text{lab}}^{(2)}$. Такой альфа-распад (или кластерный распад) в ходе слияния ядер может быть назван вынужденным, он может происходить за более короткое время, чем распад составного ядра. Значения кинематических пределов трехтельных каналов с испусканием двух альфа-частиц в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ и $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ приведены в табл. 2 и показаны длинными стрелками на рис. 3. Для потенциальной энергии взаимодействия ядер было использовано приближение Акьюза–Винтера [8].

Сравнение результатов табл. 2 с графиками на рис. 3 показывает, что вылет быстрых альфа-частиц с энергией выше кинематического предела двухтельных каналов может быть объяснен трехтельными каналами с почти одновременным испусканием двух альфа-частиц. Небольшой выигрыш в энергии для быстрой альфа-частицы обусловлен уменьшением энергии системы при вылете (туннелировании) из формирующегося составного ядра альфа-частицы с энергией, меньшей энергии обычного альфа-распада такого же ядра. При этом одна из альфа-частиц уносит максимально большую энергию и сильнее всего снимает возбуждение ядра-остатка. Другие трехтельные каналы реакций с образованием кроме альфа-частицы двух ядер тяжелее гелия приводят к энергии альфа-частицы, меньшей 100 МэВ. Составляющие спектра, соответствующие таким каналам, спадают до нуля при приближении к соответствующим кинематическим пределам. Это может объяснить заметные изменения скорости спада спектра с ростом энергии альфа-частиц на рис. 2, 3.

Максимальный выход альфа-частиц наблюдается в низкоэнергетической части спектра вблизи энергий $B_{\alpha,\text{lab}}$ в лабораторной системе, соответствующих в системе центра масс энергиям B_{α} , равным высотам кулоновского барьера для вылета альфа-частицы из составного ядра, при этом

$$B_{\alpha,\text{lab}} = \frac{m_{\alpha}}{2} (v_{\text{с.м.}} + u_{\alpha})^2, \quad \frac{m_{\alpha}}{2} u_{\alpha}^2 = B_{\alpha}. \quad (3)$$

Здесь $v_{\text{с.м.}}$ — скорость центра масс в лабораторной системе, u_{α} — скорость альфа-частиц в системе центра масс. Значения энергий $B_{\alpha,\text{lab}}$ приведены в табл. 3 вместе с энергиями $B_{\alpha,\text{пр}}$, соответствующими скоростям бомбардирующих ионов.

Низкоэнергетические альфа-частицы с энергиями вблизи энергии $B_{\alpha,\text{lab}}$ уносят из составного ядра недостаточно большую энергию.

5. ОПИСАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ С ПОМОЩЬЮ МОДЕЛИ НЕСКОЛЬКИХ ДВИЖУЩИХСЯ ИСТОЧНИКОВ

Для описания формы спектра альфа-частиц в ряде работ, в частности в работе [9], использовалась модель движущихся источников. В этой эмпирической модели предполагается, что альфа-частицы испаряются изотропно из одного или нескольких источников, движущихся со скоростями v_i в направлении пучка ядер-снарядов. Внутри i -го источника для кинетических энергий альфа-частиц $m_{\alpha} v_{\alpha}^2 / 2$ (v_{α} — скорость альфа-частицы) предполагается больцмановское распределение, соответствующее некоторой температуре T_i (в единицах МэВ). Кинетическая энергия вылетевшей из неподвижного источника альфа-частицы предполагается равной $E_C + m_{\alpha} v_{\alpha}^2 / 2$, параметр E_C называют кулоновской энергией альфа-частицы. Спектр одного источника ($i = 1$) с распределением по энергиям E_{α} альфа-частицы в лабораторной системе

$$f_1(E_{\alpha}) = \sqrt{E_{\alpha} - E_{C1}} \times \exp\left(-\frac{E_{\alpha} - E_{C1} + E_1 - 2\sqrt{E_1(E_{\alpha} - E_{C1})}}{T_1}\right) \quad (4)$$

имеет максимум в точке

$$E_{\alpha,\text{max}} = E_{C1} + \frac{1}{4} \times \left(\sqrt{E_1} + \sqrt{E_1 + 2T_1}\right)^2, \quad (5)$$

Таблица 2. Кинематические пределы $\bar{E}_{\alpha,lab}^{(2)}$ и $\bar{E}_{\alpha,lab}^{(3)}$ энергии при вылете альфа-частиц вперед под углом 0° (в лабораторной системе) в двухтельном и трехтельном выходных каналах с альфа-распадом (при $U_{3-4} = 0$) составного ядра, образовавшегося после испускания первой альфа-частицы

Реакция	Выходной канал	Q , МэВ	E_{lab}	$\bar{E}_{\alpha,lab}^{(2)}$, МэВ	$\bar{E}_{\alpha,lab}^{(3)}$, МэВ для $U_{3-4} = 0$
$^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$	$(^4\text{He} + ^{221}\text{Ac}) + ^4\text{He}$	-112.04	280	121.4	129.4
$^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$	$(^4\text{He} + ^{237}\text{Am}) + ^4\text{He}$	-126.79	280	108.7	116.3
$^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$	$(^4\text{He} + ^{278}\text{Hs}) + ^4\text{He}$	-141.56	280	97.5	106.2
$^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$	$(^4\text{He} + ^{229}\text{Am}) + ^4\text{He}$	-156.14	320	100.0	109.1

Таблица 3. Значения энергии $B_{\alpha,lab}$ в лабораторной системе, соответствующей в системе центра масс энергии B_α , равной высоте кулоновского барьера двухтельного выходного канала “тяжелый фрагмент” + ^4He , и энергии $B_{\alpha,pr}$, соответствующие скоростям бомбардирующих ионов; E_{lab} — энергия ядер-снарядов в лабораторной системе, $E_{c.m.}$ — энергия ядер в системе центра масс

Реакция	E_{lab} , МэВ	$E_{c.m.}$, МэВ	Выходной канал	B_α , МэВ	$B_{\alpha,lab}$, МэВ	$B_{\alpha,pr}$, МэВ
$^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$	280	221.31	$^{225}\text{Pa} + ^4\text{He}$	22.3	32.9	23.3
$^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$	280	225	$^{241}\text{Bk} + ^4\text{He}$	23.5	33.6	23.3
$^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$	280	224.69	$^{282}\text{Ds} + ^4\text{He}$	25.8	34.7	23.3
$^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$	320	244.39	$^{233}\text{Bk} + ^4\text{He}$	23.7	36.0	22.9

Таблица 4. Характеристики движущихся источников: E_{C1} , E_{C2} — кулоновские энергии альфа-частиц для первого и второго источника, $E_1 = m_\alpha v_1^2/2 = m_\alpha v_{comp}^2/2$, $E_2 = m_\alpha v_2^2/2$, T_1 , T_2 — температуры источников, N_1 , N_2 — нормировочные коэффициенты, v_{comp} — скорость компаунд-ядра в лабораторной системе

Реакция и энергия	E_1 , МэВ	E_2 , МэВ	T_1 , МэВ	T_2 , МэВ	E_{C1} , МэВ	E_{C2} , МэВ	N_1	N_2
$^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$, $E_{lab} = 280$ МэВ	0.9	25.9	4.6	1.2	40	40	17	0.15
$^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$, $E_{lab} = 280$ МэВ	0.66	25.9	4.0	1.0	43	36	1300	15
$^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$, $E_{lab} = 320$ МэВ	1.1	12.0	5.3	1.4	20	40	12	0.2

где $E_i = m_\alpha v_i^2/2$. Формула для дифференциально-го сечения образования альфа-частиц из нескольких источников имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE_\alpha} = f(E_\alpha) = \sum_i N_i \sqrt{E_\alpha - E_C} \times \exp\left(-\frac{E_\alpha - E_C + E_i - 2\sqrt{E_i(E_\alpha - E_C)}}{T_i}\right), \quad (6)$$

где N_i — нормировочные коэффициенты (или веса) источников. Значения параметров E_i , T_i , N_i , E_{Ci} в работе [5] определялись из условия минимума среднеквадратичного отклонения теоретических значений $f_{theor}(E_{\alpha,k})$ от экспериментальных

$$f_{exp}(E_{\alpha,k}) \quad \chi^2 = \sum_k \{ \lg [f_{theor}(E_{\alpha,k})] - \lg [f_{exp}(E_{\alpha,k})] \}^2, \quad (7)$$

однако при этом результирующий набор параметров неоднозначен. Поэтому необходимо учитывать некоторые ограничения на значения параметров, исходя из основных физических механизмов, приводящих к вылету вперед альфа-частиц. Возможный трехтельный механизм с испусканием двух альфа-частиц (быстрой и медленной) из составного ядра при энергиях 280–320 МэВ проявляется в выходе высокоэнергичных альфа-частиц вблизи энергий 100–120 МэВ. Первый источник в таком случае соответствует реальному физическому объекту — составному ядру — и его скорость

должна равняться или быть близкой к скорости составного ядра в лабораторной системе $v_1 \approx v_{c.m.}$. На значение скорости второго источника ограничений не накладывалось. Фактически роль второго источника заключалась в аппроксимации суммарного вклада различных трехтельных каналов с образованием кроме альфа-частицы двух тяжелых ядер-остатков. Результаты применения модели двух движущихся источников для описания спектров альфа-частиц в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ и $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ показаны на рис. 4. Видно, что представление о двух источниках, первый из которых соответствует составному ядру, а второй аппроксимирует вклады многих трехтельных каналов, позволяет удовлетворительно описывать всю форму спектров. Значения параметров источников приведены в табл. 4.

6. ЯДРА-ОСТАТКИ ПОСЛЕ ЭМИССИИ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ

В трех реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ и $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$, согласно табл. 4, веса источника, соответствующего испусканию из составного ядра двух альфа-частиц, оказались примерно на два порядка выше веса источника от вкладов трехтельных каналов с образованием тяжелых ядер-остатков. Это можно интерпретировать так, что при столкновении ядер процессы $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^4\text{He} + ^{237}\text{Am} + ^4\text{He}$, $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^4\text{He} + ^{229}\text{Am} + ^4\text{He}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^4\text{He} + ^{278}\text{Hs} + ^4\text{He}$ происходят с вероятностью, большей, чем образование двух тяжелых остатков при неполном слиянии ядер или при многонуклонных передачах. Положения тяжелых ядер-остатков ^{237}Am , ^{229}Am и ^{278}Hs на карте ядер [7] показаны на рис. 5, при этом ядро ^{229}Am с периодом полураспада 900 мс лежит на границе протонной стабильности. Ядро ^{278}Hs до настоящего времени не синтезировано, поэтому после испускания нейтрона возможно образование относительно устойчивого соседнего ядра ^{278}Hs , испытывающего спонтанное деление с периодом полураспада 3 мс. Испусканию низкоэнергетических альфа-частиц вблизи максимума спектра (40–60 МэВ) соответствует образование тяжелых ядер-остатков ^{237}Am , ^{229}Am и ^{277}Hs в высоковозбужденных состояниях, быстро приводящих к их распаду или спонтанному делению. При менее вероятном (на 4–5 порядков) испускании наиболее быстрых альфа-частиц с энергиями 100–120 МэВ энергия возбуждения тяжелых ядер-остатков ^{237}Am , ^{229}Am и ^{277}Hs оказывается меньше примерно на 60 МэВ, что может существенно увеличить вероятность их образования в основном или низковозбужденных состояниях и, следовательно, увеличит вероятность их выживания и регистрации

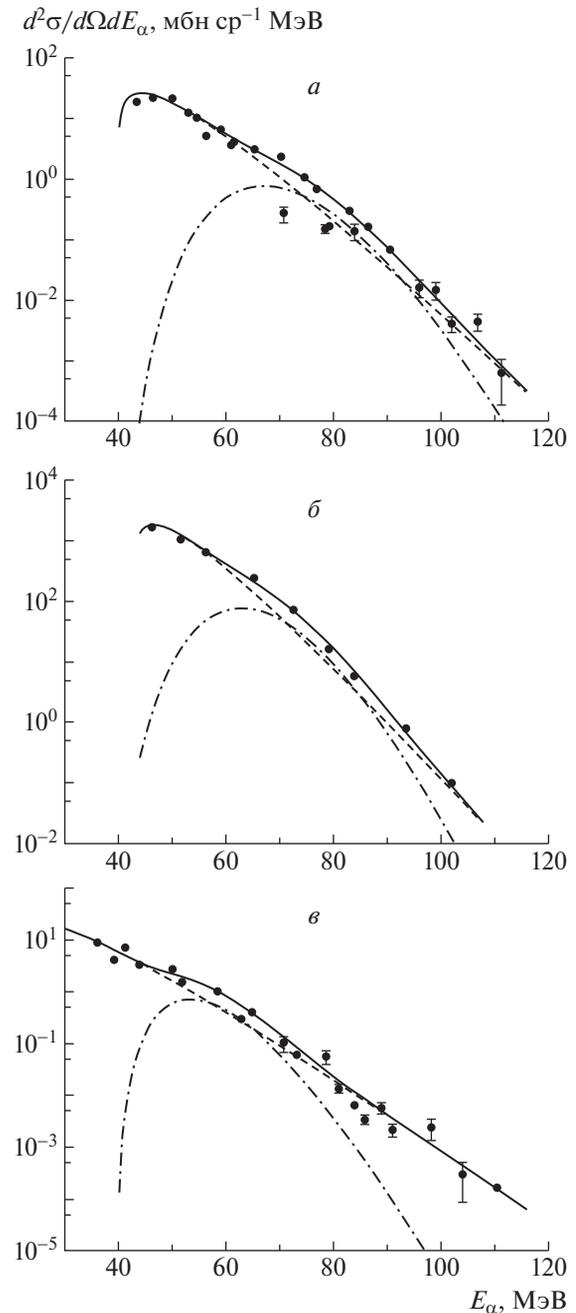


Рис. 4. Аппроксимация (сплошная кривая) экспериментальных энергетических спектров альфа-частиц (сплошные кружки) в модели двух движущихся источников для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$ (а), $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ (б) при $E_{\text{lab}} = 280$ МэВ и $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ (в) при $E_{\text{lab}} = 320$ МэВ. Кривые: штриховые — вклады первого источника (с вылетом из составного ядра двух альфа-частиц), штрихпунктирные — вклады второго источника (от различных трехтельных каналов). Параметры источников приведены в табл. 4.

в эксперименте. Таким образом, трехтельный канал реакции с образованием двух магических ядер (в частности, ^4He) дает возможность получения

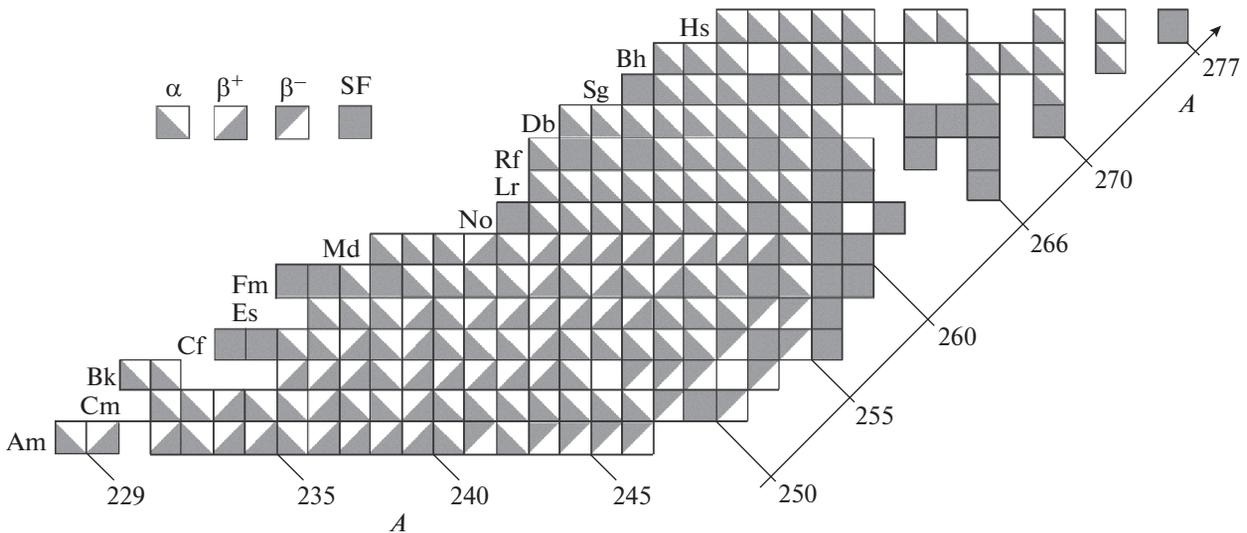
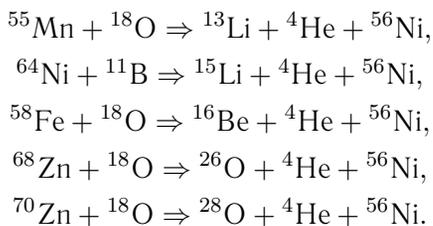


Рис. 5. Часть карты ядер [7] вблизи области сверхтяжелых ядер, содержащая ядра-остатки, образующиеся в трехтельных каналах реакций $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^4\text{He} + ^{237}\text{Am} + ^4\text{He}$, $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^4\text{He} + ^{229}\text{Am} + ^4\text{He}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^4\text{He} + ^{278}\text{Hs} + ^4\text{He}$; A — массовое число. В клетках указаны обозначения для преимущественных видов распада: α , β^+ , β^- и SF (спонтанное деление).

новых атомных ядер, как сверхтяжелых, так и экзотических.

Еще один интересный аспект использования реакций с вылетом альфа-частиц — это получение супернейтронно-избыточных ядер за границей нуклонной стабильности и исследование их резонансных состояний [10]. В этом случае интерес представляют трехтельные реакции с образованием в выходном канале реакции двух магических ядер (что дает относительно небольшое Q реакции ≤ -60 МэВ) и третьего исследуемого экзотического ядра. Как было показано нами, трехтельные реакции имеют относительно большое сечение (≥ 100 пбн). Также предсказывается [10] повышение стабильности третьей частицы в поле двух других в выходном канале реакции. Примером таких реакций могут быть следующие:



7. ВЫВОДЫ

Полный выход альфа-частиц для ядра-мишени ^{238}U значительно превышает выходы (примерно равные) для ядер-мишеней ^{181}Ta , ^{197}Au . Таким образом, полный выход альфа-частиц тем больше, чем меньше энергия связи альфа-частиц (альфа-кластеров) в ядре-мишени, и свойства спектра

альфа-частиц в значительной степени определяются более тяжелым ядром-мишенью.

Максимальный выход альфа-частиц для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{181}\text{Ta}$, $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ наблюдается в низкоэнергетической части спектра вблизи энергии 40 МэВ. Низкоэнергетические альфа-частицы испаряются из составного ядра и уносят небольшую часть энергии. Большому охлаждению составного ядра способствуют высокоэнергетические альфа-частицы.

Максимальная энергия альфа-частиц под углом вылета 0° для рассмотренных реакций не превышала 120 МэВ. Вблизи максимального значения число альфа-частиц резко уменьшается с ростом энергии, примерно на 4–5 порядков по сравнению с максимумом спектра. Это подтверждает зависимость характеристик спектров альфа-частиц от свойств ядра-мишени.

Для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ при энергии ускоренных ионов 280 МэВ, так же как и для реакции $^{56}\text{Fe} + ^{181}\text{Ta}$ и при энергии 320 МэВ, энергия зарегистрированных альфа-частиц превосходила кинематический предел двухтельного канала реакции в случае, когда его кинематический предел находится около 120 МэВ. За границей этой области спектр альфа-частиц определяется выходным каналом с образованием составного тяжелого ядра после вылета быстрой и медленной альфа-частиц. При этом вылет медленной альфа-частицы происходит в режиме туннелирования с энергией, меньшей, чем при обычном альфа-распаде.

Процесс испускания быстрых альфа-частиц и легких ядер из сталкивающихся ядер является чрезвычайно интересным с точки зрения получения холодных тяжелых и сверхтяжелых ядер. При использовании ядер-снарядов ^{48}Ca и более тяжелых возможно образование составного тяжелого ядра после вылета быстрой и медленной альфа-частиц с уменьшением энергии составного ядра и большей вероятностью его выживания.

В заключение авторы выражают благодарность персоналу циклотрона У-400 за получение качественных и интенсивных пучков ускоренных тяжелых ионов. Мы благодарны также С.И. Сидорчуку за полезные обсуждения результатов настоящей работы. Большую помощь в проведении эксперимента на анализаторе МАВР оказали И.В. Бутусов, Б.А. Воробьев. Работа выполнена при финансовой поддержке грантами Полномочных представителей ОИЯИ Чешской Республики и Польши.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. Borcea, E. Gierlik, A. M. Kalinin, R. Kalpakchieva, Yu. Ts. Oganessian, T. Pawlat, Yu. E. Penionzhkevich, and A. V. Rykhlyuk, *Nucl. Phys. A* **391**, 520 (1982).
2. Ю. Э. Пенионжкевич, Э. Герлик, В. В. Каманин, К. Борча, *ЭЧАЯ* **17**, 165 (1986).
3. M. Rajagopalan, D. Logan, J. W. Ball, M. Kaplan, H. Delagrang, M. F. Rivet, J. M. Alexander, L. C. Vaz, and M. S. Zisman, *Phys. Rev. C* **25**, 2417 (1982).
4. Э. Бетак, В. Д. Тонеев, *ЭЧАЯ* **12**, 1432 (1981).
5. Ю. Э. Пенионжкевич, В. В. Самарин, В. А. Маслов, С. М. Лукьянов, Д. Азнабаев, К. Борча, И. В. Бутусов, Т. Исатаев, К. Мендибаев, Н. К. Скобелев, С. С. Стукалов, А. В. Шахов, *ЯФ* **84**, 95 (2021) [*Phys. At. Nucl.* **84**, 115 (2021)].
6. <https://lise.nsl.mscl.msu.edu>
7. В. И. Загребаев, А. С. Деникин, А. П. Алексеев, А. В. Карпов, М. А. Науменко, В. В. Самарин, Н. Якобс, Т. Малулик, *Сетевая база знаний NRV по ядерной физике низких энергий* [NRV Web Knowledge Base on Low-Energy Nuclear Physics], <http://nr.v.jinr.ru/nrv/>
8. A. Winther, *Nucl. Phys. A* **594**, 203 (1995).
9. В. И. Загребаев, Ю. Э. Пенионжкевич, *ЭЧАЯ* **24**, 295 (1993).
10. Yu. E. Penionzhkevich and R. G. Kalpakchieva, *Light Exotic Nuclei Near the Boundary of Neutron Stability*, 2021, p. 488; <https://doi.org/10.1142/12433>

EMISSION OF HIGH ENERGY ALPHA PARTICLES IN THE INTERACTION OF ^{48}Ca NUCLEI WITH Ta, Au AND U NUCLEI AT AN ENERGY OF 280 MeV

Y. E. Penionzhkevich^{1),2)}, V. V. Samarina^{1),3)}, S. M. Lukyanov¹⁾, V. A. Maslov¹⁾, D. Aznabayev¹⁾, T. Issatayev¹⁾, K. Mendibayev¹⁾, S. S. Stukalov¹⁾, A. V. Shakhov^{1),3)}

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

³⁾Dubna State University, Dubna, Russia

The energy spectra of alpha particles were measured at angle of 0° using the high-resolution magnetic analyzer (MAVR setup) in reactions on beams of ^{48}Ca 280 MeV with targets ^{181}Ta , ^{197}Au , and ^{238}U . The sensitivity of the method made it possible to measure the yields of alpha particles 5–6 orders of magnitude less than the maximum yield. The dependence of the cross section for formation of alpha particles on their binding energy in the target nucleus was shown. The obtained experimental data were analyzed using the model of two- and three-body reaction channels and the model of moving sources.

ДОСТОВЕРНОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ ФОТОЯДЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ЯДРЕ ^{58}Ni

© 2022 г. В. В. Варламов^{1)*}, А. И. Давыдов²⁾, В. Н. Орлин¹⁾

Поступила в редакцию 03.03.2022 г.; после доработки 03.03.2022 г.; принята к публикации 10.03.2022 г.

Достоверность экспериментальных данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{58}Ni , полученных на пучках как тормозного γ -излучения, так и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, проанализирована с помощью объективных физических критериев. Установлено, что данные, полученные с помощью тормозного γ -излучения, физическим критериям не удовлетворяют и определенно не являются достоверными. Вместе с тем показано, что и к достоверности данных, полученных на пучке квазимоноэнергетических фотонов с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, имеются серьезные претензии. Новые сечения парциальных и полных фотонейтронных реакций для ядра ^{58}Ni получены с помощью экспериментально-теоретического метода оценки, основанного на совместном использовании экспериментального сечения выхода нейтронов, в целом не зависящего от проблем экспериментального определения множественности нейтронов и результатов расчетов в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР). Детально проанализированы существенные расхождения между экспериментальными и оцененными сечениями. Показано, что основной причиной обнаруженных расхождений является недостоверная (ошибочная) интерпретация значительного количества нейтронов из реакции $(\gamma, 1n1p)$ как принадлежащих реакции $(\gamma, 2n)$.

DOI: 10.31857/S0044002722040122

1. ВВЕДЕНИЕ

Сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ в области энергий Гигантского Дипольного Резонанса (ГДР) широко используются как в исследованиях, так и разнообразных приложениях. В этой связи с самого начала фотоядерных исследований в 1950-х гг. и до настоящего времени выполнялись различные эксперименты по определению сечений парциальных фотоядерных, прежде всего, фотонейтронных реакций. Большинство определенных сечений как парциальных, так и полных фотонейтронных реакций были опубликованы в различных Атласах [1, 2] и включены в международную электронную базу данных по ядерным реакциям [3].

В основном данные по сечениям парциальных фотонейтронных реакций были получены в экспериментах двух типов с использованием тормозного γ -излучения и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, образующихся при аннигиляции на лету релятивистских

позитронов. С использованием тормозного γ -излучения сечения парциальных реакций получены для относительно небольшого количества ядер, абсолютное большинство таких данных получено в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических фотонов, выполненных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности в Ливерморе (США) и Сакле (Франция) [1, 3]. Эксперименты этих двух основных типов существенно различаются.

В экспериментах с использованием тормозного γ -излучения вследствие непрерывной формы спектра тормозных фотонов возможно прямое измерение только выхода реакции $Y(E^M)$,

$$Y(E^M) = \frac{N(E^M)}{\varepsilon D(E^M)} = \quad (1)$$
$$= \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{E^M} W(E^M, E) \sigma(E) dE,$$

где $\sigma(E)$ — величина сечения реакции с энергетическим порогом $E_{\text{пор}}$ при энергии фотонов E ; $W(E^M, E)$ — спектр фотонов тормозного γ -излучения с верхней границей E^M , $N(E^M)$ — число событий реакции, $D(E^M)$ — доза γ -излучения,

¹⁾Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

²⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

*E-mail: Varlamov@depni.sinp.msu.ru

ε — эффективность детектора, α — нормировочная константа. Вследствие непрерывной формы спектра фотонов $W(E^M, E)$ сечение реакции $\sigma(E)$ может быть получено лишь с использованием специальной математической процедуры решения обратной задачи (1) — развертки сечения реакции из ее выхода, для которой было разработано несколько методов (“Пенфолда–Лейсса”, “наименьшей структуры”, “регуляризации Тихонова” и др.). Поскольку измерение выхода реакции проводится в момент действия импульса ускорителя, только сечение выхода нейтронов

$$\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \quad (2)$$

$$+ 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots$$

может быть определено в области энергий налетающих фотонов, в которой конкурируют разные парциальные реакции, для определения сечений которых необходимо использование специальных методов. Наибольшее распространение получил метод внесения в сечение выхода $\sigma(\gamma, xn)$ поправок, рассчитываемых по статистической теории [4]. Такие поправки позволяли, например, в области энергий до порога $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$ определить сечение реакции $(\gamma, 2n)$, которое, в свою очередь, позволяло определить не только сечение реакции $(\gamma, 1n)$

$$\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, xn) - 2\sigma(\gamma, 2n), \quad (3)$$

но и сечение полной фотонейтронной реакции

$$\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \quad (4)$$

$$= \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 2n).$$

С целью исключения необходимости решения обратной задачи восстановления (развертки) сечения реакции $\sigma(E)$ из ее экспериментально измеренного выхода $Y(E^M)$ (1) был предложен [5, 6] альтернативный метод прямого измерения сечения фотонейтронной реакции с использованием квази-моноэнергетических фотонов, источником которых является линейный ускоритель электронов. Кратко суть нового метода заключается в использовании явления аннигиляции на лету релятивистских позитронов при их прохождении через специальную мишень из вещества с малым Z . Вылетающие вперед аннигиляционные фотоны имеют энергию, практически равную энергии позитронов. Поскольку, однако, такие квази-моноэнергетические фотоны обязательно сопровождаются фотонами тормозного γ -излучения позитронов, спектр которых, как и спектр тормозного γ -излучения от электронов, является сплошным, вклад таких фотонов в сечение реакции должен быть исключен. В этой связи эксперименты такого типа проводятся в три этапа:

1. измерение выхода реакции $Y_{e^+}(E^M)$ на пучке позитронов;
2. измерение выхода реакции $Y_{e^-}(E^M)$ на пучке электронов;
3. получение (в предположении о том, что спектры фотонов тормозного γ -излучения позитронов и электронов идентичны) разности

$$Y(E^M) = Y_{e^+}(E^M) - Y_{e^-}(E^M), \quad (5)$$

которая и интерпретируется как сечение взаимодействия квази-моноэнергетических фотонов с исследуемым ядром: $\sigma(E) \approx Y(E^M)$.

В процессе эксперимента такого типа регистрируются события с одним, двумя, тремя и большим количеством нейтронов, статистический анализ которых позволяет получить сечения реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, с помощью которых затем получают сечения выхода нейтронов (2) и полной фотонейтронной реакции (4).

Все сказанное выше свидетельствует о том, что методы определения сечений соответствующих реакций в экспериментах рассмотренных двух типов значительно (принципиально) различаются. Именно это является основной причиной хорошо известных существенных расхождений их результатов.

При этом было обнаружено, что и между результатами экспериментов одного типа — экспериментов на пучках квази-моноэнергетических фотонов — имеются существенные расхождения. Так, для 19 ядер (^{51}V , ^{75}As , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{115}In , $^{116-118,120,124}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{238}U), для которых сечения полных и парциальных реакций были определены в обеих лабораториях (Ливермор и Сакле), были установлены существенные (до 100% величины) расхождения [7–10] величин сечений парциальных реакций. Они определенно являются систематическими, поскольку сечения реакции $(\gamma, 1n)$, как правило, имеют заметно большие значения в Сакле, тогда как сечения реакции $(\gamma, 2n)$ — напротив, в Ливерморе. Средние значения отношений интегральных сечений, полученные по данным обеих лабораторий для реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, значительно различаются. Так, $\langle R_{C/L}(\gamma, 1n) \rangle = \langle \sigma_C^{\text{инт}}(\gamma, 1n) / \sigma_L^{\text{инт}}(\gamma, 1n) \rangle = 1.08$, в то время как $\langle R_{C/L}(\gamma, 2n) \rangle = \langle \sigma_C^{\text{инт}}(\gamma, 2n) / \sigma_L^{\text{инт}}(\gamma, 2n) \rangle = 0.83$. При этом соответствующие расхождения между сечениями выхода нейтронов (2), которые включают в себя нейтроны из всех возможных энергетических парциальных реакций, для большинства упомянутых выше 19 ядер оказываются относительно небольшими ($\sim 10\%$). Это означает,

что основными причинами обсуждаемых расхождений между сечениями парциальных реакций являются систематические погрешности использованных методов определения множественности нейтронов. В исследованиях, выполненных для большого количества ядер от ^{51}V до ^{209}Bi , было установлено [11–32], что во многих случаях сечения парциальных реакций, определенные с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, не соответствуют объективным физическим критериям достоверности [11, 12]. В результате детального анализа расхождений между экспериментальными сечениями парциальных реакций и сечениями, оцененными в рамках экспериментально-теоретического метода, основанного на использовании физических критериев достоверности [11–32], было установлено, что основной причиной обсуждаемых расхождений является неоднозначная интерпретация в этом методе множественности нейтронов по измеряемой экспериментально их энергии. Вследствие существенного перекрытия энергетических спектров нейтронов, принадлежащих разным парциальным реакциям, часть нейтронов из $1n$ -реакции недостоверно (ошибочно) приписывается $2n$ -реакции и наоборот.

В случаях ядер $^{58,60}\text{Ni}$ сечения полных и парциальных фотонейтронных реакций были получены в экспериментах и с γ -излучением и с квазиодноэнергетическими фотонами. Достоверность экспериментальных данных по сечениям парциальных реакций на ядрах $^{58,60}\text{Ni}$ вызывает большой интерес, поскольку:

— сечения выхода нейтронов (2) были получены в нескольких экспериментах, выполненных на пучках тормозного γ -излучения [33–36];

— сечения выхода нейтронов (2), полученные в этих экспериментах, существенно расходятся;

— сечения парциальных реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$) также были получены в нескольких экспериментах с использованием тормозного γ -излучения;

— эксперименты по определению сечения выхода нейтронов и сечений парциальных реакций на пучке квазиодноэнергетических фотонов были выполнены только в Ливерморе [37], вследствие чего возможность сравнения их результатов с результатами аналогичных экспериментов, выполненных в Сакле, отсутствует;

— результаты, полученные с использованием тормозного γ -излучения и квазиодноэнергетических фотонов, существенно различаются;

— эти результаты существенно различаются для соседних изотопов Ni (сечения фотонейтронных реакций в случае изотопа ^{60}Ni в несколько раз превышают соответствующие сечения реакций

в случае изотопа ^{58}Ni , тогда как между сечениями фотопротонных реакций, определенных в других экспериментах, наблюдаются обратные соотношения).

В связи со сказанным анализ экспериментальных данных по сечениям фотонейтронных реакций на ядрах $^{58,60}\text{Ni}$ с использованием экспериментально-теоретического метода, основанного на использовании объективных физических критериев достоверности, вызывает большой интерес. В настоящей работе такой детальный анализ выполнен для ядра ^{58}Ni .

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СЕЧЕНИЯ ПОЛНЫХ И ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{58}Ni

2.1. Сечения выхода нейтронов

Сечения выхода нейтронов для ядра ^{58}Ni , определенные в разных экспериментах, представлены на рис. 1 в сравнении с результатами расчета в рамках КМФЯР [38, 39]. Предравновесная экситонная модель основана на использовании плотностей уровней ядра, рассчитанных в модели Ферми-газа, и учете влияния на процессы формирования и распада ГДР ядра эффектов, обусловленных его деформацией и изоспиновым расщеплением ГДР. Модель успешно протестирована на данных для большого числа средних и тяжелых ядер и позволяет рассчитывать сечения парциальных реакций безотносительно проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности.

На рис. 1 видно, что в области энергий налетающих фотонов до ~ 19 – 20 МэВ сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, полученные во всех обсуждаемых экспериментах, согласуются друг с другом, а также и с результатами расчетов в рамках КМФЯР. При этом в области энергий фотонов до ~ 25 МэВ наблюдается относительное согласие теоретического сечения [38, 39] только с результатами эксперимента с квазиодноэнергетическими аннигиляционными фотонами [37] и эксперимента с тормозным γ -излучением [33]. Вместе с тем в области энергий фотонов, превышающих ~ 19 – 20 МэВ, результаты остальных обсуждаемых экспериментов с тормозным γ -излучением [34–36] существенно расходятся и с результатами обоих упомянутых выше экспериментов [33, 37], и с результатами расчета. Для дальнейших обсуждений важно отметить, что результаты [34, 35] получены в аналогичных экспериментах, несколько различающихся по достигнутому энергетическому разрешению.

В табл. 1 приведены значения интегральных сечений и энергетических центров тяжести обсуждаемых сечений выхода нейтронов, рассчитанные

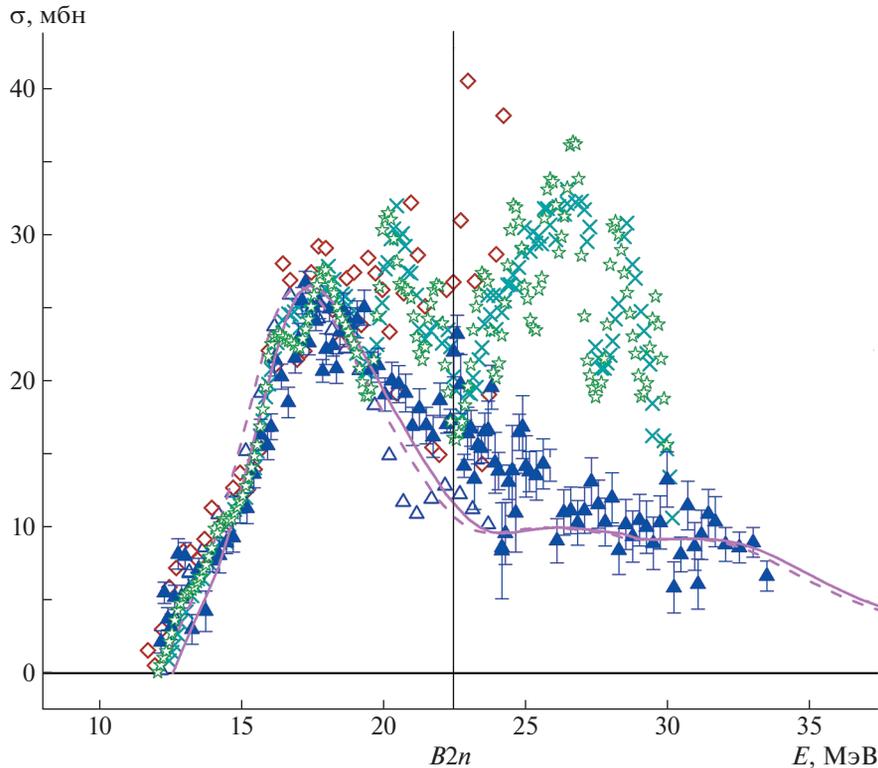


Рис. 1. Сравнение экспериментальных (заполненные треугольники [37], пустые треугольники [33], ромбы [34], кресты [35], звезды [36]) и теоретических (кривые: штриховые [38, 39] и сплошная (после корректировки, см. далее)) сечений выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ на ядре ^{58}Ni .

в области энергий фотонов от 15.0 МэВ до порога $B2n = 22.5$ МэВ реакции $(\gamma, 2n)$. Эта область энергии была выбрана в связи с наличием в некоторых сечениях нерегулярностей вблизи порога $B1n = 12.2$ МэВ. Кроме того, приведены величины интегральных сечений реакций, полученные для области энергий 15.0–30.0 МэВ. Из данных, приведенных на рис. 1 и в табл. 1, видно, что в области энергий фотонов до $E = 30$ МэВ только экспериментальное сечение $\sigma(\gamma, xn)$ [37] относительно близко к теоретическому сечению (расхождение составляет $\sim 10\%$ ($243.60/222.59$)). В то же время экспериментальное сечение, полученное с помощью тормозного γ -излучения [36], существенно превышает теоретическое сечение (расхождение составляет $\sim 65\%$ ($366.90/222.59$)). При этом расхождение этих сечений в области энергий фотонов 22.5–30.0 МэВ оказывается экстремально большим ($\sim 161\%$ ($[191.43 = 366.90 - 175.47]/[73.29 = 222.59 - 149.30]$)). Природа столь больших расхождений не вполне ясна. В работе [37] экспериментальное сечение детально сравнивалось с результатами расчетов, выполненных в разных моделях [40–43], и отмечалось, что все эти расчеты дают полуколичественное описание тех или иных особенностей величины и формы обсуждаемых се-

чений, но абсолютно не воспроизводят столь больших величин сечений в области энергий фотонов, превышающих ~ 25 МэВ. Важно еще раз отметить, что экстремально большая величина сечения [36] не воспроизводится и расчетами в рамках КМФЯР [38, 39].

Все сказанное выше позволяет сделать вывод о том, что причины экстремально больших значений сечения [36], по всей видимости, являются не физическими, а техническими, обусловленными, например, примесями некоторых неидентифицированных элементов в мишени. Поскольку максимальные расхождения между сечениями [36] и [37] наблюдаются приблизительно при энергии фотонов $E = 28$ МэВ, можно предположить присутствие элемента, намного более легкого по сравнению с никелем. Наиболее общее и широко используемое выражение для описания зависимости энергии максимума ГДР от атомного номера элемента A

$$E^{\text{ГДР-макс}} = 75A^{-1/3} \text{ МэВ} \quad (6)$$

позволяет атомный номер постороннего элемента оценить как $A = 17$, что соответствует такому элементу, как кислород. Это означает, что, возможно, реальной мишенью в эксперименте [36] был не чистый никель, а его оксид. Косвенным подтверждением такого заключения может быть соответ-

Таблица 1. Экспериментальные и теоретические интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в МэВ мбн) и центры тяжести $E^{\text{ц.т}}$ (в МэВ), рассчитанные в области энергии фотонов от 15.0 МэВ для сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$

	$E^{\text{инт}} = B2n = 22.5 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 30.0 \text{ МэВ}$	
	$\sigma^{\text{инт}}$	$E^{\text{ц.т}}$	$\sigma^{\text{инт}}$	$E^{\text{ц.т}}$
Эксперимент [33]	140.02 (0.75)	18.34 (0.47)		
Эксперимент [34]	176.80 (3.10)	18.90 (1.43)		
Эксперимент [35]	172.62 (0.54)	18.93 (0.27)	363.02 (0.85)	22.77 (0.23)
Эксперимент [36]	175.47 (0.73)	18.96 (0.33)	366.90 (1.56)	22.76 (0.21)
Эксперимент [37]	149.00 (0.98)	18.78 (0.53)	243.60 (1.77)	21.53 (0.74)
Теория [38, 39]	148.51 (2.53)	18.35 (1.27)	220.94 (2.72)	20.92 (1.00)
Теория [38, 39] корр.	149.30 (2.54)	18.52 (1.29)	222.59 (2.73)	21.04 (1.00)

ствии максимума с амплитудой ~ 10 мбн в области энергий 22–32 МэВ в сечении для ^{58}Ni максимуму в сечении реакции выхода для ^{16}O [44, 45].

Существенные расхождения между результатами разных экспериментов, проявляющиеся в той области энергий налетающих фотонов, в которой между собой конкурируют парциальные реакции $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, оставляют открытым вопрос о достоверности этих результатов. В этой связи анализ достоверности результатов разных экспериментов с использованием объективных физических критериев представляет большой интерес.

2.2. Достоверность сечений парциальных реакций

В качестве объективных физических критериев достоверности данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций были предложены [11, 12] отношения сечений определенных парциальных реакций к сечению выхода нейтронов

$$F_i = \sigma(\gamma, in)/\sigma(\gamma, xn) = \quad (7)$$

$$= \sigma(\gamma, in)/[\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots].$$

Согласно определению положительные значения таких отношений F_i не должны превышать пределов 1.00, 0.50, 0.33, ... соответственно для $i = 1, 2, 3, \dots$. Было показано [11–32], что превышение отношениями $F_i^{\text{эксп}}$ указанных верхних пределов означает, что экспериментальные сечения реакций получены с существенными систематическими погрешностями и вследствие этого не являются достоверными. Дополнительно было установлено, что для достоверных экспериментальных данных отношения $F_i^{\text{эксп}}$ не должны заметно отличаться от $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанных в КМФЯР [38, 39].

Соответствующие отношения F_i , полученные как для экспериментальных, так и теоретических

сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ для ядра ^{58}Ni , приведены на рис. 2. Хорошо видно, что результаты, полученные в экспериментах, выполненных с тормозным γ -излучением [33, 36], определенно не являются достоверными, поскольку для обоих сечений отношения $F_1^{\text{эксп}}$ существенно (в несколько раз) занижены по сравнению с отношениями $F_1^{\text{теор}}$, тогда как $F_2^{\text{эксп}}$, напротив, завышены по сравнению с $F_2^{\text{теор}}$. Данные для $F_2^{\text{эксп}}$ полностью подтверждают заключение о том, что экстремально большая величина сечения выхода нейтронов [36] в области энергий выше порога $B2n = 22.5$ МэВ, действительно, может иметь не физическую, а техническую природу.

Вместе с тем на рис. 2 хорошо видно, что и экспериментальные данные, полученные с помощью квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе [37], расходятся с результатами расчетов в КМФЯР [38, 39]. Сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ определенно занижено, а сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ существенно завышено по сравнению с соответствующими теоретическими сечениями. Такие расхождения являются типичными для случаев со многими ядрами, исследованными ранее [11–32]: заметное количество нейтронов недостоверно (ошибочно) перемещается из одной парциальной реакции (в данном случае ядра ^{58}Ni из реакции $(\gamma, 1n)$) в другую $(\gamma, 2n)$, вследствие существенных систематических погрешностей процедуры определения множественности нейтрона по его энергии в методе разделения фотонейтронов по множественности. Наблюдающиеся существенные расхождения экспериментальных и теоретических данных означают, что к достоверности данных [37] имеются серьезные претензии.

О возможной причине такой недостоверности могут свидетельствовать данные, приведенные на рис. 3. Во всех обсуждаемых экспериментах

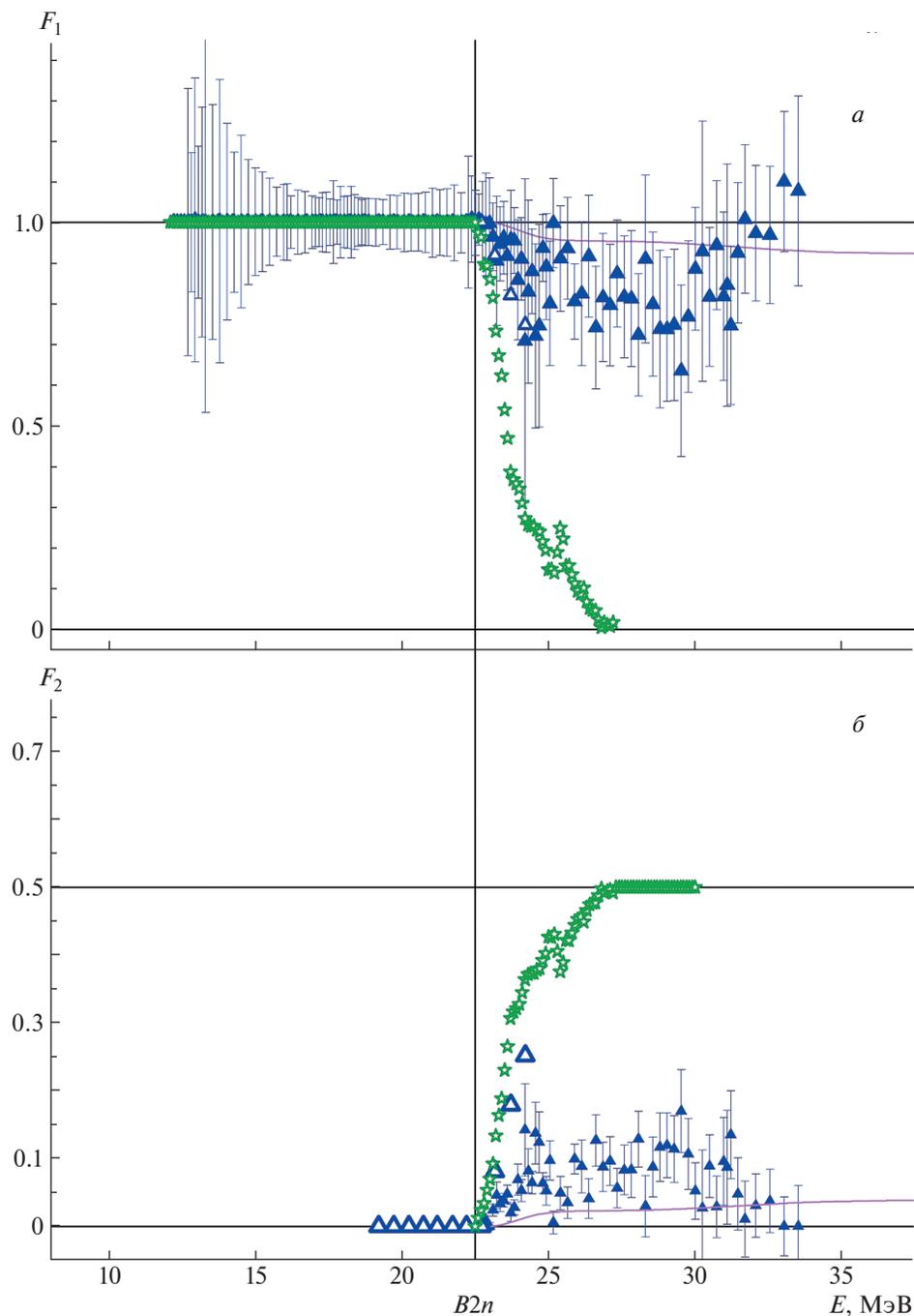


Рис. 2. Отношения F_1 (а) и F_2 (б), полученные для ядра ^{58}Ni с использованием экспериментальных данных (пустые треугольники [33], звезды [36], треугольники [37]), в сравнении с результатами расчетов в КМФЯР (сплошная кривая [38, 39]).

использовалась прямая регистрация нейтронов, вследствие чего вместо сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ в экспериментах получалась, по существу, сумма сечений $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$. Ранее было установлено, что в случаях относительно легких ядер (^{51}V [32], ^{59}Co [24], ^{75}As [27]) реакция $(\gamma, 1n1p)$ может являться главным источником существенных систематических погрешностей процедуры определения

множенности детектируемых нейтронов. Дело в том, что энергия возбуждения исследуемого ядра в такой двухнуклонной реакции $(\gamma, 1n1p)$ делится между нейтроном и протоном приблизительно так же, как и в другой двухнуклонной реакции $(\gamma, 2n)$, в результате чего энергии нейтронов, образующихся в таких реакциях, могут быть весьма близки. То, что в первой из этих

реакций множественность нейтронов равна 1, а во второй — 2, вносит существенные погрешности в процедуру разделения нейтронов между такими реакциями. Значительное количество нейтронов малых энергий, образующихся в реакции $(\gamma, 1n1p)$, интерпретируется как нейтроны из реакции $(\gamma, 2n)$, а, следовательно, сечение $\sigma(\gamma, 1n)$, в действительности сумма сечений $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$, недостоверно (ошибочно) занижается, а сечение $\sigma(\gamma, 2n)$ столь же недостоверно завышается.

