

ISSN 0044-0027

Том 87, Номер 6

Ноябрь–Декабрь 2024



ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА



СОДЕРЖАНИЕ

Том 87, номер 6, 2024

ЯДРА

Теория

Приближение сепарабельных сил в обобщенной теории конечных Ферми-систем Ю. В. Ковалева, С. П. Камерджиев, М. И. Шитов	451
Фотонейтронные реакции на ядре ^{52}Cr в экспериментах с тормозным γ -излучением В. В. Варламов, А. И. Давыдов, И. А. Мостаков, В. Н. Орлин	460
Моделирование эффекта Доплера в реакции $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$ с учетом замедления иона $^{13}\text{C}^*$ А. А. Грачков, М. В. Косов	469
Об энергиях связи ядер ^3H , ^3He в трехчастичных уравнениях Фаддеева с прямым интегрированием А. Гапченко, О. Голева, М. Егоров	472
Анализ неупругого рассеяния поляризованных протонов на ядрах $^{54,56}\text{Fe}$ В. И. Кудряшов, М. С. Онегин	486

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

Поиск потока геоантинейтрино от ^{40}K по данным детектора Борексино Л. Б. Безруков, В. В. Синев	500
Корреляционный анализ между скоростью счета гамма-квантов на LVD от естественной радиоактивности и атмосферным давлением Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, Е. А. Добрынина, С. В. Ингерман, О. Ю. Слуцкая, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев (от имени коллаборации LVD)	505
Изучение динамики процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в области энергии 1.075–1.975 ГэВ М. Н. Ачасов, А. Ю. Барняков, К. И. Белобородов, Д. Е. Беркаев, А. В. Бердюгин, А. Г. Богданчиков, А. А. Ботов, В. С. Денисов, Т. В. Димова, В. П. Дружинин, В. Н. Жабин, В. В. Жуланов, И. М. Землянский, Л. В. Кардапольцев, А. А. Катцин, А. Н. Кирпотин, Д. П. Коврижин, И. А. Кооп, А. А. Король, А. С. Купич, А. П. Крюков, Н. А. Мельникова, Н. Ю. Мучной, А. Е. Образовский, Е. В. Пахтусова, Е. А. Переведенцев, К. В. Пугачев, Ю. А. Роговский, С. И. Середняков, З. К. Силагадзе, И. К. Сурин, М. В. Тимошенко, Ю. В. Усов, Л. Б. Фомин, А. Г. Харламов, Ю. М. Шатунов, Д. А. Штоль, Э. А. Эминов	513
Измерение анализирующей способности pp и $\bar{p}p$ упругого рассеяния на установке СПАСЧАРМ на У-70 А. А. Богданов, В. П. Ладыгин, В. В. Моисеев, В. В. Мочалов, М. Б. Нурушева, П. А. Семенов	525

Измерение сечения реакций $^7\text{Li}(d, n)^8\text{Be}$ при энергиидейтронов от 0.4 до 2.1 МэВ

С. А. Мещанинов, А. В. Красильников, Н. Б. Родионов, Ю. А. Кашук, С. Ю. Обудовский, А. С. Джурик, Т. М. Кормилицын, Р. Н. Родионов, В. Н. Амосов, Г. Е. Немцев, М. И. Бикчурина, Т. А. Быков, Г. Д. Верховод, Д. А. Касатов, Я. А. Колесников, Г. М. Остриев, Е. О. Соколова, С. Ю. Таскаев

531

Внутренний фон детектора от двухнейтринного двойного бета-распада при поиске безнейтринного двойного бета-распада ^{150}Nd

А. Р. Амираланова, З. А. Ахматов, И. Р. Барабанов, А. В. Вересникова, В. И. Гуренцов, А. М. Гангапашев, Д. М. Кабардова, В. В. Казалов, З. Х. Калажеков, А. А. Каншаев, Г. Я. Новикова, Д. А. Текуева, М. Ш. Тхазаплижев, Е. А. Янович

544

Измерение радиоактивности материалов для низкофоновых экспериментов с помощью полупроводникового гамма-спектрометра

А. В. Вересникова, Ю. М. Гаврилюк, А. М. Гангапашев, В. В. Казалов, М. М. Кочкаров, Д. С. Калашников, Э. Л. Бербеков

550

Моделирование системы мечения нейтрино для ближнего детектора в эксперименте P2O

В. Н. Горячев, Ф. Н. Новоскольцев, Р. Ю. Синюков, А. А. Соколов

559

Релятивистское уравнение для четырехнуклонной системы

Сергей Бондаренко, Сергей Юрьев

571

ПРИБЛИЖЕНИЕ СЕПАРАБЕЛЬНЫХ СИЛ В ОБОБЩЕННОЙ ТЕОРИИ КОНЕЧНЫХ ФЕРМИ-СИСТЕМ

© 2024 г. Ю. В. Ковалева¹⁾, С. П. Камерджиев^{2),*}, М. И. Шитов²⁾

Поступила в редакцию 04.06.2024 г.; после доработки 18.06.2024 г.; принята к публикации 18.06.2024 г.

Приближение сепарабельных сил впервые применяется к обобщенной теории конечных Ферми-систем (ТКФС), которая была развита в работах [1–4] с целью последовательного учета в рамках метода функций Грина сложных конфигураций с фононами. Используются стандартные мультиполь-мультипольные силы, и для их квадрупольного случая два параметра подгоняются по известным квадрупольным эффективным поляризационным зарядам, которые хорошо известны в эксперименте и в стандартной ТКФС. Показано, что в этом приближении уравнения стандартной ТКФС для вершины и полной амплитуды рассеяния легко решаются. Получено полезное соотношение между эффективными квадрупольными поляризационными зарядами и параметрами сепарабельных сил, которые описывают полную амплитуду рассеяния в сепарабельном виде. Как применение нашего подхода впервые изучено уравнение для регулярной части Γ^r амплитуды рассеяния. Оценены оба свободных члена этого уравнения и показано, что дополнительный член, содержащий произведение двух амплитуд рождения фона, в несколько раз превосходит другой свободный член, которым является эффективное взаимодействие ТКФС, взятое в сепарабельном приближении. Полученные решения уравнения для Γ^r приводят к выводу, что этой величиной нельзя пренебречь. Поскольку Γ^r естественно появляется в обобщенной ТКФС для описания двухфононных возбуждений, то это означает, что теория двухфононных возбуждений может заметно усложниться.