В рассматриваемом случае ядра ^{58}Ni такая роль реакции $(\gamma, 1n1p)$ проявляется очень ярко. Из данных, приведенных на рис. 3, видно, что энергетический порог $B1n1p = 19.6$ МэВ оказывается на 2.9 МэВ ниже порога $B2n = 22.5$ МэВ, а также то, что рассчитанный в КМФЯР [38, 39] максимум сечения $\sigma(\gamma, 1n1p)$ при энергии ~ 31 МэВ приблизительно в 20 раз (6.3 мбн по сравнению с 0.3 мбн) превышает максимум сечения $\sigma(\gamma, 2n)$. Это позволяет сделать заключение о том, что роль реакции $(\gamma, 1n1p)$ в процессах фоторасщепления ядра ^{58}Ni весьма велика, тогда как роль реакции $(\gamma, 2n)$ практически пренебрежимо мала. Следовательно, основной причиной обсуждаемых расхождений между отношениями $F_{1,2}^{\text{теор}}$ и $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ является то, что многие нейтроны из реакции $(\gamma, 1n1p)$ были ошибочно приписаны реакции $(\gamma, 2n)$, а, следовательно, данные [37] как для сечения $\sigma(\gamma, 1n)$, в действительности суммы сечений $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$, так и для $\sigma(\gamma, 2n)$ не являются достоверными.

3. НОВЫЕ ДОСТОВЕРНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{58}Ni , ОЦЕНЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МЕТОДА

Новые сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, удовлетворяющие физическим критериям достоверности, были получены с помощью экспериментально-теоретического метода [11, 12]. В этом методе используется лишь экспериментальное сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, практически не зависящее от проблем экспериментального разделения фотонейтронов по множественности, поскольку включает в себя все образующиеся в разных реакциях нейтроны. Это сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ разделяется на вклады сечений парциальных реакций с помощью отношений F_i (7), рассчитанных в рамках КМФЯР [38, 39] и также от этих проблем не зависящих,

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) &= F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = \\ &= [\sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)] \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn). \end{aligned} \quad (8)$$

На рис. 1 видно, что экспериментальное сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ весьма близко к соответствующему теоретическому сечению

$\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$. Эта близость подтверждается и данными, приведенными на рис. 2: из всех рассматриваемых отношений $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ отношения $F_{1,2}^{\text{теор}}$ [37] оказываются ближайшими к отношениям $F_{1,2}^{\text{теор}}$. В связи с этим именно сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [37] было использовано в процедуре оценки (8) после небольшой корректировки, призванной еще лучше согласовать сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ и $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$. Корректировка была выполнена с использованием данных по интегральным сечениям и энергетическим центрам тяжести, полученным для области энергий от 15.0 до 22.5 МэВ, представленных в табл. 1. Поскольку сравниваемые экспериментальное и оцененное интегральные сечения (149.00 и 148.51 МэВ мбн) практически совпадают, корректировка заключалась лишь в смещении теоретического сечения $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ к большим энергиям на величину 0.43 МэВ (разность между энергетическими центрами тяжести (18.78–18.35) МэВ).

Сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, оцененные описанным выше методом вместе с полученным на их основе оцененным сечением полной фотонейтронной реакции, приведены на рис. 4 в сравнении с экспериментальными данными [36, 37]. Соответствующие интегральные сечения, рассчитанные в области энергий от порога $B1n = 12.2$ МэВ, представлены в табл. 2.

4. ПРИЧИНЫ РАСХОЖДЕНИЙ МЕЖДУ ОЦЕНЕННЫМИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ СЕЧЕНИЯМИ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{58}Ni

4.1. Сечения, полученные с помощью тормозного γ -излучения

Как было показано, экспериментальные сечения реакций на ядре ^{58}Ni , полученные с помощью тормозного γ -излучения, определенно не являются достоверными вследствие существенных расхождений с данными эксперимента [37] и оцененными данными.

Из данных, приведенных в табл. 2, следует, что в области энергий фотонов до $B2n = 22.5$ МэВ интегральное экспериментальное сечение $\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, xn)$ [36] превышает интегральное оцененное сечение $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, xn)$ на величину $\sim 15\%$ (191.80/167.40). В области энергий до $E^{\text{инт}} = 33.5$ МэВ это превышение возрастает до $\sim 30\%$ (382.19/293.39). В то же время в этой области энергий $\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 1n)$ [34] оказывается приблизительно на такую же величину $\sim 28\%$ (225.86/288.25) меньше, чем $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n)$, однако $\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n)$ [36] превышает $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n)$

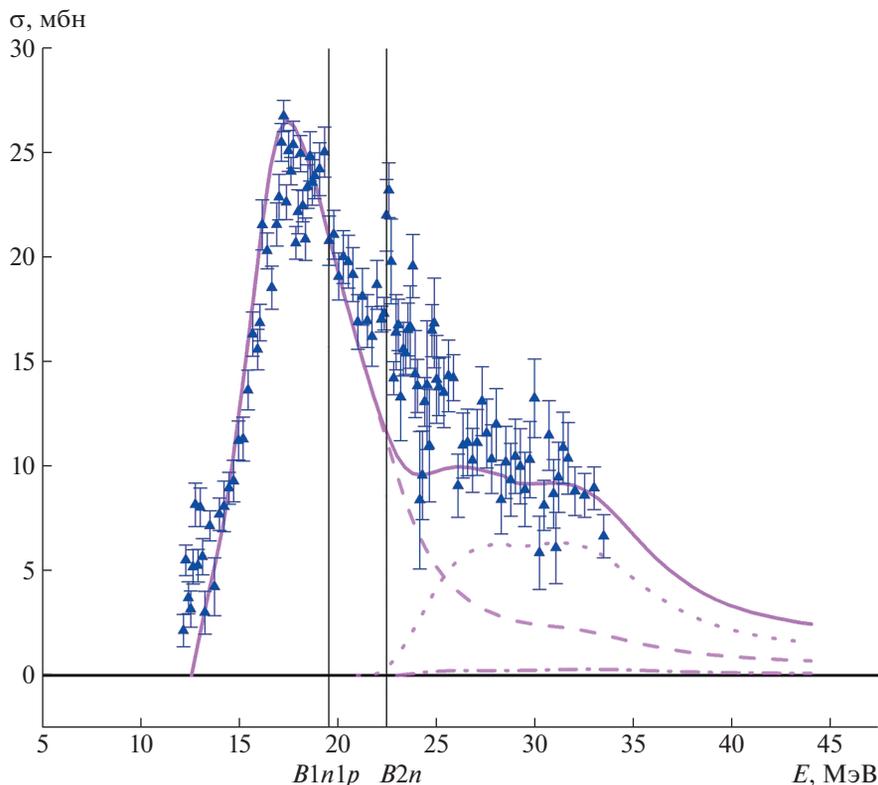


Рис. 3. Сравнение экспериментального сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ для ядра ^{58}Ni с теоретическими сечениями реакций, рассчитанными в КМФЯР ($\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ — сплошная кривая, $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$ — штриховая, $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ — точечная, $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ — штрихпунктирная).

Таблица 2. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в МэВ мбн), рассчитанные для областей энергий фотонов 12.2–22.5 и 12.2–33.5 МэВ по оцененным и экспериментальным [36, 37] данным

Реакция	[36]	[37]	Оценка	[36]	[37]	Оценка
	$E^{\text{инт}} = B2n = 22.5 \text{ МэВ}$			$E^{\text{инт}} = 33.5 \text{ МэВ}$		
(γ, xn)	191.80 ± 0.55	167.40 ± 1.10	167.41 ± 14.33	$382.19 \pm 0.85^3)$	293.39 ± 2.10	293.39 ± 14.81
(γ, sn)	191.80 ± 0.55	167.40 ± 1.10	167.41 ± 14.33	$304.05 \pm 0.78^3)$	286.41 ± 2.23	290.82 ± 14.81
$(\gamma, 1n)$	191.80 ± 0.55	167.40 ± 1.10	167.41 ± 14.33	$225.86 \pm 0.71^4)$	278.75 ± 2.18	288.25 ± 14.81
$(\gamma, 2n)$				78.14 ± 0.32	7.65 ± 0.49	2.57 ± 0.10

³⁾ Экспериментальные сечения реакций [36], рассчитанные до энергии $E^{\text{инт}} = 30.0 \text{ МэВ}$.

⁴⁾ Экспериментальные сечения реакций [36], рассчитанные до энергии $E^{\text{инт}} = 27.2 \text{ МэВ}$.

на 2940% (78.14/2.57). Столь огромное расхождение полностью подтверждает вывод, сделанный ранее о том, что причиной являются не какие-то физические эффекты, обусловленные особенностями фоторасщепления ядра ^{58}Ni , а причины иной природы, не физические, а технические, вероятно, связанные с загрязнением мишени.

Весьма важно отметить то обстоятельство, что сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ [36] опубликовано в области энергий фотонов лишь до $E = 27.2 \text{ МэВ}$, в

то время как сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, sn)$ и $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ — до энергии 30.0 МэВ. Причина такого положения дел понятна из данных, приведенных на рис. 4в. Сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ [36] резко уменьшается до нулевого значения при энергии $E = 27.2 \text{ МэВ}$. Его форма заставляет предполагать, что при больших энергиях в этом сечении должны были бы появиться физически запрещенные отрицательные значения, обусловленные тем, что многие нейтроны из этой реакции были недостоверно (ошибочно) приписаны реак-

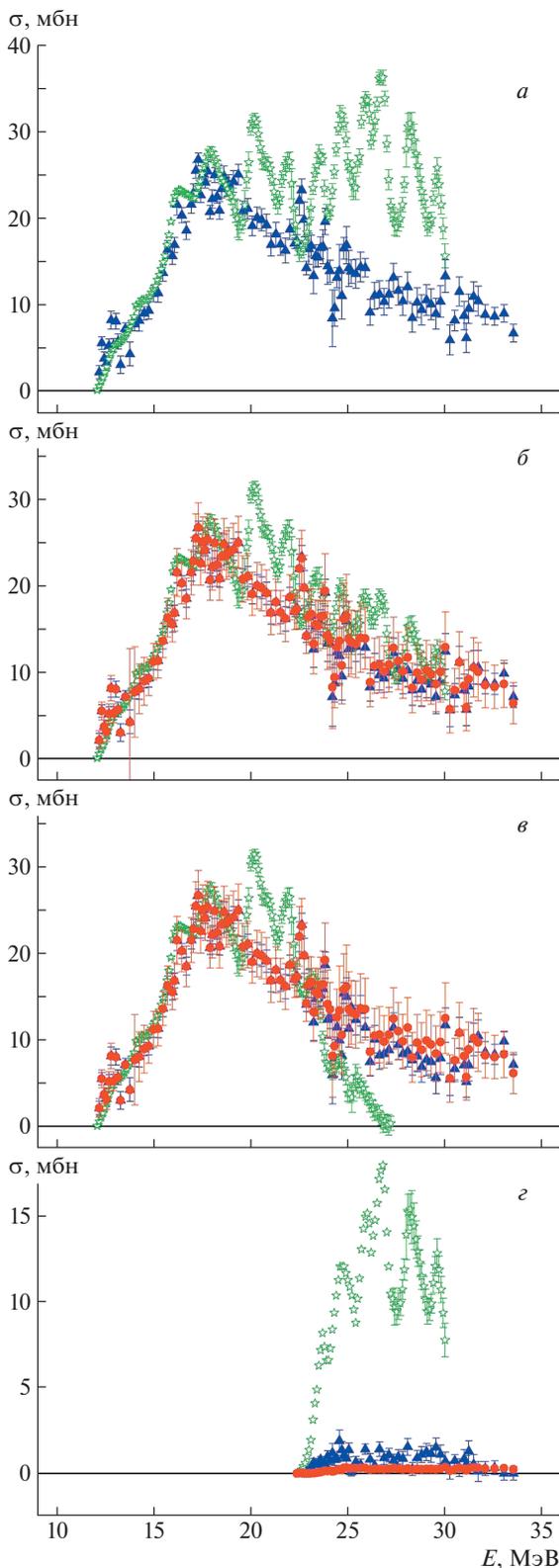


Рис. 4. Сравнение оцененных (кружки) и экспериментальных (треугольники [37], звезды [36]) сечений реакций на ядре ^{58}Ni : *a* — $\sigma(\gamma, xn)$, *б* — $\sigma(\gamma, sn)$, *в* — $\sigma(\gamma, 1n)$, *з* — $\sigma(\gamma, 2n)$.

ции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ [36]. Такое предположение подтверждается тем обстоятельством, что именно в этой области энергий фотонов наблюдается экстремально большое недоверное превышение сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ [36] над сечением $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)$.

4.2. Сечения, полученные с помощью квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов

Сечения разных реакций, приведенные на рис. 4*в, з*, свидетельствуют о том, что в соответствии с данными по отношениям $F_{1,2}$, приведенными на рис. 2, экспериментальное сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ [37] несколько занижено по сравнению с оцененным сечением $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n)$. В соответствии с данными табл. 2 значения интегральных сечений, рассчитанные для области энергий фотонов $E^{\text{инт}} = 22.5\text{--}33.5$ МэВ, равны соответственно 119.01 и 123.42 МэВ мбн (расхождение составляет $\sim 3.5\%$). Недостающие в сечении реакции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ по сравнению с $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n)$ нейтроны, естественно, перемещены в сечение реакции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$, что должно было его также недоверно увеличить соответственно на ту же (близкую) величину $\sim 3.5\%$. Однако согласно данным табл. 2 интегральное сечение $\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n)$ увеличилось на величину $\sim 197.7\%$ ($7.65/2.57$). Естественным источником нейтронов для такого экстремального завышения сечения реакции $(\gamma, 2n)$ является единственно энергетически возможная в данной области энергий фотонов реакция $(\gamma, 1n1p)$. Такое заключение полностью согласуется с данными, приведенными на рис. 3, на котором хорошо видно, что сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ в целом согласуется с соответствующей суммой сечений $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n) + \sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$.

Как отмечалось выше, энергетический порог реакции $(\gamma, 1n1p)$ $B_{1n1p} = 19.6$ МэВ на 2.9 МэВ ниже порога $B_{2n} = 22.5$ МэВ реакции $(\gamma, 2n)$, а величина сечения $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ приблизительно в 20 раз превышает сечение $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$. В этой связи роль реакции $(\gamma, 2n)$ должна быть оценена как пренебрежимо малая и соотношение (8) должно быть переписано следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) &= F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) \approx \quad (9) \\ &\approx F_i^{\text{теор}} [\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n) + \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n1p)]. \end{aligned}$$

Это означает, что сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ [37], по существу, в действительности, представляет собой сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n1p)$. Такое заключение подтверждается и соответствующими разностями между экспериментальными и оцененными сечениями реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$:

$$\Delta\sigma(\gamma, 1n) = \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n) - \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n) \quad (10)$$

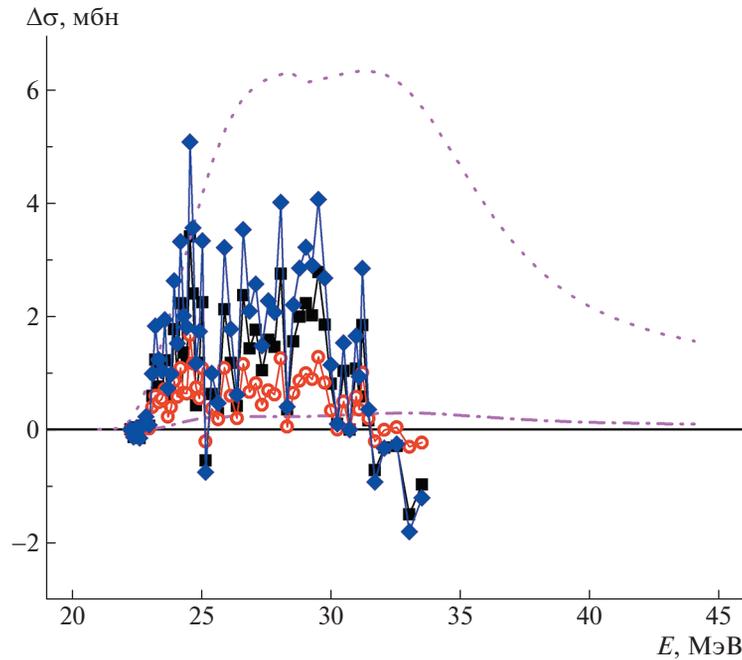


Рис. 5. Сравнение разностей между экспериментальными и оцененными сечениями реакций ($\Delta\sigma(\gamma, 1n)$ (10) — кружки; $\Delta\sigma(\gamma, 2n)$ (11) — квадраты, сумма $\Delta\sigma(\gamma, 1n) + \Delta\sigma(\gamma, 2n)$ — ромбы) с сечениями реакций, рассчитанными в КМФЯР ($\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ — точечная кривая; $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ — штрихпунктирная).

и

$$\Delta\sigma(\gamma, 2n) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n), \quad (11)$$

которые приведены на рис. 5.

В табл. 3 представлены величины интегральных сечений, полученные для суммы разностей $\Delta\sigma(\gamma, 1n) + \Delta\sigma(\gamma, 2n)$, в сравнении с соответствующими данными для сечений реакций $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$, рассчитанных теоретически. Сравнение выполнено для области энергий фотонов от 22.5 до 31.4 МэВ, которая была выбрана в связи с присутствием при больших энергиях нескольких отрицательных значений разностей. Данные, приведенные на рис. 5 и в табл. 3, представляют собой прямое подтверждение того, что обсуждаемая сумма разностей $\Delta\sigma(\gamma, 1n) + \Delta\sigma(\gamma, 2n)$, полученная с использованием экспериментальных сечений [37], имеет величину одного порядка с

Таблица 3. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в МэВ мбн), рассчитанные для разностей между оцененными и экспериментальными сечениями реакций $\Delta\sigma(\gamma, 1n) + \Delta\sigma(\gamma, 2n)$, в сравнении с данными для сечений реакций $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$, рассчитанных теоретически

Сумма разностей $\sigma^{\text{инт}}(\Delta\sigma(\gamma, 1n) + \Delta\sigma(\gamma, 2n))$	$\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$	$\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$
16.24 ± 3.67	43.22 ± 0.85	1.71 ± 0.03

величиной теоретического сечения $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$: отношения интегральных сечений составляет ~ 2.7 ($43.22/16.24$). При этом рассматриваемая сумма разностей $\Delta\sigma(\gamma, 1n) + \Delta\sigma(\gamma, 2n)$ существенно (приблизительно, на порядок ($16.24/1.71$)) превышает сечение $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Достоверность экспериментальных данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{58}Ni , полученных в экспериментах, выполненных с помощью тормозного γ -излучения [33–36] и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [37], проанализирована с помощью экспериментально-теоретического метода, основанного на использовании объективных физических критериев $F_{1,2}$ (7). Установлено, что сечения парциальных реакций, полученные с помощью тормозного γ -излучения, определенно являются недостоверными, поскольку соответствующие отношения $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ значительно (в несколько раз) отличаются от $F_{1,2}^{\text{теор}}$, рассчитанных в рамках КМФЯР. В то же время обнаружено, что отношения $F_{1,2}^{\text{эксп}}$, полученные по данным эксперимента с квазимоноэнергетическими фотонами [37], также заметно отличаются от $F_{1,2}^{\text{теор}}$. Эти расхождения определенно являются систематическими, поскольку $F_1^{\text{теор}} > F_1^{\text{эксп}}$, но $F_2^{\text{эксп}} > F_2^{\text{теор}}$, что озна-

чает, что к достоверности и данным [37] имеются серьезные претензии.

С использованием экспериментально-теоретического метода оценки получены новые сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ для ядра ^{58}Ni , удовлетворяющие физическим критериям достоверности. Установлено, что оцененные сечения обеих парциальных реакций определенно расходятся с экспериментальными сечениями, однако эти расхождения проявляются по-разному.

Рассчитанное для области энергий налетающих фотонов до 33.5 МэВ интегральное сечение $\sigma_{\text{инт-эксп}}(\gamma, 1n) = 278.75$ МэВ мбн оказывается на величину $\sim 3.5\%$ меньшим по сравнению с $\sigma_{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n) = 288.25$ МэВ мбн, однако интегральное сечение $\sigma_{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n) = 7.65$ МэВ мбн оказывается на величину $\sim 197.7\%$ большим по сравнению с $\sigma_{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n) = 2.57$ МэВ мбн. Показано, что единственным источником такого экстремального увеличения является реакция $(\gamma, 1n1p)$, нейтроны из которой были недостоверно (ошибочно) интерпретированы как принадлежащие реакции $(\gamma, 2n)$. Причиной является близость энергий нейтронов из обеих реакций, которая приводит к большим систематическим погрешностям использованного [37] метода определения множественности нейтрона по его энергии. В этой связи должно быть сделано заключение о том, что экспериментальные данные по сечениям парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{58}Ni , полученные на пучке квазимоноэнергетических фотонов с помощью метода разделения нейтронов по множественности [37], являются недостоверными и не могут быть рекомендованы для использования в исследованиях и приложениях. Новые сечения реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, sn)$ для ядра ^{58}Ni , оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода, соответствуют физическим критериям достоверности данных и могут быть рекомендованы для использования.

Исследования выполнены в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д. В. Скобельцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. S. Dietrich and B. L. Berman, *At. Data Nucl. Data Tables* **38**, 199 (1988).
2. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, *INDC(NDS)-394, IAEA NDS* (Vienna, Austria, 1999).
3. Международная электронная база данных по ядерным реакциям: Секция ядерных данных МАГАТЭ, <http://www-nds.iaea.org/exfor>; Национальный центр ядерных данных США, <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>; Центр данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) НИИЯФ МГУ, <http://cdfе.sinp.msu.ru/index.ru.html>
4. J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (John Wiley & Sons, New York, 1952).
5. C. Tzara, *Compt. Rend. Acad. Sci.* **245**, 56 (1957).
6. J. Miller, C. Schuhl, and C. Tzara, *Nucl. Phys.* **32**, 236 (1962).
7. E. Wolyneć, A. R. V. Martinez, P. Gouffon, Y. Miyao, V. A. Serrão, and M. N. Martins, *Phys. Rev. C* **29**, 1137 (1984).
8. E. Wolyneć and M. N. Martins, *Rev. Brasil. Fis.* **17**, 56 (1987).
9. B. L. Berman, R. E. Pywell, S. S. Dietrich, M. N. Thompson, K. G. McNeill, and J. W. Jury, *Phys. Rev. C* **36**, 1286 (1987).
10. В. В. Варламов, Н. Н. Песков, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, *ВАНИТ. Сер.: Ядерные константы* **1–2**, 48 (2003).
11. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, В. А. Четверткова, *Изв. РАН. Сер. физ.* **74**, 875 (2010) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **74**, 833 (2010)].
12. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трошиев, *Изв. РАН. Сер. физ.* **74**, 884 (2010) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **74**, 842 (2010)].
13. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **75**, 1414 (2012) [*Phys. At. Nucl.* **75**, 1339 (2012)].
14. 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)].
15. В. В. Варламов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *Изв. РАН. Сер. физ.* **77**, 433 (2013) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **77**, 388 (2013)].
16. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and K. A. Stopani, *Eur. Phys. J. A* **50**, 114 (2014).
17. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *ЯФ* **78**, 678 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 634 (2015)].
18. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *ЯФ* **78**, 797 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 746 (2015)].
19. S. S. Belyshev, D. M. Filipescu, I. Gheorghe, B. S. Ishkhanov, V. V. Khankin, A. S. Kurilik, A. A. Kuznetsov, V. N. Orlin, N. N. Peskov, K. A. Stopani, O. Tesileanu, and V. V. Varlamov, *Eur. Phys. J. A* **51**, 67 (2015).
20. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, М. А. Макаров, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, *Изв. РАН. Сер. физ.* **80**, 351 (2016) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **80**, 317 (2016)].
21. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *ЯФ* **79**, 315 (2016) [*Phys. At. Nucl.* **79**, 501 (2016)].
22. V. Varlamov, B. Ishkhanov, and V. Orlin, *Phys. Rev. C* **95**, 054607 (2017).

23. V. Varlamov, B. Ishkhanov, and V. Orlin, Phys. Rev. C **96**, 044606 (2017).
24. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and B. S. Ishkhanov, Eur. Phys. J. A **53**, 180 (2017).
25. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **80**, 632 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 1106 (2017)].
26. В. В. Варламов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 744 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **81**, 670 (2017)].
27. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, B. S. Ishkhanov, and V. N. Orlin, Eur. Phys. J. A **54**, 74 (2018).
28. V. Varlamov, A. Davydov, V. Kaidarova, and V. Orlin, Phys. Rev. C **99**, 024608 (2019).
29. С. С. Бельшев, В. В. Варламов, С. А. Гунин, А. И. Давыдов, Б. С. Ишханов, И. А. Пшеничнов, В. Н. Орлин, ЯФ **83**, 2 (2020) [Phys. At. Nucl. **83**, 1 (2020)].
30. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and V. N. Orlin, Amer. J. Phys. Appl. **8**, 64 (2020).
31. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, ЯФ **84**, 278 (2021) [Phys. At. Nucl. **84**, 389 (2021)].
32. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and V. N. Orlin, Eur. Phys. J. A **57**, 287 (2021).
33. K. Min and T. A. White, Phys. Rev. Lett. **21**, 1200 (1968).
34. D. G. Owen, E. G. Muirhead, and B. M. Spicer, Nucl. Phys. A **140**, 523 (1970).
35. Б. И. Горячев, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, И. М. Пискарев, В. Г. Шевченко, О. П. Шевченко, Письма в ЖЭТФ **8**, 76 (1968) [JETP Lett. **8**, 46 (1968)].
36. Б. И. Горячев, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, И. М. Пискарев, В. Г. Шевченко, О. П. Шевченко, ЯФ **11**, 252 (1970) [Sov. J. Nucl. Phys. **11**, 141 (1970)].
37. S. C. Fultz, R. A. Alvarez, B. L. Berman, and P. Meyer, Phys. Rev. C **10**, 608 (1974).
38. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЭЧАЯ **38**, 460 (2007) [Phys. Part. Nucl. **38**, 232 (2007)].
39. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [Phys. At. Nucl. **71**, 493 (2008)].
40. Y. Tanaka, Prog. Theor. Phys. **46**, 787 (1971).
41. C. Ngo-Trong and D. J. Rowe, Phys. Lett. B **36**, 553 (1971).
42. Ф. А. Живописцев, К. В. Шитикова, ЯФ **16**, 42 (1972) [Sov. J. Nucl. Phys. **16**, 21 (1973)].
43. J. B. Seaborn, D. Drechsel, H. Arenhovel, and W. Greiner, Phys. Lett. **23**, 576 (1966).
44. A. Veyssi re, H. Beil, R. Berg re, P. Carlos, A. Lepr tre, and A. De Miniac, Nucl. Phys. A **227**, 513 (1974).
45. J. T. Caldwell, R. L. Bramblett, B. L. Berman, R. R. Harvey, and S. C. Fultz, Phys. Rev. Lett. **15**, 976 (1965).

RELIABILITY OF PHOTONUCLEAR EXPERIMENTS RESULTS FOR ^{58}Ni

V. V. Varlamov¹⁾, A. I. Davydov²⁾, V. N. Orlin¹⁾

¹⁾ Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics of Lomonosov Moscow State University, Russia

²⁾ Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia

The reliability of experimental data on partial photoneutron reaction cross sections ($\gamma, 1n$) and ($\gamma, 2n$) for ^{58}Ni obtained in experiments carried out using beams of both bremsstrahlung and quasimonoenergetic annihilation photons were analyzed using the objective physical criteria. It was found out that data obtained using bremsstrahlung are not reliable definitely. At the same time it was shown that there are serious doubts in reliability of data obtained using quasimonoenergetic photons and the method of photoneutron multiplicity sorting. New reliable cross sections of partial and total photoneutron reactions were obtained using the experimental-theoretical method of evaluation basing on the joint using of the experimental neutron yield cross section which is rather independent of neutron multiplicity and the results of calculations in the Combined Photo Nuclear Reaction Model (CPNRM). The significant disagreements between the new reliable evaluated cross sections and the experimental ones for both partial reactions ($\gamma, 1n$) and ($\gamma, 2n$) were analyzed in detail. It was shown that the main reason of disagreements is that experimental cross section of ($\gamma, 1n1p$) reaction was unreliably (erroneously) interpreted as that of ($\gamma, 2n$) reaction.

НЕЙТРОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ОБЪЕМНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВОДОРОДА В РАЗЛИЧНЫХ ОБЪЕКТАХ

© 2022 г. А. М. Бакаляров^{1)*}, Г. В. Мурадян¹⁾

Поступила в редакцию 20.01.2022 г.; после доработки 10.03.2022 г.; принята к публикации 15.03.2022 г.

Предлагается метод измерения объемного распределения водорода в различных объектах с помощью зондирования мечеными нейтронами. Существующие методы такого зондирования, позволяющие измерить распределение ряда элементов, к водороду неприменимы, так как основаны на регистрации реакции с испусканием γ -квантов, которая у водорода при энергии меченых нейтронов практически отсутствует. Между тем водород представляет большой интерес: он входит в состав многих веществ, включая органические соединения, в частности, взрывчатые вещества. В предлагаемом методе производится регистрация рассеянных на объекте нейтронов и измеряется время регистрации. Описан способ выделения из множества зарегистрированных нейтронов случаев рассеяния на водороде и определения координаты точки рассеяния. Проведено численное моделирование, и показано, что метод обеспечивает высокое пространственное разрешение и быстрый набор событий рассеяния на водороде. Его можно совместить с существующими методами измерения распределения других элементов, что позволит расширить круг идентифицируемых веществ и в разы сократить расход ресурса нейтронного источника.

DOI: 10.31857/S0044002722040031

1. ВВЕДЕНИЕ

Основной интерес к измерениям объемного распределения элементов с использованием меченых нейтронов связан с выявлением скрытых веществ в исследуемых объектах без их вскрытия. Меченые нейтроны отличаются тем, что для каждого из них известны время испускания и вектор скорости. Источником меченых нейтронов является реакция $T(d, n)^4\text{He}$. Энергия нейтронов ~ 14 МэВ. Время испускания и вектор скорости определяются по регистрации сопутствующей α -частицы. Известны два метода измерения объемного распределения элементов с использованием меченых нейтронов. Оба они основаны на зондировании объекта мечеными нейтронами и регистрации реакции неупругого рассеяния $A(n, n'\gamma)$. В одном из них [1–9] регистрируются только γ -кванты (γ -метод), в другом, недавно предложенном [10], — γ -кванты и нейтроны (n -метод). Ядро, на котором произошла реакция, идентифицируется по характерному спектру γ -квантов и нейтронов соответственно. Местоположение ядра в обоих методах определяется по измерению задержки времени регистрации γ -кванта относительно времени испускания меченого нейтрона по известному вектору его скорости. К водороду эти методы неприменимы, так как они

основаны на регистрации γ -квантов, которые у водорода при энергии нейтронов 14 МэВ практически отсутствуют. Для полноты отметим также работу [11], где рассматривается возможность выявления водорода в органических соединениях по его влиянию на высоту пиков в спектре γ -квантов неупругого рассеяния нейтронов на других элементах соединения. Метод может использоваться только для определения доли водорода в объекте в целом и только при условии однородности содержащегося в нем вещества. Измерение объемного распределения невозможно.

В настоящей работе предлагается метод измерения объемного распределения водорода в различных объектах. Объект зондируется мечеными нейтронами, и с помощью координатно-чувствительного детектора производится регистрация рассеянных нейтронов. При этом измеряется время регистрации меченого нейтрона, отсчитываемое от момента его испускания.

Описан способ выделения из множества зарегистрированных событий случаев рассеяния на водороде и нахождения координаты точки рассеяния. Проведено численное моделирование, и показано, что метод обеспечивает высокое пространственное разрешение и быстрый набор полезных событий. Его можно совместить с существующими методами, применимыми к другим элементам, что позволит значительно расширить круг идентифицируе-

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

*E-mail: bakalyaram@yandex.ru

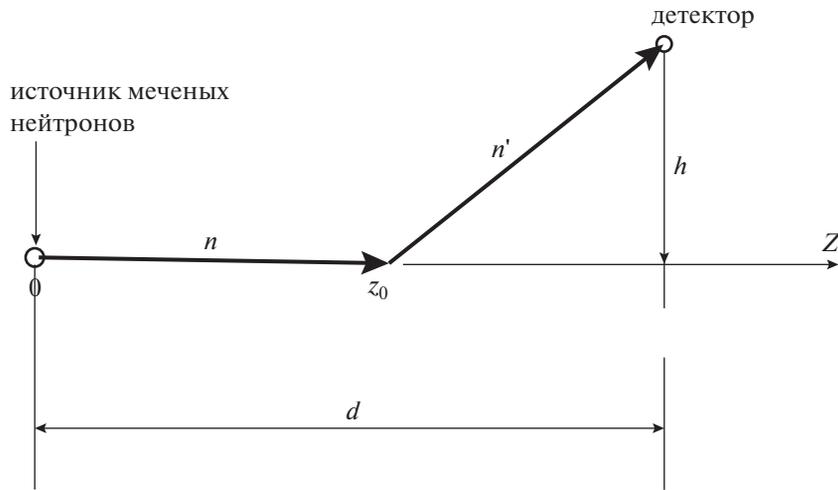


Рис. 1. Упрощенная схема установки для измерения объемного распределения водорода. Обозначения: Z — ось вдоль первичного направления движения нейтрона, d — расстояние между источником нейтронов и детектором вдоль оси Z , h — расстояние между детектором и осью Z , z_0 — точка взаимодействия нейтрона с мишенью, n — первичный нейтрон, n' — рассеянный нейтрон.

мых веществ и в разы сократить расход ресурса нейтронного источника.

Для краткости описываемый здесь метод будем называть водородным методом.

2. ВОДОРОДНЫЙ МЕТОД

Рассмотрим сначала, как можно определить координаты точки рассеяния меченого нейтрона на водороде. На рис. 1 представлена упрощенная схема установки. Меченый нейтрон, испущенный из точки $z = 0$, движется вдоль оси Z , в некоторой точке z_0 претерпевает упругое рассеяние на водороде и регистрируется точечным детектором. При этом измеряется время задержки регистрации t относительно момента испускания меченого нейтрона. Покажем, что время t позволяет с высокой точностью определить координату z_0 . Время задержки складывается из двух слагаемых — времени пролета меченого нейтрона до точки рассеяния и времени пролета рассеянного нейтрона до точки его регистрации. Имеем

$$t = \frac{z_0}{V_0} + \frac{L}{V}, \quad L = \sqrt{(d - z_0)^2 + h^2}, \quad (1)$$

$$V_0 = \sqrt{\frac{2E_0}{m}}, \quad V = \sqrt{\frac{2E_0 \cos^2 \theta}{m}}, \quad \cos \theta = \frac{d - z_0}{L},$$

где E_0 — энергия меченого нейтрона, V_0 и V — скорость нейтрона до и после рассеяния, θ — угол рассеяния, d и h определяют положение детектора относительно оси Z . На рис. 2 приведена зависимость $t(z_0)$ при $d = 110$ см и трех значениях h , равных 100, 200, 300 см. С ростом z_0 время t монотонно растет, откуда и следует, что время

задержки позволяет однозначно определить местоположение точки рассеяния z_0 . Неопределенность Δz_0 , обусловленная погрешностью Δt , равна $(\partial t / \partial z_0)^{-1} \Delta t$. Производная $\partial t / \partial z_0$ увеличивается с ростом z_0 и при $z \rightarrow d$, что соответствует $\theta \rightarrow 90^\circ$, стремится к бесконечности (см. рис. 2). Например, если взять $\Delta t = 0.7$ нс, $h = 100$ см и $d = 110$ см, то при $z_0 = 60$ см получаем $\Delta z_0 = 1$ см, а при $z_0 = 90$ см — $\Delta z_0 = 0.3$ см. Обратим внимание, что эта точность значительно лучше соответствующей точности измерения z_0 в γ - и n -методах (для любого элемента, который может быть идентифицирован этими методами). Связано это с тем, что в γ - и n -методах время задержки определяется первым слагаемым формулы (1) и соответственно $\Delta z_0 = V_0 \Delta t = 3.5$ см, а в водородном методе — в основном вторым слагаемым, которое из-за значительно меньшей скорости нейтрона более чувствительно к изменению z_0 .

В реальной ситуации, кроме водорода, в объекте имеются и другие элементы. Рассеяние меченых нейтронов на этих элементах приведет к появлению фона. Так, например, в случае взрывчатого вещества TNT ($C_7H_5N_3O_6$) вероятность рассеяния на $C_7N_3O_6$ в ~ 6 раз больше, чем на H_5 . Покажем, что проблему фона можно решить на основе выделенности рассеяния нейтронов на водороде с помощью регистрации нейтронов координатно-чувствительным детектором. Выделенность водорода хорошо проявляется на графике зависимости энергии рассеянного нейтрона (определяющей время задержки) от угла рассеяния $E_n(\theta)$. На рис. 3 приведено сравнение $E_n(\theta)$ водорода с углеродом. Начальная энергия нейтронов 14 МэВ. Жирная

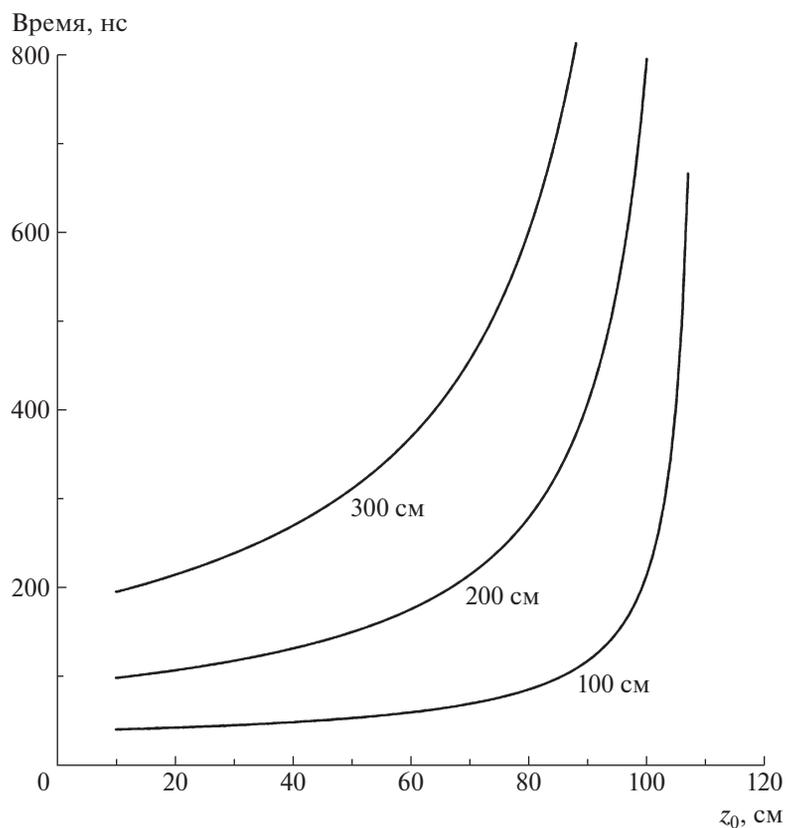


Рис. 2. Графики зависимости времени регистрации нейтрона $t(z_0)$ при расположении точечного детектора на расстоянии $d = 110$ см вдоль оси Z (см. рис. 1) для трех расстояний от оси Z ($h = 100, 200$ и 300 см).

кривая соответствует рассеянию на водороде, тонкие кривые — рассеянию на углероде с образованием остаточного ядра с различными энергиями возбуждения (U). В случае водорода кривая одна-единственная — упругое рассеяние ($U = 0$), она исчерпывает все полное сечение рассеяния (~ 0.7 бн), с ростом θ резко падает до $E_n = 0$ и охватывает диапазон углов $0^\circ - 90^\circ$. В случае углерода полное сечение рассеяния (~ 1.2 бн) раздроблено во множество способов рассеяния с различными $U \geq 0$, с ростом θ падает медленно и охватывает весь диапазон углов ($0^\circ - 180^\circ$). Качественно картина такая же и для других ядер.

Рассмотрим, как выделенность водорода сказывается на отношении эффект/фон. Для простоты сначала по-прежнему будем считать, что нейтроны регистрируются точечным детектором. Заметим, что безотносительно того, на каком элементе происходит рассеяние, точка рассеяния в действительности определяется по формуле (1), справедливой, однако только в случае рассеяния на водороде. Поэтому при рассеянии на водороде расчетная точка (z) совпадает с реальной точкой (z_0) рассеяния так, что всегда $z = z_0$, а при рассеянии на других элементах $z_0 \neq z$. На рис. 4 приведена зависимость z от z_0 для углерода при различных значениях

энергии U (тонкие кривые) и для водорода ($z = z_0$, жирная прямая). Кривые углерода получены путем вычисления зависимости $t(z_0)$ по формуле (1) с постановкой в нее $V = f_c(\theta)$ для углерода, и затем с помощью формулы (1) для водорода (т.е. с постановкой $V = f(\theta)$, см. формулу (1)) вычисляется $z(z_0)$. На рис. 4 указаны соответствующие значения энергии (U) и сечения рассеяния (σ). Расчет проведен при $h = 100$ см и $d = 110$ см. Рисунок позволяет оценить отношение эффект/фон. Пусть, например, объект состоит из смеси атомов водорода и углерода в равных количествах и охватывает интервал $z_0 = 60 - 90$ см (обозначен штрихами). Все события рассеяния нейтронов на углероде, попадающие в интервал $z = 60 - 90$ см, являются фоновыми событиями. Видно, что фон обусловлен лишь двумя кривыми $U = 10.8$ МэВ и $U = 11.8$ МэВ. Их суммарное сечение составляет 0.031 бн, тогда как полное сечение рассеяния — 1.2 бн, т.е. лишь 2.5% нейтронов, рассеянных на углероде, могут создавать фон. Отношение эффект/фон равно $2(0.7/0.031) = 45$, где 0.7 — сечение рассеяния водорода, фактор ~ 2 связан с различием угловых диапазонов рассеяния на водороде ($0^\circ - 90^\circ$) и углероде ($0^\circ - 180^\circ$). Полученное

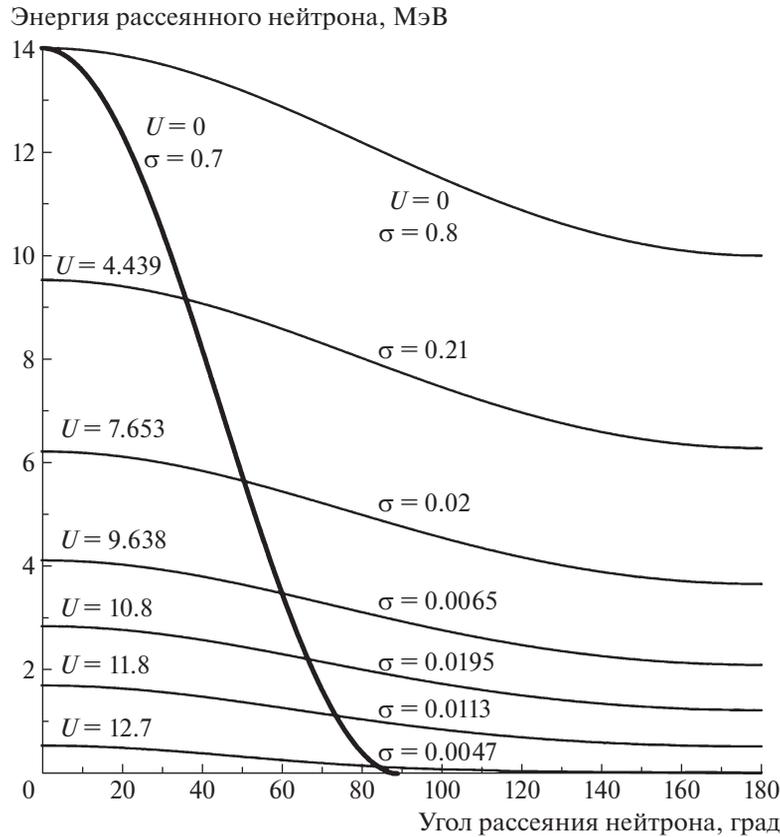


Рис. 3. Сравнение графиков зависимостей энергии рассеяния нейтронов с начальной энергией 14 МэВ на водороде и углероде от угла рассеяния. Толстая кривая — рассеяние на водороде (упругое рассеяние, энергия возбуждения $U = 0$). Остальные кривые — рассеяние на углероде с различными энергиями возбуждения. На каждой кривой показаны энергии возбуждения (U) и сечения взаимодействия нейтронов с энергией 14 МэВ по каждому из каналов рассеяния.

отношение соответствует среднему по интервалу (30 см) значению фона. Но, как видно из рис. 4, среднее значение совершенно не передает характер фона — двух узких участков — около $z \approx 78$ см с шириной $\Delta z \sim 1.5$ см и около $z \sim 65$ см с шириной $\Delta z \sim 3$ см. Обычно в объекте присутствуют несколько элементов, и соответственно число пиков значительно больше. Их невозможно отличить от эффекта, обусловленного неравномерным распределением водорода в объекте.

Покажем, что фон усреднится и станет гладким, если для регистрации нейтронов использовать координатно-чувствительный детектор. При этом усреднение не коснется эффекта. Это следует из того, что при переносе точечного детектора (рис. 1) на другое расстояние d линия водорода ($z = z_0$) останется неизменной (рис. 4), а кривые других элементов (в данном случае — углерода) переместятся вдоль оси z . Так, например, если вместо $d = 110$ см (рис. 4) взять $d = 160$ см (рис. 5), кривые углерода переместятся на ~ 50 см. Это означает, что при любой данной точке рассеяния (z_0) координата z с изменением d от 110 до 160 см в случае рассеяния на водороде не будет меняться

(всегда z совпадает с z_0), а в случае рассеяния на углероде z будет перемещаться от z_1 при $d_1 = 110$ см до $z_2 \approx z_1 + 50$ при $d = 160$ см. Поэтому при суммировании событий, зарегистрированных в различных точках, использование координатно-чувствительного детектора увеличивает как эффект, так и фон, но фон при этом усредняется и сглаживается, а эффект увеличивается без какого-либо размытия. Уровень сглаженного фона в интервале $z = 60-90$ см можно оценить по числу событий вне этого интервала, где регистрация рассеяния на водороде заведомо отсутствует. Там присутствует только фон.

Для более точного рассмотрения и наглядной иллюстрации водородного метода было проведено численное моделирование.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДА

Моделирование проводилось методом Монте-Карло с помощью программного пакета GEANT-CALOR [12]. Схема моделируемой установки приведена на рис. 6. Для регистрации нейтронов используется сцинтилляционный детектор

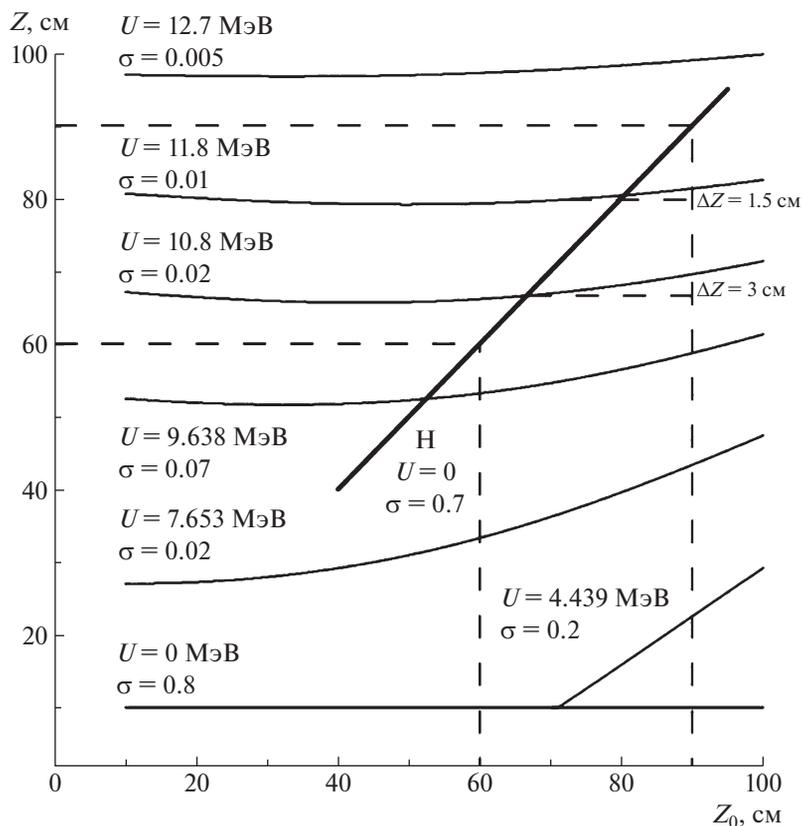


Рис. 4. Сравнение графиков зависимостей расчетной точки рассеяния на водороде (z) от реальной точки рассеяния (z_0) для водорода и углерода. Толстые кривые — рассеяние на водороде, тонкие кривые — рассеяние на углероде. Расчет приведен для $d = 110$ см и $h = 100$ см (см. рис. 1). На графиках указаны энергии уровней и сечения взаимодействия для каждого из каналов рассеяния для первичной энергии нейтрона 14 МэВ.

в виде кольцевого цилиндрического слоя толщиной 2 см, длиной 50 см и внутренним радиусом 49 см. Объект — мишень в форме диска — помещается в центре детектора. Источник меченых нейтронов (14 МэВ) расположен на расстоянии 100 см от центра мишени. Рассматривалось два варианта моделирования. В первом варианте нейтроны распространялись строго вдоль оси Z (диаметр пучка $D = 0$). Во втором варианте нейтроны распространялись изотропно внутри узкого конуса, охватывая в центре мишени круг диаметром $D = 3$ см. При моделировании информация сохранялась в событийном файле, где записывались: выделенная в детекторе энергия; время регистрации нейтрона; координаты $(x'y'z')$ точки, являющейся пересечением прямой движения рассеянного нейтрона с цилиндрической поверхностью $R = 50$ см в детекторе; кратность взаимодействия нейтрона в мишени; сведения о первом взаимодействии меченого нейтрона с ядрами мишени — атомный номер ядра и координаты взаимодействия. Рассеянный нейтрон считался зарегистрированным, если выделенная в детекторе энергия с учетом коэффициента Биркса превышает 10 кэВ. Для

обработки результатов моделирования была написана отдельная программа, которая позволяет по измеренным времени задержки и координатам регистрации определить точку рассеяния z_0 на оси Z в предположении, что рассеяние произошло на водороде. Временная неопределенность регистрации имитировалась размытием времени регистрации нейтрона по Гауссу с шириной на полувысоте $\Delta t = 0.7$ нс. Учет неопределенности местоположения точки регистрации проводился следующим, достаточно точным, способом. В качестве места регистрации бралась случайная точка на пространственной сфере с центром с координатами $(x'y'z')$ и с радиусом, имеющим распределение Гаусса с шириной на полувысоте, равной $\Delta r = 1$ см.