DOI: 10.31857/S0044002724060011, EDN: HPICXI

1. ВВЕДЕНИЕ

Сепарабельные эффективные силы между нуклонами ядра были введены в 1958 г. и широко использовались в расчетах, например, [5, 6]. Наиболее недавним, ярким и убедительным примером является широкое использование таких сил в квазичастично-фононной модели (КФМ) [7, 8]. В микроскопической несамосогласованной КФМ параметры этих сил подгоняются чаще всего по экспериментальным энергиям и вероятностям для низколежащих коллективных уровней (фононов), при этом обычно получается хорошее описание многих других возбужденных состояний с теми же квантовыми числами для сферических и деформированных ядер [9–11]. Современные расчеты в рамках КФМ часто используют уже самосогласованные схемы, основанные на энергетических функционалах плотности Скирма, но сепарабелизуют полученные самосогласованные эффективные силы. Во всех случаях сепарабелизация существенно облегчает расчеты ядерных характеристик. Во всяком случае, она позволит в рамках одного и того же приближения сравнить между собой различные составляющие рассматриваемого подхода.

Это прямо относится к работам в рамках обобщенной теории конечных Ферми-систем (ТКФС) [1–4], которая были развита для последовательного

учета сложных конфигураций с фононами вида $1p1h \otimes \text{фонон}$ и $\text{фонон} \otimes \text{фонон}$. Однако количественные оценки полученных там эффектов не выполнялись из-за больших расчетных сложностей. Представляется, что эти сложности можно обойти или сильно уменьшить, если использовать приближение сепарабельных сил. Мы решили идти простейшим путем и найти параметры этих сил, подогнав их с использованием известных значений для других, по сравнению КФМ, характеристик ядра, именно, для эффективного поляризационного заряда, хорошо известного в стандартной ТКФС и измеряемого в экспериментах [12].

В работах [1–4] показано, что при последовательном использовании аппарата функций Грина (ФГ) в рамках идеологии ТКФС [13] появляются новые или недостаточно изученные эффекты. Под идеологией ТКФС мы понимаем прежде всего: использование понятия эффективного поля (вершины), последовательное применение вариационного метода Ходеля [14] для учета квазичастично-фононного взаимодействия, учет корреляций в основном состоянии. Последнее совершенно естественно именно для метода ФГ. Следует отметить, что наш подход нетрудно распространить на учет еще более сложных конфигураций с фононами.

Предложенные нами сепарабельные силы являются менее универсальными, чем параметры сил Ландау–Мигдала [13] в несамосогласованной ТКФС. Однако, как мы увидим, это облегчает расчеты и позво-

¹⁾ Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия.

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

* E-mail: kamerdzhiev_sp@nrcki.ru

лит получить важную информацию о вкладе и соотношении между собой различных эффектов. В настоящей работе предлагается использовать приближение сепарабельных сил для количественной оценки эффектов, полученных в обобщенной ТКФС. В разд. 3 мы опишем наш выбор сепарабельных квадруполь-квадрупольных сил, который понадобится для многих будущих применений, включая прежде всего решения уравнений стандартной ТКФС для вершины и амплитуды рассеяния в магических ядрах. В разд. 4 рассмотрим первое применение нашего подхода для оценки регулярной части амплитуды рассеяния в ТКФС.

2. НЕКОТОРЫЕ РАННИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В этом разделе мы кратко назовем и уточним некоторые результаты обобщенной ТКФС, представляющие интерес в связи с дальнейшим применением развитого подхода. Исходным для нас являются основные уравнения стандартной ТКФС (символически) для эффективного поля (вершины) и амплитуды рассеяния:

$$V = e_q V^0 + F A V, \quad (1)$$

$$\Gamma = F + F A \Gamma, \quad (2)$$

где F – эффективные силы Ландау–Мигдала, параметры которых в несамосогласованной ТКФС подбираются из сравнения с экспериментом [13], A_{34} – частично-дырочный пропагатор без спаривания, представляющий собой интеграл от двух полюсных функций Грина (ФГ):

$$A_{34}^{r'}(\omega) = \frac{1}{2\pi i} \int G_3(\epsilon) G_4(\epsilon + \omega) d\epsilon, \quad (3)$$

V^0 – внешнее слабое поле, действующее на квазичастицы ядра; одиночественная квантовая ФГ в отсутствие спаривания: $G_\lambda(\epsilon) = \frac{1-n_\lambda}{\epsilon-\epsilon_\lambda+i\gamma} + \frac{n_\lambda}{\epsilon-\epsilon_\lambda}$; $\lambda_1 \equiv (n_1, j_1, l_1, m_1) \equiv (1)$. e_q – заряд квазичастиц, для скалярного внешнего поля $e_q^p = 1$, $e_q^n = 0$. Эти уравнения есть метод хаотических фаз (МХФ), записанный на языке ФГ. Как мы увидим, решение этих уравнений заметно облегчается в приближение сепарабельных сил.

Полезность введения приближения сепарабельных сил можно увидеть, если его использовать для общего уравнения обобщенной ТКФС, которое получено в "микроскопической модели учета сложных конфигураций для пигми- и гигантских резонансов" [2, 4]. В этой модели использовался вариационный метод Ходеля [14] и только одна двухфононная поправка для вершины, так что все слагаемые полученного уравнения для обобщенной вершины \tilde{V} начинаются с эффективных сил F . Без учета слагаемых, содержащих вариацию δF , которые малы, см. [15], это уравнение записывается в символическом виде следующим образом, если ввести обобщенный пропагатор \bar{A} :

$$\tilde{V} = e_q V^0 + F \bar{A} \tilde{V}, \quad (4)$$

где

$$\bar{A}_{1234} = [A + A' + A^t + A^{\text{ri}} + A^{\text{2phon}}]_{1234}. \quad (5)$$

Здесь \bar{A} содержит известный пропагатор A' и три новых пропагатора. Именно, A' – пропагатор уравнения для V' , который состоит из двух хорошо известных составляющих с фононами [2]. A^t – новый пропагатор с тэдполом, который получен и обсуждался в [1], а два последних пропагатора имеют вид

$$[A^{\text{ri}} + A^{\text{2phon}}]_{1234}(\omega) = \int G_1(\epsilon_1) G_2(\epsilon_1 - \omega) \times \\ \times [\Gamma^{\text{ri}} + F_{\text{ind}}^{\text{2phon}}]_{1234} G_3(\epsilon_3) G_4(\epsilon_3 - \omega) d\epsilon_1 d\epsilon_3. \quad (6)$$

Двухфононное слагаемое получено и обсуждалось в [2], A^{ri} появляется в результате использования выражения амплитуды рассеяния вблизи полюса при $\omega \rightarrow \omega_s$ [4]:

$$\Gamma(\omega) = \Gamma^r + \frac{g^s g^{s*}}{\omega - \omega_s}, \quad (7)$$

где Γ^r – регулярная часть амплитуды Γ и не зависит от ω (для простоты мы опустили индекс s в Γ^r). Уравнение для Γ^r было получено в стандартной ТКФС [13] и использовалось только для получения нормировки для амплитуды рождения одного фонона

$$\Gamma_s^r = F + F A_s \Gamma_s^r + F \frac{\partial A}{\partial \omega_s} g^s (g^{s'})^*. \quad (8)$$

Насколько нам известно, оно нигде не изучалось.

Пропагаторы $A^{\text{ri}}, A^{\text{2phon}}$ имеют вид (по одному из четырех для каждого из этих двух) в ядрах без спаривания:

$$(A^{\text{ri}})_{1234} = G_1 G_2 G_5 g_{15} \Gamma_{5264}^r D_s g_{63}^s G_6 G_3 G_4, \quad (9)$$

$$(A^{\text{2phon}})_{1234} = G_1 G_2 G_5 g_{15}^s g_{46}^s D_s D_{s'} g_{52}^{s'} g_{63}^{s'} G_6 G_3 G_4. \quad (10)$$

Если убрать четыре длинных линии, соответствующих ФГ G , то получим два новых эффективных фонон-обменных взаимодействия F_{ind}^r и $F_{\text{ind}}^{\text{2phon}}$, обусловленных обменом одним фононом во втором частично-дырочном канале и обменом двумя фононами в обычном частично-дырочном канале, соответственно. Они показаны на рис. 1.

Следовательно, анализ вклада двухфононной составляющей подразумевает одновременный анализ этих двух эффектов. Величина $(A^{\text{2phon}})_{1234}$ приведена в [2]. Здесь мы приведем выражение для одной из четырех величин F_{ind}^r (рис. 1):

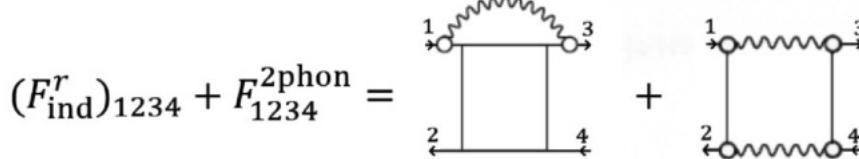


Рис. 1. Эффективные фонон-обменные взаимодействия F_{ind}^r и $F_{\text{ind}}^{2\text{phon}}$, обусловленные обменом одним фононом во втором частично-дырочном канале и обменом двумя фононами в обычном частично-дырочном канале, соответственно.

$$(F_{\text{ind}}^r)_{1234}(\varepsilon_3, \varepsilon_1 \omega) = \sum_{5,6,s} g_{15} g_{63} \Gamma_{5264}^r I_{56s},$$

$$I_{56s}(\varepsilon_3, \varepsilon_1) = -\frac{n_5 n_6}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} + \omega_s - i\gamma)(\varepsilon_3 - \varepsilon_{\lambda_6} + \omega_s - i\gamma)} -$$

$$-\frac{(1 - n_5)(1 - n_6)}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega_s + i\gamma)(\varepsilon_3 - \varepsilon_{\lambda_6} - \omega_s + i\gamma)} +$$

$$+\frac{(1 - n_5)n_6}{(\varepsilon_3 - \varepsilon_1 + \varepsilon_{56} - i\gamma)(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega_s + i\gamma)} +$$

$$+\frac{n_5(1 - n_6)}{(\varepsilon_3 - \varepsilon_1 + \varepsilon_{56} + i\gamma)(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} + \omega_s - i\gamma)} +$$

$$+\frac{(1 - n_5)n_6}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_3 + \varepsilon_{65} + i\gamma)(\varepsilon_3 - \varepsilon_{\lambda_6} + \omega_s - i\gamma)} +$$

$$+\frac{n_5(1 - n_6)}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_3 + \varepsilon_{65} - i\gamma)(\varepsilon_3 - \varepsilon_{\lambda_6} - \omega_s + i\gamma)}, \quad (11)$$

где $\varepsilon_{56} = \varepsilon_{\lambda_5} - \varepsilon_{\lambda_6}$, ε_{λ_5} – одиночественная энергия и выполняется закон сохранения для энергетических переменных: $(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) = (\varepsilon_3 - \varepsilon_4) = \omega$, ω – переданная энергия.

Нам неизвестно ничего о количественном анализе эффектов с взаимодействием F_{ind}^r . Но прежде всего необходимо сначала изучить и решить уравнение для Γ^r , что и будет сделано в разд. 4.

3. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ВЕРШИНЫ И АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ В ПРИБЛИЖЕНИИ СЕПАРАБЕЛЬНЫХ СИЛ

3.1. Выбор сил

В приближении сепарабельных сил эффективное взаимодействие стандартной ТКФС записывается в виде [5, 6]

$$F(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = -\varkappa \sum_{L,M} q(\mathbf{r}_1) q^*(\mathbf{r}_2), \quad (12)$$

где

$$q(\mathbf{r}_1) = r^L Y_{LM}. \quad (13)$$

Мы выбрали простейший вид (13) величины $q(\mathbf{r}_1)$ по следующим причинам. Во-первых, он использовался давно и очень часто [5, 6]. Во-вторых, как показали расчеты в КФМ, отличие этой радиальной формы от другой, используемой в КФМ, именно, производной от потенциала Вудса–Саксона, невелико по крайней мере для расчетов характеристик низколежащих фононов. В-третьих, внешнее поле V^0 в ТКФС имеет

вид (13), что упрощает решение для вершины. Можно думать, форма в виде производной от потенциала Вудса–Саксона компенсируется выбором затравочных параметров. Тем более, что мы будем выбирать их из условия подгона для эффективных зарядов, т.е. использовать другой по сравнению с КФМ способ выбора параметров. В дальнейшем для простоты мы опускаем сумму по L и M , находим параметры \varkappa исходя из эффективных квадрупольных зарядов, которые хорошо известны из эксперимента и в стандартной ТКФС [12].

В приближении сепарабельных квадрупольных qq -сил имеем:

$$\begin{aligned} F_{1234}^{pp} &= -\varkappa^{pp} q_{12}^p (q_{34}^p)^*, \\ F_{1234}^{pn} &= -\varkappa^{pn} q_{12}^p (q_{34}^n)^*, \\ F_{1234}^{np} &= -\varkappa^{np} q_{12}^n (q_{34}^p)^*, \\ F_{1234}^{nn} &= -\varkappa^{nn} q_{12}^n (q_{34}^n)^*, \end{aligned} \quad (14)$$

где изоскалярная k_0 и изовекторная k_1 – константы мультиполь-мультипольного взаимодействий связаны с указанными выше константами соотношениями: $\varkappa^{pp} = \varkappa^{nn} = k_0 + k_1$, $\varkappa^{pn} = \varkappa^{np} = k_0 - k_1$.

3.2. Решение уравнения для вершины в сепарабельном приближении

Матричный элемент от эффективного поля V , действующего внутри ядра на квазичастицы в λ -представлении определяется уравнением:

$$V_{12}^\tau = e_q^\tau V_{12}^{0\tau} + \sum_{34} F_{1234}^{\tau\tau'} A_{34}^{\tau'} V_{43}^{\tau'}, \quad (15)$$

где $\lambda_1 \equiv (n_1, j_1, l_1, m_1)$ – одиночественные квантовые числа. Здесь e_q^τ – локальный заряд квазичастицы по отношению к "затравочному" внешнему полю (V_{12}^0) $^\tau$ = $q_{12}^\tau \equiv (r^2 Y_{2M})_{12}^\tau$, $F_{1234}^{\tau\tau'}$ – эффективная амплитуда взаимодействия квазичастиц вблизи поверхности Ферми, $A_{34}^{\tau'}$ – частично-дырочный пропагатор без спаривания. Эффективный поляризационный ряд определяется через эффективное поле V [16]:

$$(e_{\text{eff}})_{12}^\tau(\omega) = \frac{V_{12}^\tau(\omega)}{(V_{12}^0)^\tau}, \quad (16)$$

т.е. он зависит от зарядовой переменной, энергии ω , одиночественных состояний 1, 2 и от мультипольности перехода. Для $E1$ -переходов хорошо известно

$e_q^p(E1) = eN/A$, $e_q^n(E1) = -eZ/A$. В ТКФС учитываются все указанные зависимости эффективного заряда.

Раскрывая изотопические индексы, получим систему уравнений:

$$\begin{cases} V_{12}^p = e_q^p V_{12}^{0p} + \sum_{34} (F_{1234}^{pp} A_{34}^p V_{43}^p + F_{1234}^{pn} A_{34}^n V_{43}^n), \\ V_{12}^n = e_q^n V_{12}^{0n} + \sum_{34} (F_{1234}^{np} A_{34}^p V_{43}^p + F_{1234}^{nn} A_{34}^n V_{43}^n). \end{cases} \quad (17)$$

Тогда

$$V_{12}^{\tau} = q_{12}^{\tau} e_{\text{eff}}^{\tau}, \quad (18)$$

и система уравнений (17) принимает вид для e_{eff} :

$$\begin{cases} e_{\text{eff}}^p = e_q^p - \kappa^{pp} \Sigma^p e_{\text{eff}}^p - \kappa^{pn} \Sigma^n e_{\text{eff}}^n, \\ e_{\text{eff}}^n = e_q^n - \kappa^{np} \Sigma^p e_{\text{eff}}^p - \kappa^{nn} \Sigma^n e_{\text{eff}}^n, \end{cases} \quad (19)$$

где введено

$$\Sigma^{\tau} = \sum_{12, M, M'} (q_{12}^{\tau})^* A_{12}^{\tau} q_{21}^{\tau}. \quad (20)$$

Здесь $q_{21}^{\tau} \equiv \langle \lambda_2 | q | \lambda_1 \rangle$.

Таким образом, в приближении сепарабельных сил, в отличие от ТКФС, см. (16), исчезает зависимость эффективных зарядов $e_{\text{eff}}^p, e_{\text{eff}}^n$ от координат и от одиночественных индексов и остается зависимость от переданной энергии ω . Это типичное и существенное облегчение оправдывает приближение сепарабельных сил для оценки эффектов не только для решения уравнений для вершины, но и как мы увидим, и для решения других уравнений.