Результатом моделирования является распределение по z всевозможных событий (N), представляющих сумму эффект + фон, и фоновых событий (Φ). Последние получают отбрасыванием событий эффекта, идентифицируемых как однократное взаимодействие нейтрона в мишени, при условии, что это взаимодействие происходит на водороде.

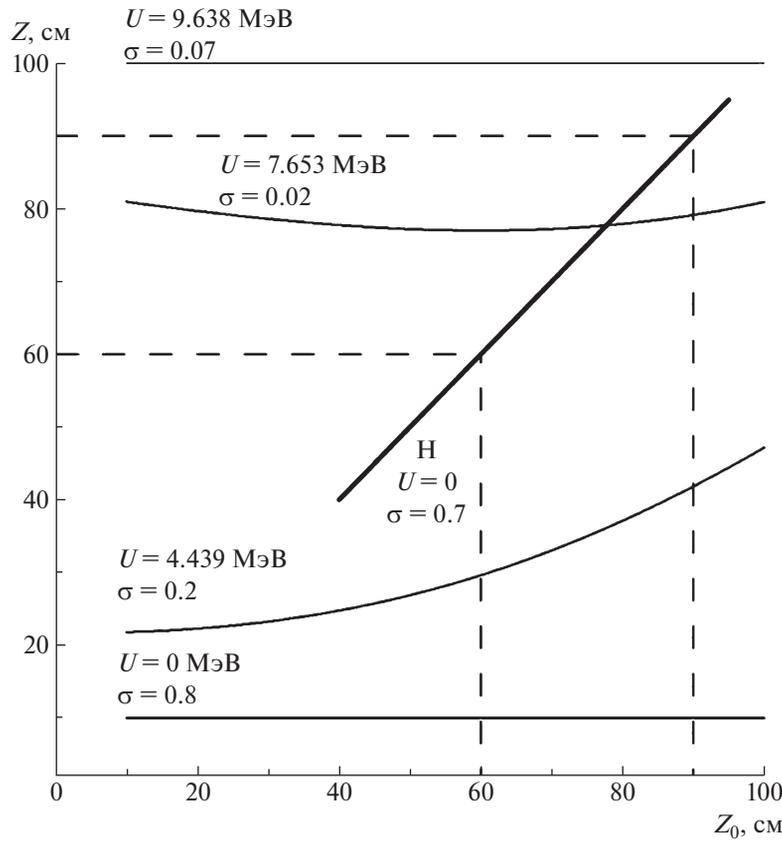


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но для $d = 160$ см и $h = 100$ см (см. рис. 1).

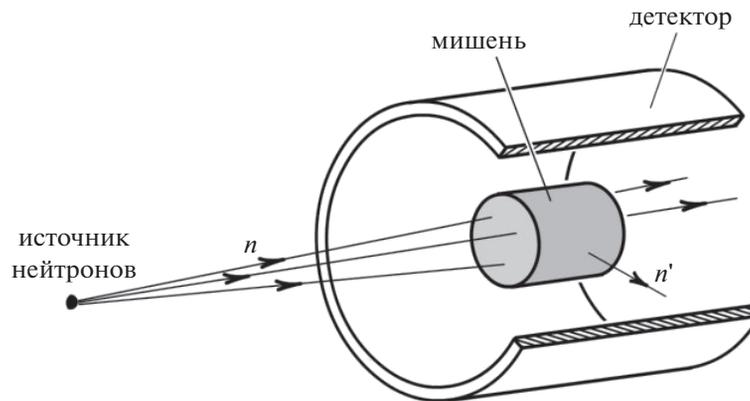


Рис. 6. Схема моделируемой установки. n — падающий нейтрон с энергией 14 МэВ, n' — рассеянный нейтрон.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Расчет проводился для двух дисков из TNT (плотность 1.6 г/см^2) диаметром 4 см, существенно различающихся по толщине — 2 мм и 50 мм — и одного диска из воды диаметром 4 см и толщиной 50 мм. Можно ожидать, что многократные взаимодействия нейтронов и самоэкранировка в случае тонкого диска практически не повлияют на результаты расчета; в случае толстого диска приведут к увеличению эффекта, но к ухудшению

отношения эффект/фон, что характерно для метода зондирования. В каждом расчете было разыграно 2×10^8 первичных нейтронов.

На рис. 7 приведена зависимость числа событий от координаты z (отсчитываемой от центра диска) для тонкого диска при нулевых неопределенностях ($\Delta t = 0, \Delta r = 0$ и $D = 0$). Черная кривая (N) соответствует числу всех зарегистрированных событий (эффект + фон), серым наполнением выделен фон (Φ). На рис. 8а приведен тот же график в широком

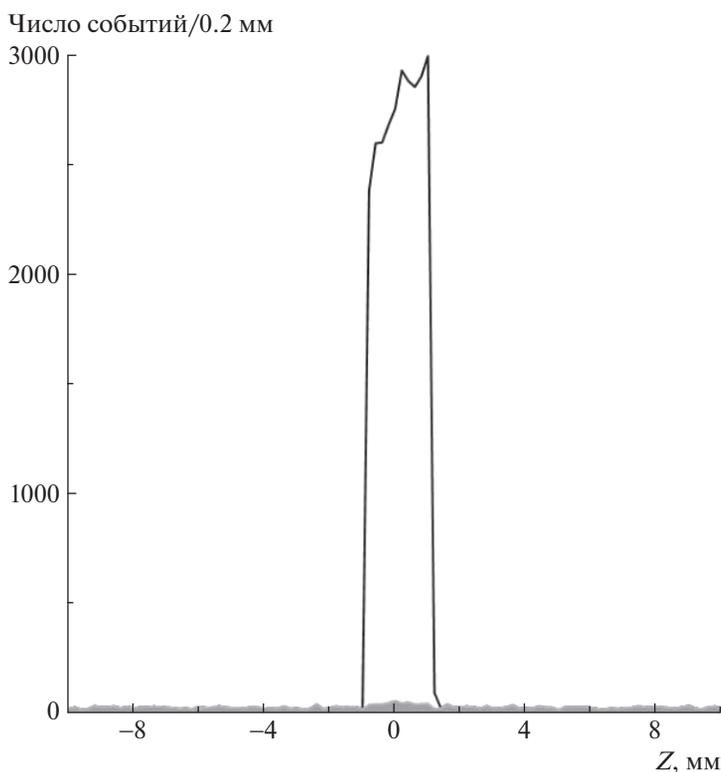


Рис. 7. Графики зависимости числа событий от координаты z (отсчитываемой от центра диска) для тонкого диска (толщина 2 мм) при нулевых неопределенностях ($\Delta t = 0$, $\Delta r = 0$ и $D = 0$). Черная кривая соответствует числу всех зарегистрированных событий (эффект + фон), серым наполнением выделен фон.

диапазоне по z . Видно, что эффект ($N-\Phi$) имеет прямоугольную форму и точно передает расположение диска и его толщину. Фон гладкий и пренебрежимо мал. Это позволяет найти фон по числам отсчетов вне объекта. Включение неопределенностей $\Delta t = 0.7$ нс, $\Delta r = 1$ см ($D = 0$) приводит к увеличению полуширины пика до 12 мм (рис. 8б). В случае $D = 3$ см, $\Delta t = 0$ и $\Delta r = 0$ полуширина составляет 35 мм (рис. 8в). Подключение неопределенностей $\Delta t = 0.7$ нс, $\Delta r = 1$ см практически не влияет на полуширину (рис. 8г).

На рис. 9 приведены результаты расчета с толстым (50 мм) диском при учете всех трех неопределенностей для диска из воды (рис. 9а) и диска из TNT (рис. 9б). Видно, что неопределенности увеличивают полуширину пика немного — на ~ 1 см. Из сравнения рис. 8г и 9б следует, что площадь пика с толстым диском в ~ 13 раз больше площади пика с тонким диском (2 мм), и при этом отношение эффект/фон уменьшится лишь в ~ 2.5 раза.

Рассмотрим возможность использования водородного метода для обнаружения вложений в объекте. Очевидно, что измерения содержания одного лишь водорода недостаточно для идентификации вещества вложения. Однако водородный метод

можно аппаратно совместить с методом измерения содержания других элементов, в частности, с γ -методом, что позволит значительно расширить круг идентифицируемых веществ, повысить надежность и эффективность их обнаружения. Это обусловлено с подключением в анализ столь распространенного элемента, как водород, и — что также важно — высокой скоростью набора статистики в водородном методе по сравнению с γ -методом.

Для сравнения скорости набора эффекта в этих методах были вычислены площади соответствующих пиков при одинаковых мишенях TNT и потоке меченых нейтронов. Площадь γ -пиков оценивалась с использованием результатов работы [10], в которой проведен расчет γ -метода для установки с 12 сцинтилляторами ВГО $\varnothing 7.6 \times 7$ см, расположенных на расстоянии 30 см от центра мишени. Площадь водородного пика оказалась в 50 раз больше площади γ -пика углерода (4.4 МэВ), в 580 раз — пика азота (5.1 МэВ) и в 120 раз — пика кислорода (6.1 МэВ).

Заметим, что в совмещенном методе площадь нейтронного детектора можно взять на порядок меньше, например, вместо кольцевого детектора взять четыре детектора длиной по 50 см и шириной ~ 8 см. При этом скорость счета в водородном методе будет все еще большей, в ~ 50 раз по отноше-

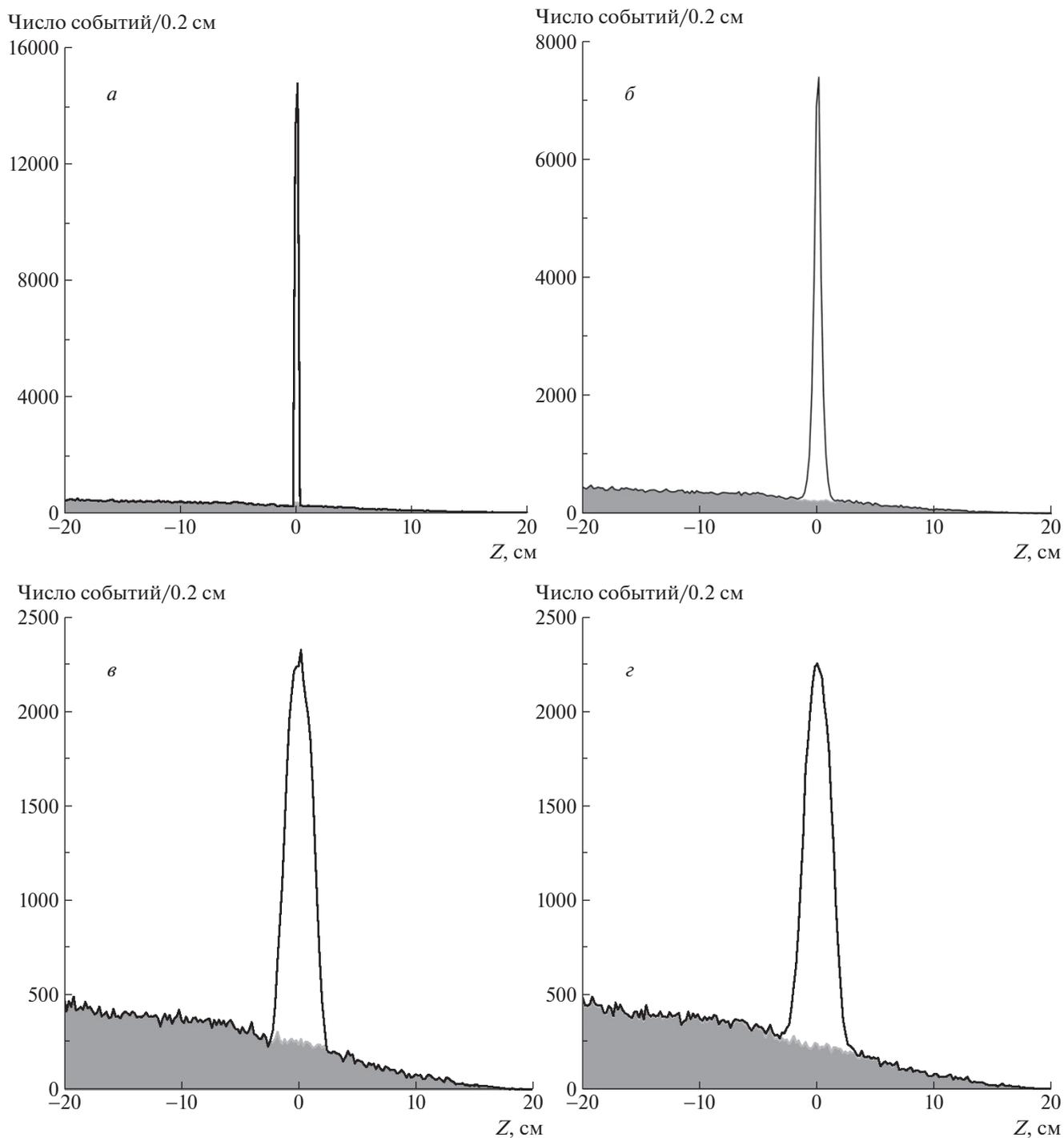


Рис. 8. Графики зависимости числа событий от координаты z (отсчитываемой от центра диска) для тонкого диска (толщина 2 мм). Черная кривая соответствует числу всех зарегистрированных событий (эффект + фон), серым наполнением выделен фон. *а* — неопределенности $\Delta t = 0$, $\Delta r = 0$ и $D = 0$. *б* — неопределенности $\Delta t = 0.7$ нс, $\Delta r = 1$ см и $D = 0$. *в* — неопределенности $\Delta t = 0$, $\Delta r = 0$ и $D = 3$ см. *г* — неопределенности $\Delta t = 0.7$ нс, $\Delta r = 1$ см и $D = 3$ см.

нию к азоту. Обратим внимание, что именно слабостью азотного пика обусловлена большая длительность измерений в γ -методе. В совмещенном же методе во многих случаях может оказаться доста-

точным измерение содержания водорода, углерода и/или кислорода, и соответственно не потребуются длительных измерений. В случае необходимости

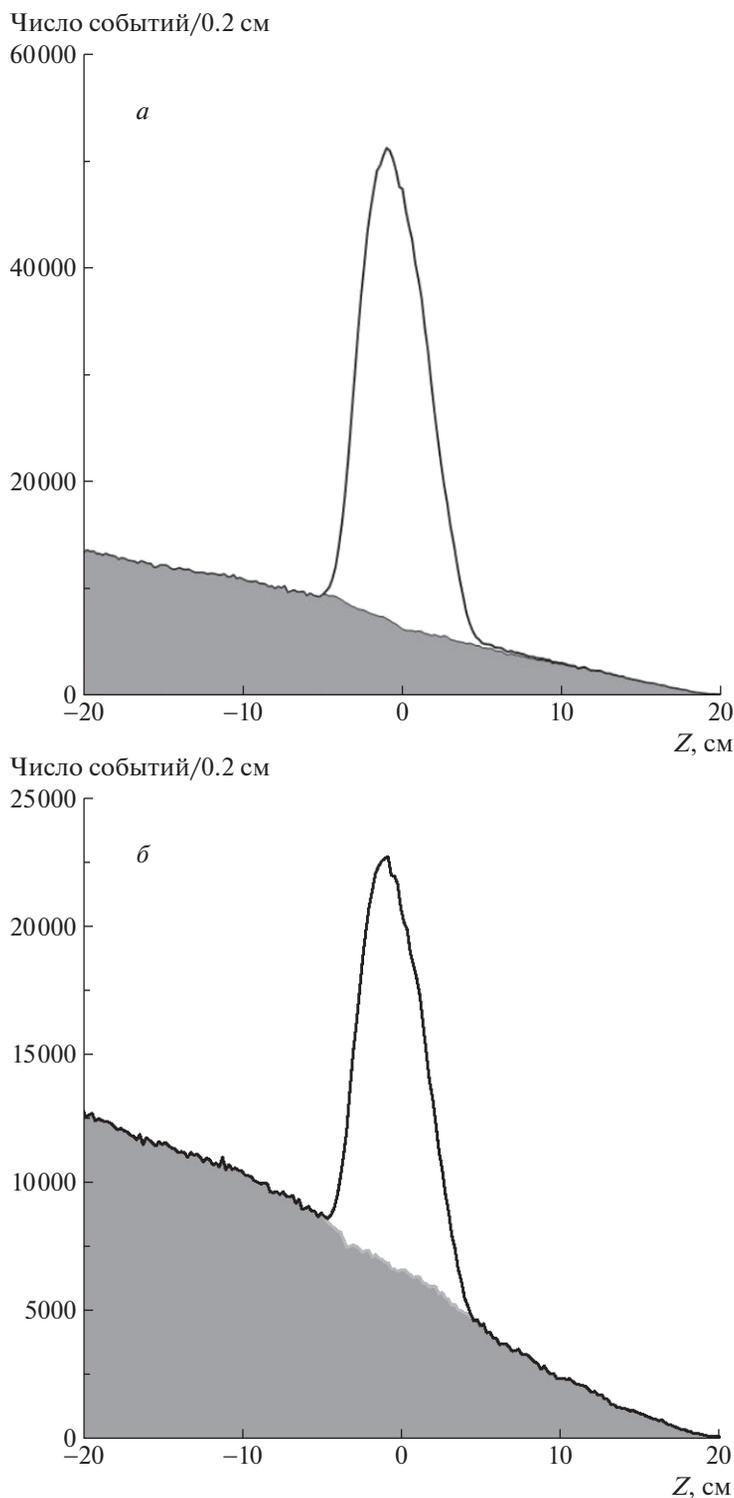


Рис. 9. Графики зависимости числа событий от координаты z (отсчитываемой от центра диска) для толстого диска (толщина 50 мм) из воды (*а*) и TNT (*б*). Черная кривая соответствует числу всех зарегистрированных событий (эффект + фон), серым наполнением выделен фон. Координата z изменяется от -20 до $+20$ см. Неопределенности $\Delta t = 0.7$ нс, $\Delta r = 1$ см и $D = 3$ см.

проверки наличия азота можно проводить более длительные измерения. Такой подход позволит в разы сократить среднюю продолжительность из-

мерений и соответственно сократить расход ресурса нейтронного источника. Это откроет возможность широкого внедрения метода зондирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Beyerle, J. P. Hurley, and L. Tunnell, Nucl. Instrum. Methods A **299**, 458 (1990).
2. S. Mitra, J. E. Wolff, and R. Garrett, Appl. Radiat. Isot. **49**, 537 (1998).
3. T. Gozani, Nucl. Instrum. Methods B **213**, 460 (2004).
4. B. Perot, C. Carasco, S. Bernard, A. Mariani, J.-L. Szabo, E. Mercier, G. Sannie, G. Viesti, G. Nebbia, S. Pesente, M. Lunardon, S. Moretto, D. Fabris, A. Zenoni, G. Vonomi, A. Donzella, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods B **261**, 295 (2007).
5. В. М. Быстрицкий, В. В. Герасимов, Н. И. Замятин, Е. В. Зубарев, В. Г. Кадышевский, А. П. Кобзев, А. Р. Крылов, А. А. Ноздрин, В. Л. Рапацкий, Ю. Н. Рогов, А. Б. Садовский, А. В. Саламатин, М. Г. Сапожников, А. Н. Сисакян, В. М. Слепнев, Письма в ЭЧАЯ **6**, 831 (2009).
6. M. D. Karetnikov, A. I. Klimov, K. N. Kozlov, E. P. Bogolyubov, S. A. Korotkov, V. I. Nazarov, V. I. Ryzhkov, and T. O. Khasaev, Instrum. Exp. Tech. **52**, 497 (2009).
7. Y. Rogov, V. Kremenets, M. Sapozhnikov, and M. Sebele, Instruments **4**(4), 33 (2020).
8. I. Bolshakov, M. Kolesnik, M. Sorokin, V. Kremenets, E. Razinkov, Y. Rogov, and M. Sapozhnikov, Int. J. Mineral Proc. Extract. Metall. **5**(4), 54 (2020).
9. B. Pérot, C. Carasco, C. Eléon, S. Bernard, A. Sardet, W. El Kanawati, C. Deyglun, G. Perret, G. Sannié, V. Valkovic, D. Sudac, J. Obhodas, S. Moretto, G. Nebbia, C. Fontana, F. Pino, *et al.*, EPJ Nuclear Sci. Technol. **7**, 6 (2021).
10. А. М. Бакаляров, Г. В. Мурадян, ЯФ **81**, 592 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 645 (2018)].
11. C. Carasco, B. Pérot, and A. Sardet, Nucl. Instrum. Methods A **951**, 163030 (2020).
12. C. Zeitnitz and T. A. Gabriel, Nucl. Instrum. Methods A **349**, 106 (1994).
13. <http://www-nds.iaea.org/public/endl/>

NEUTRON METHOD FOR MEASURING THE VOLUME DISTRIBUTION OF HYDROGEN IN VARIOUS OBJECTS

A. M. Bakalyarov¹⁾, G. V. Muradian¹⁾

¹⁾ National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

A method for measuring the volume distribution of hydrogen in various objects using tagged neutron sensing is proposed. The existing methods of such probing, which allow measuring the distribution of a number of elements, are not applicable to hydrogen, because they are based on the registration of a reaction with the emission of gamma quanta, which is practically absent in hydrogen at the energy of tagged neutrons. Meanwhile, hydrogen is of great interest — it is part of many substances, including organic compounds — in particular, explosives. In the proposed method, neutrons emitted from the object are registered and the registration time is measured. A method is described for isolating hydrogen scattering cases from a set of registered neutrons and determining the coordinates of the scattering point. Numerical simulation is carried out and it is shown that the method provides high spatial resolution and a fast set of hydrogen scattering events. It can be combined with existing methods of measuring the distribution of other elements, which will expand the range of identifiable substances and significantly reduce the consumption of the neutron source resource.

СПИНОВЫЕ НОЖНИЦЫ И СПИН-ФЛИП

© 2022 г. Е. Б. Бальбуцев*

Лаборатория теоретической физики им. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Поступила в редакцию 16.12.2021 г.; после доработки 16.12.2021 г.; принята к публикации 14.02.2022 г.

В недавней статье [1] авторы пришли к заключению, что низколежащие 1^+ -состояния в деформированных ядрах должны быть интерпретированы как спин-флип-возбуждения, а не спиновые ножницы. В настоящей работе объясняется, что спиновые ножницы и спин-флип — это разные названия одного и того же физического явления.

DOI: 10.31857/S0044002722040043

1. ВВЕДЕНИЕ

Идея движений ножничного типа в деформированных ядрах была высказана Р. Хилтоном в 1976 г. [2]. Имелись в виду вращательные колебания протонов относительно нейтронов наподобие ножниц (орбитальные или конвенциональные ножницы). Позже стало понятно, что можно представить аналогичные колебания любой пары составных частей ядра (протоны и нейтроны с проекцией спина “вверх” и “вниз”) относительно другой пары. Таким образом, были предсказаны еще две разновидности ядерных возбуждений ножничного типа [3, 4], которые были названы спиновыми ножницами: вращательные колебания всех спин-вверх-нуклонов относительно всех спин-вниз-нуклонов (простые спиновые ножницы) и вращательные колебания спин-вверх-протонов вместе со спин-вниз-нейтронами относительно спин-вниз-протонов вместе со спин-вверх-нейтронами (сложные спиновые ножницы). Более точно эти три типа ядерного коллективного движения можно классифицировать следующим образом: 1) изовекторные спин-скалярные ножницы (орбитальные, конвенциональные), 2) изоскалярные спин-векторные ножницы (простые спиновые) и 3) изовекторные спин-векторные ножницы (сложные спиновые).

Низколежащие 1^+ -состояния ядер $^{160,162,164}\text{Dy}$ и ^{232}Th были рассмотрены недавно в [1]. Расчеты были выполнены в рамках самосогласованного QRPA (Quasiparticle Random Phase Approximation = Квазичастичное Приближение Случайных Фаз (КПСФ)) метода, используя силы Скирма SKM*,

SVbas и SG2. Целью этой статьи было (как декларировали авторы) “тщательно исследовать WFM-предсказание SSR (Spin Scissors Resonans = Резонанс Спиновые Ножницы (PCH)) с микроскопической точки зрения”.

Суммарные $B(M1)$ -величины в изотопах Dy и в ^{232}Th оказались весьма близки к таковым, найденным с помощью WFM (Wigner Function Moments = Моменты Функции Вигнера (МФВ)) метода [4]. В Dy даже распределения $M1$ -силы по областям энергий 0–2.4 МэВ и 2.4–4 МэВ получились довольно похожими в случае SKM*-сил, см. табл. 1. Экспериментальные величины суммарных $B(M1) = 5.52 \mu_N^2$ для ^{164}Dy в табл. 1 отличаются от соответствующих величин, приведенных в табл. 4 работы [1] ($B(M1) = 6.17 \mu_N^2$), потому что мы учитываем только уровни [5] с известной четностью и отношением $R_{\text{expt}} < 1$. Суммарная величина $B(M1) = 5.77 \mu_N^2$ для ^{232}Th , найденная WFM-методом, очень близка к $5.23 \mu_N^2$ и $4.92 \mu_N^2$, полученным в [1] с силами SVbas и SG2 соответственно (см. табл. 7 в [1]).

Таким образом, ситуацию с объективными данными можно считать неплохой. Она подкрепляет предположение [1]: “Вероятно, предсказанный SSR может быть каким-то образом связан со спин-флип-возбуждениями в нейтронных и протонных спектрах”. Совершенно верно! Соотношение, связывающее WFM-переменные с матричными элементами переходов в RPA, было выведено в [6] с помощью теории линейного отклика [7]:

$$\mathcal{X}_{\lambda\mu}^{\tau}(t) = \sum_{\nu=1}^{N_c} \left(\frac{\langle 0 | \hat{X}_{\lambda\mu}^{\tau} | \nu \rangle \langle \nu | \hat{W} | 0 \rangle}{\hbar(\Omega - \Omega_{\nu})} - \right) \quad (1)$$

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

Таблица 1. М1-сила (в единицах μ_N^2), просуммированная в различных интервалах энергий в работах [1] и [4]

		0–2.4 МэВ	2.4–4 МэВ	0–4 МэВ	Эксп.
^{160}Dy	[1]	1.32	4.85	6.16	2.42
	[4]	1.84	3.35	5.19	
^{162}Dy	[1]	1.80	4.63	6.44	3.45
	[4]	1.80	3.58	5.38	
^{164}Dy	[1]	2.11	3.94	6.05	5.52
	[4]	1.76	3.80	5.56	

$$- \frac{\langle 0|\hat{W}|\nu\rangle\langle\nu|\hat{X}_{\lambda\mu}^{\tau}|0\rangle}{\hbar(\Omega + \Omega_{\nu})} e^{-i\Omega t},$$

где $\mathcal{X}_{\lambda\mu}^{\tau}(t)$ есть любая из WFM коллективных переменных, которая по определению является вариацией среднего значения оператора $\hat{X}_{\lambda\mu}^{\tau}$, \hat{W} — внешнее поле, $\langle 0|\hat{X}_{\lambda\mu}^{\tau}|\nu\rangle$ и $\langle 0|\hat{W}|\nu\rangle$ есть RPA матричные элементы, N_c — число RPA-состояний, τ — изоспин.

Сравнивая результаты расчетов QRPA- и WFM-методами, авторы работы [1] подняли несколько интересных проблем и вопросов, которые будут обсуждены в этой работе.

2. ТОКИ

Ножничная мода является магнитным дипольным возбуждением с квантовыми числами $K^{\pi} = 1^{+}$. Такие возбуждения были предсказаны теоретически [2, 8] и обнаружены экспериментально [9] в интервале энергий 2–4 МэВ. Чтобы убедиться, что эти возбуждения действительно имеют ножничную природу, необходимо построить соответствующие токи или (и) вычислить угловые моменты всех четырех составляющих возбужденного ядра. Это может быть сделано довольно легко в рамках WFM-метода, где требуемые угловые моменты входят в число коллективных переменных, используемых для решения TDHF (Time Dependent Hartree Fock Bogoliubov = Зависящий от Времени Хартри–Фок–Боголюбов (ЗВХФБ)) уравнений [3, 4]. Необходимой переменной является

$$L_{\lambda\mu}^{\tau\zeta}(t) = \int d(\mathbf{p}, \mathbf{r}) \{r \otimes p\}_{\lambda\mu} f^{\tau\zeta}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \quad (2)$$

которая представляет собой угловой момент при $\lambda = 1$. Здесь τ и ζ — индексы изоспина и спина, \mathbf{r} и \mathbf{p} — координата и импульс нуклона, а $\{r \otimes p\}_{\lambda\mu}$ — их тензорное произведение [10]. $f^{\tau\zeta}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ — функция Вигнера [11], $\zeta = +, -$ и $f^{+} = f^{\uparrow\uparrow} + f^{\downarrow\downarrow}$, $f^{-} = f^{\uparrow\downarrow} - f^{\downarrow\uparrow}$, $\int d(\mathbf{p}, \mathbf{r}) \equiv (2\pi\hbar)^{-3} \int d^3p \int d^3r$.

Токи ножничной моды и Гигантского Квадрупольного Резонанса (ГКР) анализировались в рамках WFM-метода в работах [4, 11]. Ток определяется как

$$J_i^{\zeta}(\mathbf{r}, t) = \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} p_i f^{\zeta}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t). \quad (3)$$

Изоспиновый индекс опущен для простоты. Согласно приближению, предложенному в [12, 13], вариация тока представляется в виде ряда

$$\begin{aligned} \delta J_i^{\zeta}(\mathbf{r}, t) = & n^{+}(\mathbf{r}) [K_i^{\zeta}(t) + \\ & + \sum_j (-1)^j K_{i,-j}^{\zeta}(t) r_j + \\ & + \sum_{\lambda', \mu'} (-1)^{\mu'} K_{i, \lambda' - \mu'}^{\zeta}(t) \{r \otimes r\}_{\lambda' \mu'} + \dots], \end{aligned}$$

где $n^{+}(\mathbf{r}) = n^{p^{+}}(\mathbf{r}) + n^{n^{+}}(\mathbf{r})$ есть ядерная плотность. Все члены ряда, содержащие коэффициенты K с нечетным числом индексов, исчезают благодаря аксиальной симметрии. Далее мы обрываем ряд, опуская все члены, генерирующие моменты четвертого и выше порядков. Так что окончательно используется следующее выражение:

$$\delta J_i^{\zeta}(\mathbf{r}, t) = n^{+}(\mathbf{r}) \sum_j (-1)^j K_{i,-j}^{\zeta}(t) r_j. \quad (4)$$

Для конкретных значений индексов i имеем:

$$\delta J_1^{\zeta} = n^{+} (K_{1,0}^{\zeta} r_0 - K_{1,-1}^{\zeta} r_1 - K_{1,1}^{\zeta} r_{-1}),$$

$$\delta J_0^{\zeta} = n^{+} (K_{0,0}^{\zeta} r_0 - K_{0,-1}^{\zeta} r_1 - K_{0,1}^{\zeta} r_{-1}),$$

$$\delta J_{-1}^{\zeta} = n^{+} (K_{-1,0}^{\zeta} r_0 - K_{-1,-1}^{\zeta} r_1 - K_{-1,1}^{\zeta} r_{-1}).$$

Коэффициенты $K_{i,-j}^{\zeta}(t)$ связаны линейными соотношениями (см. приложение А) с коллективными переменными $\mathcal{L}_{\lambda\mu}^{\zeta}(t)$ (вариации переменных $L_{\lambda\mu}^{\zeta}(t)$). Принимая во внимание, что в рамках рассматриваемой здесь проблемы $\mathcal{L}_{\lambda 0}^{\zeta} = \mathcal{L}_{\lambda 2}^{\zeta} = 0$, находим

$$\delta J_1^{\zeta} = n^{+} \alpha_1 (\mathcal{L}_{21}^{\zeta} - \mathcal{L}_{11}^{\zeta}) r_0,$$

$$\delta J_0^{\zeta} = n^{+} \alpha_2 [(\mathcal{L}_{2-1}^{\zeta} - \mathcal{L}_{1-1}^{\zeta}) r_1 + (\mathcal{L}_{21}^{\zeta} + \mathcal{L}_{11}^{\zeta}) r_{-1}],$$

$$\delta J_{-1}^{\zeta} = n^{+} \alpha_1 (\mathcal{L}_{2-1}^{\zeta} + \mathcal{L}_{1-1}^{\zeta}) r_0,$$

где $\alpha_i = \sqrt{3}/(\sqrt{2}A_i)$ и A_i определены в (П.2). Выражения для токов в декартовых координатах записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \delta J_x^{\zeta} = & (\delta J_{-1}^{\zeta} - \delta J_1^{\zeta})/\sqrt{2} = \\ = & \frac{1}{\sqrt{2}} n^{+} \alpha_1 (\mathcal{L}_{2-1}^{\zeta} - \mathcal{L}_{21}^{\zeta} + \mathcal{L}_{1-1}^{\zeta} + \mathcal{L}_{11}^{\zeta}) z, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta J_y^S &= i(\delta J_{-1}^S + \delta J_1^S)/\sqrt{2} = \\ &= \frac{i}{\sqrt{2}} n^+ \alpha_1 (\mathcal{L}_{2-1}^S + \mathcal{L}_{21}^S + \mathcal{L}_{1-1}^S - \mathcal{L}_{11}^S) z, \\ \delta J_z^S &= \delta J_0^S = \\ &= n^+ \alpha_2 \left[(\mathcal{L}_{21}^S - \mathcal{L}_{2-1}^S + \mathcal{L}_{11}^S + \mathcal{L}_{1-1}^S) x - \right. \\ &\quad \left. - \frac{i}{\sqrt{2}} (\mathcal{L}_{21}^S + \mathcal{L}_{2-1}^S + \mathcal{L}_{11}^S - \mathcal{L}_{1-1}^S) y \right]. \end{aligned}$$

Согласно определению $\mathcal{L}_{2-1}^S = \mathcal{L}_{21}^S$ и $\mathcal{L}_{1-1}^S = -\mathcal{L}_{11}^S$. Отсюда имеем:

$$\begin{aligned} \delta J_x^S &= 0, \\ \delta J_y^S &= -i \frac{\sqrt{3}}{A_1} n^+ (\mathcal{L}_{11}^S - \mathcal{L}_{21}^S) z, \\ \delta J_z^S &= -i \frac{\sqrt{3}}{A_2} n^+ (\mathcal{L}_{11}^S + \mathcal{L}_{21}^S) y. \end{aligned} \quad (5)$$

Этот результат весьма примечателен. Первое уравнение $\delta J_x^S = 0$ говорит, что все движения происходят только в двух измерениях, т.е. в одной плоскости. Очевидно, это одно из свойств ножниц. Другое очевидное и необходимое свойство ножниц есть ротационное движение в противофазе их составных частей. Это свойство должно демонстрироваться картинками токов (см. рис. 1, 2, 3, построенные с помощью уравнений (5)). Чтобы найти требуемые величины \mathcal{L}_{11}^S и \mathcal{L}_{21}^S , в работе [4] TDHFB уравнения были решены WFM-методом для ^{164}Dy . Решение дает три низколежащих магнитных состояния со следующими энергиями и магнитными силами: $E_1 = 2.20$ МэВ, $B_1(M1) = 1.76 \mu_N^2$, $E_2 = 2.87$ МэВ, $B_2(M1) = 2.24 \mu_N^2$, $E_3 = 3.59$ МэВ, $B_3(M1) = 1.56 \mu_N^2$. Линии токов J_τ^S для каждого типа нуклонов (спин-вверх- и спин-вниз-протоны и нейтроны) были рассчитаны в [4] для всех трех возбуждений. Их комбинации, соответствующие всем возможным типам ядерных ножниц, показаны на рисунках 1–3.

Прежде всего видно, что ни одно из трех $M1$ -возбуждений нельзя отождествить с каким-либо одним видом ядерных ножниц, перечисленных во введении — оказывается, что каждое возбуждение является смесью всех трех возможных ножниц. Тем не менее можно произвести приблизительную идентификацию. Необходимо ввести какую-то численную меру вклада каждого типа ножниц в отдельное возбуждение. Вводя обозначения (см. уравнения (5))

$$\begin{aligned} A^S &= -i \frac{\sqrt{3}}{A_2} (\mathcal{L}_{11}^S + \mathcal{L}_{21}^S), \\ B^S &= -i \frac{\sqrt{3}}{A_1} (\mathcal{L}_{11}^S - \mathcal{L}_{21}^S), \end{aligned} \quad (6)$$

можно построить следующий индикатор, характеризующий определенные ножницы, например, конвенциональные:

$$AB_{(a\bar{b})} = [A^2 + B^2]_{(a)} + [A^2 + B^2]_{(\bar{b})}. \quad (7)$$

Два слагаемых в этой формуле характеризуют два “лезвия” ядерных ножниц: “лезвие” (a) и “лезвие” (\bar{b}). Аналогичные величины $AB_{(b\bar{e})}$ и $AB_{(de)}$ строятся также для спиновых ножниц. Согласно рис. 1, 2, 3 в конвенциональных ножницах роль “лезвия” (a) отведена протонам, а “лезвия” (\bar{b}) — нейтронам; в простых спиновых ножницах роль “лезвия” (\bar{e}) играют спин-вверх-нуклоны, а “лезвия” (e) — спин-вниз-нуклоны; в сложных спиновых ножницах роль “лезвия” (d) играют спин-вверх-протоны вместе со спин-вниз-нейтронами, а “лезвия” (e) — спин-вниз-протоны вместе со спин-вверх-нейтронами.

После нормализации все три величины ($AB_{(a\bar{b})}$, $AB_{(b\bar{e})}$ и $AB_{(de)}$) трансформируются в проценты, которые показаны в табл. 2 вместе с соответствующими значениями A и B . Простой анализ этой таблицы позволяет заключить, что:

1. возбуждение с $E = 2.20$ МэВ представляет преимущественно (51%) сложные спиновые ножницы (рис. 1*d*, 1*e*) с довольно сильной примесью (47%) простых спиновых ножниц (рис. 1*b*, 1*c*),
2. возбуждение с $E = 2.87$ МэВ представляет преимущественно (54%) простые спиновые ножницы (рис. 2*b*, 2*c*) с довольно большой примесью (32%) конвенциональных ножниц (рис. 2*a*, 2*b*),
3. возбуждение с $E = 3.59$ МэВ представляет преимущественно (62%) конвенциональные ножницы (рис. 3*a*, 3*b*) с довольно сильной примесью (31%) сложных спиновых ножниц (рис. 3*d*, 3*e*).

Специальный комментарий требуется к рис. 1*a*, 1*b*, где оба тока направлены в одну сторону, создавая впечатление, что полный угловой момент не равен нулю (как должно бы быть). На самом деле нулевое значение полного углового момента сохраняется посредством компенсирующего движения спинов. Фактически мы наблюдаем здесь колебания спина относительно орбитального углового момента. Очень интересное и необычное движение! Только вес этой конфигурации очень мал (1.75%).

Можно вывести аналитическое выражение для линий тока [11], введя поле инфинитезимальных смещений $\xi_i^S(\mathbf{r}, t)$:

$$\delta J_i^S(\mathbf{r}, t) = mn^+(\mathbf{r}) \delta u_i^S(\mathbf{r}, t), \quad (8)$$

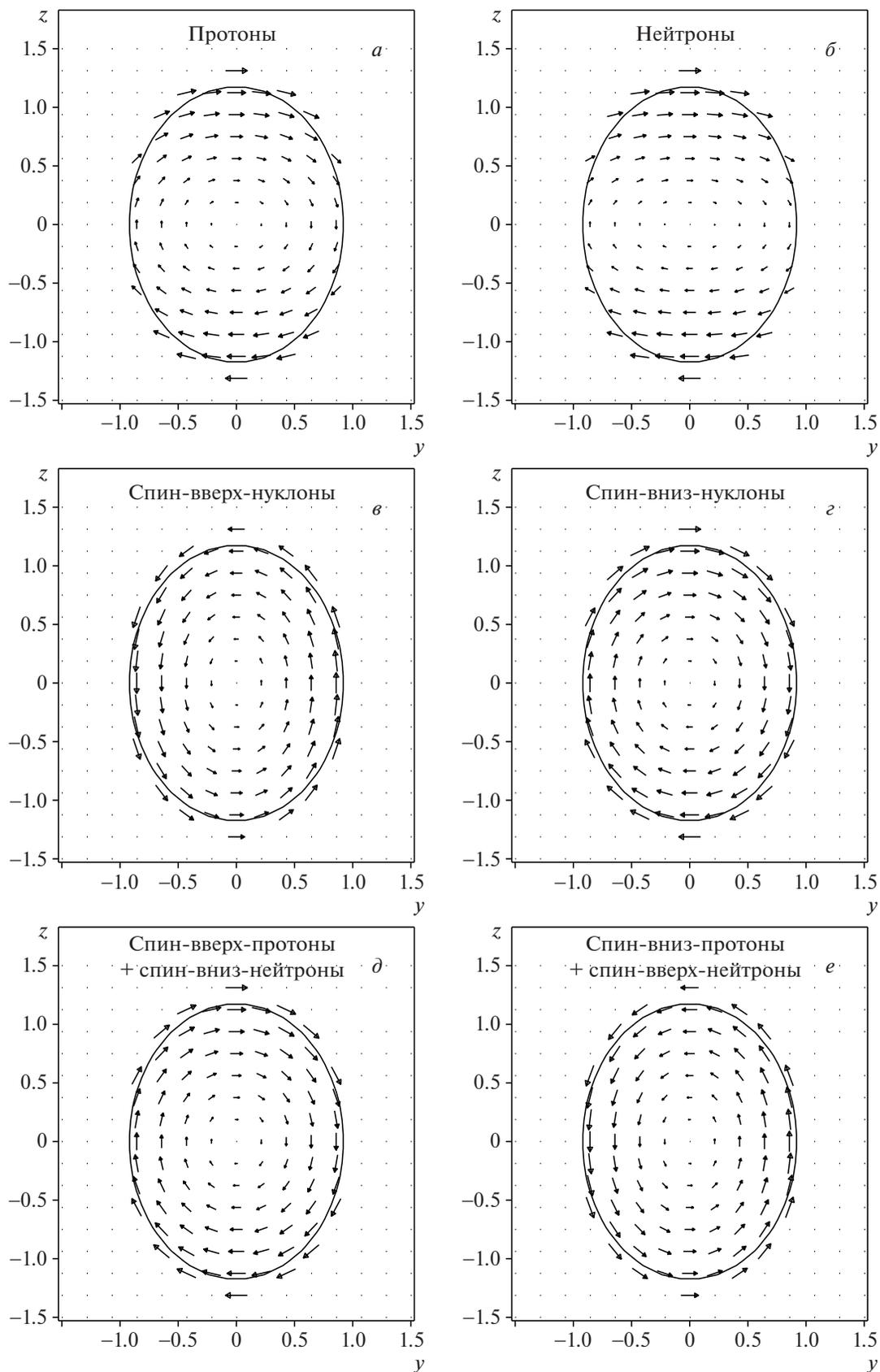


Рис. 1. Токи J_{τ}^{\uparrow} в ^{164}Dy для $E = 2.20$ МэВ: $J_p^{\uparrow\uparrow} + J_p^{\downarrow\downarrow}$ (а), $J_n^{\uparrow\uparrow} + J_n^{\downarrow\downarrow}$ (б), $J_p^{\uparrow\uparrow} + J_n^{\uparrow\uparrow}$ (в), $J_p^{\downarrow\downarrow} + J_n^{\downarrow\downarrow}$ (г), $J_p^{\uparrow\uparrow} + J_n^{\downarrow\downarrow}$ (д), $J_p^{\downarrow\downarrow} + J_n^{\uparrow\uparrow}$ (е). $y = y/R$, $z = z/R$.

Таблица 2. Силы (амплитуды) токов в ^{164}Dy ; $\beta = -B/A$

$E, \text{МэВ}$	(i)	$B (10^{-2})$	$A (10^{-2})$	%	β
2.20	(a)	0.75	-0.47	1.75	1.60
	(б)	0.51	-0.18		2.79
	(в)	-1.46	2.77	47.29	0.53
	(г)	2.72	-3.42		0.79
	(д)	2.87	-3.50	50.95	0.82
2.87	(e)	-1.61	2.85		0.57
	(a)	1.99	-2.44	31.90	0.82
	(б)	-2.94	4.00		0.74
	(в)	2.90	-3.32	53.71	0.87
	(г)	-3.85	4.89		0.79
3.59	(д)	1.22	-1.24	14.39	0.99
	(e)	-2.17	2.80		0.78
	(a)	11.57	-12.14	61.55	0.95
	(б)	-8.17	15.05		0.54
	(в)	-1.87	5.75	7.76	0.33
	(г)	5.27	-2.84		1.86
	(д)	-5.95	10.39	30.69	0.57
	(e)	9.35	-7.48		1.25

$$\delta u_i^{\zeta}(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial \xi_i^{\zeta}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = i\Omega \xi_i^{\zeta}(\mathbf{r}, t).$$

Здесь положена зависимость от времени $e^{i\Omega t}$. Имея в виду, что $\xi_i^{\zeta}(\mathbf{r}, t) \equiv dx_i$, можно написать

$$\frac{\delta J_y^{\zeta}}{\delta J_z^{\zeta}} = \frac{\xi_y^{\zeta}}{\xi_z^{\zeta}} = \frac{dy}{dz}. \quad (9)$$

С помощью уравнений (5) и (6) находим, что

$$\frac{\delta J_y^{\zeta}}{\delta J_z^{\zeta}} = \frac{B^{\zeta} z}{A^{\zeta} y}. \quad (10)$$

В результате получаем следующее дифференциальное уравнение для линий тока:

$$\begin{aligned} \frac{dy}{dz} &= \frac{B^{\zeta} z}{A^{\zeta} y} \longrightarrow \\ \longrightarrow y dy - \frac{B^{\zeta}}{A^{\zeta}} z dz &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Интегрируя это уравнение, находим

$$y^2 + \beta^{\zeta} z^2 = \text{const}, \quad (12)$$

где $\beta^{\zeta} = -B^{\zeta}/A^{\zeta}$. В зависимости от знака β^{ζ} линии тока будут либо эллипсами, либо гиперболами.

Вводя обозначения $a^{\zeta} = (A^{\zeta} - B^{\zeta})/2$ и $b^{\zeta} = (A^{\zeta} + B^{\zeta})/2$, можно записать поле смещений в виде суперпозиции ротационной и неротационной компонент:

$$\delta \mathbf{J}^{\zeta} = n^+ [b^{\zeta} (\mathbf{e}_y z + \mathbf{e}_z y) - a^{\zeta} (\mathbf{e}_y z - \mathbf{e}_z y)] = \quad (13)$$

$$= n^+ [a^{\zeta} [\mathbf{e}_x \times \mathbf{r}] + b^{\zeta} \nabla(yz)],$$

причем

$$a^{\zeta} = 3i \frac{\mathcal{L}_{11}^{\zeta} (1 + \delta/3) + \delta \mathcal{L}_{21}^{\zeta}}{Q_{00} (1 - 2/3\delta) (1 + 4/3\delta)}, \quad (14)$$

$$b^{\zeta} = 3i \frac{\mathcal{L}_{21}^{\zeta} (1 + \delta/3) + \delta \mathcal{L}_{11}^{\zeta}}{Q_{00} (1 - 2/3\delta) (1 + 4/3\delta)},$$

с параметром деформации δ . Определение Q_{00} дано в приложении А. Как видно из (13), (14), ротационная компонента определяется главным образом величиной проекции орбитального углового момента \mathcal{L}_{11}^{ζ} , тогда как неротационная компонента определяется в основном величиной \mathcal{L}_{21}^{ζ} .

3. СПИН-ФЛИП

Рассмотрим основные положения статьи [1].

Во-первых, их замечание "...WFM-интерпретация спиновых состояний низкой энергии в терминах *порожденных деформацией ножничных осцилляций* является сомнительной" просто неверно. Конечно, мы рассматриваем деформированные ядра, но это не значит, что спиновые ножницы порождаются деформацией. Детальный анализ различных свойств этой моды был дан в [3], где мы впервые ввели такой тип ядерного коллективного движения. Там было показано, что спиновые ножницы генерируются спин-орбитальной частью среднего поля. Анализ был продолжен в работе [14], где было обнаружено сильное влияние антиферромагнитных свойств ядра на вероятность возбуждения спиновых ножниц. Зависимость энергий E и вероятностей возбуждения $B(M1)$ спиновых и орбитальных ножниц от силы спин-орбитального потенциала показана на рис. 4, заимствованном из работы [14].