Решение системы (19) имеет вид

$$\begin{aligned} e_{\text{eff}}^p &= \frac{1 + \kappa^{pp} \Sigma^n}{D}, \\ e_{\text{eff}}^n &= -\frac{\kappa^{np} \Sigma^p}{D}, \end{aligned} \quad (21)$$

где

$$D = (1 + \kappa^{pp} \Sigma^n)(1 + \kappa^{np} \Sigma^p) - (\kappa^{np})^2 \Sigma^p \Sigma^n, \quad (22)$$

и условие для детерминанта $D = 0$ определяет энергию возбужденных состояний ядра в рамках МХФ.

Из соотношений (21) находим общее выражение для силовых параметров κ^{pp} и κ^{np} , если известны e_{eff}^p и e_{eff}^n :

$$\begin{aligned} \kappa^{pp} &= -\frac{\Sigma^n (e_{\text{eff}}^n)^2 - \Sigma^p (e_{\text{eff}}^p)^2 + \Sigma^p e_{\text{eff}}^p}{(\Sigma^n e_{\text{eff}}^n - \Sigma^p e_{\text{eff}}^p)(\Sigma^n e_{\text{eff}}^n + \Sigma^p e_{\text{eff}}^p)}, \\ \kappa^{np} &= \frac{e_{\text{eff}}^n (\Sigma^n - \Sigma^n e_{\text{eff}}^p + \Sigma^p e_{\text{eff}}^p)}{(\Sigma^n e_{\text{eff}}^n - \Sigma^p e_{\text{eff}}^p)(\Sigma^n e_{\text{eff}}^n + \Sigma^p e_{\text{eff}}^p)}. \end{aligned} \quad (23)$$

Анализ величин e_{eff}^p и e_{eff}^n полезен тем, что по определению они выражают поляризуемость ядра, вызванную влиянием ядерного взаимодействия на отдельный нуклон. Для общности возьмем $e_{\text{eff}}^p = 1 + a$,

$e_{\text{eff}}^n = b$. Тогда κ^{pp} и κ^{np} выражаются через a и b как

$$\begin{aligned} \kappa^{pp} &= -\frac{\Sigma^n b^2 - \Sigma^p (1 + a)a}{(\Sigma^n b - \Sigma^p (1 + a))(\Sigma^n b + \Sigma^p (1 + a))}, \\ \kappa^{np} &= \frac{b(-\Sigma^n a + \Sigma^p (1 + a))}{(\Sigma^n b - \Sigma^p (1 + a))(\Sigma^n b + \Sigma^p (1 + a))}. \end{aligned} \quad (24)$$

Таким образом, в нашем приближении из информации о $e_{\text{eff}}^p = 1 + a$ и $e_{\text{eff}}^n = b$ можно получить силовые параметры взаимодействия и с их помощью (с учетом наших приближений) определить спектр возбуждения ядра. По физическому смыслу для ядер с $N > Z$ должно быть $b > a$, что можно выразить простой формулой $b = a + (N - Z)/A$, т.е. для ^{208}Pb $b = 0.21 + a$. Если взять $a = b = \mu$, что соответствует одинаковой поляризуемости протонной и нейтронной систем одним нуклоном, то из (24) следует, что $\kappa^{pp} = \kappa^{np}$:

$$\kappa^{pp} = \kappa^{np} = \frac{-\mu}{\Sigma^n \mu + \Sigma^p (1 + \mu)}. \quad (25)$$

Действительно, очень часто в оценках и в расчетах принимается простое соотношение $e_{\text{eff}}^p = 2, e_{\text{eff}}^n = 1$. Отсюда получаем $\kappa^{pp} = \kappa^{np} = \frac{-1}{\Sigma^n + 2\Sigma^p}$. Это и делалось в ранних работах, использующих сепарабельные силы, например [5].

Расчет по формулам (24) показывает, что при $a = 0.5$ и $b = 0.21 + a > 0.6$ наблюдается перелом физически в правильную сторону, при котором $k_0 > 0$ и $k_1 < 0$ (см. табл. в разд. 4). Это соответствует существованию квадрупольного изоскалярного E_{20^-} - и квадрупольного изовекторного E_{21^-} -резонансов, предсказанному в рамках стандартной ТКФС в работе [17]. В этом подходе универсальные параметры эффективного взаимодействия $f^+ = f$ и $f^- = f'$ фактически соответствуют изоскалярному и изовекторному параметрам КФМ. Хотя размерность параметров в КФМ и ТКФС разная, важно отметить, что соответствующие параметры положительны или отрицательны для E_{20^-} и E_{21^-} -резонансов соответственно.

3.3. Решение уравнения для амплитуды рассеяния в сепарабельном приближении

Полная амплитуда частично-дырочного взаимодействия Γ в стандартной ТКФС определяется уравнением (2). Исходное взаимодействие берется в виде (3.1), тогда Γ^{pp} и Γ^{np} имеют вид:

$$\begin{aligned} (\Gamma)^{pp} &= -\kappa^{pp} q^p (q^p)^*, \\ (\Gamma)^{np} &= -\kappa^{np} q^n (q^p)^*. \end{aligned} \quad (26)$$

Подстановка (3.1) приводит к системе уравнений для κ_1^{pp} и κ_1^{np} :

$$\begin{cases} \kappa_1^{pp} = \kappa^{pp} - \kappa_1^{pp} \kappa^{pp} \Sigma^p - \kappa_1^{np} \kappa^{np} \Sigma^n, \\ \kappa_1^{np} = \kappa^{np} - \kappa_1^{pp} \kappa^{np} \Sigma^p - \kappa_1^{np} \kappa^{pp} \Sigma^n, \end{cases} \quad (27)$$

где Σ^p и Σ^n определяются формулой (20).