Далее, цитируем: "...наши расчеты показывают, что низколежащие спиновые состояния возникают из-за спин-орбитального расщепления и, следовательно, могут существовать даже в сферических ядрах." Чтобы быть более точным, они возникают из-за спин-орбитального потенциала, который ведет к спин-орбитальному расщеплению в среднем поле (см., например, схему Нильссона). Действительно, такое расщепление существует как в деформированных, так и в сферических ядрах. Однако совсем не очевидно, что то же самое будет справедливо для коллективных возбуждений,

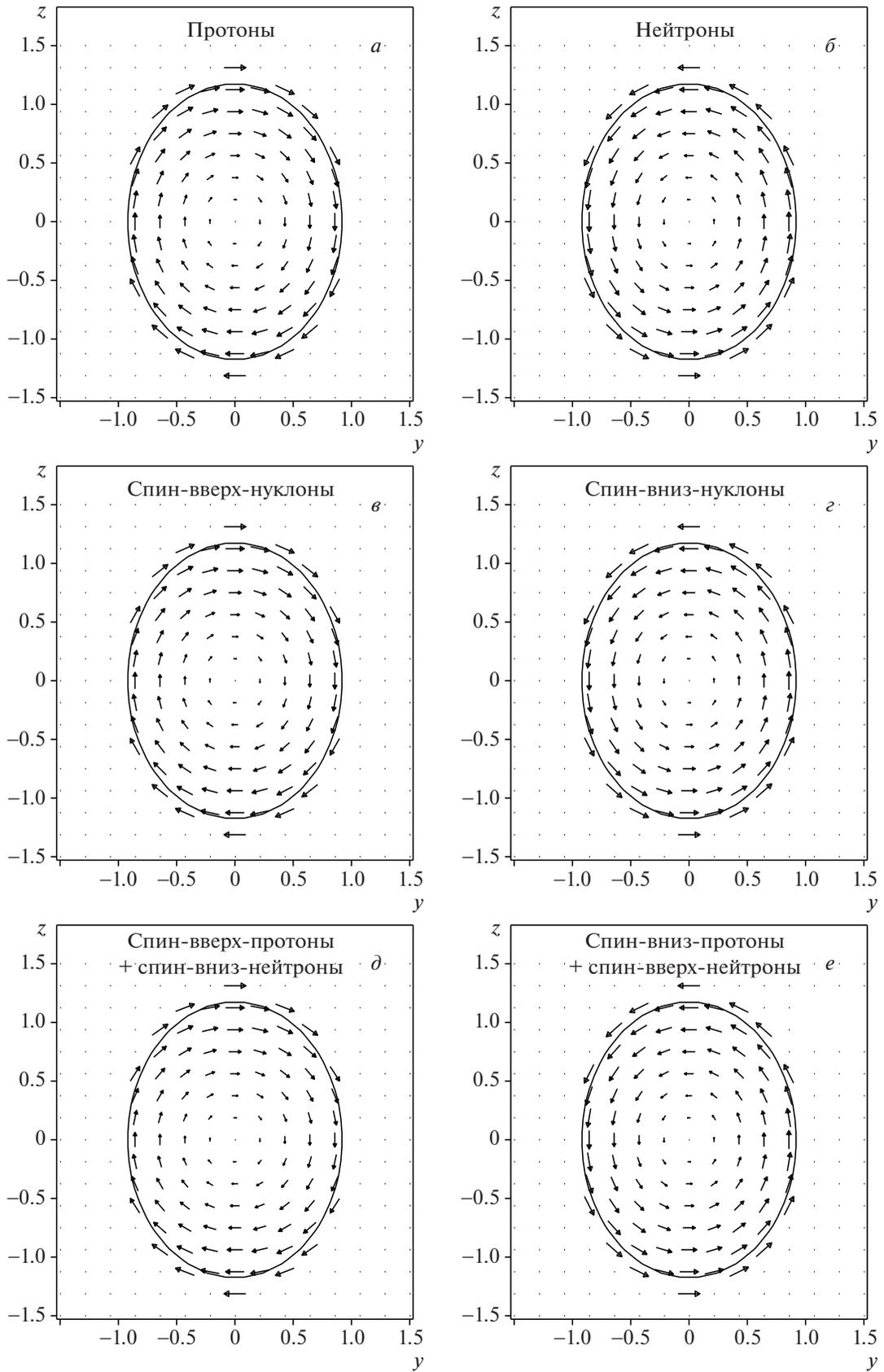


Рис. 2. Токи J_{ζ}^{\uparrow} в ^{164}Dy для $E = 2.87$ МэВ: $J_p^{\uparrow\uparrow} + J_p^{\downarrow\downarrow}$ (а), $J_n^{\uparrow\uparrow} + J_n^{\downarrow\downarrow}$ (б), $J_p^{\uparrow\uparrow} + J_n^{\uparrow\uparrow}$ (в), $J_p^{\downarrow\downarrow} + J_n^{\downarrow\downarrow}$ (г), $J_p^{\uparrow\uparrow} + J_n^{\downarrow\downarrow}$ (д), $J_p^{\downarrow\downarrow} + J_n^{\uparrow\uparrow}$ (е). $y = y/R, z = z/R$.

появляющихся благодаря спин-орбитальной части среднего поля. Чтобы проверить это утверждение, мы исследовали зависимость всех трех ножниц от деформации ядра. Результаты наших расчетов демонстрируются на рис. 5. Как видно, ни одна из трех ножничных мод не сохраняет своих магнитных свойств при $\delta = 0$. Вероятности магнитных возбуждений всех ножниц убывают вместе с уменьшением деформации. $B(M1)$ -величины конвенциональных и простых спиновых ножниц обращаются в нуль уже при $\delta \simeq 0.165$, тогда как $B(M1)$ сложных спиновых ножниц достигает нулевого значения при $\delta \simeq 0.135$. При меньших деформациях уравнение (П.4) не имеет решений. Электрические свойства ножниц также убывают с уменьшением деформации: $B(E2)$ конвенциональных ножниц падает от 4.4 W.u. при $\delta = 0.26$ до 0.68 W.u. при $\delta = 0$, тогда как $B(E2)$ сложных спиновых ножниц падает от 3.3 W.u. при $\delta = 0.26$ до нуля при $\delta = 0$. $B(E2)$ простых спиновых ножниц изменяется от пренебрежимо малого начального значения 0.3 W.u. при $\delta = 0.26$ к точному нулю при $\delta = 0$.

Таким образом, предположение авторов [1] не подтверждается WFM-расчетами: спиновые ножницы (так же, как и орбитальные) не существуют в сферических ядрах. Было бы интересно проделать аналогичные расчеты RPA-методом.

Другое утверждение "... несколько состояний при $E < 2.4$ МэВ показывают заметную спиновую силу ... Следуя предсказаниям [25–29], эти состояния являются кандидатами в SSR" требует некоторого пояснения (при цитировании сохранены оригинальные номера ссылок — в настоящей работе им соответствуют номера [15–17, 3, 18]). Нужно отметить, что существует принципиальная разница между нашим определением орбитальных и спиновых возбуждений и таковым статьи [1]. Наши определения: 1) орбитальные ножницы — ротационные колебания протонов относительно нейтронов, 2) простые спиновые ножницы — ротационные колебания всех спин-вверх-нуклонов относительно всех спин-вниз-нуклонов, 3) сложные спиновые ножницы — ротационные колебания спин-вверх-протонов вместе со спин-вниз-нейтронами относительно спин-вниз-протонов вместе со спин-вверх-нейтронами.

Определение [1] связано с вкладом соответствующей части внешнего поля (магнитный дипольный оператор) в $B(M1)$ рассматриваемого возбуждения: оно называется орбитальным возбуждением, если вклад орбитальной части больше, чем вклад спиновой части, и оно называется спиновым возбуждением в противоположном случае. Мы считаем такое определение не очень надежным ввиду сильной (иногда очень сильной) интерференции спинового и орбитального вкладов.

Различные определения ведут к различной интерпретации экспериментальных данных. Рассмотрим хорошо известную ситуацию с двумя группами 1^+ -состояний, наблюдаемых в ^{164}Dy . Согласно экспериментальным данным из [5] суммарная $M1$ -сила выше 2.7 МэВ дает $B(M1) = 3.85 \mu_N^2$ и ниже 2.7 МэВ дает $B(M1) = 1.67 \mu_N^2$. Из-за трудностей с определением четности возбужденных дипольных состояний в работе [19] было решено относить к OSR (Orbital Scissors Resonance = Резонанс Орбитальные Ножницы (РОН)) только состояния, расположенные в интервале энергий $2.7 < E < 3.7$ МэВ для $Z < 68$. Поэтому нижняя группа не была включена в их систематику OSR. В другой систематике [20] интервал энергий был расширен до $2.5 < E < 4$ МэВ, но нижняя группа была снова опущена в порядке исключения.

Дополнительный аргумент не учитывать нижнюю группу [19]: "существование низколежащих двухквaziчастичных возбуждений около 2.5 МэВ, установленное в эксперименте по передаче частиц [21] на ядре ^{164}Dy ".

Необходимо сказать о еще одной возможной причине (не упомянутой в [19] и [20]) исключить нижнюю группу из OSR-систематики. Имеются в виду спин-флип-возбуждения, обнаруженные в ^{164}Dy [22]: $B_\sigma(M1) = 0.38 \mu_N^2$ при $E = 2.53$ МэВ, $B_\sigma(M1) = 0.34 \mu_N^2$ при $E = 2.66$ МэВ и $B_\sigma(M1) = 0.50 \mu_N^2$ при $E = 3.14$ МэВ. Спиновый вклад при $E = 3.14$ МэВ был вычтен в обоих OSR-систематиках [19, 20]. Таким образом, для OSR-силы было найдено $B(M1) = 3.18 \mu_N^2$ в [19] и $B(M1) = 3.25 \mu_N^2$ в [20].

Статья [1]: "Однако, следуя нашим результатам на рис. 3, состояния при 2.4–2.7 МэВ дают главным образом орбитальные $M11$ -переходы и должны таким образом также принадлежать к OSR. Они опущены в OSR-систематике с нижней границей 2.7 МэВ [19], но учтены для нижней границы 2.5 МэВ [20]".

Во-первых, утверждение о статье [20] просто неверно: вклад состояний при 2.4–2.7 МэВ не учитывается в этой работе. Далее, согласие между расчетом и экспериментальными данными слишком плохое, чтобы делать такие категорические выводы. Даже общее распределение $M1$ -силы противоречит экспериментальной ситуации: сила нижней группы рассчитанных уровней больше, чем сила верхней группы! Вывод "... состояния при 2.4–2.7 МэВ дают главным образом орбитальные $M11$ -переходы ..." весьма сомнителен из-за очень сильной конструктивной интерференции, что говорит об огромном влиянии спиновых степеней свободы (независимо от величины вклада спиновой части магнитного дипольного оператора). Более того, это

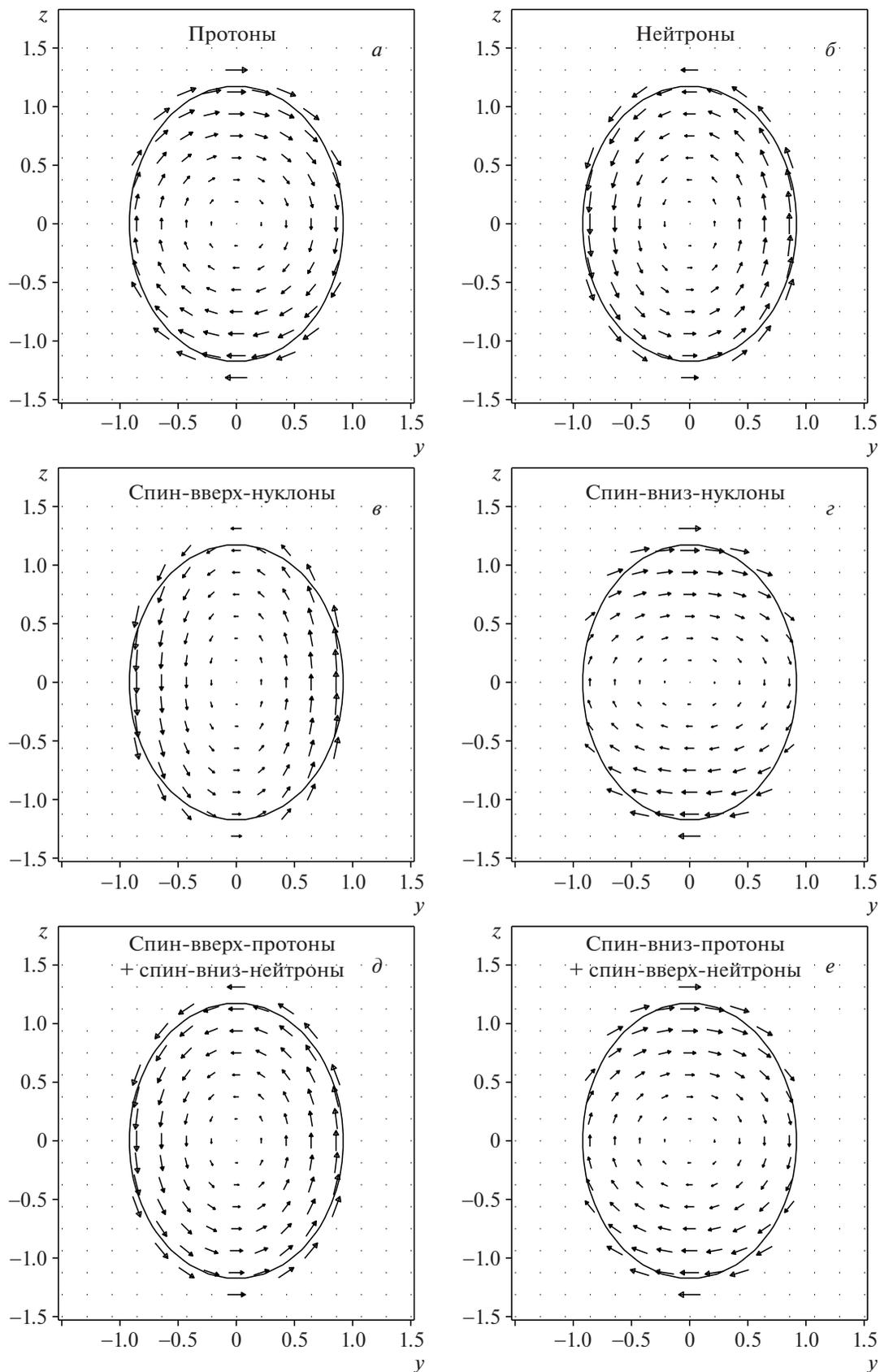


Рис. 3. Токи J_{τ}^{\uparrow} в ^{164}Dy для $E = 3.59$ МэВ: $J_p^{\uparrow\uparrow} + J_p^{\downarrow\downarrow}$ (а), $J_n^{\uparrow\uparrow} + J_n^{\downarrow\downarrow}$ (б), $J_p^{\uparrow\uparrow} + J_n^{\uparrow\uparrow}$ (в), $J_p^{\downarrow\downarrow} + J_n^{\downarrow\downarrow}$ (г), $J_p^{\uparrow\uparrow} + J_n^{\downarrow\downarrow}$ (д), $J_p^{\downarrow\downarrow} + J_n^{\uparrow\uparrow}$ (е). $y = y/R$, $z = z/R$.

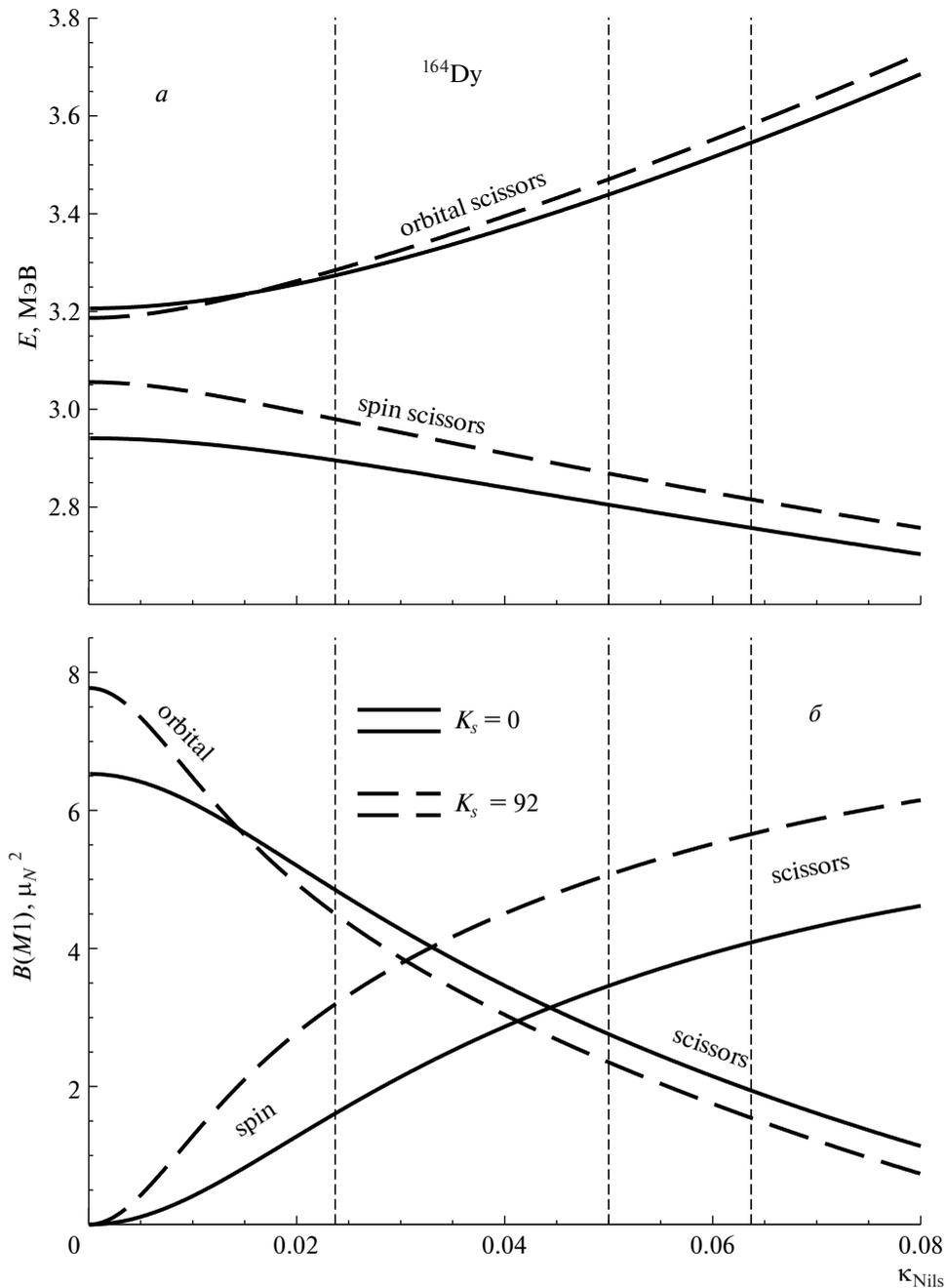


Рис. 4. Энергии E и $B(M1)$ -величины как функции константы спин-орбитального потенциала κ_{Nils} . Учтены парные корреляции. K_s — константа спин-спинового взаимодействия.

утверждение очевидно противоречит экспериментальному результату Фрекерса и др. [22], цитированному выше.

Согласно нашим результатам (см. разд. 2) область энергий 2.4–2.7 МэВ имеет в основном спиновый характер. Как видно, возбуждение с $E = 2.2$ МэВ имеет чисто спиновую природу (смесь простых и сложных спиновых ножниц). С другой стороны, возбуждение с $E = 2.87$ МэВ имеет смешанную структуру: 68% спиновой природы

(простые и сложные спиновые ножницы) и 32% орбитальной природы (конвенциональные ножницы). Таким образом, естественно ожидать, что в случае расщепления этих двух уровней энергетический интервал между ними будет заполняться в основном возбуждениями спиновой природы.

3.1. Спиновые ножницы или спин-флип?

Исходя из результатов их расчетов, авторы [1] приходят к выводу:

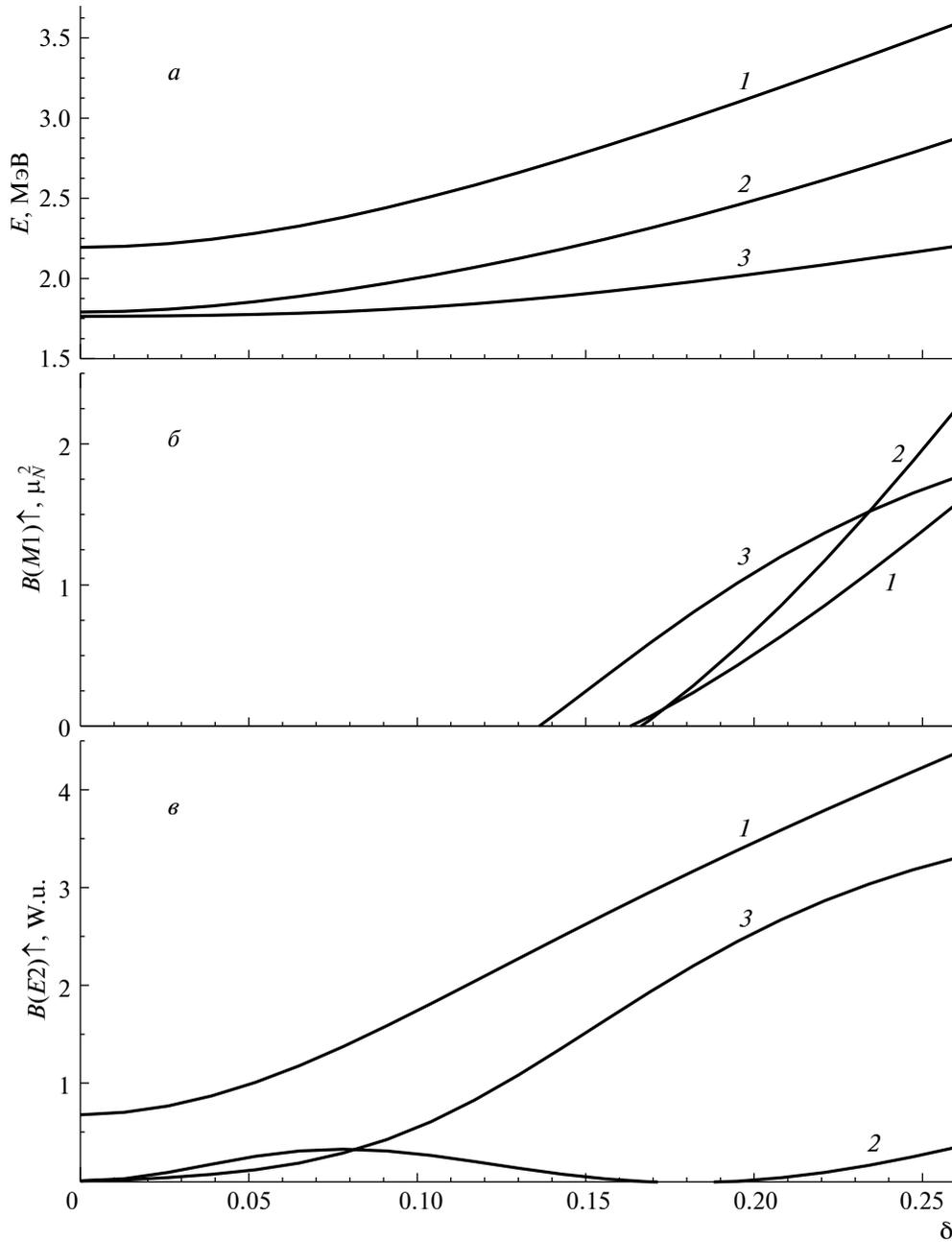


Рис. 5. Энергии E , $B(M1)$ - и $B(E2)$ -величины низколежащих 1^+ -состояний как функции деформации ядра δ . Кривая 1 — конвенциональные ножницы, кривая 2 — простые спиновые ножницы, кривая 3 — сложные спиновые ножницы.

“... так называемые SSR-состояния в действительности являются обычными неколлективными спин-флип-возбуждениями.”

Здесь мы имеем дело с простым недоразумением. Следует напомнить, что разные методы решения любой проблемы (TDHFB-уравнения в нашем случае) используют, как правило, разные “инструменты” и разные языки. Фактически спиновые ножницы и спин-флип — это разные названия одного и того же физического явления. Действительно, RPA имеет дело с переходами между раз-

личными уровнями (частично-дырочные возбуждения). С другой стороны, WFM оперирует с различными моментами ядра (моменты второго порядка в нашем случае: угловой момент и квадрупольные моменты в пространствах координат и импульсов; их определения можно найти в работе [4]). Оба метода дают несколько 1^+ -состояний с очень близкими величинами суммарной $M1$ -силы (см. табл. 1). Некоторая часть этой силы появляется благодаря спин-орбитальному потенциалу. Очевидно, с микроскопической точки зрения (RPA) это переходы

между спин-орбитальными партнерами (т.е. спин-флип). В макроскопическом подходе (WFM) она интерпретируется как контрвращение спин-вверх-нуклонов относительно спин-вниз-нуклонов (т.е. спиновые ножницы), потому что здесь она генерируется контросцилляциями их орбитальных угловых моментов.

Кстати, переходы между спин-орбитальными партнерами представляют собой только частный случай среди всех возможных переходов. Можно вспомнить, например, что с микроскопической точки зрения конвенциональные (орбитальные) ножницы генерируются переходами между некоторыми уровнями внутри одной главной оболочки (т.е. $\Delta N = 0$). В ножничноподобной природе рассматриваемого возбуждения можно убедиться, построив картинку токов или вычислив орбитальные угловые моменты всех четырех компонент (спин-вверх и спин-вниз-протоны и нейтроны) возбужденного ядра. Линии токов уже построены в WFM-подходе [4] — они воспроизведены здесь на рис. 1–3. Угловые моменты входят в число переменных метода — это переменные $L_{1\mu}^T(t)$, определенные в формуле (2).

3.2. M1-сила в ^{232}Th

Представляя свои результаты для ^{232}Th , авторы [1] написали, что “Для SG2 получено замечательное согласие между распределением полной силы и экспериментальными данными.”

Это утверждение выглядит довольно странно, поскольку суммарная M1-сила верхней группы уровней больше, чем таковая нижней группы, что противоречит экспериментальному распределению. После этого их заключительный вывод, что “эти две группы объясняются не разделением SSR- и OSR-мод (как получается в WFM-подходе), а скорее тонкой структурой одного OSR”, звучит неубедительно.

Здесь будет полезно напомнить результаты WFM-расчетов. Решение TDHFБ-уравнений для ^{232}Th дает три низколежащих магнитных состояния со следующими энергиями и магнитными силами: $E_1 = 1.53$ МэВ, $B_1(M1) = 1.7 \mu_N^2$, $E_2 = 2.21$ МэВ, $B_2(M1) = 2.55 \mu_N^2$, $E_3 = 2.81$ МэВ, $B_3(M1) = 1.51 \mu_N^2$. Как видно на рис. 6, второе и третье состояния очень хорошо воспроизводят центры энергий и суммарные $B(M1)$ нижней и верхней групп наблюдаемых 1^+ -возбуждений. Суммарная M1-сила этих двух уровней $B(M1) = 4.07 \mu_N^2$ и их центр энергий $E = 2.43$ МэВ практически совпадают с соответствующими экспериментальными данными $B_{\text{exp}}(M1) = 4.26 \mu_N^2$ и $E_{\text{exp}} = 2.49$ МэВ. Низжайший рассчитанный уровень E_1 является

предсказанием. Картина токов в ^{232}Th неотличима от таковой в ^{164}Dy . Внутренняя структура трех рассчитанных возбуждений также очень близка к соответствующей структуре в ^{164}Dy (см. табл. 2).

3.3. О приложении “B” в [1]

1. [1]: “WFM работает с коллективными переменными и идентифицирует спиновые состояния в основном по усиленным $B(M1)$ и ослабленным $B(E2), \dots$ ”.

Настоящая процедура идентификации каждого низколежащего возбуждения подробно описана в [4], глава V.C, и не имеет ничего общего с цитированным выше утверждением.

2. [1]: “WFM совсем не воспроизводит M1 Гигантский Спин-Флип-Резонанс (ГСФР), что делает сомнительной точность WFM-описания спин-флип-состояний.”

На самом деле имеется множество явлений в ядерной физике, которые не воспроизведены в [4]. И почему именно ГСФР? Потому что в RPA он появляется одновременно с низколежащими возбуждениями? Но в WFM-подходе это не так. Работа [4] посвящена изучению триады ядерных ножниц. Описание ГСФР методом WFM требует отдельного исследования.

3. Замечание “хорошее согласие WFM-результатов с экспериментальными данными выглядит сомнительным”, поскольку “параметры WFM-гамильтониана взяты из различных источников” ошибочно. Источник один — книга П. Ринга и П. Шука [7]. Выбор параметров обсуждается в главе V.A статьи [14].

4. [1]: “Макроскопическая картина SSR была предложена по аналогии с OSR-схемой, разработанной в двухроторной модели.”

Это неверно. Картина SSR была предложена по аналогии с идеей Хилтона [2] о ротационных колебаниях протонов относительно нейтронов. Знаменитая картинка ядерных ножниц используется только для иллюстрации.

5. [1]: “WFM-расчеты не предложили до сих пор каких-либо специфических измеримых признаков, оправдывающих введение картины спиновых ножниц.”

Мы предложили самые надежные “измеримые признаки”: энергии и $B(M1)$ -факторы, которые очень хорошо согласуются с экспериментальными данными. А ножничная интерпретация подтверждается картинками токов.

6. Утверждение “SSR выглядит как двухступенчатый процесс, включающий спин-флип-возбуждение плюс орбитальные осцилляции” ошибочно (см. объяснение в разд. 3.1).

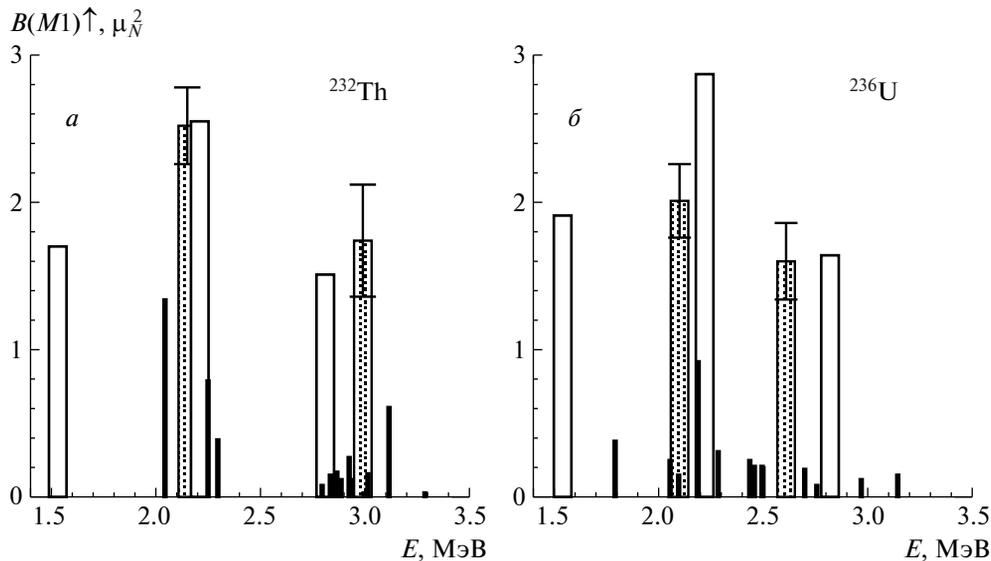


Рис. 6. Центроиды экспериментально наблюдаемых спектров 1^+ -возбуждений в ^{232}Th (а) и ^{236}U (б) (черные прямоугольники с символами ошибок) сравниваются с результатами WFM-расчетов (белые прямоугольники).

7. [1]: “... токи для OSR, SSR-I и SSR-II на рис. 9–11 работы [4] выглядят одинаковыми (с точностью до направления движения).”

Токи SSR и OSR выглядят одинаковыми, потому что смещения бесконечно малы. Более того, главный смысл этих картинок состоит именно в “направлении движения”.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы объяснили, что нет противоречия между различными названиями низколежащих 1^+ -состояний: спиновые ножницы в WFM и спин-флип в QRPA. Спин-флип появляется в микроскопическом подходе, который оперирует с переходами между различными квантово-механическими состояниями. Чтобы увидеть, какое макроскопическое движение (вращение или колебания) скрывается за квантовой картиной, нужно рассчитать токи или (и) угловые моменты протонов и нейтронов с проекциями спинов вверх и вниз.

Авторы [1] озабочены неколлективным характером спиновых ножниц. Действительно, это старая загадка ножничной моды. Компромиссное решение этой “проблемы” было предложено в [23]: ножничная мода есть “слабо коллективное, но сильное в одночастичном масштабе” возбуждение. Очень важное и привлекательное свойство WFM-метода проявляется в том, что, работая с коллективными переменными, он способен описать “слабо коллективные” явления.

1. [1]: “... тяжелые деформированные ядра не годятся для демонстрации заметных спиновых состояний низкой энергии”.

Этот вывод противоречит нашему анализу ^{232}Th , особенно предсказанию чисто спиновых ножниц (см. разд. 3.2).

2. [1]: “Наши расчеты показали, что нижайшие 1^+ -состояния в $^{160,162,164}\text{Dy}$ действительно имеют спин-флиповую природу. Однако они расположены при $E \leq 2.4$ МэВ, т.е. ниже наблюдаемых состояний...”.

Возможно, имеются какие-то проблемы с используемым методом или с выбранными силами. В противоположность ситуации в [1] результаты WFM-расчетов для ^{164}Dy и ^{232}Th находятся в отличном согласии с экспериментальными данными. Мы полагаем, что это происходит благодаря следующим качествам WFM-метода:

- а) Он работает с **точной** волновой функцией.
- б) Он работает с настоящим **зависящим от времени** средним полем, что позволяет учесть его реакцию на внешнее возмущение и, как результат, отпадает надобность вводить в рассмотрение остаточное взаимодействие.

в) Умножение TDHFB-уравнений на любой вес не нарушает их симметрий. Как следствие, все законы сохранения выполняются (например, энергия и угловой момент) и духовые состояния не возникают.

Фактически WFM-метод позволяет извлекать из TDHFB-уравнений **точную** информацию о различных средних характеристиках ядра без реального знания **точной** волновой функции.

3. [1]: “Так что, по нашему мнению, *имеющиеся экспериментальные данные пока что не подтверждают существование SSR.*”

Если говорить точнее, это расчеты авторов статьи [1] не подтверждают существование SSR. И неудивительно, так как они не согласуются с экспериментальными данными.

4. [1]: “*Ножницеподобная трактовка спиновых $M1$ -возбуждений низкой энергии методом WFM требует ядерной деформации.*”

Совершенно верно. Ножницеподобные возбуждения могут существовать только в деформированных ядрах. И именно такие ядра рассматриваются в нашей работе [4]. Однако это не означает, что WFM-метод не может быть применен к сферическим ядрам (см. рис. 5).

И наконец, нижайшее 1^+ -состояние при 1.47 МэВ, предсказываемое WFM-расчетами в ^{164}Dy , имеет $B(E2) = 25.44$ W.u. (Weisskopf units = Вайскопфа единицы (В.е.)), что сравнимо с аналогичной величиной для GQR (Giant Quadrupole Resonance = Гигантский Квадрупольный Резонанс (ГКР)): $B(E2) = 50.37$ W.u. Оно не может быть духовым, так как WFM-метод сохраняет полный угловой момент, что было доказано аналитически в [3] в приближении малых амплитуд. Доказательство было обобщено на случай произвольных амплитуд в [13], где было показано также, что этот результат не зависит от единственного приближения WFM-метода — расщепления с моментами четвертого порядка. Это состояние не имеет никакого отношения к ножничным модам и будет исследовано в отдельной работе.

Автор выражает благодарность И.В. Молодцовой за сотрудничество.

Приложение А

КОЭФФИЦИЕНТЫ РЯДА

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\lambda,\mu}^{\zeta} &= \int d^3r \{r \otimes \delta J^{\zeta}\}_{\lambda\mu} = \quad (\text{П.1}) \\ &= \frac{(-1)^{\lambda}}{\sqrt{3}} \left[A_1 C_{1\mu,10}^{\lambda\mu} K_{\mu,0}^{\zeta} - \right. \\ &\quad \left. - A_2 \left(C_{1\mu+1,1-1}^{\lambda\mu} K_{\mu+1,-1}^{\zeta} + C_{1\mu-1,11}^{\lambda\mu} K_{\mu-1,1}^{\zeta} \right) \right], \\ K_{-1,-1}^{\zeta} &= -\frac{\sqrt{3} \mathcal{L}_{2-2}^{\zeta}}{A_2}, \\ K_{-1,0}^{\zeta} &= \frac{\sqrt{3} (\mathcal{L}_{-1-1}^{\zeta} + \mathcal{L}_{2-1}^{\zeta})}{\sqrt{2} A_1}, \\ K_{-1,1}^{\zeta} &= -\frac{\sqrt{3} \mathcal{L}_{10}^{\zeta} + \mathcal{L}_{20}^{\zeta} + \sqrt{2} \mathcal{L}_{00}^{\zeta}}{\sqrt{2} A_2}, \\ K_{0,-1}^{\zeta} &= \frac{\sqrt{3} (\mathcal{L}_{-1-1}^{\zeta} - \mathcal{L}_{2-1}^{\zeta})}{\sqrt{2} A_2}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} K_{0,0}^{\zeta} &= \frac{\sqrt{2} \mathcal{L}_{2,0}^{\zeta} - \mathcal{L}_{0,0}^{\zeta}}{A_1}, \\ K_{0,1}^{\zeta} &= -\frac{\sqrt{3} (\mathcal{L}_{11}^{\zeta} + \mathcal{L}_{21}^{\zeta})}{\sqrt{2} A_2}, \\ K_{1,-1}^{\zeta} &= \frac{\sqrt{3} \mathcal{L}_{10}^{\zeta} - \mathcal{L}_{20}^{\zeta} - \sqrt{2} \mathcal{L}_{00}^{\zeta}}{\sqrt{2} A_2}, \\ K_{1,0}^{\zeta} &= \frac{\sqrt{3} (\mathcal{L}_{21}^{\zeta} - \mathcal{L}_{11}^{\zeta})}{\sqrt{2} A_1}, \\ K_{1,1}^{\zeta} &= -\frac{\sqrt{3} \mathcal{L}_{22}^{\zeta}}{A_2}, \end{aligned}$$

где

$$A_1 = \sqrt{2} R_{20}^{\text{eq}} - R_{00}^{\text{eq}} = \frac{Q_{00}}{\sqrt{3}} \left(1 + \frac{4}{3} \delta \right), \quad (\text{П.2})$$

$$A_2 = R_{20}^{\text{eq}}/\sqrt{2} + R_{00}^{\text{eq}} = -\frac{Q_{00}}{\sqrt{3}} \left(1 - \frac{2}{3} \delta \right),$$

$Q_{00} = \frac{3}{5} AR^2 / [(1 + \frac{4}{3} \delta)^{1/3} (1 - \frac{2}{3} \delta)^{2/3}]$, δ — параметр деформации, $Q_{20} = \frac{4}{3} \delta Q_{00}$.

Приложение Б

ЛИНЕЙНЫЙ ОТКЛИК И ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ

Непосредственный путь вычисления приведенных вероятностей переходов дается теорией линейного отклика системы на слабое внешнее поле

$$\hat{F}(t) = \hat{F} \exp(-i\Omega t) + \hat{F}^{\dagger} \exp(i\Omega t), \quad (\text{П.3})$$

где $\hat{F} = \sum_{s=1}^A \hat{f}_s$ есть одночастичный оператор. Удобная форма теории линейного отклика представлена, например, Лэйном [24]. Матричные элементы оператора \hat{F} удовлетворяют соотношению

$$\begin{aligned} |\langle \nu | \hat{F} | 0 \rangle|^2 &= \quad (\text{П.4}) \\ &= \hbar \lim_{\Omega \rightarrow \Omega_{\nu}} (\Omega - \Omega_{\nu}) \overline{\langle \psi | \hat{F} | \psi \rangle \exp(-i\Omega t)}, \end{aligned}$$

где $|0\rangle$ и $|\nu\rangle$ есть стационарные волновые функции невозмущенных основного и возбужденных состояний; ψ есть волновая функция возмущенного основного состояния, $\Omega_{\nu} = (E_{\nu} - E_0)/\hbar$ — нормальные частоты, черта обозначает усреднение по интервалу времени, много большему, чем $1/\Omega$, где Ω есть частота внешнего поля $\hat{F}(t)$. Правая сторона (П.4) не положительно определена, так что это соотношение иногда может не иметь решений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. O. Nesterenko, P. I. Vishnevskiy, J. Kvasil, A. Repko, and W. Kleinig, *Phys. Rev. C* **103**, 064313 (2021).
2. R. R. Hilton, *Talk presented at the International Conference on Nuclear Structure* (Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia, 1976) (unpublished).
3. E. B. Balbutsev, I. V. Molodtsova, and P. Schuck, *Nucl. Phys. A* **872**, 42 (2011).
4. E. B. Balbutsev, I. V. Molodtsova, P. Schuck, A. V. Sushkov, and N. Yu. Shirikova, arXiv:1902.05275 [nucl-th].
5. J. Margraf, T. Eckert, M. Rittner, I. Bauske, O. Beck, U. Kneissl, H. Maser, H. H. Pitz, A. Schiller, P. von Brentano, R. Fischer, R.-D. Herzberg, N. Pietralla, A. Zilges, and H. Friedrichs, *Phys. Rev. C* **52**, 2429 (1995).
6. E. B. Balbutsev and P. Schuck, *Ann. Phys.* **322**, 489 (2007).
7. P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem* (Springer, Berlin, 1980).
8. T. Suzuki and D. J. Rowe, *Nucl. Phys. A* **289**, 461 (1977).
9. D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A. E. L. Dieperink, N. Lo Iudice, F. Palumbo, and O. Scholten, *Phys. Lett. B* **137**, 27 (1984).
10. D. A. Varshalovitch, A. N. Moskalev, and V. K. Khersonski, *Quantum Theory of Angular Momentum* (World Scientific, Singapore, 1988).
11. E. B. Balbutsev and P. Schuck, *Nucl. Phys. A* **720**, 293 (2003); **728**, 471 (2003).
12. E. B. Balbutsev, *Sov. J. Part. Nucl.* **22**, 159 (1991).
13. E. B. Balbutsev, I. V. Molodtsova, and P. Schuck, *Phys. Rev. C* **88**, 014306 (2013).
14. E. B. Balbutsev, I. V. Molodtsova, and P. Schuck, *Phys. Rev. C* **91**, 064312 (2015); arXiv: 1502.05546 [nucl-th].
15. E. B. Balbutsev, I. V. Molodtsova, and P. Schuck, *Phys. Rev. C* **97**, 044316 (2018).
16. I. V. Molodtsova and E. B. Balbutsev, *EPJ Web Conf.* **194**, 04004 (2018).
17. E. B. Balbutsev, I. V. Molodtsova, and P. Schuck, *EPJ Web Conf.* **194**, 04005 (2018).
18. E. B. Balbutsev, I. V. Molodtsova, and P. Schuck, *Phys. At. Nucl.* **83**, 212 (2020).
19. N. Pietralla, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, H. H. Pitz, and A. Zilges, *Phys. Rev. C* **52**, R2317 (1995).
20. J. Enders, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, and A. Richter, *Phys. Rev. C* **71**, 014306 (2005).
21. S. J. Freeman, R. Chapman, J. L. Durell, M. A. C. Hotchkis, F. Khazaie, J. C. Lisle, J. N. Mo, A. M. Bruce, R. A. Cunningham, P. V. Drumm, D. D. Warner, and J. D. Garrett, *Phys. Lett. B* **222**, 347 (1989).
22. D. Frekers, D. Bohle, A. Richter, R. Abegg, R. E. Azuma, A. Celler, C. Chan, T. E. Drake, K. P. Jackson, J. D. King, C. A. Miller, R. Schubank, J. Watson, and S. Yen, *Phys. Lett. B* **244**, 178 (1990).
23. K. Heyde, P. von Neuman-Cosel, and A. Richter, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2365 (2010).
24. A. M. Lane, *Nuclear Theory* (Benjamin, New York, 1964).

SPIN SCISSORS AND SPIN-FLIP

E. B. Balbutsev

*Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research,
141980 Dubna, Russia*

Authors of the recent paper [1] argued that low lying 1^+ states in deformed nuclei must be interpreted as spin-flip and not spin scissors. This comment explains that spin scissors and spin-flip are different names of the same physical phenomenon.

САМОСОГЛАСОВАННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЙ И β -РАСПАДА ИЗОТОПОВ КИСЛОРОДА И ФТОРА

© 2022 г. И. Н. Борзов^{1),2)*}, С. В. Толоконников^{1),3)}

Поступила в редакцию 21.02.2022 г.; после доработки 21.03.2022 г.; принята к публикации 24.03.2022 г.

Для нейтронно-избыточных изотопов в области “кислородной аномалии” энергии отделения одного и двух нейтронов, а также зарядовые и материальные радиусы рассчитываются в рамках энергетического функционала плотности Фаянса DF3-а. Периоды бета-распада и вероятности задержанной эмиссии нейтронов рассматриваются в квазичастичном приближении случайных фаз в континууме (DF3-а + CQRPA). Обсуждаются границы применимости глобальных подходов к основным состояниям и интегральным свойствам β -распада легких ядер. Проведено сравнение этих характеристик, рассчитанных в рамках DF3-*i* и DF3-а + CQRPA и релятивистского RHB + RQRPA для изотопических цепочек кислорода и фтора.

DOI: 10.31857/S0044002722040067

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств основных состояний и β -распада играет ключевую роль в понимании ландшафта ядер, далеких от β -стабильности. Для сильно нейтронно-избыточных ядер анализ зарядовых и материальных радиусов, энергий отделения одного и двух нейтронов, полных периодов полураспада β -распада ($T_{1/2}$) и вероятностей эмиссии нескольких нейтронов (P_{xn}) дает важную информацию о свойствах ядер в основном состоянии и о динамике их спин-изоспиновых возбуждений малой амплитуды. Эта информация позволяет уточнить структуру энергетического функционала плотности (ЭФП) при экстремальной изоспиновой асимметрии.

В последние годы в экспериментах со средними тяжелыми изотопами в ALTO, INPN, Orsay широко использовался нейтронный детектор TETRA, созданный в ОИЯИ, Дубна [1, 2]. В программе предстоящих экспериментов на Spiral-2, GANIL запланированы дальнейшие измерения легких ядер от углерода до фтора. Особое внимание уделено β -распаду и квазисвободным ($p, 2p$), (p, pn) реакциям в обратной кинематике, — реакциям, чувствительным к поверхностным свойствам ядер. Среди

насушных проблем — эволюция основных состояний и свойств β -распада при приближении к границе нейтронной устойчивости (ГНС), представляющей собой предел существования связанных нейтронно-избыточных ядер.

Необычная изотопическая зависимость положения ГНС в области так называемой кислородной аномалии активно изучалась экспериментально (см. [3]), и было найдено, что однеитронная ГНС в ядрах C, N, O соответствует новому магическому числу нейтронов $N = 16$. В то же время для изотопов фтора в недавнем эксперименте RIKEN [4] однеитронная ГНС предположительно установлена при $N = 22$, что согласуется с предсказанием [5]. Это означает, что один дополнительный протон, добавленный к ядру кислорода, позволил бы разместить до шести дополнительных нейтронов в тяжелых изотопах фтора.

Среднеквадратичные радиусы распределения вещества (R_m), значительно превышающие жидкокапельную оценку $R_m \propto A^{1/3}$ (A — массовое число), были получены из аномально больших сечений взаимодействия σ_{ex} в реакциях на “толстых мишенях”. Принято считать, что в легких ядрах вблизи нейтронной ГНС последние слабо связанные нейтроны могут вызывать аномальное увеличение радиуса ядерной материи, связанное с так называемым нейтронным гало — системой, в которой один или несколько нейтронов “отделены от кора”. Двух- и трехчастичные гало обычно связывают со слабосвязанными одночастичными нейтронами s - или p -состояниями. Полуколичественные условия возникновения гало были сформулированы в [6].

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

²⁾Лаборатория теоретической физики им. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

³⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

*E-mail: ibor48@mail.ru

Изотопная цепочка кислорода представляет собой исключение — резкий рост радиуса распределения материи ядра ^{24}O (3.19 ± 0.13 фм по сравнению с 2.88 ± 0.06 фм в ядре ^{22}O [7]) не вписывается в стандартную картину нейтронного гало. Энергия связи ^{24}O значительно больше по сравнению с другими легкими ядрами вблизи ГНС. Соответствующие энергии отделения одного и двух нейтронов составляют: $S_{1n} = 4.190 \pm 0.200$ МэВ и $S_{2n} = 6.930 \pm 0.170$ МэВ [7].

В то же время для изотопов фтора значения S_{1n} , S_{2n} последовательно уменьшаются по мере приближения к слабосвязанному изотопу ^{31}F [4]. Недавно были измерены необычно большие сечения реакции σ_{ex} для изотопов протонной s - d -оболочки $^{27,29}\text{F}$. Полученный в рамках модели Глаубера извлеченный среднеквадратичный радиус распределения вещества R_m для ^{29}F на 0.35 ± 0.08 фм больше радиуса ядра ^{27}F [8]. Такое различие в радиусах сравнимо с наблюдаемым для двухнейтронного гало ядра ^{22}C . Это приводит к выводу [8], что на сегодняшний день ^{29}F является самым тяжелым ядром с двухнейтронным борромеевским гало.

Описание свойств основных состояний и β -распада сильно нейтронно-избыточных изотопов O и F дает дополнительные ограничения для континуальной оболочечной модели [9], мультиконфигурационной оболочечной модели [10], подходов квазичастичного лагранжиана [11] и функционала плотности в рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем [12, 13], *ab initio* моделей [14] и динамических кластерных моделей (см. обзор [15]).

Самосогласованная картина среднего поля более адекватна для среднетяжелых и тяжелых ядер. В легких ядрах существенна роль специфических многочастичных корреляций кластерного типа. В целом модели ядерной структуры легких ядер, основанные на концепции среднего поля нуклонов в рамках модели ядерных оболочек и подхода теории функционала плотности, дополняют модели молекулярного типа, использующие кластерные степени свободы. Для слабосвязанных ядер особое значение имеет правильное рассмотрение спаривательных корреляций. Это включает их зависимость от плотности, а также связь между связанными и континуальными состояниями, рассматриваемыми самосогласованно в рамках координатно-пространственного подхода Хартри—Фока—Боголюбова (HFБ) [16].

Входные данные об основных состояниях и β -распаде легких ядер также важны для астрофизического сетевого моделирования в конкретных сценариях. Хорошо известно, что включение

легких нейтронно-избыточных ядер в расчеты г-процесса в модели нейтринного ветра приводит к изменению результирующей распространенности тяжелых элементов [17].

Есть также несколько примеров редких низкоэнергетических железододефицитных сверхновых [18], производящих большое количество легких элементов C, N, O. В таком сценарии тройной альфа-процесс приводит к небольшим количествам углерода, азота и кислорода, которые в конечном итоге катализируют производство энергии в CNO-цикле, который заканчивается на кальции. Систематическое исследование в рамках кинетической модели, включающей легкие нейтронно-избыточные изотопы с $Z > 2$ (без учета изотопов водорода и гелия), продемонстрировало изменение содержания изотопов в затравочных ядрах г-процесса [19].

Цель статьи двояка. Во-первых, — это определение границ применимости глобальных подходов для расчетов свойств основных состояний и интегральных свойств β -распада легких ядер. Для изотопов кислорода и фтора сравниваются результаты Continuum QRPA [20], основанного на хорошо известном функционале плотности энергии Фаянса DF3-а [21] (DF3-а + CQRPA) и релятивистского QRPA, основанного на приближении Хартри—Боголюбова (RHB + RQRPA) [22].

Во-вторых, рассмотрен вопрос об использовании найденных в этих подходах характеристик β -распада легких ядер для астрофизического моделирования. В рамках DF3-а + CQRPA, в которой энергии отделения нейтронов S_{1n} и S_{2n} рассчитываются одновременно с периодами полураспада β -распада, контролируется степень близости к нейтронной границе. Это дает возможность должным образом исключить нейтронно-несвязанные ядра. В то же время часть периодов полураспада β -распада, содержащихся в таблицах глобальных расчетов в рамках релятивистских RHB + RQRPA [22] и FRDM + RPA [23], фактически относится к нейтронно-нестабильным изотопам.

Статья построена следующим образом. В разд. 2 кратко описаны основы теоретического подхода. В разд. 3 для изотопов O и F расчеты свойств основного состояния и β -распада, выполненные в DF3-а + CQRPA [20, 21], сопоставлены как с доступными данными, так и с глобальными расчетами в сферическом релятивистском методе RHB + QRPA [22] и в стандартном методе FRDM + RPA [23]. Раздел 4 содержит заключение.

2. САМОСОГЛАСОВАННОЕ ОПИСАНИЕ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ И СВОЙСТВ β -РАСПАДА

Для экстраполяции свойств основного состояния к экстремальным N/Z используется самосогласованная теория конечных ферми-систем. Она основана на функционале плотности энергии Фаянса с дробно-линейной зависимостью от плотности, более сложной, чем у стандартного функционала Скирма. Такая зависимость возникает в том числе из-за эффективного учета $3N$ -корреляций и корреляций более высокого порядка. При описании основного состояния точно учитывается полный частично-дырочный континуум [24] и включено ядерное спаривание в диагональном приближении НФВ. Используется улучшенная версия откалиброванного функционала Фаянса DF3-а [21]. В процедуру фитирования включена более полная систематика спин-орбитального расщепления для 105 ядер [25]. В области тяжелых ядер до Pb отклонения одночастичных спектров от эксперимента такие же, как и у более старой версии DF3 [12], но, как показано в [26, 27], свойства β -распада среднетяжелых ядер в областях Ca и Ni описываются лучше.

Представляет интерес применить ту же схему к рассматриваемым легким ядрам. Естественно, следует исключить случаи, когда условия использованных приближений среднего поля и слабого спаривания не выполняются. Для слабосвязанных ядер, приближающихся к нейтронной границе с энергиями отделения валентных нуклонов менее нескольких сотен кэВ, и для ядер за пределами ГНС, для описания основного состояния модель требуется обобщить с учетом сильного (недиагонального) спаривания и связи с континуальными конфигурациями [12, 16].

В нашем DF3-а расчете характеристик основного состояния для изотопов O и F спаривательная часть функционала зависит от нормальной плотности и от ее градиента. Плотность спаривательной энергии имеет вид

$$\varepsilon_{\text{pair}} = \frac{1}{2} \sum_{\tau=p,n} F^{\xi,\tau}(\rho_+(r)) |v_{\tau}(r)|^2. \quad (1)$$

Учет сил и многочастичных корреляций приводит к зависимости амплитуды $F^{\xi,\tau}$ от нормальной плотности:

$$F^{\xi,\tau} = F^{pp} = F^{nn} = C_0 f^{\xi}(x_+), \quad (2)$$

где $C_0 = 306 \text{ МэВ фм}^3$, $\rho^+ = \rho_n + \rho_p$; $x^+ = \rho^+ / 2\rho_0$, $\rho_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$, и в общем случае f^{ξ} имеет следующую форму:

$$f_{pp}^{\xi} = f_{nn}^{\xi} = f_{np}^{\xi} = f_{\text{ex}}^{\xi} + h^{\xi}(x_+)^q(r) + \quad (3)$$

$$+ f_{\nabla}^{\xi} r_0^2 (\nabla(x_+))^2.$$

Значения параметров спаривания, зависящего от плотности, в (3) выбираются следующим образом: набор а) $f_{\text{ex}} = -1.475$, $h^{\xi} = 1.04$, $f_{\nabla}^{\xi} = 1.69$; набор б) $f_{\text{ex}} = -1.47$, $h^{\xi} = 1.316$, $f_{\nabla}^{\xi} = 0$; набор с) $f_{\text{ex}} = -0.434$, $h^{\xi} = 0$, $f_{\nabla}^{\xi} = 0$.

Для спин-изоспинового эффективного NN -взаимодействия в частично-дырочном (ph) канале используются взаимодействие Ландау–Мигдала и модифицированные ядерной средой π -мезонный и ρ -мезонный обмены. Изоскалярное ($T=0$) протон-нейтронное эффективное взаимодействие (динамическое спаривание) описывается взаимодействием нулевого радиуса с силой, не зависящей от A . Корреляции сверх QRPA включаются путем масштабирования спин-зависимых мультипольных операторов с помощью энергонезависимого quenching-фактора $Q^{1/2} = (g_A/G_A)$. Однопionная компонента остаточного взаимодействия перенормируется тем же фактором Q .

Переходы GT и FF описываются редуцированными мультипольными операторами, зависящими от пространственных и спиновых переменных [20]. Использован полный набор операторов первого запрета по четности. Релятивистские операторы α , Υ_5 приведены к их пространственно-зависимым аналогам с помощью CVC- и PCAC-соотношений.

Релятивистский метод QRPA [22] основан на сферическом приближении модели Хартри–Боголюбова (RHB + QRPA). Функционал плотности DD-ME2 с зависящими от плотности мезон-нуклонными взаимодействиями используется в канале частица–дырка (ph). Взаимодействие Гони D1S с конечным радиусом действия используется для описания $T=1$ спаривания в основном состоянии, в то время как сила взаимодействия в канале частица–частица (pp) ($T=0$ динамическое спаривание) зависит от $(N-Z)$. Хотя RHB + QRPA использует сферический функционал плотности, метод применялся ко всей ядерной карте. Учтены переходы Гамова–Теллера и первого запрета. Недостатком (обеих) версий QRPA является игнорирование деформации и np - nh -конфигураций.

Обратим внимание, что в DF3-а + CQRPA энергии отделения нейтронов S_{1n} и S_{2n} и периоды полураспада β -распада рассчитываются одновременно. Таким образом, степень близости к ГНС находится под контролем, и случаи несвязанных ядер могут быть должным образом исключены. Напротив, согласно имеющемуся экспериментальным данным об энергиях отделения нейтронов, часть периодов полураспада β -распада в таблицах глобальных расчетов [22, 23] фактически соответствует нейтронно-нестабильным изотопам.

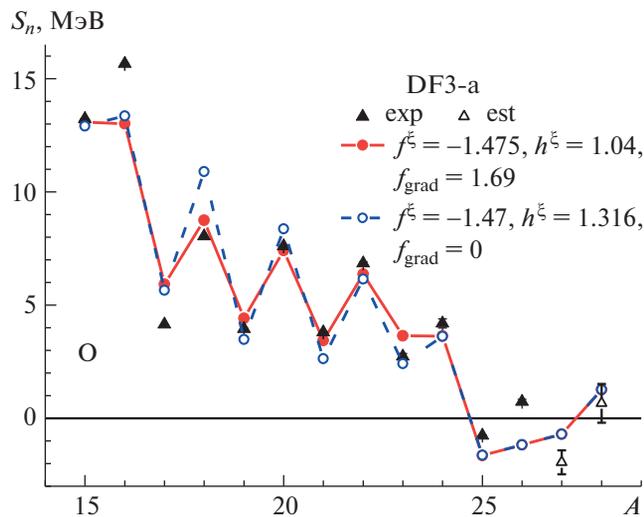


Рис. 1. Значения S_{1n} , рассчитанные с использованием градиентного спаривания и без него, для изотопной цепи O в сравнении с данными АМЕ-2020 [7]. Заполненные треугольники — эксперимент, открытые треугольники — оценка.

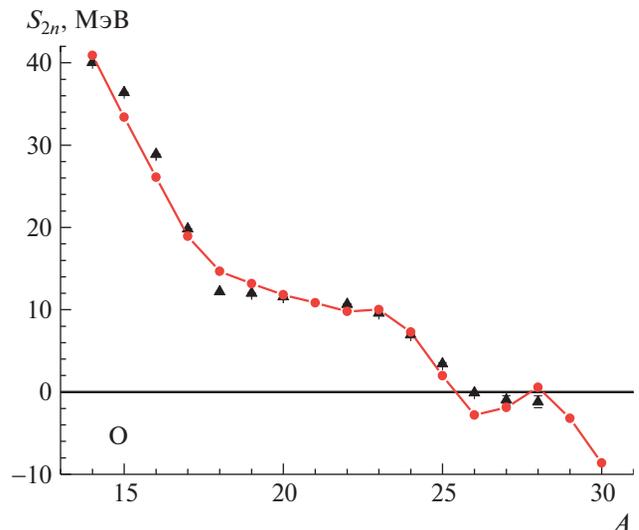


Рис. 2. Значения S_{2n} , рассчитанные без градиентного спаривания для изотопной цепи O, в сравнении с данными АМЕ-2020 [7]. Треугольники — эксперимент.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Энергии отделения одного и двух нейтронов

На рис. 1, 2 показаны энергии отделения одного и двух нейтронов в изотопах O. В расчетах S_{1n} использовался функционал Фаянса FaNDF⁰ [28] с двумя наборами параметров спаривания, зависящих от плотности: а) поверхностное спаривание и б) поверхностное спаривание с градиентом плотности. В табл. 1 и 2 приведены значения S_{1n} и S_{2n} , рассчитанные с функционалом Фаянса FaNDF⁰ [7] в сравнении с экспериментальными данными.

Согласие с экспериментальными данными S_{1n} лучше для варианта спаривания, зависящего от

градиента плотности: отклонение от экспериментальных данных составляет 0.2–1.0 МэВ. Экспериментальное положение нейтронной ГНС при $A = 24$ описывается правильно. Резкий спад энергии отделения одного нейтрона после пересечения ГНС при $A = 24$ качественно воспроизводится в расчетах DF3-a: значение $S_{1n}(Z = 8, A = 25)$ на 882 кэВ меньше экспериментального $S_{1n} \text{ exp}(Z = 8, A = 25) = -757(8)$ кэВ [7].

В расчете с DF3-a предсказывается, что изотоп ^{26}O не связан, в то время как ^{28}O слабо связан. Обратим внимание, что подгонка параметров функционала плотности к величине S_{1n} в ядре “кора” ^{22}O не проводилась, как, например, в [9]. Однако, в любом случае, для изотопов кислорода с $A > 24$ точность наших расчетов придется при-

Таблица 1. Значения S_{1n} в изотопах кислорода (расчет с функционалами DF3-a (набор а) и FaNDF⁰; экспериментальные и оцененные данные из компиляции АМЕ-2020 [7])

A	β_2	DF3-a (набор а)	FaNDF ⁰	АМЕ-2020
22	0.004	9.80	9.80	6.850 ± 0.060
23	0.003	3.65	3.65	2.730 ± 0.130
24	0.003	7.27	7.30	4.190 ± 0.200
25	0.004	-1.64	0.03	-0.757 ± 0.008
26	0.004	-2.81	0.94	0.739 ± 0.010
27	0.003	-0.70	-0.13	$-1.940 \pm 0.530\#$
28	0.004	0.57	0.65	$0.660 \pm 0.860\#$

Таблица 2. Значения S_{2n} в изотопах кислорода (расчет с функционалами DF3-a (набор а) и FaNDF⁰; экспериментальные и оцененные данные взяты из компиляции АМЕ-2020 [7])

A	β_2	DF3-a	FaNDF ⁰	АМЕ-2020
22	0.004	9.80	9.80	10.655 ± 0.057
23	0.003	10.01	9.71	9.580 ± 0.120
24	0.003	7.27	7.30	6.925 ± 0.174
25	0.004	1.99	3.69	3.430 ± 0.210
26	0.004	-2.81	0.94	-0.018 ± 0.005
27	0.004	-1.87	0.79	$-1.200 \pm 0.530\#$
28	0.004	0.57	0.65	$-1.276 \pm 0.72\#$

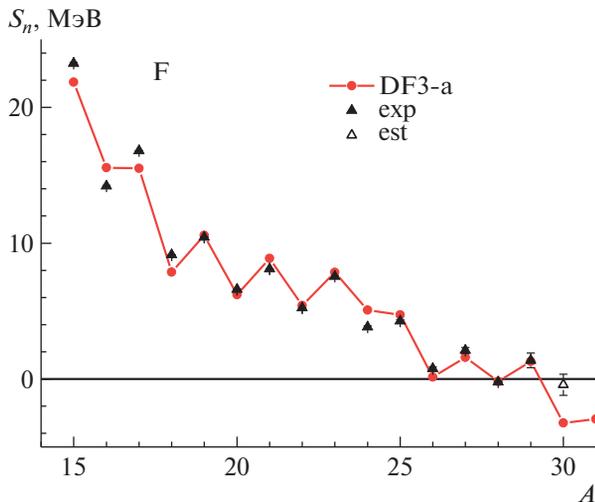


Рис. 3. Расчетные значения S_{1n} для изотопной цепи F в сравнении с данными АМЕ-2020 [7]. Заполненные треугольники — эксперимент, открытые треугольники — оценка.

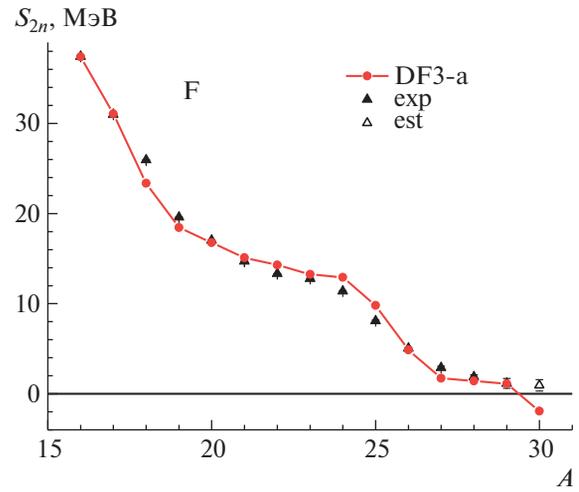


Рис. 4. Расчетные значения S_{2n} для изотопной цепочки F в сравнении с данными АМЕ-2020 [7]. Заполненные треугольники — эксперимент, открытые — оценка.

нимать с оговоркой. Как упоминалось выше, недостаток существующей модели — в приближенном рассмотрении свойств основных состояний слабосвязанных изотопов и несвязанных изотопов за пределами нейтронной границы стабильности.

На рис. 2 и в табл. 2 энергии отделения двух нейтронов, рассчитанные с DF3-a (набор а) с градиентным спариванием), сравниваются с нашим расчетом, с использованием деформированного кода HFVТНО [29] с функционалом FaNDF⁰ [28]. Рассчитанные параметры деформации в изотопах кислорода малы ($|\beta_2| \sim < 0.004$). Для изотопов ^{22–24}O отклонение результатов DF3-a от экспериментальных данных составляет менее 500 кэВ. Положение двухнейтронной ГНС при $A = 25$ воспроизводится правильно. Изотоп ²⁸O, по нашему прогнозу, является слабосвязанным по отношению к $2n$ -эмиссии.

На рис. 3, 4 показаны одно- и двухнейтронные энергии отделения в изотопах фтора, полученные в расчете с DF3-a функционалом без градиентного спаривания: при $A < 27$ согласие с данными удовлетворительное, отклонение от экспериментальных данных 0.2–1.0 МэВ. Положение рассчитанной однеитронной ГНС предсказывается при $A = 27$ ($S_{1n}(A = 28)_{th} = -0.18$ МэВ по сравнению с -0.22 ± 0.05 МэВ [7]). Отсутствие изотопов ^{32,33}F в экспериментах [4] дало основания полагать, что однеитронная граница стабильности находится при $A = 31$. Еще раз отметим, что используемая нами схема не подходит для слабосвязанных ядер вблизи ГНС из-за неучета связи спаривания с континуумом.

Двухнейтронная ГНС в DF3-a расчете оказывается расположенной при $A = 29$. Неопределен-

ность экспериментальной энергии отделения двух нейтронов в ²⁹F относительно велика (1.130 ± 0.540 МэВ [7]), расчет дает 1.12 МэВ. Следует упомянуть, что ²⁹F находится недалеко от области острова инверсии. В расширенном базисе мультikonфигурационной модели оболочек двухнейтронное гало естественным образом объясняется спиновой инверсией нейтронных орбиталей $\nu 2p3/2$ и $\nu 1f7/2$, возникающей из-за эрозии замкнутой оболочки $N = 20$. Наши расчеты не содержат смешивания со сложными конфигурациями, поэтому они соответствуют нормальной оболочечной последовательности одночастичных состояний в ^{28,29}F. Чтобы описать внедренные состояния в среднеполевом подходе, основанном на ЭФП, следует включить квазичастичное взаимодействие и деформацию. Отметим, что деформация более развита в ^{17–23}F и ^{27,29,31}F, тогда как в остальных изотопах она оценивается в DF3-a расчете как $|\beta_2| \sim 0.002$.

3.2. Радиусы распределения материи и зарядовые радиусы

Мы также применили улучшенную версию функционала Фаянса (DF3-a, набор б) для описания материальных и зарядовых радиусов изотопов кислорода и фтора. На рис. 5 показаны результирующие материальные радиусы изотопов кислорода. Для изотопа ²⁸F, который прогнозируется стабильным в DF3-a, предсказывается значительное увеличение радиуса распределения материи ($R_m = 3.43$ фм). Можно сделать вывод, что сферические расчеты DF3-a качественно воспроизводят имеющиеся данные [30–33]. Как видно, зарядовые радиусы изотопов кислорода

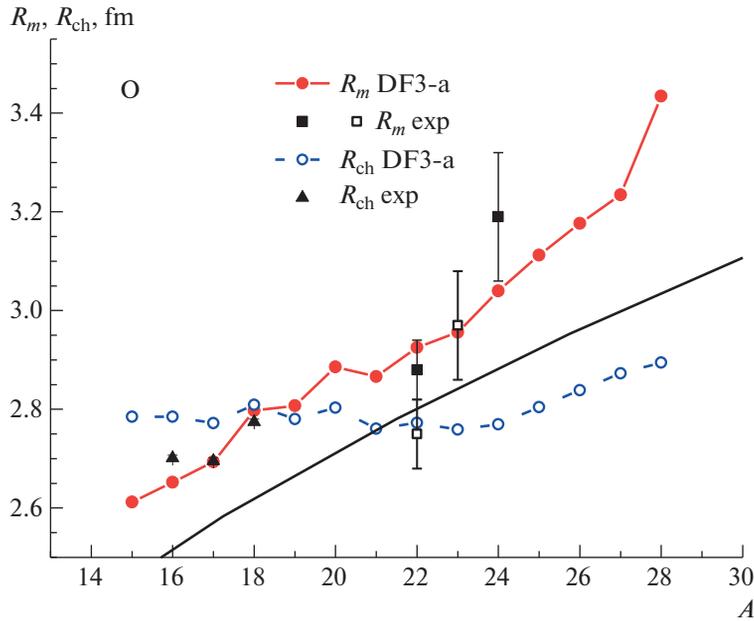


Рис. 5. Зарядовый и материальный радиусы изотопов кислорода, рассчитанные по DF3-a, в сравнении с экспериментальными данными [30–33].

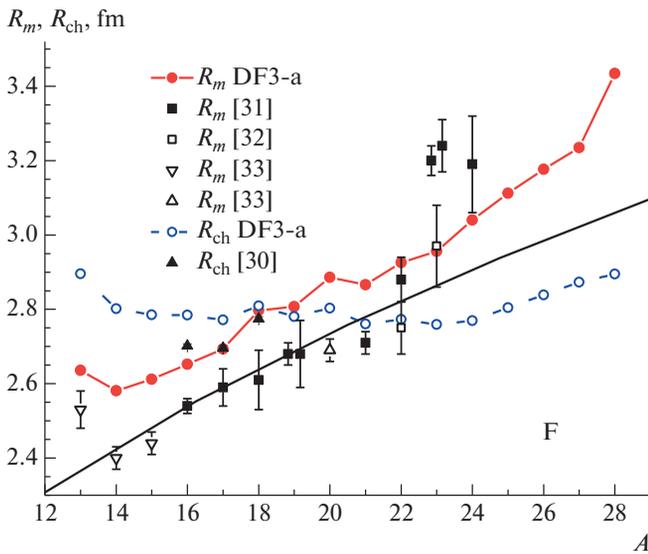


Рис. 6. Зарядовый и материальный радиусы изотопов фтора, рассчитанные по DF3-a, в сравнении с экспериментальными данными из [8, 30, 32] и с данными из обзора [33].

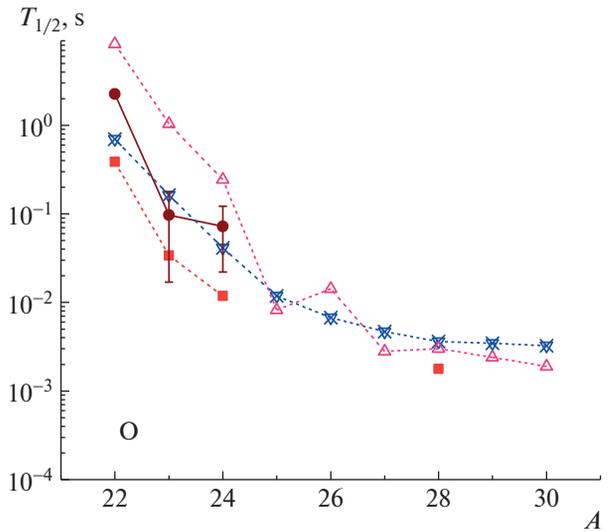


Рис. 7. Периоды β -распада $T_{1/2}$ изотопов кислорода, рассчитанные по DF3-a + CQRPA (квадраты), RHB + RQRPA (нижние треугольники) и FRDM + RPA (верхние треугольники), по сравнению с оцененными данными IAEA-2015 [36] и компиляцией NUBASE [37].

практически не зависят от числа нейтронов. Это согласуется с модельным анализом глауберовских сечений взаимодействия для изотопных цепочек с $3 < Z < 10$ [33]. Однако, если изотоп ^{28}O оказался бы стабильным, можно было бы ожидать резкого увеличения материальных и зарядовых радиусов.

Наш расчет для изотопов фтора (рис. 6) хорошо

описывает экспериментальный радиус для ^{27}F , но занижает R_m для ^{29}F . В недавних экспериментах [8] изотоп ^{29}F ($N = 20$) был установлен как самый тяжелый нуклид с двухнейтронным борромеевским гало. Двухнейтронное гало было приписано спиновой инверсии нейтронных орбиталей $\nu 2p3/2$ и $\nu 1f7/2$ из-за эрозии замыкания оболочки при

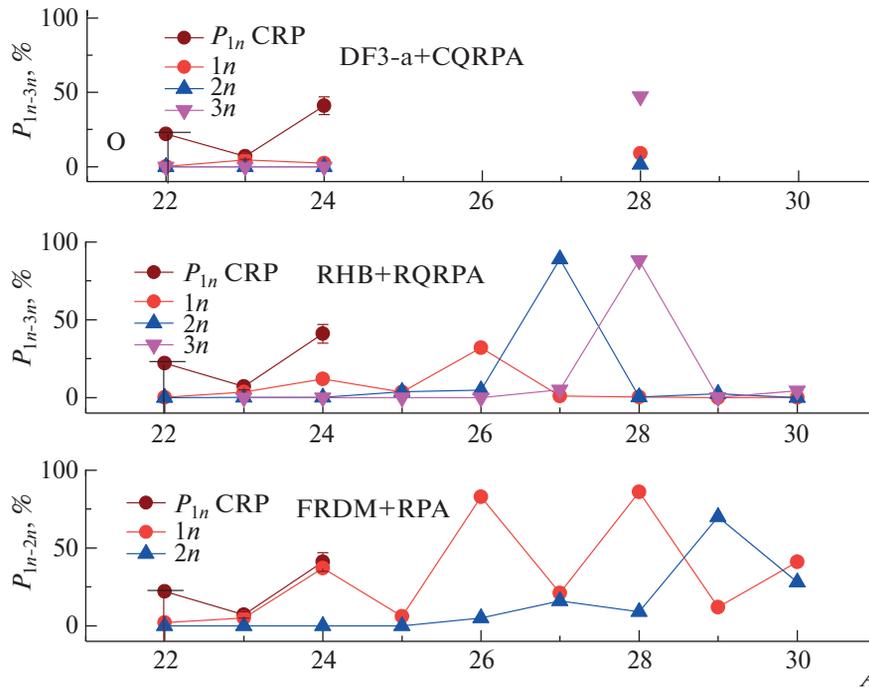


Рис. 8. Вероятности мультинейтронной эмиссии P_{xn} для изотопов кислорода, рассчитанные по DF3-a + CQRPA [20], RHB + QRPA [2] и FRDM + RPA [23], по сравнению с оцененными данными IAEA-2015 [36] и компиляцией NUBASE [37].

$N = 20$. Оно хорошо описывается в крупномасштабных расчетах оболочечной модели с учетом смешивания состояния sd - и pf -оболочек [34]. Наши расчеты соответствуют нормальному порядку оболочных состояний как в ^{28}F , так и в ^{29}F . Двухнейтронное гало в ГНС-ядре ^{31}F адекватно воспроизводится, предполагая трехтельный механизм ($^{29}\text{F} + n + n$) в рамках кластерно-орбитальной модели оболочки (COSM), использующей метод разложения по Гауссу [35].

3.3. Периоды полураспада β -распада и вероятности испускания запаздывающих нейтронов

В изотопах кислорода с $A \leq 24$ и в изотопах F с $A \leq 27$ расчетные и экспериментальные [7] значения энергии отделения нейтрона $S_{1n \text{ exp}}$ больше, чем соответствующая щель спаривания (Δ), т.е. справедливо приближение слабого спаривания. Таким образом, в этих изотопах расчеты β -распада DF3-a + CQRPA вполне применимы. Как видно из рис. 7, релятивистское QRPA [22] описывает экспериментальные периоды полураспада β -распада [36, 37], а DF3-a + CQRPA [20] занижает данные до двух раз. Модель FRDM + RPA [23], напротив, завышает данные до 10 раз. В изотопах фтора расчеты β -распада DF3-a + CQRPA близки к экспериментальным данным, тогда как

RQRPA [22] сильно завышает данные для $A < 25$ (рис. 8). Как уже упоминалось, для $A < 25$ расчеты β -распада в DF3-a + CQRPA соответствуют нейтронно-стабильным ядрам. Отметим хорошо известный эффект — при экстремальных значениях $N-Z$ периоды полураспада, предсказанные очень различающимися моделями, близки друг к другу. В основном это является результатом значительного снижения энергии наиболее интенсивного пигми-резонанса Гамова–Теллера, дающего основной вклад в полные периоды полураспада.

Вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов P_{1n-3n} , рассчитанные в DF3 + CQRPA и RHB + QRPA (рис. 9) близки для $A < 24$ и занижают данные [36, 37]. Расчет FRDM + RPA [22] описывает экспериментальные данные по P_{1n} . (Отметим, что $P_{\text{tot}} = 100\%$, рассчитанные по FRDM + RPA [23] при $A = 26, 28$ и для RHB + QRPA при $A = 27, 28$, фактически соответствуют нестабильным изотопам.) Расчетные значения P_{xn} должны быть чувствительны к фрагментации ГТ-силы в припороговых областях. Известно, что квазичастично-фононная связь чрезвычайно важна для описания распределения мощности ГТ, периодов полураспада и значений P_{xn} [38]. В настоящих расчетах этот эффект не учитывался.

Поскольку силовые функции β -распада обычно не полные, отношения P_{1n}/P_{0n} , P_{2n}/P_{1n} и т.д.

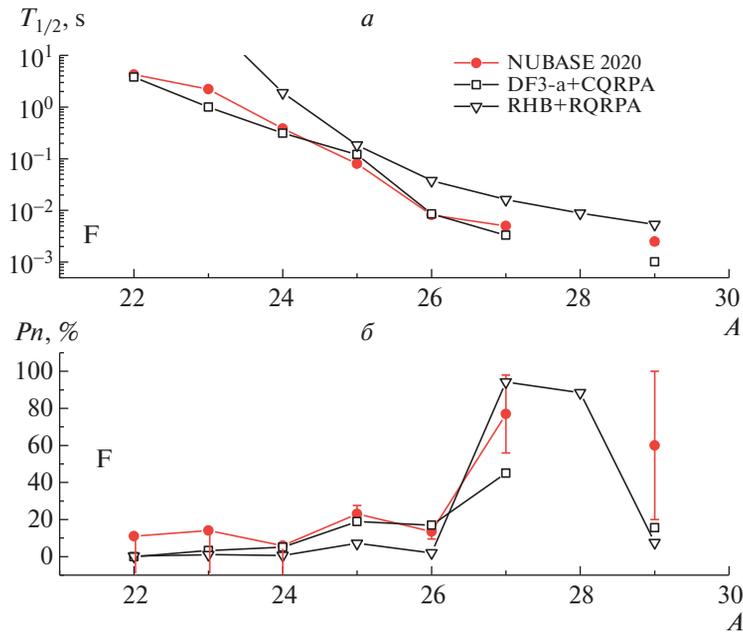


Рис. 9. *а* — Периоды β -распада $T_{1/2}$ изотопов фтора, рассчитанные по DF3-а + CQRPA [20, 21] (квадраты) и RHB + RQRPA [22] (нижние треугольники), по сравнению с оцененными данными IAEA-2015 [36] и компиляцией NUBASE [37]. *б* — Полные вероятности нейтронной эмиссии P_n для изотопов F, рассчитанные по DF3-а + CQRPA [7], по сравнению со значениями P_{xn} , рассчитанными в моделях RHB + QRPA [2], по сравнению с данными IAEA и NUBASE [36, 37].

могут быть использованы в качестве чувствительных маркеров, коррелирующих с силой эффективных ph - и pp -взаимодействий и квазичастично-фононной связи. (В нашем расчете сила pp -взаимодействия (спаривание с $T = 0$) такая же, как и в тяжелых ядрах, что, вероятно, завышено для легких ядер.) Очевидно также, что в ядрах, близких к ГНС, значения $T_{1/2}$ и, в меньшей степени, рассчитанные величины P_n слабо чувствительны к величине S_{1n} .

4. ВЫВОДЫ

Вопрос о том, “сколько нейтронов может прилипнуть к нейтрон-избыточному ядру” был задан еще Я.Б. Зельдовичем в его статье [39]. С тех пор были предприняты значительные экспериментальные усилия и обширные микроскопические исследования нейтронной границы стабильности. Тем не менее, эта область исследования предлагает новые загадки. Одна из проблем касается свойств основных состояний и β -распада изотопов в области кислородной аномалии. Самосогласованный подход, основанный на функционале Фаянса и QRPA с точным учетом континуума, позволяет описать важные особенности как свойств основных состояний, так и малоамплитудную ядерную спиновую динамику в (квази)сферических ядрах в области изотопных цепочек кислорода и фтора.

В расчете DF3-а воспроизводится как положение ГНС кислорода, так и резкий спад энергии отрыва одного нейтрона за пределами границы стабильности. Для зарядовых радиусов фтора рассчитанная двухнейтронная ГНС предсказывается при $A = 29$. Расчеты зарядовых радиусов согласуются с тем экспериментальным фактом, что для изотопических цепочек $3 < Z < 10$ последние не зависят от числа нейтронов. Радиус распределения вещества для ^{27}F описывается, но расчет заметно занижает радиус изотопа ^{29}F ($N = 20$) — самого тяжелого нуклида с двухнейтронным борромеевским гало. Стоит отметить возможную роль отрицательной деформации основного состояния изотопа ^{29}F в формировании гало [40]. Что касается предположительно связанного изотопа ^{31}F ($N = 22$), то следует отметить конкуренцию парного “антигало” эффекта, подавляющего радиусы ядер в слабосвязанных системах [41] с возможной инверсией $\nu 2p3/2$ и $\nu 1f7/2$ нейтронных орбиталей [42]. В то же время расчеты основных состояний нейтронно-избыточных изотопов кислорода в методе HFV с независимой фиксацией аксиальных квадрупольных моментов протонной и нейтронной подсистем [42] лучше согласуются с их сферической формой. В этом контексте DF3-а расчеты ограничены пределами применимости приближений среднего поля и слабого спаривания.

Предсказания свойств β -распада с помощью

самосогласованных моделей, основанных на расширенных функционалах плотности энергии [13, 29], оказываются более надежными, чем предсказания полумикроскопического глобального подхода [23], ранее использовавшегося в качестве стандарта для моделирования γ -процессов. В рамках DF + CQRPA контролируется степень близости к ГНС и несвязанные ядра могут быть должным образом исключены при моделировании γ -процесса. Напротив, часть периодов полураспада β -распада в таблицах глобальных расчетов [22, 23] фактически соответствует нейтронно-нестабильным изотопам согласно существующим экспериментальным данным о порогах эмиссии нейтронов.

Будущие исследования связаны с обобщенным подходом среднего поля [16], в котором парные корреляции в континууме получаются путем прямого решения уравнений Горькова, что позволяет избежать как аппроксимации БКШ, так и дискретизации континуума в схеме НФВ. Одной из интересных задач было бы изучение сигналов двух-нейтронных гало и динейтронных корреляций в реакциях β -распада и эмиссии запаздывающих нейтронов [43, 44].

Качественное объяснение скачка радиуса расщепления вещества в ^{24}O по сравнению с “ядром” ^{22}O может быть достигнуто в кластерной модели [45] путем варьирования как относительных расстояний в квартете кластеров, так и размера каждого кластера. Представляет интерес учет кластеризации в EDF [22]. Это важно для правильного определения нейтронного скин-фактора. В частности, это касается корреляций альфа-частиц, которые могут изменить зависимость энергии симметрии от плотности [46, 47], важных для разработки уравнения состояния ядерной материи и моделирования слияний нейтронных звезд.

Значительный объем данных о свойствах основных состояний и β -распада легких ядер поступает от действующих установок с радиоактивными пучками. Дополнительная информация ожидается от FAIR и Spiral-2. Это имело бы большое значение для лучшего понимания структуры ядер, далеких от стабильности. В этих измерениях будет проверена надежность различных теоретических предсказаний свойств основных состояний, периодов полураспада β -распада и вероятностей множественной эмиссии нейтронов.

И.Н.Б. выражает благодарность Ю.Э. Пенионжквичу и Ю.Г. Соболеву за информацию о программе TETRA в Орсе и Спираль-2, а также А.П. Северюхину, Ю.А. Литвинову и Л.В. Григоренко за обсуждения. Выражается благодарность МАГАТЭ за поддержку участия в Координационном проекте “Разработка справочной базы данных по эмиссии бета-запаздывающих нейтронов”.

Работа частично поддержана внутренним грантом НИЦ “Курчатовский институт” (приказ 2767 от 28.10.2021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Testov, D. Verney, B. Roussi re, J. Bettane, F. Didierjean, K. Flanagan, S. Franchoo, F. Ibrahim, E. Kuznetsova, R. Li, B. Marsh, I. Matea, Yu. Penionzhkevich, H. Pai, V. Smirnov, E. Sokol, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **815**, 96 (2016).
2. A. Etill , D. Verney, N. N. Arsenyev, J. Bettane, I. N. Borzov, M. Cheikh Mhamed, P. V. Cuong, C. Delafosse, F. Didierjean, C. Gaulard, Nguyen Van Giai, A. Goasduff, F. Ibrahim, K. Kolos, C. Lau, M. Niikura, *et al.*, Phys. Rev. C **91**, 064317 (2015).
3. Yu. E. Penionzkewich and R. G. Kalpakchieva, *Light Nuclei near the Border of Neutron Stability* (JINR, Dubna, 2016).
4. D. S. Ahn, N. Fukuda, H. Geissel, N. Inabe, N. Iwasa, T. Kubo, K. Kusaka, D. J. Morrissey, D. Murai, T. Nakamura, M. Ohtake, H. Otsu, H. Sato, B. M. Sherrill, Y. Shimizu, H. Suzuki, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **123**, 212501 (2019).
5. H. Sakurai, S. M. Lukyanov, M. Notani, N. Aoi, D. Beaumel, N. Fukuda, M. Hirai, E. Ideguchi, N. Imai, M. Ishihara, H. Iwasaki, T. Kubo, K. Kusaka, H. Kumagai, T. Nakamura, H. Ogawa, *et al.*, Phys. Lett. B **448**, 180 (1999).
6. A. S. Jensen and K. Riisager, Phys. Lett. B **480**, 39 (2000).
7. Meng Wang, W. J. Huang, F. G. Kondev, G. Audi, and S. Naimi, Chin. Phys. C **45**, 030003 (2021).
8. S. Bagchi, R. Kanungo, Y. K. Tanaka, H. Geissel, P. Doornenbal, W. Horiuchi, G. Hagen, T. Suzuki, N. Tsunoda, D. S. Ahn, H. Baba, K. Behr, F. Browne, S. Chen, M. L. Cort s, A. Estrad , *et al.*, Phys. Rev. Lett. **124**, 222504 (2020).
9. A. Volya and V. Zelevinsky, Phys. At. Nucl. **77**, 969 (2014).
10. T. Otsuka, T. Suzuki, J. D. Holt, A. Schwenk, and Y. Akaishi, Phys. Rev. Lett. **105**, 032501 (2010).
11. M. V. Zverev, N. V. Klochkova, Yu. S. Lyutostansky, and E. K. Yudina, Phys. At. Nucl. **58**, 2058 (1995).
12. S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, Nucl. Phys. A **676**, 49 (2000).
13. E. E. Saperstein and S. V. Tolokonnikov, Phys. At. Nucl. **79**, 1030 (2016).
14. F. Marino, C. Barbieri, A. Carbone, G. Col , A. Lovato, F. Pederiva, X. Roca-Maza, and E. Vigezzi, Phys. Rev. C **104**, 024315 (2021).
15. M. Pf tzner, M. Karny, L. V. Grigorenko, and K. Riisager, Rev. Mod. Phys. **84**, 567 (2012).
16. S. E. A. Orrigo and H. Lenske, Phys. Lett. B **677**, 214 (2009).
17. M. Terasawa, K. Sumiyoshi, T. Kajino, G. J. Mathews, and I. Tanihata, Astrophys. J. **562**, 470 (2001).
18. S. C. Keller, M. S. Bessell, A. Frebel, A. R. Casey, M. Asplund, H. R. Jacobson, K. Lind, J. E. Norris, D. Yong, A. Heger, Z. Magic, G. S. Da Costa, B. P. Schmidt, and P. Tisserand, Nature **506**, 463 (2014).

19. I. V. Panov, S. I. Blinnikov, and F.-K. Thielemann, *Astron. Lett.* **27**, 239 (2001).
20. I. N. Borzov, *Phys. Rev. C* **67**, 025802 (2003).
21. S. V. Tolokonnikov and E. E. Saperstein, *Phys. At. Nucl.* **73**, 1684 (2010).
22. T. Marketin, L. Huther, and G. Martínez-Pinedo, *Phys. Rev. C* **93**, 025805 (2016).
23. P. Möller, B. Pfeiffer, and K.-L. Kratz, *Phys. Rev. C* **67**, 055802 (2003).
24. I. N. Borzov and S. A. Fayans, Preprint IPPE-1129 (1980).
25. H. Grawe, in *Proceedings of the Workshop on Nuclear Structure in ^{78}Ni Region, Leuven, March 9–11, 2009*.
26. I. N. Borzov, *Phys. At. Nucl.* **81**, 680 (2018).
27. I. N. Borzov, *Phys. At. Nucl.* **83**, 700 (2020).
28. S. A. Fayans, *JETP Lett.* **68**, 169 (1998).
29. S. V. Tolokonnikov, I. N. Borzov, M. Kortelainen, Yu. S. Lutostansky, and E. E. Saperstein, *J. Phys. G* **42**, 075102 (2015).
30. I. Angeli and K. P. Marinova, *At. Data Nucl. Data Tables* **99**, 69 (2013).
31. A. Ozawa, O. Bochkarev, L. Chulkov, D. Cortina, H. Geissel, M. Hellström, M. Ivanov, R. Janik, K. Kimura, T. Kobayashi, A. A. Korshennikov, G. Münzenberg, F. Nickel, Y. Ogawa, A. A. Ogloblin, M. Pfützner, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **691**, 599 (2001).
32. R. Kanungo *et al.*, *Phys. Rev. C* **84**, 061304(R) (2011).
33. A. Ozawa, T. Suzuki, and I. Tanihata, *Nucl. Phys. A* **693**, 32 (2001).
34. N. Michel, J. G. Li, F. R. Xu, and W. Zuo, *Phys. Rev. C* **101**, 031301(R) (2020).
35. H. Masui, W. Horiuchi, and M. Kimura, *Phys. Rev. C* **101**, 041303(R) (2020).
36. M. Birch, B. Singh, I. Dillmann, D. Abriola, T. D. Johnson, E. A. McCutchan, and A. A. Sonzogni, *Nucl. Data Sheets* **128**, 131 (2015).
37. G. Kondev, M. Wang, W. J. Huang, S. Naimi, and G. Audi, *Chin. Phys. C* **45**, 030001 (2021).
38. E. O. Сушенок, А. П. Северюхин, Н. Н. Арсеньев, И. Н. Борзов, *ЯФ* **81**, 17 (2018) [E. O. Sushenok, A. P. Severyukhin, N. N. Arsenyev, and I. N. Borzov, *Phys. At. Nucl.* **81**, 24 (2018)].
39. Ja. B. Zeldovich, *JETP* **38**(4), 1123 (1960).
40. Ikuko Hamamoto, *Phys. Lett. B* **814**, 136116 (2021).
41. K. Bennaceur, J. Dobaczewski, and M. Płoszajczak, *Phys. Lett. B* **496**, 154 (2000).
42. A. P. Severyukhin, M. Bender, H. Flocard, and P.-H. Heenen, *Phys. At. Nucl.* **70**, 1435 (2007).
43. A. Poves, J. Retamosa, M. J. G. Borge, and O. Tengblad, *Z. Phys. A* **347**, 227 (1994).
44. E. Caurier, F. Nowacki, and A. Poves, *Phys. Rev. C* **90**, 014302 (2014).
45. N. Itagaki and A. Tohsaki, *Phys. Rev. C* **97**, 014307 (2018).
46. J. Ebran, E. Khan, N. Nikšić, and D. Vretenar, *J. Phys.: Conf. Ser.* **569**, 012028 (2014).
47. S. Typel, *Phys. Rev. C* **89**, 064321 (2014).

SELF-CONSISTENT STUDY OF THE GROUND STATE AND β -DECAY PROPERTIES OF OXIGEN AND FLUORINE ISOTOPES

I. N. Borzov^{1),2)}, S. V. Tolokonnikov^{1),3)}

¹⁾National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

²⁾Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

³⁾Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Russia

For neutron-rich O and F isotopes in the region of the so-called “oxygen anomaly”, the one- and two-neutron separation energies, charge and matter radii are calculated within the Fayans energy density functional DF3-a. The β -decay half-lives and delayed multi-neutron emission branchings are treated in the Continuum Quasiparticle Random Phase approximation (DF3-a + CQRPA). We discuss the applicability limits of the global approaches for the ground state and integral β -decay properties of light nuclei. These characteristics calculated within the DF3-a + CQRPA and relativistic RHB + RQRPA are compared for oxygen and fluorine isotopic chains.

СВЯЗЬ НУЛЬ-ЗВУКОВЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В СИММЕТРИЧНОЙ И АСИММЕТРИЧНОЙ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

© 2022 г. В. А. Садовникова^{1)*}, М. А. Соколов²⁾

Поступила в редакцию 17.02.2022 г.; после доработки 23.03.2022 г.; принята к публикации 25.03.2022 г.

В работе представлен метод вычисления частот нуль-звуковых возбуждений в симметричной и асимметричной по изоспину ядерной материи. В асимметричной материи получены три ветви комплексных решений дисперсионного уравнения: $\omega_{si}(k, \beta)$ ($i = n, p, np$), а в симметричной материи две ветви $\omega_s(k)$, $\omega_{s1}(k)$. Показано, как связаны между собой эти ветви решений. Продемонстрировано построение функций отклика и структурных функций в ядерной материи на основе $\omega_{si}(k, \beta)$.

DOI: 10.31857/S0044002722040109

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение возбуждений в ядерной материи, их связь с возбуждениями в конкретных ядрах являются предметом многочисленных исследований. Используются различные методы построения дисперсионных уравнений, дающие как вещественные, так и комплексные частоты возбуждений. Предлагаются разные подходы к процессам затухания возбуждений, к вопросам устойчивости ядерной материи при низкой и высокой плотностях, к описанию зависимости свойств возбуждений от температуры.

Одним из основных подходов, который привел к решению широкого круга задач физики ядра и частиц, является единый подход на основе кинетического уравнения с самосогласованным средним полем и интегралом столкновений [1, 2]. С использованием этого подхода были получены звуковые моды изоскалярного и изовекторного типа и исследовано их взаимодействие в зависимости от плотности среды. Был изучен гигантский дипольный резонанс в нагретых ядрах, а также гигантский монополярный резонанс. Исследованы вопросы устойчивости ядерной материи при различных плотностях. Также метод был применен к описанию явлений при высоких энергиях [3, 4].

В работе [5] использовано приближение локальной изоспиновой плотности с зависимостью от времени, получено три типа частично-дырочных возбуждений, оценен их вклад в энергетически взвешенное правило сумм, проанализирована зависимость этих состояний от плотности и изотопической асимметрии среды. В работе [6] выполнено

описание силовых функций возбуждений в ядрах на основе коллективных возбуждений в асимметричной ядерной материи. Кроме затухания Ландау, исследуется влияние столкновений и флуктуаций плотности на затухание гигантских резонансов. Использование метода неравновесных функций Грина приводит к сложным дисперсионным уравнениям. Комплексные решения этих уравнений дают зависимость от температуры как энергий, так и ширины распада гигантских резонансов. В работе [7] нуль-звуковые моды рассматриваются на основе кинетической теории с включением столкновений, температуры и эффектов запаздывания. Исследовано влияние искажения ферми-поверхности на скорость и затухание звука в изовекторной и изоскалярной модах.

В работе [8] исследуется влияние различных членов эффективного частично-дырочного взаимодействия на описание горячей ядерной материи с последующим переходом к атомным ядрам. В работе [9] используется подход квантовой адродинамики. На основе релятивистского кинетического уравнения в ядерной материи выводится дисперсионное уравнение, которое позволяет получить скорость нуль-звука и исследовать внутреннюю структуру коллективных мод.

В настоящее время продолжают исследоваться функции отклика в асимметричной, симметричной и нейтронной ядерной материи на различные внешние поля с использованием функционала плотности, построенного на основе взаимодействия Скирма [10]. Получены результаты для различных параметров асимметрии, плотности материи, переданных импульсов и температуры. Разработан метод построения структурных функций ядерной материи с использованием феноменологического взаимодействия конечного радиуса [11]. Показано

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” – ПИЯФ, Гатчина, Россия.

²⁾Военная академия связи, Санкт-Петербург, Россия.

*E-mail: sadovnikova_va@pnpi.nrcki.ru

влияние на функции отклика тензорного, спин-орбитального и других, зависящих от плотности и от импульсов, членов взаимодействия Скирма.

В настоящей работе представлены результаты исследования нуль-звуковых возбуждений в ядерной материи при параметре изотопической асимметрии β в интервале $|\beta| \leq 0.5$. Показано, как связаны ветви нуль-звуковых возбуждений в симметричной и асимметричной материи. Попытка установить такую связь определила то, как меняются и разветвляются $\omega_{si}(k, \beta)$ с изменением k и β . Первые результаты были получены в работах [12, 13]. Вычисленные ветви решений различаются способом затухания. Далее ветви решений используются для построения функции отклика ядерной материи на внешнее поле с явным учетом вкладов нуль-звуковых возбуждений в среде. При переходе к структурным функциям $S(\omega, k)$ предложенный метод позволяет связать максимумы в $S(\omega, k)$ и решения дисперсионного уравнения, при этом ширины максимумов определяются мнимыми частями $\omega_{si}(k, \beta)$, имеющими определенный физический смысл.

В работе исследовано поведение нуль-звука в нормальной холодной ферми-жидкости, состоящей из протонов и нейтронов, при различных значениях параметра асимметрии и находящейся при равновесной плотности ρ . Дисперсионное уравнение для вычисления частот коллективных возбуждений в зависимости от волнового вектора и параметра асимметрии для нуль-звуковых возбуждений получено в рамках теории конечных ферми-систем [14, 15] с эффективным взаимодействием квазичастиц Ландау–Мигдала. При вычислении решений дисперсионного уравнения используется подход, в рамках которого уже были получены ветви нуль-звуковых возбуждений в симметричной ядерной материи [16], а также была изучена связь неустойчивости Померанчука и пионной конденсации в ядерной материи [17].

Асимметричная ядерная материя характеризуется плотностью нейтронов ρ_n и протонов ρ_p , полная плотность $\rho = \rho_n + \rho_p$. Параметр асимметрии β , ферми-импульсы для нейтронов и протонов определяются следующим образом:

$$\beta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}; \quad p_{Fn} = \left(3\pi^2(1 + \beta)\frac{\rho}{2}\right)^{1/3}; \quad (1)$$

$$p_{Fp} = \left(3\pi^2(1 - \beta)\frac{\rho}{2}\right)^{1/3}; \quad p_0 = (3\pi^2\rho)^{1/3}.$$

В разд. 2 представлено дисперсионное уравнение для вычисления комплексных частот нуль-звуковых возбуждений в ядерной материи. Обсуждается местоположение решений на комплексной

плоскости частот, физический смысл мнимых частей решений. В разд. 3 представлены ветви решений в симметричной и асимметричной материи. Показано, что ветви решений различного типа начинаются при разных значениях волнового вектора k и имеют различную зависимость от k . В разд. 4 получен переход от решений в асимметричной материи ($|\beta| > 0$) к решениям в симметричной ($\beta = 0$) ядерной материи. В разд. 5 представлены результаты для структурных функций ядерной материи, построенных на базе полученных решений.

Основные расчеты выполнены с использованием изовекторного взаимодействия квазичастиц. В разд. 6 показано влияние изоскалярного взаимодействия квазичастиц на изовекторные возбуждения на примере конкретных ядер.

2. ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ

Мы рассматриваем изовекторные нуль-звуковые возбуждения в ядерной материи с параметром асимметрии (1) в интервале $-0.5 \leq \beta \leq 0.5$, следуя работе [15].

Эффективное взаимодействие между квазичастицами, которое используется в вычислениях, — это взаимодействие Ландау–Мигдала [15]:

$$\mathcal{F}(\sigma_1, \tau_1; \sigma_2, \tau_2) = C_0(F + F'(\tau_1\tau_2) + G(\sigma_1\sigma_2) + G'(\tau_1\tau_2)(\sigma_1\sigma_2)), \quad (2)$$

где σ, τ — матрицы Паули в спиновом и изоспиновом пространстве. Безразмерные функции F, F', G', G зависят от угла между импульсами входящих частиц и могут быть разложены по полиномам Лежандра, зависящим от этого угла. Далее мы используем только нулевые компоненты разложения функций, сохраняя для нулевых компонент то же обозначение: F, F', G', G . Численные значения F, F', G', G определяются из эксперимента, и они могут зависеть от плотности и параметра асимметрии [1]. В нашей работе это фиксированные константы. В (2) нормировочный коэффициент равен $C_0 = N^{-1} = \frac{\pi^2}{m_0\rho}$, N — плотность нуклонов на ферми-поверхности в ядерной материи с плотностью ρ , состоящей из одного сорта частиц.