Решения этой системы уравнений имеют вид

$$\begin{aligned}\varkappa_1^{pp} &= \frac{\varkappa^{pp} - (\varkappa^{pp})^2 \Sigma^n + (\varkappa^{np})^2 \Sigma^n}{(1 + \varkappa^{pp} \Sigma^n)(1 + \varkappa^{pp} \Sigma^p) - (\varkappa^{np})^2 \Sigma^p \Sigma^n}, \\ \varkappa_1^{np} &= \frac{\varkappa^{np}}{(1 + \varkappa^{pp} \Sigma^n)(1 + \varkappa^{pp} \Sigma^p) - (\varkappa^{np})^2 \Sigma^p \Sigma^n}.\end{aligned}\quad (28)$$

Как и следовало ожидать, детерминант D один и тот же в системах уравнений для вершины и амплитуды рассеяния. Отсюда получаем полезное соотношение между e_{eff} и \varkappa_1 , т.е. разные на первый взгляд величины естественно связаны между собой через поляризацию ядра

$$\begin{aligned}\frac{\varkappa_1^{pp}}{\varkappa^{pp}} &= e_{\text{eff}}^p + \frac{\varkappa^{np} \Sigma^n}{\varkappa^{pp} \Sigma^p} e_{\text{eff}}^n, \\ \frac{\varkappa_1^{np}}{\varkappa^{np}} &= -\frac{1}{\varkappa^{np} \Sigma^p} e_{\text{eff}}^n.\end{aligned}\quad (29)$$

3.4. Выражения и расчеты для Σ^τ

Выражения для Σ^τ имеют вид:

$$\begin{aligned}\Sigma^\tau &= \frac{1}{2L+1} \sum_{12} \langle 1 \parallel q^\tau \parallel 2 \rangle^2 A_{12}^\tau \times \\ &\times \left[\left(\int R_{v_2}^* r^L R_{v_1} r^2 dr \right)^2 \right]^\tau,\end{aligned}\quad (30)$$

где $1 \equiv v_1 \equiv (n_1, j_1, l_1)$,

$$\begin{aligned}\langle 1 \parallel q^\tau \parallel 2 \rangle^2 &= \\ &= \frac{(2j_1+1)(2j_2+1)(2l_1+1)(2l_2+1)(2L+1)}{4\pi} \times \\ &\times \begin{pmatrix} l_1 & L & l_2 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \begin{Bmatrix} l_1 & j_1 & s \\ j_2 & l_2 & L \end{Bmatrix}^2.\end{aligned}\quad (31)$$

Как известно, параметры сепарабельных сил жестко привязаны к набору одночастичных переходов, используемых в расчетах. В расчетах мы использовали тот же, что и в [8], набор одночастичных $E2$ -переходов для протонов и нейтронов в ^{208}Pb : 65 для протона и 44 для нейтронов. Такой набор очень похож на набор в работе [12], выполненной в рамках стандартной ТКФС. Это оправдано тем, что в обеих работах в рамках несамосогласованного расчета получено разумное согласие с экспериментом для всего спектра 2^+ -уровней в ^{208}Pb , включая предсказание в [17] изоскалярного $E2$ -резонанса. Мы дополнительно провели вычисление эффективных зарядов на основе данного базиса и параметров сепарабельных сил из работы [8] и получили разумные результаты: $e_{\text{eff}}^p = 2.13$ и $e_{\text{eff}}^n = 1.84$, соответствующие случаю $b > a$. В наших обозначениях это $a = 1.13$, $b = 1.84$, т.е. $b > a$, что соответствует нашей простой формуле для b в разд. 3.2 (и, как будет сказано далее, обеспечивает коллективность изоскалярных и изовекторных $E2$ -переходов). Такой результат для нашей задачи e_{eff} , полученный с использованием всех количественных данных работы [8], позволяет надеяться, что

наши скромные количественные результаты, точнее, оценки, приведут к успешному дальнейшему применению развитого подхода.

С набором параметров Фаянса, и используя набор одночастичных $E2$ -переходов из работы [8], мы получили: $\Sigma^p = -357.55 \text{ фм}^4/\text{МэВ}$, $\Sigma^n = -426.74 \text{ фм}^4/\text{МэВ}$.

Отметим, что при $\varkappa^{pp} = \varkappa^{np} = \varkappa$ можно сделать простые оценки величин \varkappa_1^{pp} и \varkappa_1^{np} :

$$\begin{aligned}\varkappa_1^{pp} &= \varkappa \left(2 + \frac{\Sigma^n}{\Sigma^p} \right), \\ \varkappa_1^{np} &= -\frac{1}{\Sigma^p}.\end{aligned}\quad (32)$$

При $N = Z$ получаем $\varkappa_1^{pp} = \varkappa_1^{np} = 3\varkappa$.

4. УРАВНЕНИЕ ДЛЯ РЕГУЛЯРНОЙ ЧАСТИ Г^r АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ

4.1. Сепарабелизация уравнения для Г^r

В этом разделе мы применим наш анализ с использованием сепарабельных сил для регулярной части (7) амплитуды рассеяния ТКФС. Оно было получено в [13] и нигде не изучалось количественно. Чтобы решить его, необходимо найти второй свободный член, содержащий квадрат амплитуды рождения фонона g (первый свободный член – хорошо известное эффективное взаимодействие в ТКФС [13]).

В λ -представлении уравнение (8) записывается следующим образом:

$$(\Gamma_s^r)_{1234}^{\tau\tau'} = F_{1234}^{\tau\tau'} + \sum_{56, \tau_1} F_{1256}^{\tau\tau_1} (A_s^{\tau_1})_{56} (\Gamma_s^r)_{6534}^{\tau_1 \tau'} + (F_1^{\tau\tau'})_{1234}, \quad (33)$$

где в качестве $F_1^{\tau\tau'}$ обозначена сумма:

$$(F_1^{\tau\tau'})_{1234} = \sum_{56, \tau_1} F_{1256}^{\tau\tau_1} \frac{\partial A_{56}^{\tau_1}}{\partial \omega_s} g_{65}^{\tau_1} (g_{34}^{\tau'})^*. \quad (34)$$

Амплитуда рождения фонона

$$g = F A g \quad (35)$$

в приближении сепарабельных qq -сил определяется выражением

$$\begin{aligned}g_{65}^{\tau_1} &= q_{65}^{\tau_1} \bar{g}_s^{\tau_1}, \\ (g_{34}^{\tau'})^* &= (q_{34}^{\tau'})^* \bar{g}_s^{\tau'}.\end{aligned}\quad (36)$$

Для величины F_1 после раскрытия изотопических индексов получаем:

$$\begin{aligned}(F_1^{pp})_{1234} &= - \sum_{56} \left(\varkappa^{pp} q_{12}^p (q_{56}^p)^* \frac{\partial A_{56}^p}{\partial \omega_s} q_{65}^p \bar{g}_s^p (q_{34}^p)^* \bar{g}_s^p + \right. \\ &\quad \left. + \varkappa^{pn} q_{12}^p (q_{56}^n)^* \frac{\partial A_{56}^n}{\partial \omega_s} q_{65}^n \bar{g}_s^n (q_{34}^p)^* \bar{g}_s^p \right), \\ (F_1^{np})_{1234} &= - \sum_{56} \left(\varkappa^{np} q_{12}^n (q_{56}^p)^* \frac{\partial A_{56}^p}{\partial \omega_s} q_{65}^p \bar{g}_s^p (q_{34}^p)^* \bar{g}_s^p + \right. \\ &\quad \left. + \varkappa^{nn} q_{12}^n (q_{56}^n)^* \frac{\partial A_{56}^n}{\partial \omega_s} q_{65}^n \bar{g}_s^n (q_{34}^p)^* \bar{g}_s^p \right).\end{aligned}\quad (37)$$

Введем обозначение

$$S^{\tau} = \sum_{56} (q_{56}^{\tau})^* \frac{\partial A_{56}^n}{\partial \omega_s} q_{65}^{\tau}. \quad (38)$$

Представляет интерес сравнить между собой два свободных члена в уравнении (8) для Γ_s^r

$$\begin{aligned} \frac{(F_1^{pp})}{F^{pp}} &= S^p \bar{g}_s^p \bar{g}_s^p + \frac{\varkappa^{pn}}{\varkappa^{pp}} S^n \bar{g}_s^n \bar{g}_s^p, \\ \frac{(F_1^{np})}{F^{np}} &= S^p \bar{g}_s^p \bar{g}_s^p + \frac{\varkappa^{nn}}{\varkappa^{np}} S^n \bar{g}_s^n \bar{g}_s^p. \end{aligned} \quad (39)$$

Найдем теперь величину \bar{g}_s^{τ} . В λ -представлении величина g имеет вид [15]

$$\langle 1 \| g^{\tau} \| 2 \rangle = \alpha_s^{\tau} \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)_{12}^{\tau} \langle 1 \| Y_L \| 2 \rangle. \quad (40)$$

Учитывая отмеченную в [7] похожесть результатов расчетов для EL -возбуждений с r_{12}^2 и $(\frac{\partial V}{\partial r})_{12}^{\tau}$, мы возьмем здесь r_{12}^2 вместо $(\frac{\partial V}{\partial r})_{12}^{\tau}$.

Сравнивая два выражения, (40) и (36), получаем

$$\bar{g}_s^{\tau} = \alpha_s^{\tau}. \quad (41)$$

Существенно упрощает вычисления равенство протонной и нейтронной амплитуд колебаний (см. [15]):

$$\alpha_s^p = \alpha_s^n = \alpha_s. \quad (42)$$

Теперь нетрудно выполнить численные оценки величины F_1 :

$$\begin{aligned} \frac{F_1^{pp}}{F^{pp}} &= \left(S^p + \frac{\varkappa^{pn}}{\varkappa^{pp}} S^n \right) \alpha_s^2, \\ \frac{F_1^{np}}{F^{np}} &= \left(S^p + \frac{\varkappa^{nn}}{\varkappa^{np}} S^n \right) \alpha_s^2 \end{aligned} \quad (43)$$

и при равных между собой параметрах мультиполь-мультипольного взаимодействия имеем

$$\frac{F_1^{pp}}{F^{pp}} = \frac{F_1^{np}}{F^{np}} = (S^p + S^n) \alpha_s^2. \quad (44)$$

Для сумм в формулах (38) мы получили $S^n = -72.59$ фм⁴/МэВ² для нейтронных и $S^p = -103.39$ фм⁴/МэВ² для протонных $E2$ -переходов соответственно, так что теперь становится возможным оценить отношение величин (43).

4.2. Решение уравнения для Γ^r

Уравнение для Γ^r имеет вид:

$$\Gamma^r = F \left(1 + \frac{F_1}{F} \right) + FA_s \Gamma^r \quad (45)$$

или в λ -представлении:

$$\begin{aligned} (\Gamma^r)_{1234}^{\tau\tau'} &= F_{1234}^{\tau\tau'} \left(1 + \frac{(F_1^{\tau\tau'})_{1234}}{F_{1234}^{\tau\tau'}} \right) + \\ &+ \sum_{56, \tau_1} F_{1256}^{\tau\tau_1} (A_s^{\tau_1})_{56} (\Gamma^r)_{6534}^{\tau_1\tau'}. \end{aligned} \quad (46)$$

Мы определяем амплитуду Γ^r как:

$$\begin{aligned} (\Gamma^r)_{1234}^{pp} &= -\varkappa_r^{pp} q_{12}^p (q_{34}^p)^*, \\ (\Gamma^r)_{1234}^{np} &= -\varkappa_r^{np} q_{12}^n (q_{34}^p)^*. \end{aligned} \quad (47)$$

В сепарабельном приближении получаем:

$$\begin{cases} \varkappa_r^{pp} = \varkappa^{pp} \left(1 + \frac{F_1^{pp}}{F^{pp}} \right) - \varkappa^{pp} \Sigma_s^p \varkappa_r^{pp} - \varkappa^{np} \Sigma_s^n \varkappa_r^{np}, \\ \varkappa_r^{np} = \varkappa^{np} \left(1 + \frac{F_1^{np}}{F^{np}} \right) - \varkappa^{np} \Sigma_s^p \varkappa_r^{pp} - \varkappa^{pp} \Sigma_s^n \varkappa_r^{np}. \end{cases} \quad (48)$$