В работе [14] представлена система уравнений для эффективного поля $V_{\text{ef}}^{\tau\tau'}$, возникающего в среде под действием изовекторного дипольного внешнего поля. Используя систему для эффективных полей [14, 15], перепишем ее для изовекторного монополярного внешнего поля $V_0^\tau = E_0 \sum_l (\tau_z)_l^\tau e^{i(\mathbf{r}_l\mathbf{k})} e^{-i(\omega + i\eta)t}$:

$$V_{\text{ef}}^{\tau\tau'} = V_0^{\tau\tau'} \delta_{\tau\tau'} + \mathcal{F}^{\tau\tau''} A^{\tau''} V_{\text{ef}}^{\tau''\tau'}. \quad (3)$$

A^τ представляют собой интегралы по запаздывающей протонной (A^p) или нейтронной (A^n)

частично-дырочной ph -петле и выражаются через функцию Линхардта [18]. Систему уравнений (3) представим в матричном виде

$$\mathcal{M}V_{\text{ef}} = V_0, \quad V_{\text{ef}} = \mathcal{M}^{-1}V_0, \quad (4)$$

где

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} (1 - F^{pp}A^p) & -F^{pn}A^n \\ -F^{np}A^p & (1 - F^{nn}A^n) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$V_{\text{ef}} = \begin{pmatrix} V_{\text{ef}}^{pp} & V_{\text{ef}}^{pn} \\ V_{\text{ef}}^{np} & V_{\text{ef}}^{nn} \end{pmatrix}, \quad \hat{A} = \begin{pmatrix} A^p & 0 \\ 0 & A^n \end{pmatrix}.$$

Здесь определено $F^{pp} = F^{nn} = C_0(F + F')$, $F^{pn} = F^{np} = C_0(F - F')$.

Далее мы выразим функцию отклика $\Pi^{\tau\tau'}(\omega, k)$ (запаздывающий поляризационный оператор) через эффективные поля $V_{\text{ef}}^{\tau\tau'}$, следуя [15] и учитывая (4) (полагаем $E_0 = 1$):

$$\begin{aligned} \Pi^{\tau\tau'}(\omega, k) &= (V_0, \hat{A}V_{\text{ef}})^{\tau\tau'}(\omega, k) = \\ &= (V_0, \hat{A}\mathcal{M}^{-1}V_0)^{\tau\tau'}(\omega, k). \end{aligned} \quad (6)$$

Перемножая матрицы в (6), для функции отклика $\Pi^{\tau\tau'}(\omega, k)$ получаем выражение

$$\begin{aligned} \Pi &= \begin{pmatrix} \Pi^{pp} & \Pi^{pn} \\ \Pi^{np} & \Pi^{nn} \end{pmatrix} = \\ &= \frac{1}{\det(\mathcal{M})} \begin{pmatrix} A^p(1 - F^{nn}A^n) & -A^pF^{pn}A^n \\ -A^nF^{np}A^p & A^n(1 - F^{pp}A^p) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (7)$$

Для дальнейшего будет удобно ввести матрицу $D^{\tau\tau'}(\omega, k)$, определенную следующим образом: $\Pi^{\tau\tau'}(\omega, k) = D^{\tau\tau'}(\omega, k)/E(\omega, k)$ ³. Здесь $E(\omega, k) \equiv \det(\mathcal{M}(\omega, k))$.

Значения $\omega(k)$, для которых детерминант системы $E(\omega, k)$ обращается в нуль и отклик системы велик, отвечают нуль-звуковым возбуждениям материи. Дисперсионное уравнение для изовекторных нуль-звуковых коллективных возбуждений $\omega_i(k, \beta)$ в асимметричной ядерной материи мы получаем, приравнявая $E(\omega, k)$ к нулю. Таким образом, дисперсионное уравнение имеет вид [1, 12, 15]:

$$\begin{aligned} E(\omega, k) &= (1 - F^{nn}A^n)(1 - F^{pp}A^p) - \\ &- (A^pF^{pn})(A^nF^{np}) = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Аналогичное дисперсионное уравнение представлено в [10], где использовалось уравнение Бете–Солпитера для запаздывающих ph -пропагаторов, усредненных по импульсу, в приближении случайных фаз (A^τ в наших обозначениях), а также в работе [1] с использованием линеаризованных уравнений Власова. Перепишем (8) в виде

$$\begin{aligned} E(\omega, k) &= 1 - C_0(F + F')A^p - \\ &- C_0(F + F')A^n + 4FF'C_0^2A^pA^n = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

В представленной работе вычисления выполнялись при равновесной плотности $\rho = 0.17 \text{ фм}^{-3}$, $p_0 = 0.268 \text{ ГэВ}$, эффективной массе квазичастиц $m = 0.8m_0$, $m_0 = 0.94 \text{ ГэВ}$. В расчетах использовались следующие значения параметров эффективного взаимодействия (2): $F' = 1.0$, $F = 0.0$ [20], т.е. учитывалось только изовекторное взаимодействие квазичастиц в среде. В разд. 6 будет показано влияние изоскалярного взаимодействия F на изовекторные возбуждения в конкретных ядрах. Отметим, что в нашей работе нет самосогласования между средним полем в среде и эффективным взаимодействием квазичастиц [1, 10]. Влияние среднего поля выражено только через наличие эффективной массы квазичастиц, а эффективное взаимодействие (2) отвечает лишь за возбуждения в среде. Такой упрощенный подход дает возможности наглядно представить основные моменты связи возбуждений в симметричной и асимметричной материи.

2.1. Расположение решений $\omega_{si}(k, \beta)$ на комплексной плоскости частот

В этом разделе изложен метод построения решений дисперсионного уравнения⁴. Метод использует аналитическую структуру функций A^n , A^p .

Функции Линхардта A^τ , $\tau = n, p$ определяются как суммы функций Мигдала [14, 15, 18] $A^\tau = A^\tau(\omega, k) + A^\tau(-\omega, k)$:

$$\begin{aligned} A^\tau(\omega, k) &= \\ &= -2\frac{1}{4\pi^2} \frac{m^3}{k^3} \left[\frac{a^2 - b_\tau^2}{2} \ln \left(\frac{a + b_\tau}{a - b_\tau} \right) - ab_\tau \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где $a = \omega - (\frac{k^2}{2m})$, $b_\tau = \frac{k p_{F\tau}}{m}$. Выражение (10) содержит логарифмическую функцию, которая имеет разрезы на комплексной плоскости ω и является многозначной функцией на своей римановой поверхности. На рис. 1 показаны разрезы функций A^p и A^n . Буквой μ обозначено вещественное решение уравнения (9), полученное при $k = k(\mu)$ и

³В работе [19] расчеты выполнены с использованием выражения (7). В соотношении (9) этой работы опечатка (указан неверный знак для Π^{np} , Π^{pn}).

⁴Ветви решений $\omega_{si}(k, \beta)$ зависят от двух аргументов k , β . Там, где это несущественно, аргумент β может быть опущен.

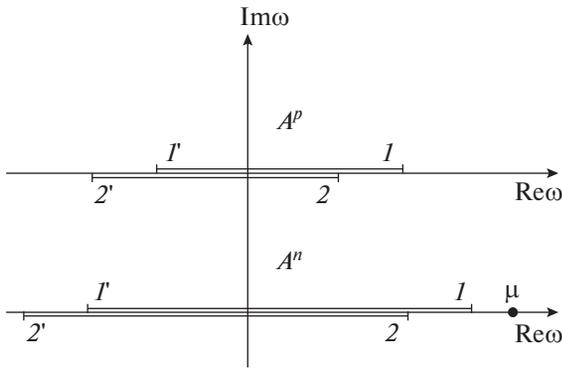


Рис. 1. Разрезы функций A^τ (10), (11) представлены на комплексной плоскости частот ω при $\beta > 0$. В верхней части рисунка показаны разрезы функции A^p , в нижней части — разрезы A^n .

расположенное на положительной вещественной оси, правее разрезов.

Разрезы функции $A^\tau(\omega, k)$ обозначены как (1, 1'), а разрезы $A^\tau(-\omega, k)$ как (2, 2'):

$$(1', 1) : -\frac{k p_{F\tau}}{m} + \frac{k^2}{2m} \leq \omega \leq \frac{k p_{F\tau}}{m} + \frac{k^2}{2m}, \quad (11)$$

$$(2', 2) : -\frac{k p_{F\tau}}{m} - \frac{k^2}{2m} \leq \omega \leq \frac{k p_{F\tau}}{m} - \frac{k^2}{2m}.$$

Длина разрезов зависит от k и β . Рис. 1 выполнен для случая $\beta > 0$, что дает $p_{Fn} > p_{Fp}$ (1) и, соответственно, нейтронные разрезы (11) оказываются длиннее, чем протонные.

Точки разреза определяются энергиями невзаимодействующих ph -пар $\omega_{ph}^\tau(k) = \varepsilon_{p+k} - \varepsilon_p$, где $\varepsilon_q = q^2/(2m)$ и $\tau = n, p$. Лист комплексной плоскости частот, на котором расположены вещественные нуль-звуковые решения и энергии $\omega_{ph}^\tau(k)$, мы считаем физическим листом, рис. 1. Решения, полученные под разрезом, на других логарифмических листах, являются комплексными и считаются физическими решениями, если можно сделать аналитическое продолжение по какому-либо параметру (по k , по ρ , по β и т.д.) от физических решений к этим решениям.

В соответствии с теорией Ландау [21] уравнение (8) имеет вещественные решения при небольших значениях волнового вектора k . С ростом k происходит перекрытие коллективной и частично-дырочной мод, т.е. вещественного решения (μ) и логарифмического разреза функции $A^n(\omega, k)$ (рис. 1). После перекрытия мы ищем решение дисперсионного уравнения под логарифмическим разрезом функции $A^n(\omega, k)$, на нижнем нефизическом листе. Решение уходит на нефизический лист и приобретает отрицательную мнимую часть.

Следующий шаг состоит в придании физического смысла мнимой части решений. Вещественное

решение соответствует стабильному коллективно-возбуждению в среде. Мы интерпретируем появление мнимой части как затухание возбуждения за счет смешивания со свободными (невзаимодействующими) ph -парами, принадлежащими разрезу, и с последующим переходом части пар, участвующих в формировании коллективного состояния, в свободное состояние.

Внешнее поле возбуждает как коллективные состояния, так и невзаимодействующие протонные и нейтронные частично-дырочные пары, т.е. коллективную и ph -моды. Мы считаем, что перекрытие вещественного решения с, например, нейтронным разрезом (разрез функции $A^n(\omega, k)$), после которого решение уходит под разрез и становится комплексным, означает возникновение затухания возбуждения за счет смешивания коллективной и нейтронной частично-дырочной мод. В ядрах такая мнимая часть дает вклад в ширину пиков в сечении полупрямого распада в реакции (γ, n) . Решения, которые затухают за счет испускания нейтронов, обозначаются $\omega_{sn}(k)$. В этом случае мы говорим, что нейтронный канал открыт. При построении $\omega_{sn}(k)$ функция A^p в (9) вычисляется на физическом листе, в этом случае мы считаем, что протонный канал закрыт. Заметим, что $A^n(-\omega, k)$ также берется на физическом листе. Решения, связанные с уходом под разрезы функций $A^n(\omega, k)$ и $A^n(-\omega, k)$, обсуждались в [17]. Таким образом, при вычислении $\omega_{sn}(k, \beta > 0)$ мы считаем, что открыт только один нейтронный канал.

Аналогично $\omega_{sp}(k)$ обозначает решение, которое или вещественно (это имеет место при $\beta < 0$), или расположено под протонным разрезом при $\beta > 0$. Мнимая часть $\omega_{sp}(k)$ означает затухание возбуждения за счет испускания протона (в ядрах) или смешивания с невзаимодействующими протонными ph -парами (в ядерной материи). При вычислении $\omega_{sp}(k, \beta > 0)$ мы считаем, что открыт только один протонный канал.

При переходе от асимметричной к симметричной материи возникает вопрос, во что превращаются ветви $\omega_{sp}(k)$ и $\omega_{sn}(k)$. Оказывается, что в симметричной материи есть ветвь решений того же типа, что и $\omega_{sp}(k)$ и $\omega_{sn}(k)$, т.е. когда открыт только один канал. Мы обозначили эту ветвь $\omega_{s1}(k)$. Дальше будет показано, что при переходе от асимметричной к симметричной материи ветви $\omega_{sp}(k)$ и $\omega_{sn}(k)$ сливаются, переходя в $\omega_{s1}(k)$ (при определенных k).

В симметричной материи протонный и нейтронный разрезы совпадают. Если открыты и протонный, и нейтронный каналы, то возникновение мнимой части решения соответствует испусканию нуклона, изоспин которого в рассматриваемой модели

не определен, это может быть протон или нейтрон. Решения такого типа в симметричной материи обозначены $\omega_s(k)$ и соответствуют обычному нуль-звуку. Далее будет показано, что при переходе к асимметричной материи ($\beta > 0$) решения $\omega_s(k)$ разветвляются на $\omega_{sn}(k, \beta)$ и $\omega_{sp}(k, \beta)$.

3. РЕШЕНИЯ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ

3.1. Решения дисперсионного уравнения в симметричной ядерной материи

Дисперсионное уравнение (8) в симметричной материи может быть факторизовано следующим образом:

$$E(\omega, k) = (1 - 2C_0FA)(1 - 2C_0F'A). \quad (12)$$

Здесь $A^p(\omega, k) = A^n(\omega, k) = A(\omega, k)$, $A = A(\omega, k) + A(-\omega, k)$. Факторизация $E(\omega, k)$ означает, что в симметричной материи есть два независимых уравнения. Одно описывает изоскалярные возбуждения, возникающие за счет ph -взаимодействия F , а другое — изовекторные возбуждения, возникающие за счет взаимодействия F' (2). Факторизация говорит о том, что изоскалярные и изовекторные возбуждения не взаимодействуют в симметричной материи. Однако в асимметричной ядерной материи (АЯМ) факторизация исчезает. Основные расчеты в работе проведены в предположении $F' = 0$. Влияние скалярно-изоскалярного взаимодействия F (2) обсуждается в разд. 6, где показано, что его влияние на ветви изовекторных решений мало (как и отмечалось в [20]). Это имеет место при равновесной плотности и небольшом параметре асимметрии.

Таким образом, дисперсионное уравнение принимает следующий вид:

$$1 - 2C_0F'A = 0. \quad (13)$$

На рис. 2 представлены ветви решений $\omega_s(k)$ и $\omega_{s1}(k)$. Ветвь $\omega_s(k)$ — это обычный нуль-звук, ветвь вещественна при значениях волнового вектора $k \leq k_t$. Здесь k_t — это такое значение волнового вектора, при котором начинается пересечение коллективной и частично-дырочной моды. Кроме того, правый край разреза ($1', 1$) является решением дисперсионного уравнения с $\omega = k_t^2/(2m) + p_F k_t/m$. При $k > k_t$ ветвь $\omega_s(k)$ переходит под разрез на нефизический лист и приобретает мнимую часть. Величина k_t зависит от β и в симметричной материи $k_t(\beta = 0) = 0.34p_0$. Ветвь $\omega_s(k)$ затухает из-за смешивания со свободными частично-дырочными парами, это могут быть как протонные, так и нейтронные ph -пары.

Решения типа $\omega_{s1}(k)$ не появляются на физическом листе, они расположены на нефизическом

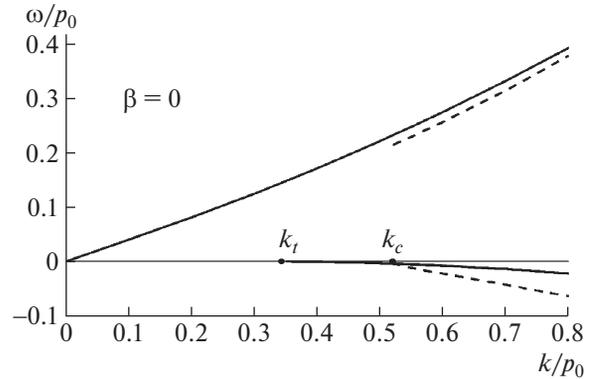


Рис. 2. Ветви решений в симметричной ядерной материи ($\beta = 0$). При положительных $\omega > 0$ показаны реальные части решений $\text{Re}\omega_i(k)$. При отрицательных $\omega < 0$ — мнимые части ветвей $\text{Im}\omega_i(k)$. Кривые: сплошные — $\omega_s(k)$, штриховые — $\omega_{s1}(k)$.

листе под протонным или нейтронным разрезом и полностью комплексны. Ветвь найдена при $k \geq k_c$. Эта ветвь играет важную роль, когда мы изучаем, как меняются ветви решений с изменением параметра асимметрии. Численно получено, что $k_c = 0.52p_0$. Ветвь $\omega_{s1}(k)$ имеет большую по сравнению с $\omega_s(k)$ мнимую часть и затухает за счет смешивания с ph -парами одного изоспина. Далее будет показано, как изменяются $\omega_s(k)$ и $\omega_{s1}(k)$ при переходе к асимметричной материи. Таким образом, в симметричной материи при $0 < k \leq k_t$ имеется вещественное решение $\omega_s(k)$; когда $k \geq k_t$, эта ветвь становится комплексной (открыты как протонный, так и нейтронный каналы). При $k > k_c$ появляется еще одно комплексное решение $\omega_{s1}(k)$, которое расположено на нефизическом листе либо протонной $A^p(\omega, k)$, либо нейтронной $A^n(\omega, k)$ функции (что неразличимо в симметричной материи), рис. 2.

3.2. Решения дисперсионного уравнения в асимметричной ядерной материи

Дисперсионное уравнение (9) в асимметричной материи имеет вид

$$1 - C_0F'A^p - C_0F'A^n = 0. \quad (14)$$

В асимметричной материи получены три ветви комплексных решений (рис. 3): $\omega_{si}(k, \beta)$, $i = n, p, np$. На рис. 3 каждая ветвь $\omega_{si}(k, \beta)$ показана для параметров асимметрии $\beta = 0.01, 0.2, 0.5$. На этом рисунке обращают на себя внимание особенное поведение ветвей $\omega_{sn}(k, \beta)$, $\omega_{sp}(k, \beta)$ при малом значении $\beta = 0.01$ и тот факт, что ветви начинаются при разных значениях волнового вектора k . Далее каждый тип ветвей рассматривается по отдельности.

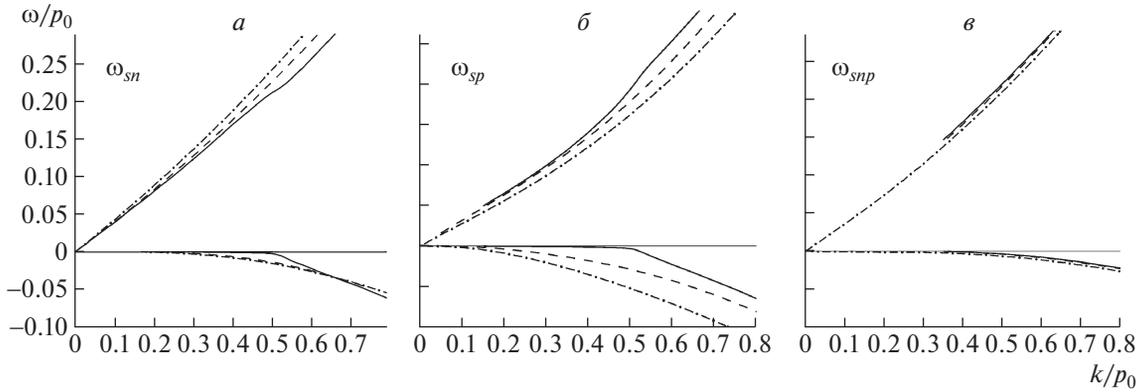


Рис. 3. Ветви решений при различных значениях параметра асимметрии β . *a* — $\omega_{sn}(k, \beta)$; *б* — $\omega_{sp}(k, \beta)$, *в* — $\omega_{snp}(k, \beta)$. Кривые: сплошная — $\beta = 0.01$, штриховая — $\beta = 0.2$, штрихпунктирная — $\beta = 0.5$. Другие обозначения те же, что на рис. 2.

3.2.1. Ветви $\omega_{sn}(k, \beta)$, рис. 3а. Как отмечалось выше, при $\beta = 0$ вещественные решения составляют часть $\omega_s(k, \beta = 0)$ при $k \leq k_t(\beta = 0)$. Вещественное продолжение этой части на $\beta > 0$ осуществляет $\omega_{sn}(k, \beta)$ при $k \leq k_t(\beta)$. При больших k ветвь $\omega_{sn}(k, \beta)$ становится комплексной из-за смешивания коллективного возбуждения с невзаимодействующими нейтронными pn -парами.

На рис. 4а показана зависимость $k_t(\beta)$ и конечное значение вещественных решений: $\omega(k_t, \beta)$. Для каждого β имеется вещественное решение при $k \leq k_t(\beta)$, которое становится комплексным при $k > k_t(\beta)$. Другими словами, стабильное нуль-звуковое возбуждение в среде (отвечающее гигантскому резонансу в ядрах) начинает затухать с ростом k , испуская нейтроны. Видно, что с ростом β мнимая часть у вещественных решений появляется при все меньших значениях волновых векторов k .

Кривые $k_t(\beta)$ и $\omega(k_t, \beta)$ могут быть зеркально отображены на отрицательные $\beta < 0$ и при замене $n \leftrightarrow p$ имеют аналогичный смысл (кулоновское взаимодействие здесь не учитывается).

3.2.2. Ветви $\omega_{sp}(k, \beta)$, рис. 3б. Ветвь $\omega_{sp}(k, \beta)$ при $\beta > 0$ полностью находится на нефизическом листе, относящемся к $A^p(\omega, k)$. Решения затухают за счет смешивания коллективного возбуждения и невзаимодействующих протонных pn -пар. В ядре это затухание отвечает эмиссии протона. На рис. 4а кривая $k^p(\beta)$ обозначает волновой вектор, такой, что при $k \geq k^p(\beta)$ в материи появляются решения $\omega_{sp}(k, \beta)$, и они отсутствуют, когда $k < k^p(\beta)$. Заметим, что мнимая часть стремится к нулю: $\text{Im}\omega_{sp}(k, \beta)(k) \rightarrow 0$ при $k \rightarrow k^p(\beta)$ (что приводит к пику в структурных функциях).

Расчеты показывают, что $k^p(\beta)$ совпадает с той кривой, которую описывает точка 2, относящаяся к разрезам функции A^p , при изменении β

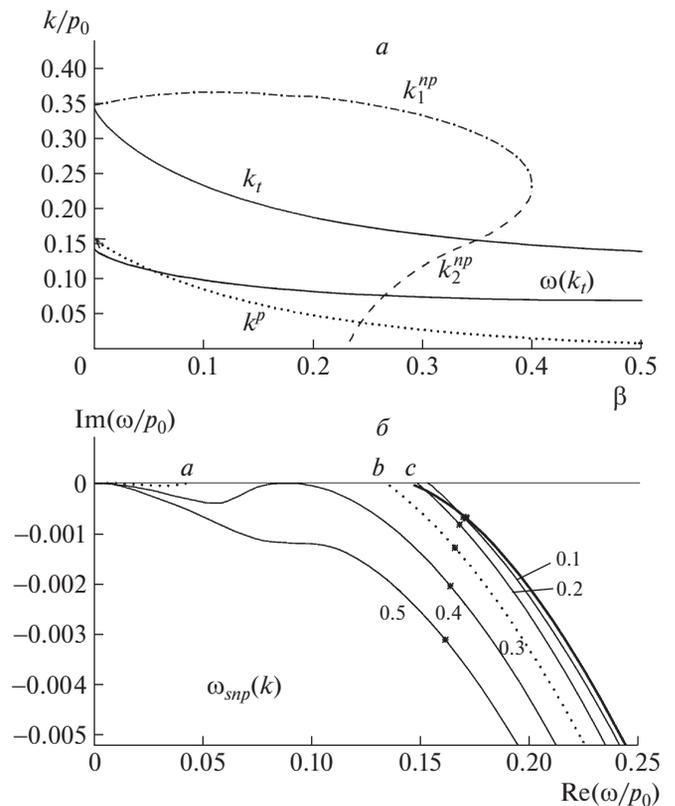


Рис. 4. Зависимость “ключевых” волновых векторов $k_t(\beta)$, $k^p(\beta)$, $k^{np}(\beta)$ от β . *a* — Кривая $k^{np}(\beta)$ состоит из двух частей: штриховая — $k_2^{np}(\beta)$, штрихпунктирная — $k_1^{np}(\beta)$; точечная кривая — $k^p(\beta)$; сплошные — $k_t(\beta)$, $\omega_s(k_t(\beta))$. *б* — Комплексная ω -плоскость. Представлены $\omega_{snp}(k, \beta)$ для разных значений β (указаны на кривых). Жирная сплошная — $\omega_s(k)$ (см. рис. 2). Звездочки — значения кривых при $k = 0.4p_0$. Точка *a* обозначает $\omega(k_2^{np}, \beta = 0.3)$, *b* — это $\omega(k_1^{np}, \beta = 0.3)$, *c* — $k_t(\beta = 0) = 0.34p_0$ (рис. *a*).

((11), рис. 1). При $k < k^p(\beta)$ решения не найдены, возможно, происходит смешивание с ph -парами, образующими как разрез $(1', 1)$, так и $(2', 2)$. Вопрос требует дополнительных исследований. На рис. 4а видно, что в области $k^p(\beta) \leq k \leq k_t(\beta)$ одновременно существуют как вещественное решение $\omega_{sn}(k, \beta)$, так и комплексное решение $\omega_{sp}(k, \beta)$. В симметричной материи $\omega_{sp}(k, \beta = 0)$ исчезает, что обозначено стрелкой на кривой k^p , рис. 4а.

3.2.3. Ветви $\omega_{snp}(k, \beta)$, рис. 3в. Третья ветвь решений, которая получена в асимметричной материи, — это $\omega_{snp}(k)$. Она расположена на нефизических листах как функции $A^n(\omega, k)$, так и $A^p(\omega, k)$ и описывает затухающее коллективное возбуждение. Затухание идет за счет смешивания со свободными нуклонными ph -парами (протонными и нейтронными). Ветвь начинается при $k = k^{np}(\beta)$ и существует при значениях k и β , расположенных вне области, ограниченной осями координат и кривыми $k_1^{np}(\beta)$ и $k_2^{np}(\beta)$ (рис. 4а). Кривая $k^{np}(\beta)$ состоит из двух частей, $k_1^{np}(\beta)$ и $k_2^{np}(\beta)$, возникновение которых продемонстрировано на рис. 4б. На рис. 4 показано, что при $\beta < 0.233$ имеется одно решение типа $\omega_{snp}(k)$ при каждом β , оно найдено при $k > k_1^{np}(\beta)$. На рис. 4б это соответствует тому, что отсутствует низкочастотная часть решения.

Когда $0.233 \leq \beta \leq 0.40$, появляется дополнительная низкочастотная часть решения при малых волновых векторах $k < k_2^{np}(\beta)$. При $\beta > 0.399$ две части решения сливаются, и мы получаем одно решение для всех k . На рис. 4б показано, что слияние происходит, когда ветвь $\omega_{snp}(k, \beta)$ имеет очень малую мнимую часть, она почти касается горизонтальной оси при $\beta = 0.40$ ($k = 0.225p_0$), оставаясь на нефизическом листе. Заметим, что решение исчезает, если положить $\text{Im}\omega_{snp}(k, \beta) = 0$ и пытаться построить вещественное решение. Точки a, b на рис. 4б обозначают решения на кривой $k^{np}(\beta)$: точка a обозначает $\omega(k_2^{np}, \beta = 0.3)$, b — это $\omega(k_1^{np}, \beta = 0.3)$. Эти точки демонстрируют, что при $k \rightarrow k_{1,2}^{np}(\beta)$ мнимая часть стремится к нулю: $\text{Im}\omega_{snp}(k, \beta)(k) \rightarrow 0$. Это приводит к максимуму в структурных функциях, что является аналогом пороговых явлений в реальных распадах частиц. Для наглядности звездочками на кривых на рис. 4б обозначены величины $\omega_{snp}(k, \beta)$ при $k = 0.4p_0$.

4. СВЯЗЬ ВЕТВЕЙ В АСИММЕТРИЧНОЙ И СИММЕТРИЧНОЙ МАТЕРИИ

В этом разделе представлено поведение ветвей $\omega_{sn}(k)$, $\omega_{sp}(k)$ и $\omega_{snp}(k)$ при $|\beta| \rightarrow 0$ и их связь с решениями $\omega_s(k)$, $\omega_{s1}(k)$ (рис. 2). В основном

мы рассматриваем $\beta > 0$. В этом разделе, во-первых, обсуждается разветвление $\omega_s(k)$ на две ветви $\omega_{sn}(k)$ и $\omega_{sp}(k)$ в точке $k = k_t(\beta = 0)$ при переходе к асимметричной материи. Во-вторых, показано, как $\omega_{sn}(k, \beta)$ и $\omega_{sp}(k, \beta)$ переходят в $\omega_{s1}(k)$ при $|\beta| \rightarrow 0$ и $k > k_c$.

4.1. $\omega_s(k)$. Сначала обратимся к $\omega_s(k)$. На рис. 2 показано, что эта ветвь вещественна при $k \leq k_t(\beta = 0)$ и комплексна при больших $k > k_t(\beta)$. Оказалось, что вещественная и комплексная части меняются по-разному с изменением β . Это связано с двумя возможностями построения комплексного решения при $k > k_t(\beta)$. А именно, можно построить решение, открывая только один нейтронный канал, $\omega_{sn}(k)$, а можно сохранить открытыми как нейтронный, так и протонный каналы $\omega_{snp}(k)$ (как было в симметричной материи). На рис. 4а показано, что от точки $k = k_t(\beta = 0) = 0.34p_0$ отходят две кривые: $k_t(\beta)$ и $k_1^{np}(\beta)$, которые означают, что при каждом $\beta > 0$ ($\beta \leq 0.233$) имеется вещественное решение при $k \leq k_t(\beta)$, оно становится комплексным решением $\omega_{sn}(k)$ при $k > k_t(\beta)$. При дальнейшем увеличении волнового вектора: $k > k_1^{np}(\beta)$, возникает еще одно комплексное решение $\omega_{snp}(k)$. И все эти решения связаны с разветвлением $\omega_s(k)$ в точке $k = k_t(\beta = 0)$.

Рассмотрим, как меняется вещественная часть $\omega_s(k)$ с ростом β . Кривая $k_t(\beta)$ на рис. 4а для каждого β дает значения k , при которых заканчиваются вещественные решения, становясь комплексными при $k > k_t(\beta)$. На этом рисунке также показаны значения вещественных решений в точке $k = k_t(\beta)$: $\omega(k_t, \beta)$. Вещественные решения при $k \leq k_t(\beta)$ представляют собой линии $\omega(k, \beta) = v(\beta)k$, которые начинаются при $k = 0$ и $\omega = 0$ и заканчиваются при $k = k_t(\beta)$ в $\omega(k_t, \beta)$ (линии не показаны). Когда $\beta = 0$, мы относим эти вещественные решения к $\omega_s(k)$: $\omega(k, \beta) = \omega_s(k, \beta = 0)$; когда $\beta > 0$, эти решения относятся к $\omega_{sn}(k, \beta)$: $\omega(k, \beta) = \omega_{sn}(k, \beta > 0)$; когда $\beta < 0$, решения относятся к $\omega_{sp}(k, \beta)$: $\omega(k, \beta) = \omega_{sp}(k, \beta < 0)$. Это означает, что, например, при $\beta > 0$ решение $\omega(k, \beta)$ продолжается на $k > k_t(\beta)$ как $\omega_{sn}(k, \beta)$, т.е. $\text{Im}\omega(k, \beta)$ определяется смешиванием с нейтронными частично-дырочными парами.

Мы получили непрерывный переход с изменением β между ветвями $\omega_s(k)$, $\omega_{sn}(k)$, $\omega_{sp}(k)$ при $k \leq k_t(\beta)$. Таким образом, для стабильных изовекторных нуль-звуковых возбуждений в ядерной материи получена зависимость частоты возбуждений от параметра асимметрии β .

Заметим, что, переходя к ядрам, мы считаем, что вещественные решения описывают стабильные

коллективные возбуждения (гигантские резонансы). С ростом волнового вектора k вещественные решения становятся комплексными и отвечающие им коллективные возбуждения приобретают ширину, которая определяется мнимой частью $\omega_{sn}(k, \beta)$. Тем самым при $\beta > 0$ мы можем говорить о вычислении нейтронной ширины резонанса.

Теперь рассмотрим продолжение на $\beta \neq 0$ комплексной части $\omega_s(k)$, которая получена при $k > k_t$ ($\beta = 0$). При этих k ветвь $\omega_s(k)$ начинает затухать и становится комплексной. Мнимая часть $\omega_s(k)$ на рис. 2 построена в предположении, что открыты как протонный, так и нейтронный каналы. Поэтому можно ожидать, что и в АЯМ вещественное решение уходит под оба разреза. Такое решение действительно найдено, это $\omega_{snp}(k, \beta)$. Начало этого решения при $\beta \rightarrow 0$ совпадает с $k^{np}(\beta \rightarrow 0) = k_t(\beta \rightarrow 0)$ (рис. 4а). Выше это представлено, как разветвление ветви $\omega_s(k)$ при переходе к асимметричной материи.

На рис. 4б на кривых $\omega_{snp}(k, \beta)$ указаны значения β , при которых были получены эти ветви решений. Сплошной кривой обозначена $\omega_s(k, \beta = 0)$. Видно, что кривые сгущаются к $\omega_s(k, \beta = 0)$ при $\beta \rightarrow 0$. Ветвь $\omega_{snp}(k, \beta)$ мы рассматриваем как продолжение комплексной части $\omega_s(k, \beta = 0)$ на $\beta > 0$.

Таким образом, нуль-звуковая ветвь $\omega_s(k)$ в симметричной материи продолжается на асимметричную материю с $\beta > 0$ двумя типами решений. Вещественная часть $\omega_s(k, \beta = 0)$, которая существует при малых $k \leq k_t(\beta = 0)$, продолжается ветвью $\omega_{sn}(k, \beta > 0)$. А комплексная часть $\omega_s(k, \beta = 0)$, которая существует при $k > k_t(\beta = 0)$, продолжается ветвью $\omega_{snp}(k, \beta > 0)$. Кроме того, $\omega_{snp}(k, \beta)$ приобретает низкочастотную комплексную часть при значении параметра асимметрии $\beta > 0.233$, рис. 4а.

4.2. $\omega_{sn}(k)$ и $\omega_{sp}(k)$. Теперь рассмотрим $\omega_{sn}(k)$ и $\omega_{sp}(k)$. На рис. 5а одновременно показаны ветви $\omega_{s1}(k)$ и вычисленные при $\beta = 0.05$ ветви $\omega_{sn}(k)$, $\omega_{sp}(k)$. На рисунке видно сближение ветвей при $k > k_c$ (как отмечалось выше, ветвь $\omega_{s1}(k)$ существует при $k \geq k_c$, рис. 2).

На рис. 5б показаны части ветвей $\omega_{sn}(k)$, $\omega_{sp}(k)$ при $\beta = 0.01, 0.05$ в сравнении с $\omega_{s1}(k)$. Ветвь $\omega_{s1}(k)$ (сплошная кривая) — это та же ветвь, которая показана штрихами на рис. 2. При малых значениях β ветви $\omega_{sn}(k)$ и $\omega_{sp}(k)$ обтекают $\omega_{s1}(k)$, стремясь к этой ветви (при тех k , при которых она существует: $k > k_c$). Это справедливо при $\beta = 0.01$, а при $\beta = 0.05$ решения уже слабо чувствуют этот предел. Это обтекание обуславливает особенное поведение ветвей на рис. 3а, 3б при

$\beta = 0.01$. Заметим, что $\omega_{sn}(k)$ и $\omega_{sp}(k)$ подходят к $\omega_{s1}(k)$ с разных нефизических листов.

Мы получили, что в асимметричной материи ветвь $\omega_{s1}(k)$ расщепляется на две другие ветви, находящиеся на различных нефизических листах. Таким образом, $\omega_{sn}(k)$ и $\omega_{sp}(k)$ стремятся к $\omega_{s1}(k)$ при $\beta \rightarrow 0$ и $k > k_c$. Однако для значений волновых векторов в интервале $k_t < k < k_c$ предела при $\beta \rightarrow 0$ нет. Техническая причина состоит в том, что нет решений дисперсионного уравнения (14) типа $\omega_{sn}(k)$, $\omega_{sp}(k)$ и $\omega_{s1}(k)$ (т.е., когда открыт один, нейтронный или протонный, канал) в интервале $k_t < k < k_c$ (рис. 2). Предел $\omega_{sp}(k)$ отсутствует в более широкой области $k_p < k < k_c$.

На рис. 5в демонстрируется зависимость $\omega_{sn}(k, \beta)$ и $\omega_{sp}(k, \beta)$ от β при фиксированных k . Как видно, на рис. 4а имеется несколько “ключевых” значений волнового вектора. Здесь нас будут интересовать два значения: $k_t(\beta)$, $k_c = 0.52p_0$. Мы выбираем $k_i = k_1, k_2, k_3$ такие, что они расположены по-разному по отношению к $k_t(\beta)$ и k_c : $k_1 < k_t(\beta)$, $k_t(\beta) < k_2 < k_c$ и $k_3 > k_c$: $k_1 = 0.05p_0$, $k_2 = 0.4p_0$, $k_3 = 0.6p_0$. Мы увидим, что поведение ветвей $\omega_{sn}(k_i, \beta)$, $\omega_{sp}(k_i, \beta)$ различается существенно при разных k_i .

На рис. 5в показаны изменения реальных частей решений $\text{Re}\omega_{sn}(k_i, \beta)$, $\text{Re}\omega_{sp}(k_i, \beta)$ в зависимости от β . Когда $k = k_1$ (сплошные кривые) и $\beta > 0$, ветвь $\omega_{sn}(k_1)$ действительна. Изменяя β от $\beta = 0.5$ до отрицательных значений, мы переходим к реальной ветви $\omega_{sp}(k_1)$, $\beta < 0$. При $\beta = 0$ решения проходят точку $\omega_s(k_1)$. Вторая ветвь решений, которая найдена при $k = k_1$ и $\beta > 0$ — это $\omega_{sp}(k_1)$, она комплексна. Она не существует при $k < k^p(\beta)$ и не может быть продолжена на отрицательные β . То же самое мы можем сказать о $\omega_{sn}(k_1, \beta < 0)$; эта ветвь не может быть продолжена на положительные β .

При $k = k_2$ и $\beta > 0$ ветвь $\omega_{sn}(k_2)$ комплексна (рис. 3а), и реальная часть $\text{Re}\omega_{sn}(k_2, \beta)$ изображается точечной кривой на рис. 5в. Мы не можем продолжить эту ветвь на $\omega_{sp}(k_2)$, изменяя β с положительных на отрицательные значения, поскольку, как отмечалось выше, отсутствуют решения дисперсионного уравнения (9) типа $\omega_{sn}(k)$, $\omega_{sp}(k)$ при $\beta = 0$ и $k = k_2$, рис. 2.

Когда $k = k_3$ и $\beta > 0$, ветвь $\omega_{sn}(k)$ комплексна (штриховая кривая, рис. 5в). В отличие от случая с $k = k_2$ имеется комплексное решение при $\beta = 0$ (это $\omega_{s1}(k_3)$). Поэтому мы можем переходить к отрицательным β и продолжать $\omega_{sn}(k_3, \beta > 0)$ на $\omega_{sp}(k_3, \beta < 0)$ через точку $\omega_{s1}(k_3)$. Больше того, $\omega_{sn}(k_3, \beta < 0)$ может быть продолжена на

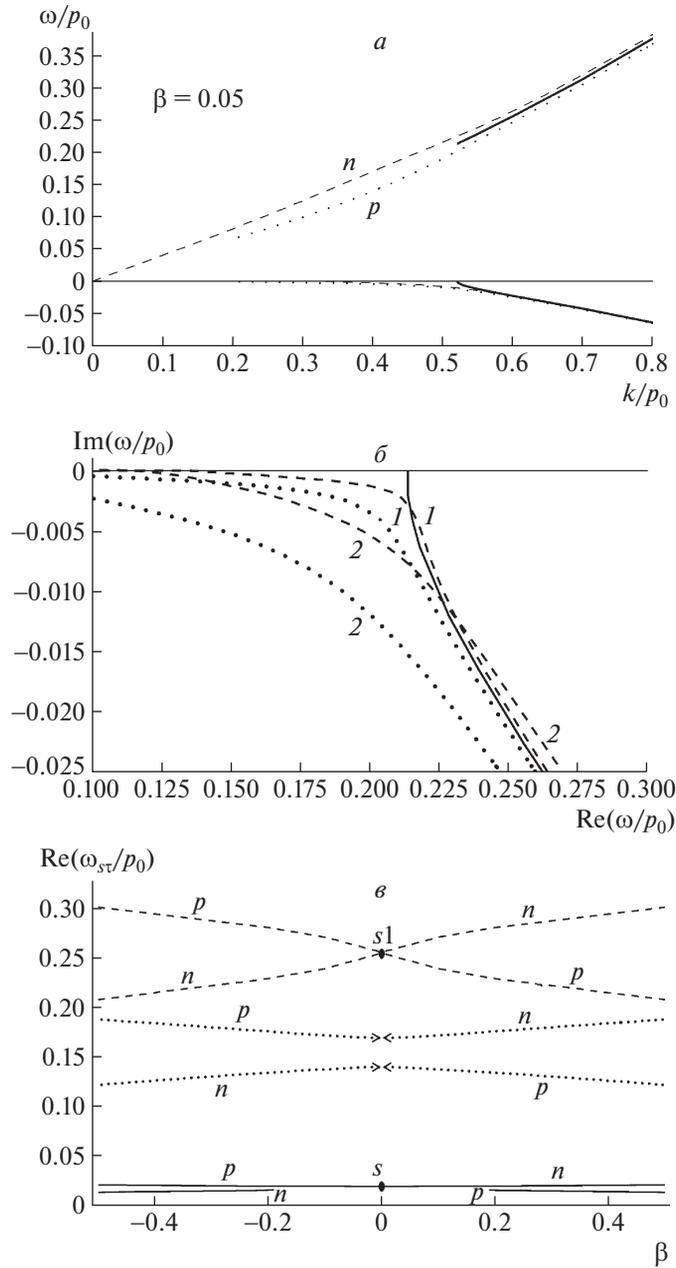


Рис. 5. Поведение $\omega_{sn}(k, \beta)$ и $\omega_{sp}(k, \beta)$ при $|\beta| \rightarrow 0$. *а* — Ветви $\omega_{sn}(k, \beta)$ (штриховая), $\omega_{sp}(k, \beta)$ (точечная) для $\beta = 0.05$; $\omega_{s1}(k)$ (сплошная). *б* — Комплексная ω -плоскость; кривые: 1 — $\beta = 0.01$, 2 — $\beta = 0.05$ показаны в сравнении с $\omega_{s1}(k)$ (тип кривых тот же, что на рис. *а*). *в* — Зависимость $\text{Re}\omega_{sn}(k_i, \beta)$ и $\text{Re}\omega_{sp}(k_i, \beta)$ от β при определенных k_i , $i = 1, 2, 3$: $k_1 = 0.05p_0$ (сплошные кривые), $k_2 = 0.4p_0$ (точечные); $k_3 = 0.6p_0$ (штриховые); n означает $\omega_{sn}(k_i, \beta)$, p — $\omega_{sp}(k_i, \beta)$; s — $\omega_s(k_1)$, $s1$ — $\omega_{s1}(k_3)$.

$\omega_{sp}(k_3, \beta > 0)$. Аналогичные рисунки можно получить для мнимых частей $\omega_{sn}(k_i)$, $\omega_{sp}(k_i, \beta)$, а также для $\omega_{snp}(k_i, \beta)$ и $\omega_{spn}(k_i, \beta)$.

5. СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ $S(\omega, k)$ В ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ, ПОСТРОЕННЫЕ НА ОСНОВЕ $\omega_{si}(k)$

Под действием внешнего поля в среде возникает эффективное поле, которое связано с функцией

отклика соотношением (6). Структурная функция определяется как мнимая часть от функции отклика $\Pi(\omega, k)$ [22]:

$$S(\omega, k) = -\frac{1}{\pi} \text{Im}\Pi(\omega, k). \quad (15)$$

Как показано в работе [23], в изовекторном внешнем поле функция отклика $\Pi(\omega, k)$ может быть

представлена как сумма

$$\begin{aligned} \Pi(\omega, k) = & P^{pp}(\omega, k) + P^{nn}(\omega, k) - \\ & - P^{pn}(\omega, k) - P^{np}(\omega, k). \end{aligned} \quad (16)$$

Используем выражения (7) для $\Pi^{\tau\tau'}(\omega, k)$. Тогда функция отклика на изовекторное внешнее поле имеет вид

$$\begin{aligned} \Pi(\omega, k) = & \\ = & \frac{(D^{pp} + D^{nn} - D^{pn} - D^{np})}{E(\omega, k)} \equiv \frac{D^{iv}(\omega, k)}{E(\omega, k)}. \end{aligned} \quad (17)$$

Как отмечалось выше, внешнее поле возбуждает в ядерной материи коллективные и ph -моды. Коллективные моды соответствуют трем типам комплексных решений дисперсионного уравнения.

Представим структурную функцию в виде суммы по трем типам возбуждений:

$$S(\omega, k) = \sum_l S_l(\omega, k), \quad (18)$$

где $l = n, p, np$. Обратный детерминант системы \mathcal{M} (5) и $\Pi(\omega, k)$ (7) запишем как сумму по полюсам:

$$\frac{1}{E(\omega, k)} = \sum_l \left(\frac{R_l(\omega_{sl}, k)}{\omega - \omega_{sl}(k)} + \text{Reg}_l(\omega, k) \right). \quad (19)$$

Вычеты $R_l(\omega_{sl}, k)$ в полюсах вычисляются на тех же нефизических листах, где расположены решения (I - это мнимая единица):

$$\begin{aligned} R_l(\omega_{sl}, k) = & \\ = & \frac{1}{E'(\omega_{sl}(k))} = \frac{\text{Re}(E') - I\text{Im}(E')}{|E'|^2}, \end{aligned} \quad (20)$$

где $E'(\omega_{sl}(k)) = \frac{dE(\omega, k)}{d\omega}|_{\omega \rightarrow \omega_{sl}(k)}$.

Тогда функция отклика имеет вид

$$\begin{aligned} \Pi(\omega, k) = & \\ = & \sum_l D^{iv}(\omega, k) \left(\frac{R_l(\omega_{sl}, k)}{\omega - \omega_{sl}(k)} + \text{Reg}_l(\omega, k) \right). \end{aligned} \quad (21)$$

Соответствующая структурная функция $S(\omega, k)$ равна:

$$\begin{aligned} S(\omega, k) = & \sum_l S_l(\omega, k) = \\ = & -\frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_l D^{iv}(\omega, k) \times \\ \times & \left(\frac{R_l(\omega_{sl}, k)}{\omega - \omega_{sl}(k)} + \text{Reg}_l(\omega, k) \right) \equiv \\ \equiv & S_{\text{pol}}(\omega, k) + S_{\text{reg}}(\omega, k). \end{aligned} \quad (22)$$

Мы можем сопоставить вклад полюса в точке $\omega_{si}(k)$ в структурную функцию $S(\omega, k)$ с реакцией

фоторазвала на ядрах. Мнимая часть $\omega_{sn}(k)$ в ядре дает затухание возбуждения путем испускания нейтрона. Максимум в структурной функции, отвечающий полюсу $\omega_{sn}(k)$, будет иметь ширину, определяемую мнимой частью $\omega_{sn}(k)$, т.е. вылетом нейтронов в реакции (γ, n) . Аналогично $\omega_{sp}(k)$ дает вклад в (γ, p) , а мнимая часть $\omega_{snp}(k)$ дает вклад в структурную функцию как (γ, n) , так и (γ, p) реакций.

Заметим, если вычислять $\Pi(\omega, k)$ без специального выделения полюсов и при вещественных ω , то это будет гладкая функция, не содержащая максимумов. И только включение полюсов на нефизических листах выявляет структуру в $S(\omega, k)$ [24].

Теперь вычислим вклад в $S(\omega, k)$, возникающий в результате прямого выбивания нуклона внешним полем (в ядрах), а в материи он соответствует взаимодействию внешнего поля с нуклоном, не вовлеченным в образование коллективного состояния. Для этого положим в выражении (17) эффективную константу взаимодействия квазичастиц равной нулю, $F' = 0$, и получим

$$\begin{aligned} S_{\text{ir}}(\omega, k) = & \\ = & -\frac{1}{\pi} \text{Im}(A^p(\omega, k) + A^n(\omega, k)) = \\ = & S_{\text{ir}}^p(\omega, k) + S_{\text{ir}}^n(\omega, k). \end{aligned} \quad (23)$$

Обратимся к рис. 6. На рис. 6а показаны три ветви решений дисперсионного уравнения (14) в материи с $\beta = 0.1667$, такой параметр асимметрии соответствует, например, ядрам ^{48}Ca , ^{120}Sn . Вклады этих решений в $S(\omega, k)$ при $k = 0.45 p_0$ приведены на рис. 6б. Вклад решения $\omega_{si}(k)$ в структурную функцию обозначен тем же типом кривой, что и ветвь решения на рис. 6а и снабжен той же цифрой.

Максимум, который описан штриховой кривой (короткий штрих) на рис. 6б, возник из-за полюса в (22) $\omega_{sp}(k = 0.45p_0) = (0.157, -0.0164)p_0$. Согласно рис. 6а, максимум на кривой 2 расположен при частотах, меньших, чем максимум на точечной кривой 1, который возникает при $\omega_{sn}(k = 0.45p_0) = (0.199, -0.0097)p_0$. Самый острый пик принадлежит штрихпунктирной кривой и отвечает полюсу $\omega_{snp}(k = 0.45p_0) = (0.192, -0.0021)p_0$. Форма максимума связана с близостью полюса к порогу появления ветви $\omega_{snp}(k)$. Максимумы структурной функции сдвинуты относительно положения полюсов. При малой ширине пика, отвечающей малой мнимой части решения, сдвиг составляет сотни кэВ, а для протонного полюса это 4.7 МэВ.

Кривая, обозначенная длинным штрихом, описывает $S_{\text{ir}}(\omega, k)$ (23), т.е. это сумма мнимых

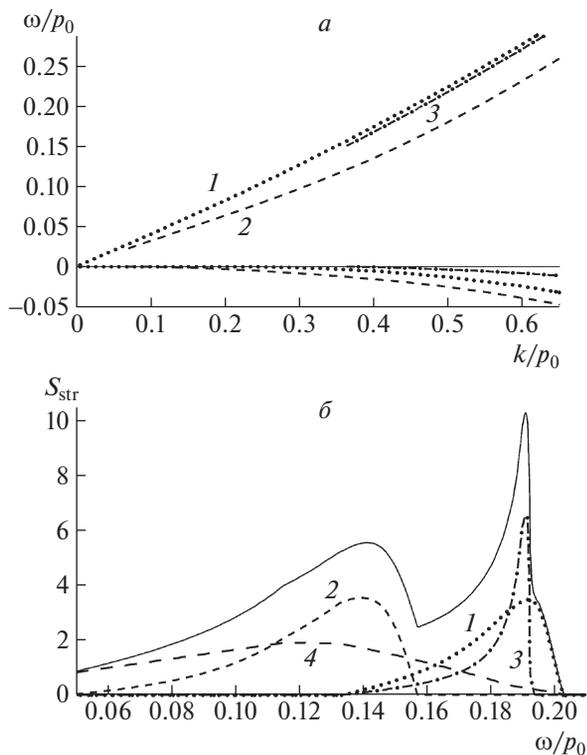


Рис. 6. Ветви решений и структурные функции при $\beta = 0.1667$. *а* — Ветви решений $\omega_{sn}(k)$ (точечная кривая, 1), $\omega_{sp}(k)$ (штриховая, 2), $\omega_{snp}(k)$ (штрихпунктирная, 3). Остальные обозначения как на рис. 2. *б* — Структурная функция $S_{pol}(\omega, k) + S_{ir}(\omega, k)$ (22), (23) (тонкая сплошная кривая), вычисленная при $k = 0.45p_0$. Вклады отдельных полюсов в S_{pol} показаны цифрами и типом линий, соответствующими рис. *а*. Кривая 4 — вклад $S_{ir}(\omega, k)$ (23). $S_{str} = 10^3 S(\omega, k) \text{ МэВ}^{-1} \text{ фм}^{-3}$.

частей протонной и нейтронной функций Линхардта. Сплошная кривая — это сумма $S_{pol}(\omega, k) + S_{ir}(\omega, k)$. Мы получили сложную структуру для полной структурной функции, которая порождена решениями дисперсионного уравнения. Гигантскому резонансу мы сопоставляем пик, связанный с решением $\omega = \omega_{sn}(k = 0.45p_0)$. Мнимая часть этого решения определяет нейтронную ширину гигантского резонанса.

Таким образом, на рис. 6б построена структурная функция, которая соответствует изовекторным нуль-звуковым возбуждениям и возбуждению ph -пар в асимметричной материи.

6. ВЛИЯНИЕ ИЗОСКАЛЯРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАЗИЧАСТИЦ НА ЧАСТОТЫ ИЗОВЕКТОРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ

При вычислении решений дисперсионного уравнения (8) был опущен вклад изоскалярного взаимодействия квазичастиц, мы полагали $F = 0$. В

этом разделе мы продемонстрируем влияние этого взаимодействия на частоты изовекторных возбуждений.

Для этого мы сравним частоты возбуждений для случаев $F' = 1.0, F = 0.0$ и $F' = 1.0, F = 0.1$. Гигантские дипольные изовекторные резонансы в теории Мигдала [14] возбуждаются за счет взаимодействия квазичастиц $F^{pp}, F^{nn}, F^{pn}, F^{np}$ (см. определение после (5)).

Для того чтобы показать, как меняются вычисленные частоты возбуждений при учете изоскалярного взаимодействия F (2), мы проделали следующее. Сначала отобрали в таблице [25] группу ядер, распространенность которых в природе больше 50%. Затем мы воспользовались двумя моделями для определения волнового вектора k_A , который отвечает гигантскому дипольному резонансу в конкретном ядре. Для каждого из отобранных ядер был вычислен импульс k_A , и была получена разность между реальными частями решений $\omega_{sn}(k_A, \beta_A)$ (между частотами возбуждений)

$$d_A = \text{Re}(\omega_{sn}(k_A, \beta_A))|_{F=0.1} - \text{Re}(\omega_{sn}(k_A, \beta_A))|_{F=0}. \quad (24)$$

Первая модель взята из [8], она дает $k_A = \pi/(2R_A)$, где $R_A = (r_0 A^{1/3})$, $r_0 = 1.2$ фм. Для большинства отобранных ядер величина k_A меньше, чем k_t (рис. 4), это означает, что решения $\omega_{sn}(k_A, \beta_A)$ в большинстве вещественны. Для вещественных решений на рис. 7а показана зависимость разности d_A от β .

Как отмечалось выше, из-за факторизации дисперсионного уравнения (12) в ядрах с $N = Z$, как и в симметричной материи ($\beta = 0$), изоскалярное взаимодействие не оказывает влияние на изовекторные возбуждения. Поэтому $d_A(\beta_A = 0) = 0$, и все значения d_A находятся в начале координат. При $\beta > 0$ имеется почти линейный рост величины $d_A(\beta)$ с ростом β . Величина d_A очень мала, она составляет десятки кэВ, тогда как $\omega_{sn}(k_A, \beta_A)$ — это десятки МэВ.

Вторая использованная модель — это модель Штейнведеля–Йенсена [26], она дает другую (большую) величину для волнового момента гигантского дипольного резонанса в ядрах: $k_A = 2.08/R_A$. Для таких k_A все $\omega_{sn}(k_A, \beta_A)$ комплексны, и на рис. 7б показана величина $d_A(\beta_A)$, как она определена в (24). В этом случае никакой определенной зависимости d_A от β, A и k_A не наблюдается, и единственное, что можно отметить, что влияние изоскалярного взаимодействия на изовекторные моды мало.

Однако как показано в работе [1], при большой плотности среды и в рамках метода, использующего самосогласованные определения параметров

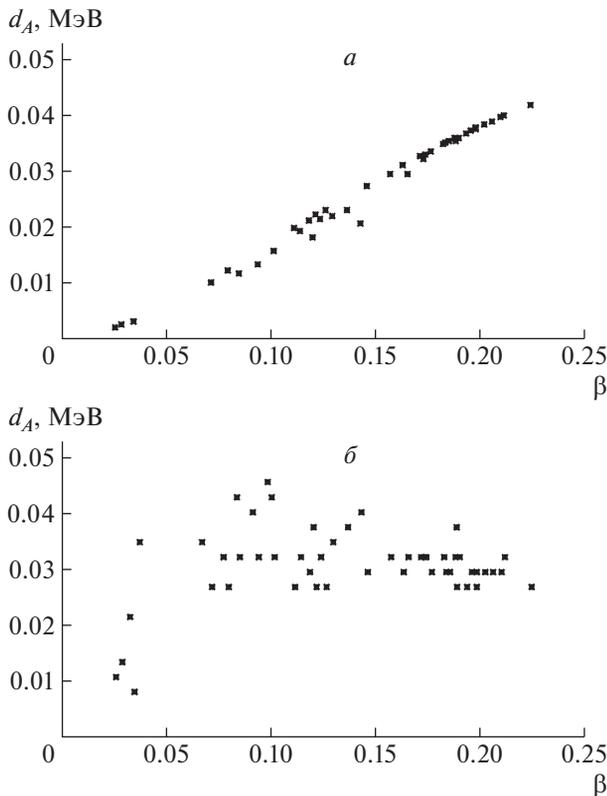


Рис. 7. Влияние изоскалярного взаимодействия квазичастиц F на частоты изовекторных возбуждений в ядрах. *a* — Разность d_A (24) для $k_A = \pi/(2R_A)$, отобраны ядра, в которых получены стабильные возбужденные состояния при таких k_A . *б* — Разность d_A (24) для $k_A = 2.08/R_A$.

среднего поля и квазичастичного взаимодействия, имеется сильное взаимное влияние изоскалярных и изовекторных вибраций с сопутствующим истощением коллективности в изовекторной моде.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе получены ветви нуль-звуковых возбуждений в ядерной материи с равновесной плотностью и с параметром асимметрии, изменяющимся в интервале $-0.5 \leq \beta \leq 0.5$. Эти решения удовлетворяют дисперсионному уравнению (14) (в симметричной материи это (13)) и являются комплексными функциями. Мнимая часть решений описывает затухание нуль-звуковых возбуждений из-за смешивания со свободными частично-дырочными парами.

Цель работы состояла в том, чтобы получить ветви решений и связать решения при различных β . Это определяет появление и тип ветвей. Исследовалась симметричная и асимметричная материя. В симметричной материи получено две ветви решений $\omega_s(k, \beta = 0)$ и $\omega_{s1}(k, \beta = 0)$ (рис. 2). В асимметричной материи для каждого $\beta > 0$ построено три

ветви решений: $\omega_{sn}(k, \beta)$, $\omega_{sp}(k, \beta)$ и $\omega_{snp}(k, \beta)$ (рис. 3).

Показано, что при переходе от симметричной к асимметричной материи нуль-звуковая ветвь $\omega_s(k, \beta = 0)$ разветвляется на $\omega_{sn}(k, \beta)$ и $\omega_{snp}(k, \beta)$ в точке $k_t(\beta = 0)$ (с другой стороны, две упомянутых ветви сливаются в этой точке при $\beta \rightarrow 0$) (рис. 4а). Также показано, что ветви $\omega_{sn}(k, \beta)$ и $\omega_{sp}(k, \beta)$ сливаются для волновых векторов $k > k_c$ и $\beta \rightarrow 0$, переходя в $\omega_{s1}(k, \beta = 0)$ (рис. 5б). Ветвь $\omega_{sn}(k, \beta)$ является вещественной и описывает стабильные возбуждения в материи для волновых векторов $k < k_t(\beta)$ и $\beta \rightarrow 0$. Однако в интервале $k_t < k < k_c$ предел $\beta \rightarrow 0$ отсутствует как для $\omega_{sn}(k, \beta)$, так и для $\omega_{sp}(k, \beta)$.

Чтобы получить решения при $\beta < 0$, следует заменить $n \leftrightarrow p$ в обозначениях ветвей, полученных при $\beta > 0$ (кулоновское взаимодействие в работе не учитывается). Поведение решений в зависимости от β во всем рассматриваемом интервале $-0.5 \leq \beta \leq 0.5$ при заданных k зависит от значения k (рис. 5в).

В разд. 5 построена структурная функция, связанная с нуль-звуковыми возбуждениями в ядерной материи, которые возникают под действием изовекторного внешнего поля (рис. 6б). Представлен вклад трех ветвей нуль-звукового возбуждения в структурную функцию $S(\omega, k)$, который отвечает трем решениям дисперсионного уравнения (14) в асимметричной материи $\beta = 0.1667$ и при $k = 0.45p_0$.

Основные вычисления выполнены с учетом только изовекторного взаимодействия квазичастиц: $F' = 1.0$, $F = 0$. В разд. 6 показано, что учет изоскалярного взаимодействия F не влияет на частоты возбуждений в симметричной материи и в ядрах с $N = Z$. При $\beta > 0$ частоты решений слабо зависят от F . Вклады в вещественные решения примерно линейно растут с β , изменения составляют доли процента (рис. 7а). Тогда как в случае комплексных решений малость вкладов сохраняется, хотя регулярной зависимости не обнаружено (рис. 7б).

Полученные структурные функции могут быть использованы для вычисления сечений полупрямого фоторазвала (γ, n) , (γ, p) для конкретных ядер. Нельзя говорить о качественном согласии с экспериментом в такой упрощенной модели. Однако полученные результаты могут выявить те закономерности в поведении сечений фотоядерных реакций, которые обусловлены природой ядерной материи, а не структурой ядра: зависимость максимумов сечений от изменения β при фиксированном Z или N , поведение сечений при фиксированном β при разных A . Результаты расчетов (особенно рис. 4) весьма чувствительны даже к незначительному

изменению входных параметров задачи. Поэтому есть основания полагать, что вклады таких важных поправок, как учет разности масс протона и нейтрона, зависимость силовых констант взаимодействия (2) от плотности среды могут быть исследованы в рамках предложенного метода. Кроме этого, есть интерес к задаче о вычислении “изотопического расщепления” нуль-звуковых возбуждений в асимметричной материи. Это аналог изотопического расщепления в ядрах, когда нейтрон может быть выбит в сплошной спектр из состояний с $p < p_{Fp}$ или из состояний с $p > p_{Fp}$ [27].

Авторы выражают благодарность М.Г. Рыскину за полезные обсуждения.

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Colonna, M. Di Toro, and A. B. Larionov, Phys. Lett. B **428**, 1 (1998).
2. M. Di Toro, V. M. Kolomietz, and A. B. Larionov, Phys. Rev. C **59**, 3099 (1999).
3. A. B. Larionov, I. N. Mishustin, L. M. Satarov, *et al.*, Phys. Rev. C **78**, 014604 (2008).
4. A. B. Larionov, T. Gaitanos, and U. Mosel, Phys. Rev. C **85**, 024614 (2012).
5. E. Lipparini and E. Pederiva, Phys. Rev. C **88**, 024318 (2013).
6. U. Fuhrmann, K. Morawetz, and R. Walke, Phys. Rev. C **58**, 1473 (1998).
7. V. M. Kolomietz and S. Shlomo, Phys. Rev. C **64**, 044304 (2001).
8. F. L. Braghin, D. Vautherin, and A. Abada, Phys. Rev. C **52**, 2504 (1995).
9. V. Greco, M. Colonna, M. Di Toro, and F. Matera, Phys. Rev. C **67**, 015203 (2003).
10. A. Pastore, D. Davesne, and J. Navarro, Phys. Rept. **563**, 1 (2015).
11. D. Davesne, A. Pastore, and J. Navarro, Prog. Part. Nucl. Phys. **120**, 103870 (2021).
12. В. А. Садовникова, М. А. Соколов, Изв. РАН. Сер. физ. **80**, 1069 (2016) [V. A. Sadovnikova, M. A. Sokolov, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **80**, 981 (2016)].
13. В. А. Садовникова, М. А. Соколов, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 1338 (2017) [V. A. Sadovnikova, M. A. Sokolov, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **81**, 1196 (2017)].
14. A. B. Migdal, A. A. Lushnikov, and D. F. Zaretsky, Nucl. Phys. A **66**, 193 (1965).
15. А. Б. Мигдал, Д. Н. Воскресенский, Э. Е. Саперштейн, М. А. Троицкий, *Пионные степени свободы в ядерном веществе* (Наука, Москва, 1991).
16. В. А. Садовникова, Изв. РАН. Сер. физ. **78**, 853 (2014) [V. A. Sadovnikova, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **78**, 636 (2014)].
17. В. А. Садовникова, ЯФ **70**, 1024 (2007) [V. A. Sadovnikova, Phys. At. Nucl. **70**, 989 (2007)].
18. T. Ericson and W. Weise, *Pions and Nuclei* (Clarendon Press, Oxford, 1988).
19. В. А. Садовникова, Изв. РАН. Сер. физ. **85**, 1482 (2021) [V. A. Sadovnikova, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **85**, 1155 (2021)].
20. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1983).
21. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика* (Наука, Москва, 1976).
22. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике* (Физ.-мат. литература, Москва, 1962).
23. E. S. Hernandez, J. Navarro, and A. Polls, Nucl. Phys. A **627**, 460 (1997).
24. R. J. Eden, P. V. Landshoff, D. I. Olive, and J. C. Polkinghorne, *The Analytic S-Matrix* (University Press, Cambridge, 1966).
25. Характеристики атомных ядер, nuclphys.sinp.msu.ru/anuc/table.pdf, табл. 12 (2014).
26. H. Steinwedel, J. H. D. Jensen, and P. Jensen, Phys. Rev. **79**, 1019 (1950).
27. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, УФН **191**, 147 (2021).

CONNECTION OF ZERO-SOUND EXCITATIONS IN SYMMETRIC AND ASYMMETRIC NUCLEAR MATTER

V. A. Sadovnikova¹), M. A. Sokolov²)

¹) NRC “Kurchatov Institute” – PNPI, Gatchina, Russia

²) Military Telecommunication Academy, St.-Petersburg, Russia

We present the method of calculation of zero-sound excitation frequencies in the symmetric and isospin asymmetric nuclear matter. In asymmetric matter three branches of the dispersion equation complex solutions $\omega_{si}(k, \beta)$, $i = p, n, np$ are obtained but in symmetric matter two branches $\omega_s(k, \beta = 0)$, $\omega_{s1}(k, \beta = 0)$ were found. It is shown how these branches are interconnected. The response functions and the structure functions based on $\omega_{si}(k, \beta)$ are calculated in nuclear matter.

МЕТОД ПРИБЛИЖЕННОГО УЧЕТА ПРИЦЕЛЬНОГО ПАРАМЕТРА В РЕАКЦИЯХ СЛИЯНИЯ–ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В РАМКАХ СТОХАСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ С ТРЕМЯ ДИНАМИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ

© 2022 г. В. Л. Литневский¹⁾*, А. Л. Литневский^{2),3)}**,
Г. И. Косенко⁴⁾***, Ф. А. Иванюк⁵⁾****

Поступила в редакцию 21.01.2022 г.; после доработки 15.03.2022 г.; принята к публикации 21.03.2022 г.

Рассмотрен метод приближенного учета прицельного параметра при описании входного канала реакций слияния–деления ядер. Исследование проведено на примере процесса столкновения атомных ядер в реакциях горячего синтеза $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$. Описание слияния ядер ведется путем решения системы стохастических уравнений Ланжевена. Расчеты проведены в приближении замороженных деформационных и ориентационных степеней свободы сталкивающихся ядер. Проводится сравнение результатов расчета вероятности захвата ядра–снаряда ядром–мишенью, а также сечений захвата с результатами, полученными в более грубом приближении, используемом в предыдущих версиях модели. Показано, что более аккуратный учет прицельного параметра заметно влияет на получаемые значения сечений захвата в рассматриваемой реакции и существенно приближает результаты моделирования к экспериментальным данным.

DOI: 10.31857/S0044002722040080

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из важных направлений исследований в ядерной физике является исследование реакций слияния–деления тяжелых ионов. Реакции слияния–деления тяжелых ионов позволяют получать новые сверхтяжелые ядра и экзотические изотопы, лежащие вдали от области бета-стабильности, пополнять наши знания об атомных ядрах, их свойствах и структуре.

Большую роль в подобных исследованиях играют модели процесса слияния–деления атомных ядер, которые позволяют объяснять и предсказывать результаты экспериментальных исследований, помогают планировать будущие экспери-

менты. Компьютерные модели процесса слияния–деления постоянно совершенствуются благодаря появлению новых вычислительных возможностей и необходимости объяснять все новые и новые экспериментальные данные.

При моделировании процесса слияния–деления большое внимание уделяется описанию входного канала реакции, расчету вероятности захвата ядра–снаряда ядром–мишенью и свойств системы в момент захвата. В первых работах, посвященных описанию входного канала реакций слияния–деления, сталкивающиеся ядра считались сферическими [1]. Позже в работах [2–4] была учтена возможность деформации сталкивающихся ядер. Недостатком данных моделей являлось то, что в начальный момент времени сталкивающиеся ядра имели сферическую форму. В ходе реакции они могли деформироваться, но только так, чтобы оси симметрии ядер совпадали с линией, соединяющей их центры масс. В то же время в литературе обсуждалась необходимость учета начальной деформации [5] и ориентации [6] сталкивающихся ядер.

В рамках используемой здесь модели учет оболочечной структуры ядер и их взаимной ориентации был выполнен в работах [7, 8]. Это позволило существенно улучшить предсказательную силу модели, однако привело к возникновению трудностей при описании нецентрального столкновения. В этих работах вращающаяся система

¹⁾Омский государственный университет путей сообщения, Омск, Россия.

²⁾Санкт-Петербургский Политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

³⁾Национальный исследовательский медицинский центр им. В.А. Алмазова, Санкт-Петербург, Россия.

⁴⁾Филиал военной академии материально-технического обеспечения имени генерала армии А.В. Хрулёва Омский автобронетанковый инженерный институт, Омск, Россия.

⁵⁾Институт ядерных исследований Национальной Академии наук, Киев, Украина.

*E-mail: vlad.lit@bk.ru

**E-mail: a_lit@list.ru

***E-mail: kosenkophys@gmail.com

****E-mail: ivanyuk@kinr.kiev.ua

мишень-снаряд представлялась в виде жесткой “гантельки”. Т.е. ядро-снаряд радиально двигалось навстречу ядру-мишени, при этом оба ядра могли вращаться вокруг их общего центра масс как одно целое. Очевидно, что подобное описание вращения системы может иметь место только на поздних стадиях столкновения ядер, после того как за счет действия сил трения ядро-снаряд “увязнет” в ядре-мишени, но не в момент, когда атомные ядра находятся настолько далеко друг от друга, что взаимодействуют только посредством кулоновских сил. Этот недостаток сохранился и в поздних модификациях модели [9, 10], учитывающих не только деформацию, но и взаимную ориентацию сталкивающихся ядер. Для преодоления описанных трудностей, даже при описании столкновения двух сферических в основном состоянии ядер [11], необходимо значительное увеличение количества рассматриваемых степеней свободы системы (до шести и более) при решении уравнений движения и расчете потенциальной энергии взаимодействия сталкивающихся ядер [12, 13].

Настоящая работа посвящена поиску разумных приближений, позволяющих уточнить работы [9, 10] путем более аккуратного учета ненулевого прицельного параметра в рамках динамической модели с тремя степенями свободы, при описании столкновения сферического в основном состоянии ядра-снаряда с деформированным ядром-мишенью.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ СТОЛКНОВЕНИЯ ЯДЕР

В настоящей работе в качестве примера рассматривается процесс столкновения относительно легкого сферического ядра-снаряда ^{36}S и тяжелого деформированного ядра-мишени ^{238}U (см. рис. 1). Форма такой системы описывается параметрами квадрупольной деформации ядра-мишени α_t и ядра-снаряда α_p [14], ориентационным параметром ядра-мишени Θ_t , равным углу между осью Oz , которая направлена против начальной скорости ядра-снаряда, и осью симметрии ядра-мишени, и полярными координатами r и φ (r описывает расстояние между центрами масс сталкивающихся ядер, а φ — угол между осью Oz и линией, соединяющей эти центры масс). Кроме того, в настоящей модели используется вспомогательный параметр θ_t , описывающий значение угла между осью симметрии ядра-мишени и линией, соединяющей центры масс сталкивающихся ядер. Значение данного параметра не является независимым и определяется выражением

$$\theta_t = \Theta_t - \varphi. \quad (1)$$

В настоящей работе основное внимание уделяется исследованию учета ненулевого прицельного параметра. Поэтому рассматривается только

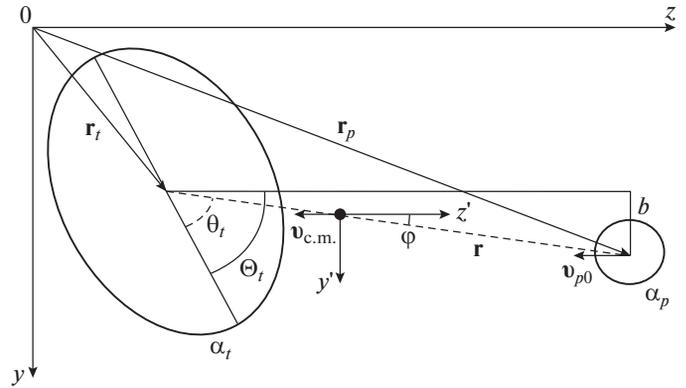


Рис. 1. Вид системы, состоящей из двух сталкивающихся ядер, одно из которых деформировано в основном состоянии, а второе — сферическое.

входной канал, без эволюции моносистемы. Значительную часть моделирования входного канала составляет описание сближения ядер, взаимодействующих только кулоновским взаимодействием, без ядерных сил и без трения. Эта стадия реакции (стадия сближения ядер) рассчитывается отдельно. Расчет сближения ядер прекращается, когда ядерное взаимодействие и силы трения, в частности тангенциальное трение, действующее на угловые переменные, становятся существенными.

Расчет дальнейшей эволюции системы должен учитывать постепенное замедление относительно движения поверхностей сталкивающихся ядер за счет тангенциального трения. При этом будет появляться собственное вращение сталкивающихся ядер относительно неподвижной оси Oz , часть углового момента будет диссипировать. В конечном итоге сталкивающиеся ядра должны начать вращаться как одно целое, т.е. должно исчезнуть собственное вращение ядер относительно линии, соединяющей их центры масс.

К сожалению, описание данного этапа эволюции системы требует введения нескольких дополнительных степеней свободы, что ведет к значительному усложнению модели. В то же время процесс включения сталкивающихся ядер в коллективное вращение ввиду относительно малой массы ядра-снаряда и быстрого нарастания интенсивности тангенциального трения не должен оказывать существенное влияние на дальнейшую эволюцию системы. Поэтому в качестве первого приближения будем считать, что включение сталкивающихся ядер в коллективное вращение происходит мгновенно.

После того как система двух ядер начинает вращаться как одно целое, мы переходим ко второй стадии расчета (стадия столкновения ядер). Монотонное уменьшение радиального расстояния между

сталкивающимися ядрами прекращается после того, как весь запас кинетической энергии радиального движения системы переходит во внутреннюю энергию. Если система к этому моменту уже успела преодолеть кулоновский барьер, то вторая стадия расчета заканчивается, и мы говорим, что произошел захват ядра-снаряда ядром-мишенью. Если же система еще не успела преодолеть кулоновский барьер, то у нее еще остается шанс это сделать за счет включения механизма туннелирования [15]. В противном случае мы говорим о глубоко неупругом рассеянии.

Переход между первой и второй стадиями определяется точкой, где интенсивность тангенциального трения γ_φ достигает определенного (критического) значения γ_φ^{cr} . Величина критического тангенциального трения является параметром модели. В настоящей работе для проверки влияния данного параметра на конечный результат моделирования расчеты выполнены для трех значений γ_φ^{cr} .

Кроме описанного приближения, в настоящей модели заморожены деформационные степени свободы сталкивающихся ядер, т.е. считаем, что на протяжении всего процесса столкновения ядра имеют такую же форму, которую они имеют в основном состоянии ($\alpha_p \equiv 0$; $\alpha_t \equiv 0.21$).

Также на первой стадии расчета отсутствует собственное вращение ядра-мишени относительно оси Oz , а на второй стадии расчета отсутствует вращение сталкивающихся ядер относительно линии, соединяющей их центры масс:

$$\dot{\theta}_t^I = 0; \quad \dot{\theta}_t^{II} = 0. \quad (2)$$

Возможность заморозки некоторых степеней свободы системы исследовалась в [10]. Было показано, что в рассматриваемой реакции заморозка деформационных и ориентационных степеней свободы не приводит к существенному изменению результатов моделирования.

Для численного описания процесса сближения атомных ядер (эволюции радиальной координаты и соответствующего ей импульса) используются уравнения Ланжевена:

$$\begin{aligned} \dot{r} &= p_r/M, \\ \dot{p}_r &= K_r - \gamma_r p_r/M + \theta_r \xi_r. \end{aligned} \quad (3)$$

Консервативная сила K_r , входящая в уравнения (3), определяется соотношением [16]:

$$K_r = - \left(\frac{\partial (V_{Coul} + V_{GK})}{\partial r} + \frac{\partial (F_{def}^t + F_{def}^p)}{\partial r} \right). \quad (4)$$

Здесь первое слагаемое описывает силу, обусловленную кулоновским (V_{Coul}) и ядерным (V_{GK})

взаимодействиями сталкивающихся ядер, второе слагаемое описывает консервативную силу, возникающую во взаимодействующих атомных ядрах, каждое из которых рассматривается как термодинамическая система.

Для описания ядерного взаимодействия мы использовали модификацию потенциала Гросса–Калиновского [1], введенного для описания взаимодействия между сферическими ядрами, предложенную в статье [2], и применимую к деформированным ядрам:

$$V_{GK} = \frac{1}{2}(V_{12} + V_{21}), \quad (5)$$

где

$$V_{ij} = \int V_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \alpha_i) \rho_j(\mathbf{r}', \alpha_j) d\mathbf{r}'. \quad (6)$$

Ядро-ядерный потенциал V_i имеет форму потенциала Вудса–Саксона:

$$V_i(\mathbf{r}, \alpha_i) = V_p \left[1 + \exp \left(\frac{r - R_p(\alpha_i, z)}{a_p} \right) \right]^{-1}, \quad (7)$$

параметры потенциала V_p и a_p определены в соответствии с [2], $R_p(\alpha, z) = r_0 A^{1/3} \sqrt{\rho^2(\alpha, z) + z^2}$, $r_0 = 1.25$ Фм. Величины ρ и z являются цилиндрическими координатами поверхностей взаимодействующих ядер. Плотность ядер задается выражением

$$\rho_i(\mathbf{r}, \alpha_i) = \rho_0 \left[1 + \exp \left(\frac{r - R_d(\alpha_i, z)}{a_d} \right) \right]^{-1}, \quad (8)$$

где $\rho_0 = 0.17$ Фм⁻³, параметр диффузности $a_d = 0.54$ Фм и $R_d(\alpha, z) = (1.25A^{1/3} - 0.86A^{-1/3}) \times \sqrt{\rho^2(\alpha, z) + z^2}$ (Фм).

Фрикционные параметры вычисляются в соответствии с [1]:

$$\gamma_r = \gamma_{r0} (dV_{GK}/dr)^2, \quad (9)$$

$$\gamma_\varphi = \gamma_{\varphi0} (dV_{GK}/dr)^2, \quad (10)$$

где постоянные $\gamma_{r0} = 4 \times 10^{-23}$ с МэВ⁻¹ и $\gamma_{\varphi0} = 0.01 \times 10^{-23}$ с МэВ⁻¹.

Консервативная сила определяется термодинамическим потенциалом каждого из ядер, а именно, их свободной энергией Гельмгольца: $F = E - TS$. Свободную энергию мы вычисляем в рамках метода оболочечных поправок Струтинского [17, 18]:

$$F(\alpha, T) = F_{LDM}(\alpha, T) + \delta E(T=0) e^{-aT^2/E_d}, \quad (11)$$

где α — параметр деформации рассматриваемого ядра, a — параметр плотности уровней [19], а $E_d = 20$ МэВ.

Температура системы T определяется в соответствии с моделью ферми-газа, исходя из соотношения

$$T = \sqrt{E^*/a}, \quad (12)$$

где E^* — энергия возбуждения каждого из сталкивающихся ядер. Макроскопическая часть свободной энергии $F_{\text{LDM}}(\alpha, T)$, в соответствии с [16], определяется исходя из соотношения

$$F_{\text{LDM}}(\alpha, T) = E_{\text{LDM}}(\alpha) - \tilde{a}T^2, \quad (13)$$

где $E_{\text{LDM}}(\alpha)$ — деформационная энергия ядра, рассчитанная в модели жидкой капли [20] с параметрами [21]. Для параметров плотности уровней a и \tilde{a} мы использовали соответственно выражения (4) и (5) из [19]. При проведении расчетов мы считаем, что энергия возбуждения E^* системы делится между ядрами пропорционально числу содержащихся в них нуклонов, т.е. температура обоих ядер одинакова.

Суммарная энергия возбуждения определяется на каждом шаге интегрирования уравнений Ланжевена (3), исходя из требования выполнения закона сохранения энергии:

$$E^* = E_{\text{с.м.}} - \frac{p_r^2}{2M} - \frac{L_0^2 \hbar^2}{2I} - V_{\text{pot}}, \quad (14)$$

где момент инерции I системы на первой стадии определяется выражением

$$I = Mr^2, \quad (15)$$

а на второй стадии выражением

$$I = Mr^2 + I_{\perp t} + I_{\perp p}. \quad (16)$$

Потенциальная энергия системы V_{pot} учитывает кулоновское [22] и ядерное [1] взаимодействия сталкивающихся ядер, а также энергию деформации E_{def} каждого из ядер, рассчитанную с учетом ядерной оболочечной структуры [17, 18]:

$$V_{\text{pot}} = V_{\text{coul}} + V_{\text{GK}} + E_{\text{def}}^t(T=0) + E_{\text{def}}^p(T=0). \quad (17)$$

Слагаемое $\theta_r \xi_r$, входящее в уравнение (3), является случайной силой, которая обеспечивает переход энергии от одночастичных степеней свободы системы к коллективным. Обратный переход энергии обеспечивается наличием в уравнениях тензора трения. Фактически случайная сила описывает флуктуации в системе. Случайное число ξ_r имеет следующие свойства:

$$\begin{aligned} \langle \xi_\nu \rangle &= 0, \\ \langle \xi_\beta(t_1) \xi_\nu(t_2) \rangle &= 2\delta_{\beta\nu} \delta(t_1 - t_2). \end{aligned} \quad (18)$$

Амплитуда случайной силы θ_r связана с диффузионным тензором D_r ($\theta_r = \sqrt{D_r}$), который рассчитывается с помощью модифицированного соотношения Эйнштейна $D_r = T^* \gamma_r$, где T^* — эффективная температура, связанная с температурой системы T и с параметром локальной частоты коллективного движения соотношением [23]

$$T^* = \frac{\hbar\omega}{2} \coth \frac{\hbar\omega}{2T}, \quad (19)$$

где $\hbar\omega = 2$ МэВ. Для интегрирования уравнений Ланжевена (3) используется разностная схема:

$$\begin{aligned} r_{n+1} &= r_n + p_{r,n}\tau/M, \\ p_{r,n+1} &= p_{r,n} + K_{r,n}\tau - \\ &- \gamma_{r,n} p_{r,n}\tau/M + \theta_{r,n} \xi_{r,n} \sqrt{\tau}, \end{aligned} \quad (20)$$

где τ — временной шаг, а нижние индексы n и $n+1$ обозначают значения переменных на соответствующем шаге интегрирования.

Кроме радиальной координаты и соответствующего ей импульса, для описания эволюции системы на каждом шаге интегрирования необходимо определять значения параметров φ , θ_t .

В принципе, для угловых переменных φ , θ_t следовало бы написать уравнения Ланжевена типа уравнения (3) с соответствующими выражениями для потенциальной энергии, параметров трения и инерции и случайной силы. Однако в рассматриваемом нами приближении (с мгновенным переходом от первой стадии расчета ко второй) можно пренебречь действием случайной силы и диссипацией углового момента в уравнениях движения для угловых переменных, тогда динамическое уравнение для φ можно получить исходя из закона сохранения коллективного углового момента:

$$L\hbar = L_t\hbar + L_p\hbar + Mr^2\dot{\varphi} = L_0\hbar. \quad (21)$$

Первые два слагаемых ($L_t\hbar$ и $L_p\hbar$) — моменты импульса, обусловленные собственным вращением сталкивающихся ядер, а третье слагаемое описывает угловой момент вращения обоих ядер вокруг общего центра масс.

На первой стадии расчета собственное вращение обоих ядер относительно оси Oz отсутствует и для φ^I из уравнения (21) можно получить разностную схему:

$$\varphi_{n+1}^I = \varphi_n^I + \frac{L_0\hbar}{Mr_n^2} \tau. \quad (22)$$

В начальный момент времени при рассмотрении первой стадии расчета скорость ядра-снаряда направлена в сторону, противоположную оси Oz , тогда момент импульса системы связан с значением прицельного параметра b соотношением

$$L_0\hbar = bMv_{p0} = b\sqrt{2ME_{\text{с.м.}}}. \quad (23)$$

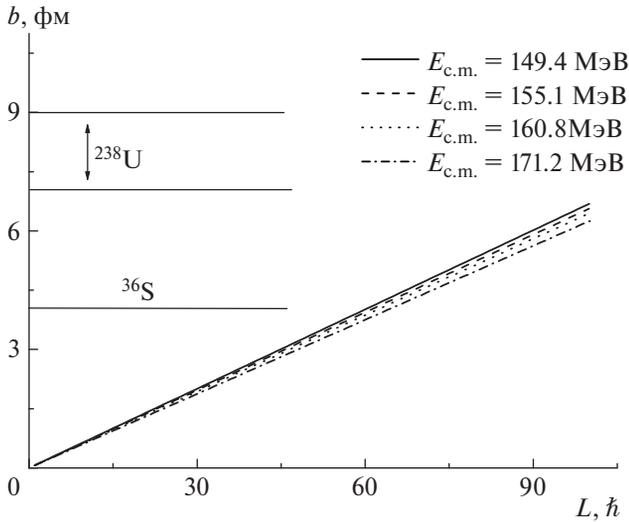


Рис. 2. Зависимость начального прицельного параметра от углового момента системы. Горизонтальными линиями показаны размеры ядер (для деформированного ядра-мишени указаны размеры ядра вдоль малой и большой полуосей).

Взаимосвязь значений прицельного параметра и момента импульса системы для различных значений энергии реакции приведена на рис. 2. Сравнивая значения прицельного параметра со значениями радиуса ядра-снаряда и малой и большой полуосями ядра-мишени, показанными на рис. 2 горизонтальными линиями, можно сделать вывод о том, что системе могут быть доступны достаточно большие значения угловых моментов.

На второй стадии расчета сталкивающиеся ядра вращаются вместе с линией, соединяющей их центры масс с угловой скоростью $\dot{\varphi}$, в этом случае, используя уравнения (21) и (16), можно получить разностную схему для вычисления φ^{II} :

$$\varphi_{n+1}^{\text{II}} = \varphi_n^{\text{II}} + \frac{L_0 \hbar}{Mr_n^2 + I_{\perp t} + I_{\perp p}} \tau. \quad (24)$$

Используя соотношения (1) и (2), а также одно из соотношений (22) или (24), можно получать значения параметра θ_t в различные моменты времени на обеих стадиях расчета, от которого зависит потенциальная энергия системы.

Для использования разностных схем (20), (22) и (24) необходимо задать начальные значения параметров и соответствующих им импульсов (или скоростей). Начальное значение расстояния между центрами масс сталкивающихся ядер на первой стадии расчета должно быть достаточно большим, чтобы силы кулоновского взаимодействия практически не зависели от деформации ядра-мишени, в настоящей работе было выбрано значение $r_0 =$

$= 40$ фм. Начальное значение импульса радиального движения определяется выражением

$$p_{r,0} = -\sqrt{2ME_{c.m.}} \cos \varphi_0, \quad (25)$$

где φ_0 задается условием

$$\varphi_0 = \arcsin \left(\frac{L_0 \hbar}{r_0 \sqrt{2ME_{c.m.}}} \right). \quad (26)$$

Начальное значение скорости изменения параметра φ^{I} определяется выражением

$$\dot{\varphi}_0^{\text{I}} = \frac{L_0 \hbar}{Mr_0^2}. \quad (27)$$

Начальное значение параметра ориентации Θ_t^{I} выбирается случайным образом.

Значения параметров формы системы и соответствующих им импульсов (скоростей), полученные в конце первой стадии расчета, являются начальными для второй стадии.

Интегрирование уравнений движения на второй стадии расчета заканчивается после того, как ядро-снаряд преодолело кулоновский барьер и прекратило радиальное движение [24], считаем, что в этот момент происходит его захват ядром-мишенью.

Если радиальное сближение ядер прекращается до того, как система преодолеет кулоновский барьер, то включается механизм туннелирования. Вероятность туннелирования рассчитывается по методу Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна [15]:

$$T_L(E) = \frac{1}{1 + \exp \frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m(V_{\text{pot}}(r, \alpha_t, \alpha_p, \theta_t) - E)} dr}, \quad (28)$$

где интегрирование производится между точками поворота r_1 (точка, в которой система прекратила радиальное сближение) и r_2 (точка, в которой потенциальная энергия системы становится равной энергии системы в точке r_1) в подбарьерной области потенциала, т.е. $V_{\text{pot}}(r_1, \alpha_t, \alpha_p, \theta_t) = V_{\text{pot}}(r_2, \alpha_t, \alpha_p, \theta_t) = E$ (при вычислении потенциальной энергии в подбарьерной области значения всех остальных параметров остаются постоянными). Данный механизм позволяет системе с некоторой вероятностью пройти под кулоновским барьером и реализовать захват ядра-снаряда ядром-мишенью. Учет туннельного эффекта вносит значительный вклад в сечения захвата при энергиях реакций, близких к кулоновскому барьеру. Подробно влияние данного эффекта исследовалось в работе [25].

Кроме того, у системы всегда остается шанс преодолеть кулоновский барьер за счет случайной силы, входящей в уравнения Ланжевена (3) (за счет теплового движения).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Как уже говорилось выше, в рамках рассматриваемого приближения процесс захвата ядра-снаряда ядром-мишенью разделен на две стадии, на первой стадии отсутствует собственное вращение сталкивающихся ядер относительно оси Oz , на второй стадии ядра вращаются как одно целое вокруг центра масс системы. Переход от первой стадии расчета ко второй происходит мгновенно в момент, когда величина коэффициента тангенциального трения в системе превышает некоторое пороговое значение γ_{φ}^{cr} (это пороговое значение является параметром модели).

На рис. 3 показаны примеры траекторий, полученных на первой (сплошные линии) и второй (штриховые линии) стадиях расчета. На первой траектории ядра не смогли приблизиться друг к другу настолько, чтобы тангенциальное трение превысило критическое значение ($\gamma_{\varphi}^{cr} = 5 \times 10^{-24}$ с/МэВ), соответственно весь расчет проводился в рамках первой стадии, в данном случае захвата не происходит. Остальные из представленных траекторий оканчиваются захватом ядра-снаряда ядром-мишенью. На второй стадии расчета ориентационный параметр ядра-мишени Θ_t , в приведенном примере изначально равный 45° , может немного изменять свое значение, причем чем больше угловой момент системы, тем значительнее эти изменения. Для приведенных траекторий конечные значения Θ_t равны соответственно: 1) 45° ; 2) 44° ; 3) 45.5° ; 4) 55° .

Для проверки влияния условия перехода от первой стадии расчета ко второй на результаты моделирования расчеты выполняются для трех пороговых значений коэффициента тангенциального трения: $\gamma_{\varphi}^{cr} = 2.5 \times 10^{-24}$, 5×10^{-24} и 10×10^{-24} с/МэВ. Зависимость значений коэффициентов γ_{φ} от расстояния между центрами масс сталкивающихся ядер приведена на рис. 4а.

Основным результатом моделирования является вид зависимости значений вероятности (сечения) захвата от углового момента. Результаты расчетов вероятности захвата, проведенных в модели [10], предполагающей, что сталкивающиеся ядра участвуют в коллективном вращении на протяжении всего расчета, а также результаты, полученные в настоящей работе, приведены на рис. 4б. Видно, что более аккуратное описание процесса сближения ядер, проведенное в настоящей работе, приводит к более резкому спаду вероятности захвата при увеличении момента импульса системы. Причем результаты, полученные для разных значений параметра γ_{φ}^{cr} , очень близки друг к другу. Вероятно, это связано с тем, что интенсивность трения

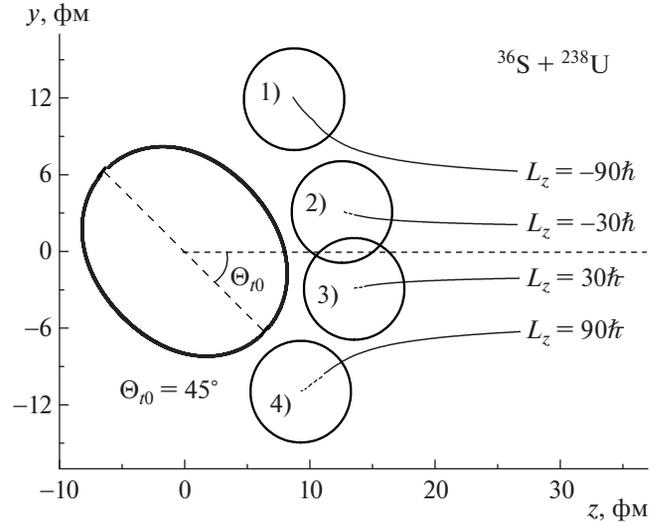


Рис. 3. Примеры возможных траекторий движения системы сталкивающихся ядер. Сплошные линии — части траекторий, которые получены на первой стадии расчета; штриховые линии соответствуют второй стадии расчета. Точка перехода от первой стадии расчета ко второй соответствует условию $\gamma_{\varphi}^{cr} = 5 \times 10^{-24}$ с/МэВ. Начальный угол между осью симметрии ядра и осью Oz $\Theta_{t0} = 45^\circ$. Углы Θ_t в конце соответствующих траекторий равны: 1) 45° ; 2) 44° ; 3) 45.5° ; 4) 55° .

очень быстро нарастает при уменьшении расстояния между поверхностями сталкивающихся ядер, а, значит, состояние системы в момент окончания первой стадии расчета слабо зависит от значения параметра γ_{φ}^{cr} . В то же время видно, что для порогового значения $\gamma_{\varphi}^{cr} = 10 \times 10^{-24}$ с/МэВ у кривой, иллюстрирующей зависимость вероятности захвата от углового момента системы, появляются особенности, которые физически не обоснованы (наличие точек перегиба при небольших значениях углового момента). Из этого можно сделать вывод, что переход от первой стадии расчета ко второй должен происходить при меньших значениях γ_{φ}^{cr} .

В экспериментальных работах, например, в [26], результат столкновения атомных ядер описывается с помощью величины суммарного сечения σ_{cap} захвата ядра-снаряда ядром-мишенью:

$$\sigma_{cap} = \sum_L \sigma_{cap}^L(L), \tag{29}$$

где парциальное сечение $\sigma_{cap}^L(L)$ зависит от длины волны де Бройля, соответствующей налетающему ядру ($\lambda = 2\pi\hbar/\sqrt{2ME_{с.м.}}$), определяется выражением:

$$\sigma_{cap}^L(L) = \pi\lambda^2(2L + 1)P_{cap}(L). \tag{30}$$

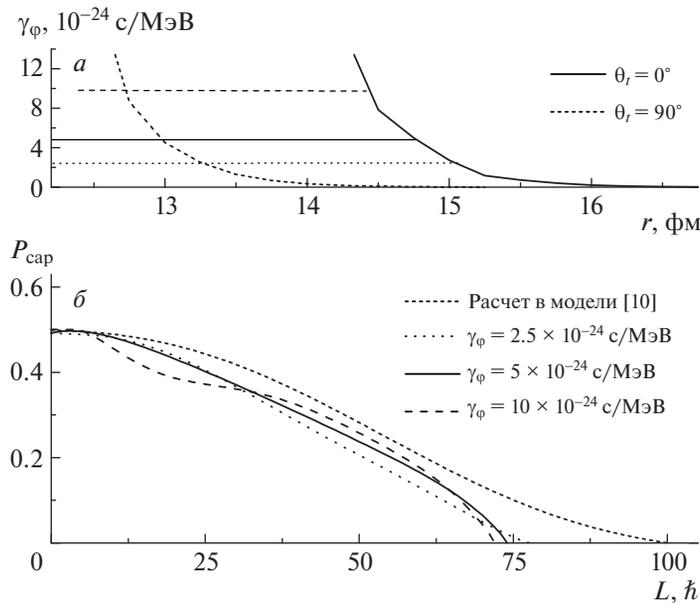


Рис. 4. *а* — Зависимость величины тангенциального трения от расстояния между сталкивающимися ядрами. *б* — Зависимость вероятности захвата $P_{\text{сap}}$ ядра-снаряда ядром-мишенью от момента импульса системы при энергии реакции $E_{\text{с.м.}} = 160.8$ МэВ. Различные типы кривых (штриховая, сплошная и точечная) соответствуют критериям перехода от системы, в которой отсутствует собственное вращение ядер, к системе, в которой ядра участвуют в коллективном вращении (переход происходит мгновенно при достижении коэффициентом тангенциального трения значений 2.5×10^{-24} , 5×10^{-24} или 10×10^{-24} c/МэВ). Кривая с коротким штрихом — расчет в модели [10].

На рис. 5*а* приведена зависимость парциальных сечений захвата от углового момента системы L_0 . Видно, что более аккуратный учет вращения системы, выполненный в настоящей работе, приводит к снижению вероятности захвата ядра-снаряда ядром-мишенью при высоких значениях углового момента системы по сравнению с модификацией модели [10], в которой предполагалось, что атомные ядра участвуют в коллективном вращении (как “гантелька”), даже находясь на большом расстоянии друг от друга.

Данный эффект можно объяснить тем, что момент инерции системы ядер, не участвующих в коллективном вращении (см. формулу (15)), немного меньше, чем момент инерции “гантельки” (16). Уменьшение момента инерции при фиксированном угловом моменте приводит к увеличению доли вращательной энергии системы, а значит, к уменьшению доли кинетической энергии радиального движения. Полученный результат показывает, что проведенные преобразования модели положительно сказываются на ее предсказательной силе, так, в предыдущих версиях модели, например, в [10], имела место явная переоценка сечений захвата при высоких энергиях реакции.

На рис. 5*б* линиями показаны суммарные значения сечений захвата, полученные в настоящей работе, а также в предыдущей версии модели [10]. В этих расчетах были заморожены деформационные и ориентационные (см. формулу (2)) степени

свободы. Крестики показывают значения сечений захвата, которые можно получить в описываемой модели, не учитывая возможность туннелирования системы через кулоновский барьер (для $\gamma_{\phi}^{\text{сr}} = 5 \times 10^{-24}$ c/МэВ). Кроме того, приведены экспериментальные данные [26] (кружки) и расчеты [9] (треугольники), учитывающие изменение деформаций обоих ядер и ориентации ядра-мишени в пространстве в ходе столкновения, но обладающие недостатком, описанным во Введении. Видно, что даже приближенный расчет, проведенный в настоящей работе, выгодно отличается от результатов работы [9] и практически совпадает с экспериментом. Следует отметить, что учет возможности туннелирования приводит к значительному увеличению сечения захвата. При самой низкой из рассмотренных энергий сечения захвата, рассчитанные с учетом и без учета туннелирования, отличаются примерно в два раза. При самой высокой из рассмотренных энергий учет туннелирования приводит к увеличению сечения захвата примерно на 25%.

4. ВЫВОДЫ

Исследовано влияние более аккуратного учета прицельного параметра на результаты описания процесса столкновения ядер. Показано, что проведенное уточнение модели в целом приводит

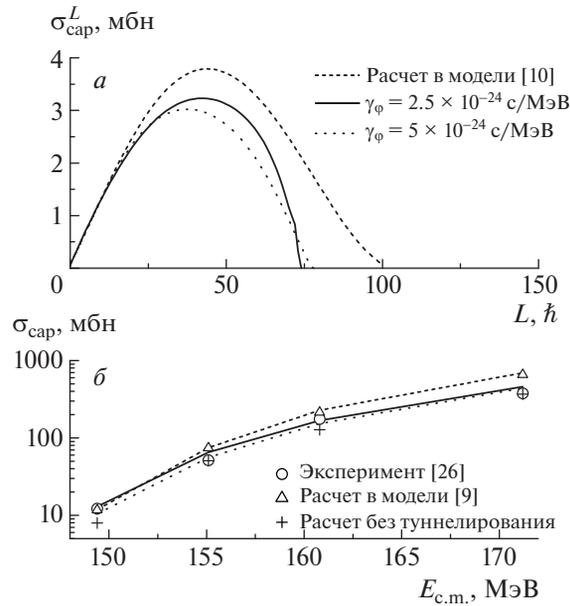


Рис. 5. *a* — Зависимость парциальных сечений захвата ядра-снаряда ядром-мишенью от момента импульса системы при энергии реакции $E_{c.m.} = 160.8$ МэВ. *б* — Зависимость суммарных сечений захвата ядра-снаряда ядром-мишенью от энергии реакции. Кружки — экспериментальные данные [26], треугольники — расчет в модели [9], в которой учитывалась эволюция коллективных координат q ($q \equiv r, \alpha_t, \alpha_p, \theta_t$), но предполагалось, что система вращается как одно целое с самого начала расчета, крестики — расчеты в описываемой модели, проведенные для $\gamma_\varphi^{cr} = 5 \times 10^{-24}$ с/МэВ, но не учитывающие туннелирование системы через кулоновский барьер. Сплошные и пунктирные кривые — расчеты в описываемой модели, учитывающие возможность туннелирования. Кривая с коротким штрихом — расчет в модели [10].

к уменьшению сечения захвата. При этом существенно изменяется описание столкновений с большими значениями углового момента (прицельного параметра), в то время как при малых значениях углового момента результаты, полученные в прежних версиях модели, являются достаточно точными. Значения сечений захвата, полученные в настоящей работе, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Используемый в настоящей работе метод заморозки некоторых степеней свободы и более аккуратный учет прицельного параметра предоставляют возможность быстро и эффективного описания реакций слияния—деления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. H. E. Gross and H. Kalinowski, Phys. Rev. **45**, 175 (1978).
2. P. Fröbrich, Phys. Rep. **116**, 337 (1984).
3. J. Marten and P. Fröbrich, Nucl. Phys. A **545**, 854 (1992).
4. G. I. Kosenko, F. A. Ivanyuk, V. V. Pashkevich, and D. V. Dinner, Phys. At. Nucl. **71**, 2052 (2008).
5. I. I. Gonchar, D. J. Hinde, M. Dasgupta, C. R. Morton, and J. O. Newton, Phys. Rev. C **73**, 034610 (2006).
6. V. Yu. Denisov and N. A. Pilipenko, Phys. At. Nucl. **73**, 1152 (2010).
7. V. L. Litnevsky, G. I. Kosenko, F. A. Ivanyuk, and V. V. Pashkevich, Phys. At. Nucl. **74**, 1001 (2011).
8. V. L. Litnevsky, G. I. Kosenko, F. A. Ivanyuk, and V. V. Pashkevich, Phys. At. Nucl. **75**, 1500 (2012).
9. V. L. Litnevsky, F. A. Ivanyuk, G. I. Kosenko, and S. Chiba, Phys. Rev. C **101**, 064616 (2020).
10. V. L. Litnevsky, F. A. Ivanyuk, and G. I. Kosenko, Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Phys. **20**, 233 (2020).
11. A. V. Karpov and V. V. Saiko, Phys. Rev. C **96**, 024618 (2017).
12. M. Ismail, A. Y. Ellithi, M. M. Botros, and A. E. Mellik, Phys. Rev. C **75**, 064610 (2007).
13. H. Koura and M. Yamada, Nucl. Phys. A **671**, 96 (2000).
14. V. V. Pashkevich, Nucl. Phys. A **169**, 275 (1971).
15. T. I. Nevzorova and G. I. Kosenko, Phys. At. Nucl. **71**, 1373 (2008).
16. Г. Д. Адеев, А. В. Карпов, П. Н. Надточий, Д. В. Ванин, ЭЧАЯ **36**, 732 (2005).
17. V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. A **95**, 420 (1967); **122**, 1 (1968).
18. F. A. Ivanyuk, C. Ishizuka, M. D. Usang, and S. Chiba, Phys. Rev. C **97**, 054331 (2018).
19. A. S. Iijinov, M. V. Mebel, N. Bianchi, E. De Sanctis, C. Guaraldo, V. Lucherini, V. Muccifora, E. Polli, A. R. Reolon, and P. Rossi, Nucl. Phys. A **543**, 517 (1992).

20. N. Bohr and J. A. Wheeler, Phys. Rev. **56**, 426 (1939).
 21. W. D. Myers and W. J. Swiatecki, Ark. Fys. **36**, 343 (1967).
 22. R. S. Kurmanov and G. I. Kosenko, Phys. At. Nucl. **77**, 1442 (2014).
 23. H. Hofmann and D. Kiderlen, Int. J. Mod. Phys. E **7**, 243 (1998).
 24. V. Volcov, Phys. Part. Nucl. **35**, 425 (2004).
 25. V. L. Litnevsky, G. I. Kosenko, and F. A. Ivanyuk, Phys. At. Nucl. **79**, 342 (2016).
 26. K. Nishio, H. Ikezoe, S. Mitsuoka, I. Nishinaka, Y. Nagame, Y. Watanabe, T. Ohtsuki, K. Hirose, and S. Hofmann, Phys. Rev. C **77**, 064607 (2008).

THE METHOD OF APPROXIMATE ACCOUNTING OF THE IMPACT PARAMETER IN THE FUSION–FISSION REACTIONS OF HEAVY IONS IN THE FRAMEWORK OF A STOCHASTIC MODEL WITH THREE DYNAMIC PARAMETERS

V. L. Litnevsky¹⁾, A. L. Litnevsky^{2),3)}, G. I. Kosenko⁴⁾, F. A. Ivanyuk⁵⁾

¹⁾*Omsk State Transport University, Russia*

²⁾*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, Russia*

³⁾*Almazov National Medical Research Centre, St. Petersburg, Russia*

⁴⁾*Omsk Tank Automotive Engineering Institute, Russia*

⁵⁾*Institute for Nuclear Research, Kiev, Ukraine*

The method of approximate accounting of the impact parameter during the description of the input channel of fusion–fission reactions of nuclei is considered. The study is carried out on the example of the collision process in hot fusion reactions $^{36}\text{S} + ^{238}\text{U}$. The description of the nuclear fusion model is presented. The simulation is carried out by solving a system of stochastic Langevin equations. The calculations are carried out in the approximation of frozen deformation and orientation degrees of freedom of the colliding nuclei. It is shown that a more accurate accounting of the impact parameter significantly affects the obtained values of the capture cross-sections in the reaction under consideration and improves agreement of the obtained results with the experimental data.

РЕГИСТРАЦИЯ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ С ПОМОЩЬЮ РЕАКЦИИ ЗАХВАТА НЕЙТРИНО НА ЯДРЕ ^{115}In

© 2022 г. И. Р. Барабанов¹⁾, Л. Б. Безруков¹⁾, В. И. Гуренцов¹⁾,
Г. Я. Новикова¹⁾, В. В. Синев^{1)*}, Е. А. Янович¹⁾

Поступила в редакцию 07.02.2022 г.; после доработки 21.03.2022 г.; принята к публикации 24.03.2022 г.

Рассматривается модификация проекта LENS (Low Energy Neutrino Spectroscopy) для спектроскопии солнечных нейтрино с энергией больше ~ 715 кэВ на базе новых технологий и решений. Такой детектор использует ядра ^{115}In как мишень для нейтрино. Создание детектора с массой сцинтиллятора около 200 т, нагруженного 10 т индия, позволит в течение пяти лет измерить энергетические спектры солнечных нейтрино от ^7Be , CNO-цикла и *pp*-нейтрино с малыми систематическими ошибками. Проведено моделирование детектора в виде набора ячеек с жидким сцинтиллятором, нагруженным индием ($\sim 10\%$ по весу). Сформулированы необходимые технические условия для ячейки детектора и даны оценки возможной скорости счета событий от внутреннего и внешнего фона с энерговыделением 600–1600 кэВ. Показана принципиальная возможность реализации такого детектора.

Посвящается Р. С. Рагавану

DOI: 10.31857/S0044002722040055

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование потоков солнечных нейтрино остается одной из наиболее актуальных задач нейтринной астрофизики, поскольку оно связано как с фундаментальными свойствами нейтрино, так и с проблемой внутреннего строения и эволюции звезд. В настоящей статье мы хотим обратить внимание на возможность более детального исследования области энергий, содержащей ^7Be , *pp*- и CNO-нейтрино. В этой области нейтринного спектра происходит переход от резонансных нейтринных осцилляций в веществе к вакуумным осцилляциям, с другой стороны, значение потока CNO дает детальную информацию о температуре в солнечном ядре и позволит решить возникшую в последние годы проблему “металличности” (содержание элементов тяжелее гелия) Солнца. Последние спектроскопические исследования Солнца дают меньшее значение для содержания “металлов” [1] (на $\sim 30\%$) по сравнению с использованным для построения Стандартной солнечной модели [2]. Фундаментальные результаты в этой области получены в эксперименте Борексина [3]. В этом эксперименте измерены потоки нейтрино от ^7Be (с точностью лучше 3%), *pp* (точность 7.5%) и CNO (точность $\sim 35\%$). Поток от *pp*-нейтрино

непосредственно в этой работе не измерялся. Он был измерен с точностью $\sim 20\%$, в зависимости от модели Солнца с высокой и низкой металличностью [4]. В работе [5] отмечается, что принятая в эксперименте Борексина процедура извлечения событий от CNO-цикла приводит к систематическому смещению наиболее вероятного значения на 30% в сторону увеличения. Это смещение возникает от того, что события от разных источников приходится выделять из суммарного энергетического спектра.

В связи с этим интересно рассмотреть возможность сцинтилляционного детектора на основе ^{115}In (95.7% в естественной смеси) для регистрации солнечных нейтрино средних энергий. Сцинтилляционный детектор с добавкой ^{115}In был предложен Р.С. Рагаваном [6] для регистрации солнечных нейтрино *pp*-цикла. Спектры солнечных нейтрино показаны на рис. 1. Важным преимуществом в этом случае является то, что нейтрино от ^7Be и *pp* регистрируется в реакции (ν_e, e) -захвата со спектром возникающих электронов в виде пика с энергией $T_e = E_\nu - \Delta$, где Δ — порог регистрации нейтрино. Измерение формы пика от ^7Be нейтрино теоретически могло бы позволить получить дополнительные сведения о распределении температуры в центре Солнца [7].

В результате реакции захвата нейтрино ядром ^{115}In в основном состоянии происходит переход

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

*E-mail: vsinev@inr.ru

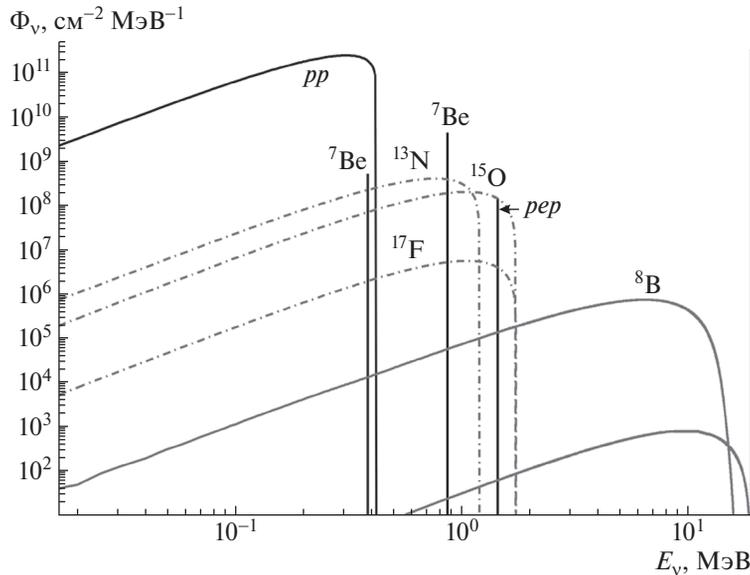


Рис. 1. Энергетические спектры солнечных нейтрино в стандартной солнечной модели. Штриховая кривая — спектры CNO-цикла.

в изомерное состояние ^{115}Sn ($\tau = 4.7$ мкс) на уровень с энергией 612.81 кэВ. Порог реакции составляет 115.2 кэВ.

В результате длительной работы над проектом LENS (Low Energy Neutrino Spectroscopy) был сделан вывод, что практическая реализация этой идеи связана с принципиальными проблемами [8]. ^{115}In является радиоактивным элементом с энергией бета-распада $E_{\text{макс}} = 497.49$ кэВ, совпадающей с областью энергий pp -нейтрино ($E < 420$ кэВ). В результате случайные совпадения между событиями от распада ^{115}In с учетом конечного энергетического разрешения создают трудно преодолимый фон (количество бета-распадов ^{115}In в 10 т составляет $\sim 2.6 \times 10^6$ соб./с). В случае CNO, ^7Be и pep -нейтрино энергия возникающего лептона существенно выше энергии распада ^{115}In , и эта проблема отсутствует, если использовать порог регистрации вблизи максимальной энергии бета-распада ^{115}In , чтобы уменьшить число срабатываний детектора (триггеров). С другой стороны, в течение прошедшего времени были созданы новые эффективные фотоприемники, позволяющие создавать компактные сцинтилляционные ячейки для реализации установки типа LENS.

Предлагается в качестве первого этапа создать детектор с общей массой ~ 200 т на основе небольших ячеек, расположенных в виде трехмерной матрицы. Импульсы в детекторе возникают от появляющегося в одной из ячеек в результате захвата нейтрино ядром ^{115}In электрона и последующего перехода ^{115}Sn в основное состояние с испусканием двух последовательных гамма-квантов с

энергиями 115.48 и 497.33 кэВ, которые с большой вероятностью регистрируются в соседних ячейках. Это дает возможность использовать задержанные совпадения, являющиеся уникальным сигналом нейтринного события.

Порог регистрации каждой ячейки по первому событию должен составлять ~ 600 кэВ, чтобы отрезать события собственной радиоактивности ^{115}In . Однако события от бета-электронов распада ^{115}In могут имитировать переход ^{115}Sn в основное состояние за счет конечного энергетического разрешения сцинтилляционного детектора. Ниже мы рассмотрим, сколько света необходимо зарегистрировать, чтобы эта имитация не вносила заметный вклад в события от солнечных нейтрино. Мы оценили скорость счета распадов ^{115}In , которые имитируют переход ^{115}Sn в основное состояние в детекторе, содержащем 1028 ячеек с 10 т индия.

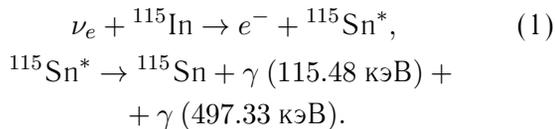
Реализация индийского детектора в новом технологическом исполнении дает возможность мониторинга солнечной активности по нейтринному излучению и изучения временных характеристик температур внутри Солнца во время его активных и спокойных фаз.

В работе [9] отмечается важность ^{115}In детектора в связи с тем, что ^{115}In захватывает солнечные нейтрино, а геоантинейтрино от распада ^{40}K не захватывает. Сцинтилляционные детекторы, использующие реакцию рассеяния на электронах, не различают нейтрино и антинейтрино, поэтому сравнение результатов индийского и такого сцинтилляционного детекторов позволит получить более точную информацию о потоке геоантинейтрино

от распада ^{40}K . В работе [10] регистрация геоантинейтрино от распада ^{40}K сцинтилляционным детектором рассматривается как важная задача.

2. РЕАКЦИЯ ЗАХВАТА НЕЙТРИНО НА ЯДРЕ ^{115}In

В результате реакции захвата нейтрино ядром ^{115}In , находящимся в основном состоянии, образуется изомерное состояние ^{115}Sn в возбужденном состоянии. Ядро ^{115}Sn оказывается на уровне 612.81 кэВ, период полураспада которого 3.26 мкс:



На рис. 2 показана схема распада ^{115}In по [11] и показаны возбужденные уровни ^{115}Sn , на одном из которых происходит захват нейтрино (612.81 кэВ) и с которого происходит излучение гамма-квантов.

Ожидаемый спектр электронов от взаимодействия нейтрино средних энергий с ^{115}In в детекторе представлен на рис. 3. Спектры от ^8B и $^{\text{hep}}$ оказываются не видны в этом диапазоне (см. табл. 1), как и спектр от ^{17}F , который здесь показан условно, как компонента CNO-цикла.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЙТРИННЫХ СОБЫТИЙ В СЕКЦИОНИРОВАННОМ ДЕТЕКТОРЕ

Для моделирования мы использовали матрицу детекторов с размерами $80 \times 80 \times 10$ см (64 л). Всего 1028 ячеек. При плотности жидкого сцинтиллятора на основе ЛАБа 0.85 г/л получается 56 т. Масса индия при 10% по весу составляет 5.6 т, но мы рассчитывали статистику для 10 т, считая эту массу минимальной для детектора.

Основным вопросом при проектировании установки является выбор формы и размера ячейки. Эти параметры зависят от свойств жидкого органического индиевого сцинтиллятора (InЖС) — его светового выхода, прозрачности и допустимой концентрации индия. С другой стороны, с точки зрения уменьшения возможной имитации нейтринных событий выгодно использовать минимальные размеры ячейки, но при этом увеличивается их число. Возможности индиевого детектора рассмотрим на примере использования InЖС с концентрацией индия 10% по массе с общим количеством индия 10 т.

Событие считается нейтринным, если выполнены следующие условия:

Таблица 1. Число событий в сцинтилляционном детекторе от различных источников солнечных нейтрино за 5 лет измерения с мишенью, содержащей 10 т индия (осцилляции MSW учтены)

Источник нейтрино	Число событий в сцинтилляционном детекторе за 5 лет в 10 т индия (без учета эффективности), в скобках интеграл до 2 МэВ для жестких спектров
pp	2162
pep	34
^7Be	560
^{13}N	27
^{15}O	31
^{17}F	0.8
^8B	11 (0.05)
$^{\text{hep}}$	0.03 (2.4×10^{-5})

1) В одной из ячеек возникает импульс с энергией $E > 600$ кэВ. Это первое событие, обозначим его как $e1$. Это может быть электрон от захвата нейтрино или фоновое событие.

2) После этого срабатывает компактная группа из двух и более ячеек, окружающих первую ячейку во временном окне 15 мкс ($\sim 3\tau$ времени жизни ^{115}Sn). Суммарная выделяемая энергия в окружающих ячейках и первой $613 \pm 2\sigma$ кэВ за время ~ 10 нс. Назовем это событие $\gamma1 + \gamma2$. Размер компактной группы определяется условием поглощения 98% гамма-квантов $\gamma2$ с энергией 497.5 кэВ. Порог регистрации каждой ячейки при этом должен составлять $\sim 60-70$ кэВ, чтобы зарегистрировать два гамма-кванта, испускаемые ядром ^{115}Sn , образовавшимся в результате захвата нейтрино ^{115}In .

С учетом выше сформулированных критериев регистрации нейтринного события рассчитана скорость регистрации нейтринных потоков от ^7Be , CNO и pep . Результаты без учета эффективности регистрации представлены в табл. 1. На рис. 4 показан процесс регистрации, который использовался в моделировании.

4. ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ НА ФОН ДЕТЕКТОРА

Энергия бета-распада ^{115}In (497 кэВ) меньше энергии, определяемой критериями регистрации нейтринного события в энергетическом окне 600–1600 кэВ, и непосредственно распад ^{115}In не имитирует нейтринные события. Однако такая

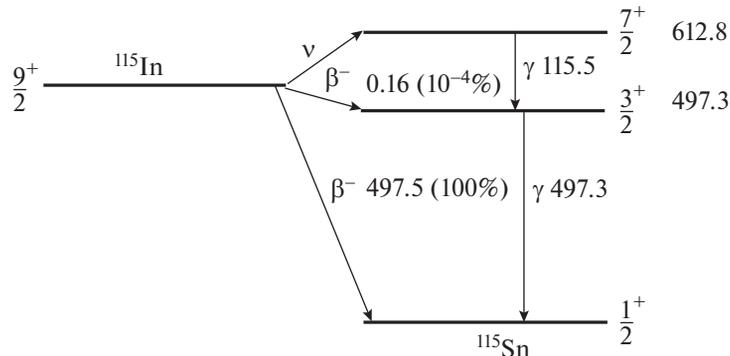


Рис. 2. Схема взаимодействия ν_e с ядром ^{115}In и последующего распада $^{115}\text{Sn}^*$. Энергии бета-переходов и гамма-квантов приведены в кэВ.

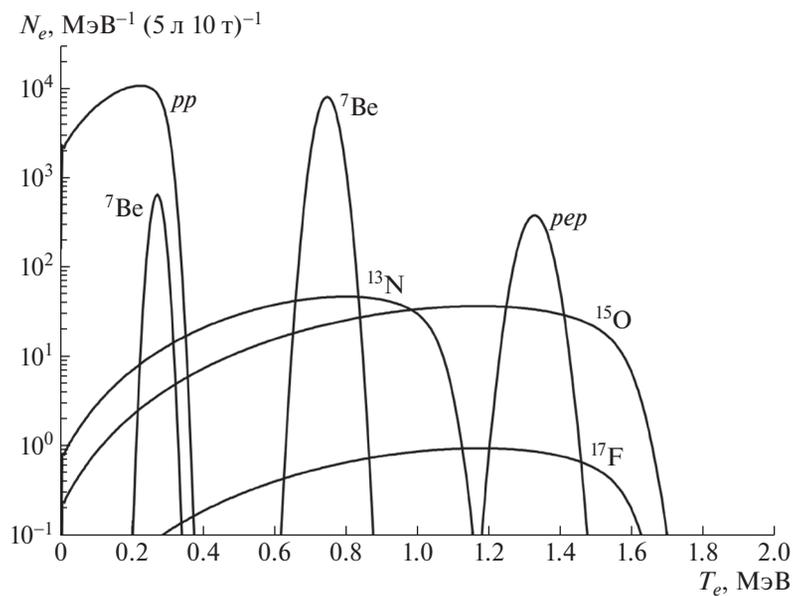


Рис. 3. Энергетические спектры электронов, рассчитанные для массы индия 10 т и времени измерения 5 лет. Здесь $T_e = E_\nu - \Delta$ — энергия электрона; энергетическое разрешение — из расчета 1 ф.э./кэВ.

имитация может возникнуть в результате конечного энергетического разрешения детектора при совпадении фонового импульса от естественной радиоактивности с распадом индия в соседних ячейках. Бета-электрон от распада индия может испустить тормозной гамма-квант, который может выйти из своей ячейки и зарегистрироваться в одной или нескольких соседних. Такое событие топологически будет имитировать переход в основное состояние ^{115}Sn .

Распределение по энергии с учетом энергетического разрешения от сигнала бета-электрона и его тормозного гамма-кванта в компактной группе сработавших ячеек представлено на рис. 5 вместе с аналогичным распределением для двух гамма-квантов, сопровождающих задержанный распад ^{115}Sn . Оба распределения получены методом

Монте-Карло при одинаковых критериях отбора этих событий. Доля событий от распада ^{115}In , попадающих в интервал энергии $613 \pm 2\sigma$ кэВ, хотя и мала, но составляет конечную величину. Если в ячейке возникло событие от какого-либо фонового процесса с энергосвыделением 600–1600 кэВ, предшествующее бета-распаду в интервале 3τ , то с малой вероятностью может возникнуть полная имитация взаимодействия нейтрино. Под фоновыми процессами мы понимаем здесь процессы распада радиоактивных изотопов в скintилляторе, взаимодействие гамма-квантов и нейтронов из конструктивных материалов и окружающей породы, приводящие к энергосвыделению в скintилляторе. Поскольку вероятность имитации распада ^{115}Sn критически зависит от энергетического разрешения, то и допустимая

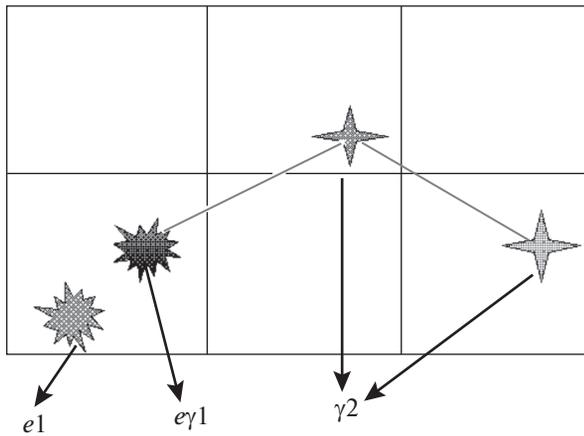


Рис. 4. Схема детектирования нейтринного события. $e1$ — электронный сигнал, $e/\gamma1$ — сигнал от гамма-кванта или конверсионного электрона с энергией 116 кэВ в ячейке, $\gamma2$ — гамма-квант с энергией 497 кэВ создает сигналы в окружающих ячейках. Сигналы $e1$ и $e/\gamma1$ совпадают в пределах 1.5×10^{-5} с. Сигналы $e/\gamma1$ и $\gamma2$ совпадают в пределах 10^{-8} с.

скорость фоновых событий в одной ячейке N_{Φ} будет следовать той же зависимости.

На рис. 6 представлена зависимость допустимой интенсивности фоновых событий от естественных внешних или внутренних источников в области (600–1600) кэВ в ячейке от ее энергетического разрешения, выраженного в количестве зарегистрированных фотоэлектронов. Полученная методом статистических испытаний допустимая интенсивность фоновых событий увеличивает погрешность регистрации нейтринных потоков от Солнца примерно на 10% (за 5 лет в 10 т индия). Сделанная оценка показывает, что имитация нейтринных событий критически зависит от энергетического разрешения и, таким образом, от конструкции сцинтилляционной ячейки.

5. СЦИНТИЛЛЯТОРЫ С ДОБАВКОЙ ИНДИЯ

Предложения по использованию индия (изотопа ^{115}In) в качестве мишени для регистрации солнечных нейтрино в области низких (pp -нейтрино) и средних энергий (^7Be , pep и CNO) имеют довольно длинную историю. Начиная с 1976 г. [6] на уровне лабораторных экспериментов было рассмотрено несколько способов детектирования нейтрино с помощью изотопа ^{115}In . В основном все предложения были связаны с использованием жидкого органического сцинтиллятора с растворенным в нем соединением индия (InЖС), хотя варианты детекторов с пластиковым сцинтиллятором и

индиевой фольгой (“сэндвич”) и полупроводниками на основе InP и InSb [12] также рассматривались. Поскольку скорость счета бета-распадов ^{115}In на много порядков (~ 11) превышает скорость захвата солнечных нейтрино, то рассматривается сегментированная конструкция сцинтилляционного детектора. Из табл. 1 видно, что для уверенной регистрации нейтрино средних энергий полный объем сцинтилляционного детектора должен быть достаточно большим, более нескольких сотен тонн. Выбор размеров ячейки определяется условиями эффективной регистрации нейтринных событий в присутствии собственного распада ядра ^{115}In . Схема регистрации нейтринных событий по реакции с ^{115}In определяет конструкцию детектора и необходимые свойства жидкого органического сцинтиллятора. Основные характеристики индийсодержащего сцинтиллятора должны быть следующими:

1) Концентрация индия в сцинтилляторе 5–10%. Уменьшение концентрации влечет увеличение объема детектора, а увеличение приводит к ухудшению сцинтилляционных характеристик (световыход и прозрачность).

2) Световыход сцинтиллятора должен превышать или быть на уровне 8000 фотонов/МэВ. Высокий световыход сцинтиллятора и хороший светосбор детектора должны обеспечить хорошее энергетическое разрешение для дискриминации событий от распада индия.

3) Длина ослабления света не менее 1.5 м. В конечном итоге светосбор, световыход и характеристики фотоприемника (размер и квантовая чувствительность) определяют параметр энергетического разрешения.

4) Время высвечивания сцинтиллятора меньше 3 нс. Время высвечивания определяется выбором сцинтилляционных добавок (смесителей спектра) и их концентрацией. Короткое время высвечивания и быстрые ФЭУ уменьшат наложения импульсов.

5) Стабильность сцинтиллятора. Регистрация нейтринных событий от Солнца — это редкие события. Для набора достаточной статистики нужны долговременные измерения (по крайней мере, более 5 лет). Поэтому стабильность характеристик In-сцинтиллятора является важным требованием при создании детектора. Хотя надо отметить, что ячеистая конструкция детектора позволяет замену отдельных сцинтилляционных ячеек при ухудшении параметров сцинтиллятора.

6) Совместимость с конструкционными материалами. Помимо кварца только акрил (или оргстекло), по-видимому, может рассматриваться в качестве материала для изготовления сцинтилляционного модуля. Акрил уже использовался в больших сцинтилляционных детекторах (Daya-Bay [13], RENO [14], Double Chooz [15]) и планируется

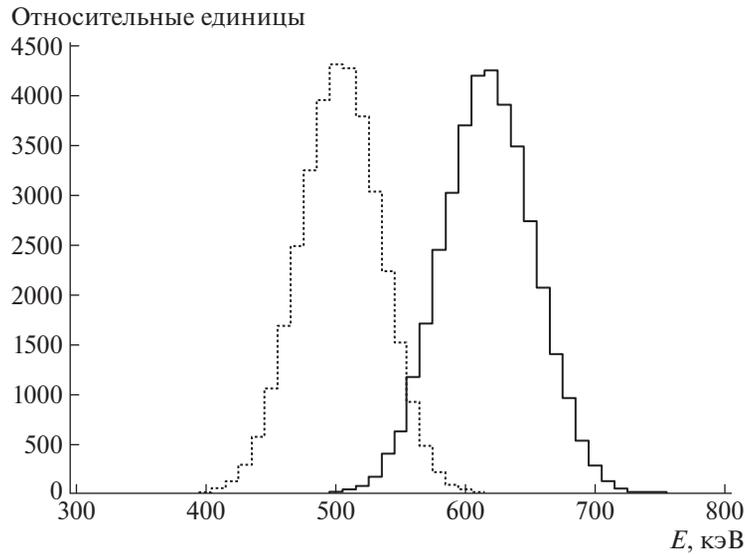


Рис. 5. Энергетическое распределение сигнала $e/\gamma_1 + \gamma_2$ в компактной группе ячеек, гистограммы: сплошная — от распада $^{115}\text{Sn}^*$ после захвата ν_e ; штриховая — от событий распада ^{115}In (от бета-электрона и его тормозного гамма-кванта в соседнем модуле), которые могут топологически имитировать распад $^{115}\text{Sn}^*$. Энергетическое разрешение принималось из расчета 1 ф.э./кэВ.

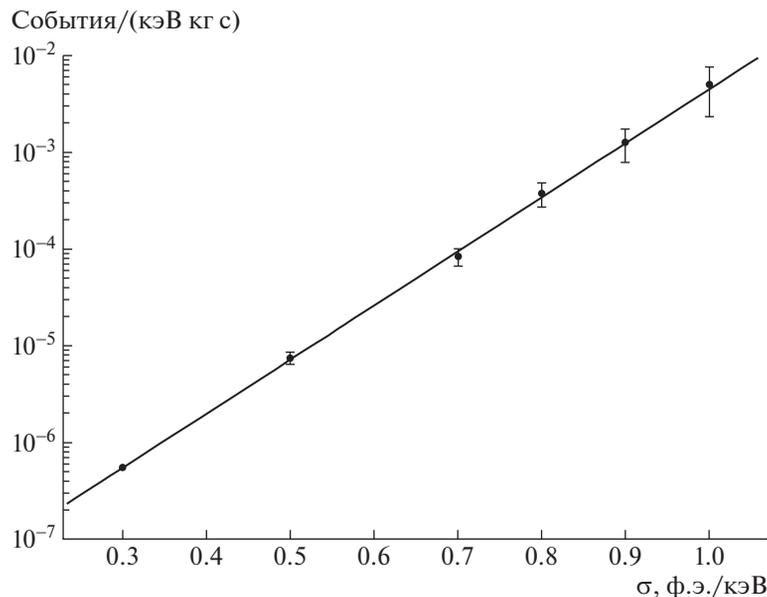


Рис. 6. Зависимость допустимой скорости счета фоновых событий в ячейке в области (0.6–1.6) МэВ от энергетического разрешения σ , выраженного в ф.э./кэВ, в предположении 10% систематической ошибки в регистрации нейтринного потока от Солнца за счет имитации снятия возбуждения $^{115}\text{Sn}^*$ распадом ^{115}In .

в новых (JUNO [16], SNO+ [17]). Сцинтиллятор на основе ЛАБа доказал свою совместимость с акрилом. Таким образом, индиевый сцинтиллятор на основе ЛАБа является наиболее перспективным при создании детектора.

7) Безопасность. Сцинтилляционная установка для детектирования редких нейтринных событий от Солнца и защиты от фона космических лу-

чей должна размещаться в подземном помещении на достаточно большой глубине. В этих условиях предъявляются высокие требования к пожарной и токсической безопасности жидкого сцинтиллятора. Индиевый сцинтиллятор на основе ЛАБа (высокая температура вспышки $>100^\circ\text{C}$ и без запаха) удовлетворяет этим требованиям.

Первые экспериментальные результаты о раз-

работке In-содержащего детектора были представлены в [18]. В статье рассматривается жидкий органический сцинтиллятор на основе фенилэтилового спирта с растворенным трифторацетатом индия. Выбранный растворитель позволял получить раствор с высокими концентрациями индия (до 200 г/л). Однако сцинтиллятор на основе фенилэтилового спирта имел низкий световыход, который приблизительно экспоненциально уменьшался при увеличении концентрации In до ~ 80 г/л, а также низкую прозрачность. При концентрации In в сцинтилляторе 51.2 г/л энергетическое разрешение составило 23.6% при энергии 477 кэВ. В статье рассматривалась возможность детектирования pp -нейтрино от Солнца. После этой публикации была серия работ, посвященных разработке In-содержащего сцинтилляционного детектора. В статье [19] приводятся результаты, полученные с In-содержащим жидким органическим сцинтиллятором на основе ксилола. Сцинтиллятор содержал индий в виде соли хлорида, $\text{InCl}_3 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$. Для растворения хлорида индия использовалась поверхностно-активная добавка ($\sim 30\%$). Сцинтилляторы на основе ксилола имеют более высокий световыход по сравнению с фенилэтиловым спиртом, примерно в 1.5 раза. На сцинтилляторе в цилиндрической ячейке длиной 1 м и диаметром 5 см были достигнуты энергетическое разрешение 11.7% (при энергии 477 кэВ), пространственное разрешение ± 4.5 см и длина ослабления ≥ 1.5 м для концентрации In $\sim 5\%$. Если в [18] для приготовления сцинтиллятора использовался растворитель фенилэтиловый спирт, позволяющий хорошо растворять полярные соединения типа трифторацетата индия, то в [19] для растворения хлорида индия в ксилоле были использованы поверхностно-активные добавки, у которых присутствуют гидрофильные и гидрофобные группы, позволяющие смешивать полярное соединение хлорида индия с неполярным растворителем — ксилолом. Максимальная концентрация In в сцинтилляторе составила $\sim 7.5\%$ [19]. Дальнейшее увеличение концентрации приводило к образованию коллоидного состояния. Исследования по улучшению характеристик индиевого жидкого сцинтиллятора были продолжены в работе [19]. Здесь были использованы положительные свойства методик приготовления сцинтилляторов, примененные в работах [20, 21], т.е. растворитель ксилол с добавкой фенилэтилового спирта для растворения трифторацетата индия. Достигнута максимальная концентрация In $\sim 10\%$ по весу. По результатам тестовых измерений с помощью кварцевой ячейки длиной 1 м, диаметром 6 см, заполненной сцинтиллятором (5% In), получено энергетическое разрешение, удовлетворяющее требованиям регистрации ${}^7\text{Be}$ ней-

трино (22% при 477 кэВ), но с малой величиной длины поглощения света (54 см).

Большой интерес к измерению потока солнечных нейтрино от pp -реакции способствовал продолжению работ по разработке In-детектора. Значительным продвижением в этом направлении была публикация [20], где были приведены новые результаты исследований с In-содержащим жидким органическим сцинтиллятором. Представленные характеристики сцинтиллятора должны были уменьшить фон от бета-распада ${}^{115}\text{In}$ в 100 раз и позволить иметь скорость счета pp -нейтрино для массы In 8 т, после всех критериев отбора (эффективность регистрации 0.65), ~ 400 событий в год (ожидаемая скорость — 365 событий в год для массы индия 4 т). Новая технология приготовления сцинтиллятора включала в себя использование новых органических растворителей, таких как псевдокумол и 1-метилнафталин, а также соединений индия с карбоновыми кислотами (карбоксилаты индия). Новая методика позволила увеличить световыход сцинтиллятора примерно в 2 раза и достичь более высоких концентраций растворенного индия. Увеличение величины световыхода является важным достижением, поскольку позволяет улучшить энергетическое разрешение, что делает более эффективной идентификацию нейтринных событий от фона, 616 кэВ (нейтрино) от 495 кэВ (бета-распад ${}^{115}\text{In}$).

Дальнейшая работа по разработке In-содержащего жидкого органического сцинтиллятора проводилась в рамках проекта LENS [20]. Были исследованы новые растворители (PXE) и соединения индия (β -дикетонаты) [23–25], а также продолжено более глубокое изучение методик синтеза карбоксилатов индия. Целью было улучшить характеристики сцинтиллятора, опубликованные в работе [20]. В качестве эталона был выбран сцинтиллятор BC505 фирмы BICRON. В работе [22] отмечается высокая стабильность и хорошая летучесть соединений индия с β -дикетонами.

Стабильность сцинтиллятора является важной характеристикой при проведении крупномасштабных и долговременных экспериментов. Хорошая летучесть β -дикетонатов индия может быть использована для глубокой очистки (методом возгонки) соединения от примесей радиоактивных элементов, что требуют условия низкого внутреннего радиоактивного фона. Однако молекула β -дикетоната индия имеет довольно сильные гасящие свойства, и поэтому для их компенсации требуются необычно высокие концентрации сцинтилляционных добавок, PPO ~ 200 г/л, bis-MSB ~ 500 мг/л [23]. В работе [24] опубликованы результаты, полученные на трех ячейках ($5 \times 5 \times 100$ см) прототипа детектора, заполненных сцинтиллятором на

основе β -дикетоната индия (ацетилацетонат индия, $\text{In} \sim 44$ г/л) в РХЕ (Phenyl Xylyl Ethan). Для сравнения на том же детекторе были измерены оптические ячейки, заполненные чистым (без индия) сцинтиллятором на основе РХЕ, которые служил в качестве стандарта. Для стандарта длина поглощения составила ~ 4.2 м, световой выход ~ 730 фотоэлектронов/МэВ. Для In -содержащего сцинтиллятора (44 г/л) — длина поглощения ~ 1.2 метра, световой выход ~ 200 фотоэлектронов/МэВ (энергетическое и пространственное разрешение соответственно $\sim 11.6\%$ и 7 см для энергии 477 кэВ). Однако полученные экспериментальные результаты по энергетическому разрешению отличались в худшую сторону более чем в 2 раза по сравнению с предсказаниями Монте-Карло-анализа как для стандарта, так и In -содержащих сцинтилляторов. Как отмечают авторы, возможным объяснением такого расхождения является несоответствие реальных характеристик фотокатода фотоумножителя их спецификации.

Другое направление в рамках проекта LENS было связано с разработкой In -содержащего жидкого органического сцинтиллятора на основе соединения карбоксилата индия. В работе [25] представлены характеристики (световой выход, длина поглощения и стабильность) для композиции на основе индиевой соли карбоновой кислоты (2-метилвалериановой кислоты) в псевдокумоле, концентрация $\text{In} \sim 50$ г/л. Измерения были проведены на оптическом модуле с размерами $5 \times 5 \times 100$ см, который может рассматриваться в качестве отдельной ячейки детектора. В этой работе продемонстрирована возможность увеличения светового выхода In -сцинтиллятора за счет замещения отдельных функциональных групп (COO) в молекуле карбоксилата на группы гидроксила [OH], т.е. формула имела состав $[\text{In}(2\text{MVA})_x(\text{OH})_{3-x}]_n$, где $x \sim 0.8$, $n \sim 10$ (степень полимеризации). Такая частичная замена позволила увеличить световой выход примерно в 2 раза. Так, для состава сцинтиллятора ($\text{In} = 50$ г/л, ВРО = 4 г/л) световой выход был равен ~ 9000 фотонов/МэВ. Измерения на кварцевой оптической ячейке длиной 1 м с ФЭУ XR3462PB диаметром 3" дали энергетическое разрешение 5.5% при 477 кэВ. Измеренные на модуле в составе прототипа детектора энергетическое и пространственное разрешения составили соответственно $\sim 6.4\%$ (477 кэВ) и 4 см (477 кэВ). В измерениях были использованы ФЭУ ETL9954B и электроника, описанные в [25].

Последний вариант обладает наилучшей совокупностью параметров, удовлетворяет сформулированным выше требованиям и позволяет создать детектор солнечных нейтрино средних энергий. Работа по улучшению параметров In ЖС и поиску

оптимальной конструкции детектора в настоящее время продолжается.

6. ДИСКУССИЯ

Полученные ограничения для скорости счета фоновых импульсов, показанные на рис. 6, можно сравнить с параметрами существующих сцинтилляционных установок. Наиболее подходящей для этой цели является установка, разработанная в качестве макета детектора LENS [26]. Установка располагалась в подземной лаборатории Гран-Сассо и состояла из девяти сцинтилляционных ячеек размером $200 \times 5 \times 5$ см из кварца толщиной 1 мм. Каждая ячейка просматривалась двумя ФЭУ с противоположных торцов. В защите из меди и свинца скорость счета фоновых импульсов в области 600–1600 кэВ составила $\sim 1.2 \times 10^{-6}$ /(кэВ кг с). В случае достижения такой же скорости счета фоновых импульсов в планируемом детекторе число зарегистрированных фотоэлектронов (рис. 6) должно составлять ~ 0.4 ф.э./кэВ. Для консервативной оценки примем световой выход сцинтиллятора 6000 фотонов/МэВ, светосбор 33% и конверсионную эффективность фотокатода 0.2. Окончательно получаем для ожидаемого числа зарегистрированных фотоэлектронов ~ 0.4 ф.э./кэВ. Таким образом, в детекторе с такими ячейками скорость счета событий от солнечных нейтрино будет значительно превосходить скорость счета их имитаций.

Достигнутое значение скорости счета фоновых импульсов в установке LENS [26] не является рекордно достижимым. Так, например, в эксперименте Борексина был достигнут более низкий фон ($\sim 8 \times 10^{-11}$ /кэВ кг с) в том же диапазоне энергосвечения. Конечно, в секционированном детекторе трудно достигнуть такой же радиационной чистоты, как в Борексине, из-за большого количества конструкционных материалов.

В работе [27] предложены новые сцинтилляционные добавки, при которых световой выход сцинтиллятора оказался примерно в 2 раза выше по сравнению с традиционными добавками. Применение новых сцинтилляционных добавок позволит значительно оптимизировать параметры ячейки, в частности, позволит применять ячейки со светосбором в $\sim 16\%$ и сделать проект реализуемым.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрена возможность создания детектора для спектроскопии солнечных нейтрино от ${}^7\text{Be}$, CNO-цикла и *реp*-нейтрино. Для этого предлагается вернуться к идее детектора LENS. В качестве мишени предлагается использовать ${}^{115}\text{In}$, введенный в жидкий сцинтиллятор в

качестве наполнителя. Детектор должен обладать секционированной структурой для выделения нейтринного события.

Для исключения событий от собственной бета-радиоактивности ^{115}In предлагается использовать более высокий порог регистрации энерговыделения в сцинтилляторе (~ 600 кэВ), который отрезет и pp -нейтрино. Ключевым условием для реализации такого детектора является большое количество света, регистрируемое фотодетекторами.

Было проведено моделирование секционированного детектора, содержащего 10 т индия. Учитывалась топология нейтринного события. Получена зависимость допустимой скорости счета событий внутреннего и внешнего фона от энергетического разрешения детектора.

Проведенное моделирование показало, что использование больших ячеек (~ 60 л) не позволяет создать детектор для регистрации солнечных нейтрино CNO-цикла. Трудности возникают со сбором света в необходимом количестве. Необходимо переходить на новые технологии создания модульного детектора. Ячейка детектора должна быть небольшого размера ($\sim 1-2$ л). На небольшой ячейке есть возможность зарегистрировать достаточное количество света, разместив на торцах модуля полупроводниковые пластины для регистрации света. Отсутствие ФЭУ позволит разместить ячейки на минимальном расстоянии друг от друга и позволит использовать эффективную регистрацию событий от вылетевших в реакции взаимодействия солнечных нейтрино с индием гамма-квантов в соседних ячейках. Это обеспечит возможность использования многократных совпадений для выделения событий от солнечных нейтрино.

Возникает трудность в оперировании с большим количеством ячеек, но современные технологии позволяют работать с большим количеством каналов. Мы считаем реалистичным создание детектора для спектроскопии солнечных нейтрино с массой индия 10 т и более.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Asplund, N. Grevesse, A. J. Sauval, and P. Scott, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **47**, 481 (2009).
2. N. Grevesse and A. J. Sauval, *Space Sci. Rev.* **85**, 161 (1998).
3. Borexino Collab. (M. Agostini *et al.*), *Nature* **587**, 577 (2020); arXiv: 2006.15115 [hep-ex].
4. M. Agostini *et al.* (Borexino Collab.), *Phys. Rev. D* **100**, 082004 (2019).
5. L. Bezrukov, A. Gromtseva, I. Karpikov, A. Kurlovich, A. Mezhokh, P. Naumov, Ya. Nikitenko, S. Silaeva, V. Sinev, and V. Zavarzina, arXiv: 2202.08531 [physics.ins-det].
6. R. S. Raghavan, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 259 (1976).
7. J. Rapaport, P. Welch, J. Bahcall, E. Sugarbaker, T. N. Tادdeucci, C. D. Goodman, C. F. Foster, D. Horen, C. Gaarde, J. Larsen, and T. Masterson, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2325 (1985).
8. C. Grieb and R. S. Raghavan, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 141102 (2007); C. Grieb, J. M. Link, M. L. Pitt, R. S. Raghavan, D. Rountree, and R. B. Vogelaar, in *Proceedings of the XII International Workshop on Neutrino Telescopes, March 6–9, 2007, Venice*; arXiv: 0705.2769 [hep-ex].
9. V. Sinev, L. Bezrukov, I. Karpikov, A. Kurlovich, A. Mezhokh, S. Silaeva, and V. Zavarzina, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1690**, 012170 (2020).
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1690/1/012170>
10. И. П. Барабанов, Л. Б. Безруков, А. В. Вересникова, Ю. М. Гаврилюк, А. М. Гангапшев, В. Ю. Гришина, В. И. Гуренцов, В. П. Заварзина, В. В. Казалов, С. Д. Крохалева, В. В. Кузьминов, А. С. Курлович, Б. К. Лубсандоржиев, С. Б. Лубсандоржиев, А. К. Межох, В. П. Моргалюк и др., *ЯФ* **80**, 230 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 446 (2017)].
11. <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.
12. A. G. D. Payne and N. E. Booth, *Nucl. Instrum. Methods A* **288**, 632 (1990).
13. Day Bay Collab. (F. P. An *et al.*), *Nucl. Instrum. Methods A* **685**, 78 (2012);
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.05.030>; arXiv: 1202.6181 [physics.ins-det].
14. J. K. Ahn *et al.* (RENO Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **108**, 191802 (2012); arXiv: 1204.0626 [hep-ex].
15. Y. Abe *et al.* (Double Chooz Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108**, 131801 (2012); arXiv: 1112.6353 [hep-ex].
16. Cong Guo (on behalf of the JUNO Collab.), arXiv: 1910.10343 [physics.ins-det].
17. S. Andringa, E. Arushanova, S. Asahi, M. Askins, D. J. Auty, A. R. Back, Z. Barnard, N. Barros, E. W. Beier, A. Bialek, S. D. Biller, E. Blucher, R. Bonventre, D. Braid, E. Caden, E. Callaghan, *et al.* (SNO+ Collab.), *Adv. High Energy Phys.* **2016**, 6194250 (2016); arXiv: 1508.05759 [physics.ins-det].
18. L. Pfeiffer, A. P. Mills, Jr., R. S. Raghavan, and E. A. Chandross, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 63 (1978).
19. Y. Suzuki, K. Inoue, Y. Nagashima, S. Hashimoto, and T. Inagaki, *Nucl. Instrum. Methods A* **293**, 615 (1990).
20. R. S. Raghavan, hep-ex/0106054.
21. C. M. Cattadori *et al.*, LENS internal communication (2003).
22. C. Buck, F. X. Hartmann, S. Schönert, and U. Schwan, *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **258**, 255 (2003).
23. C. Buck, F. X. Hartmann, Th. Lasserre, D. Motta, S. Schönert, and U. Schwan, *J. Lumin.* **106**, 57 (2004).
24. F. X. Hartmann, Th. Lasserre, D. Motta, S. Schönert, C. Buck, and U. Schwan, *Nucl. Instrum. Methods A* **547**, 368 (2005).

25. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, В. И. Гуренцов, Н. А. Данилов, А. di Vacri, С. Cattadori, Ю. С. Крылов, Г. Я. Новикова, N. Ferrari, Е. А. Янович, ПТЭ, № 4, 50 (2010).
26. С. Buck, О. Besida, С. М. Cattadori, F. X. Hartmann, Th. Lasserre, D. Motta, А. di Vacri, L. Pandola, S. Schoenert, U. Schwan, И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, Н. А. Данилов, Е. А. Янович, ПТЭ, № 1, 40 (2012).
27. S. Lubsandorzhev, А. Sidorenkov, В. Lubsandorzhev, S. Ponomarenko, N. Surin, O. Borshev, N. Ushakov, N. Lubsandorzhev, D. Voronin, А. Lukanov, and А. Fazliakhmetov, in *Proceedings of 36th International Cosmic Ray Conference, 24 Aug.–1 July, 2019, Madison, USA*, PoS (ICRC2019) 946.

MIDDLE ENERGY SOLAR NEUTRINO DETECTION BY MEANS OF NEUTRINO CAPTURE REACTION ON ^{115}In NUCLEUS

I. R. Barabanov¹⁾, L. B. Bezrukov¹⁾, V. I. Gurentsov¹⁾, G. Ya. Novikova¹⁾,
V. V. Sinev¹⁾, E. A. Yanovich¹⁾

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

A modification of the LENS project for spectroscopy of solar neutrinos with an energy greater than ~ 715 keV based on new technologies and solutions is being considered. Such a detector uses ^{115}In nuclei as a target for neutrinos. The creation of a detector with a scintillator mass of about 200 tons loaded with 10 tons of indium will allow measuring the energy spectra of solar neutrinos from ^7Be , CNO cycle and *pep* neutrinos with small systematic errors within five years. The simulation of the detector in the form of a set of sections with a liquid scintillator doped with indium ($\sim 10\%$ by weight) has been carried out. The necessary technical requirements for the detector cell are formulated and estimates of the possible rate of counting events from the internal and external background with an energy release of 600–1600 keV are given. The principal possibility of implementing such a detector is shown.