Решение этой системы:

$$\begin{aligned} \varkappa_r^{pp} &= \left[\varkappa^{pp} \left(1 + \frac{F_1^{pp}}{F^{pp}} \right) + (\varkappa^{pp})^2 \Sigma_s^n \left(1 + \frac{F_1^{pp}}{F^{pp}} \right) - \right. \\ &\quad \left. - (\varkappa^{np})^2 \Sigma_s^n \left(1 + \frac{F_1^{np}}{F^{np}} \right) \right] / D_s, \\ \varkappa_r^{np} &= \left[\varkappa^{np} \left(1 + \frac{F_1^{np}}{F^{np}} \right) + \varkappa^{pp} \varkappa^{np} \Sigma_s^p \left(1 + \frac{F_1^{np}}{F^{np}} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \varkappa^{pp} \varkappa^{np} \Sigma_s^p \left(1 + \frac{F_1^{pp}}{F^{pp}} \right) \right] / D_s, \end{aligned} \quad (49)$$

где

$$D_s = D = (1 + \varkappa^{pp} \Sigma_s^n)(1 + \varkappa^{pp} \Sigma_s^p) - (\varkappa^{np})^2 \Sigma_s^p \Sigma_s^n \quad (50)$$

при ($\varkappa^{pp} = \varkappa^{np} = \varkappa$) между собой равны ($\varkappa_r^{pp} = \varkappa_r^{np} \equiv \varkappa^r$), т. е.:

$$\varkappa_r^{pp} = \varkappa_r^{np} = \frac{\varkappa (S^p + S^n) \alpha_s^2}{1 + \varkappa (\Sigma_s^n + \Sigma_s^p)} \quad (51)$$

или

$$\begin{aligned} \Sigma_s^{\tau} &= \frac{1}{2L+1} \sum_{12} \langle 1 \| q^{\tau} \| 2 \rangle^2 \frac{\partial A_{56}^{\tau}}{\partial \omega_s} \times \\ &\times \left[\left(\int R_{v_2}^* r^2 R_{v_1} r^2 dr \right)^2 \right]^{\tau}, \end{aligned} \quad (52)$$

где $1 \equiv v_1 \equiv (n_1, j_1, l_1)$, и $\langle 1 \| q^{\tau} \| 2 \rangle^2$ задано выражением (31).

Мы получили: $\Sigma_s^n = -514.22$ и $\Sigma_s^p = -444.81$ при $\omega_s = 4.085$ МэВ.

Для решения уравнений (43) и (48), используя эти числа, мы рассчитали величины F_1^{pp}/F^{pp} , F_1^{np}/F^{np} , $(\Gamma^r/F)^{pp}$, $(\Gamma^r/F)^{np}$ и также $\varkappa_1^{pp}/\varkappa^{pp}$, $\varkappa_1^{np}/\varkappa^{np}$. Величины \varkappa^{pp} , \varkappa^{np} были получены из соотношений (24). Они необходимы также для определения изоскалярного и изовекторного параметров, о которых говорилось в конце разделов 3.1 и 3.2. Знак этих параметров важен и говорит о физике дела: $k_0 > 0$ для изоскалярного $E2_0$ -резонанса и $k_1 < 0$ для изовекторного $E2_1$ -резонанса.

Представляет интерес проследить, как меняются эти параметры для разных e_{eff}^p , e_{eff}^n , так как для существования $E2_0$ -резонанса должно быть $k_0 > 0$, и для $E2_1$ -резонанса $k_1 < 0$, т.е. знаки параметров k_0 и k_1 по сути определяют физический смысл используемого варианта e_{eff}^p , e_{eff}^n . С этой целью в табл. 1 просмотрены три группы эффективных зарядов e_{eff}^p и e_{eff}^n :

Таблица 1. Рассчитанные значения различных силовых параметров, обезразмеренных свободных частей и решений уравнения для Γ^r в зависимости от эффективных квадрупольных зарядов (см. текст); силовые параметры: сепарабельные силы \varkappa , изоскалярные и изовекторные параметры k_0 и k_1 (в единицах 10^{-5} МэВ/фм⁴, отношения \varkappa_1/\varkappa , свободных членов (F_1/F), решений уравнения для (Γ^r/F))

№	a	b	e_{eff}^p	e_{eff}^n	\varkappa^{pp}	\varkappa^{np}	k_0	k_1	$\frac{\varkappa_1^{pp}}{\varkappa^{pp}}$	$\frac{\varkappa_1^{np}}{\varkappa^{np}}$	$\frac{F_1^{pp}}{F^{pp}}$	$\frac{F_1^{np}}{F^{np}}$	$(\frac{\Gamma^r}{F})^{pp}$	$(\frac{\Gamma^r}{F})^{np}$
1	0.5	0.3	1.5	0.3	84.70	35.72	60.21	24.49	1.65	2.35	-4.56	-9.37	-8.61	-19.44
2	0.5	0.4	1.5	0.4	77.32	49.97	63.65	13.68	1.81	2.24	-5.11	-7.33	-10.67	-16.12
3	0.5	0.5	1.5	0.5	66.69	66.69	66.69	0	2.1	2.1	-5.98	-5.98	-13.83	-13.83
4	0.5	0.6	1.5	0.6	51.57	87.25	69.41	-17.84	2.71	1.92	-7.69	-4.97	-19.81	-11.97
5	0.5	0.7	1.5	0.7	29.77	113.94	71.85	-42.09	4.7	1.72	-12.96	-4.16	-37.71	-10.3
6	0.72	0.82	1.72	0.82	60.94	98.66	79.80	-18.86	3.3	2.32	-7.51	-5.04	-27.41	-17.33
7	1	1	2	1	87.58	87.58	87.58	0	3.19	3.19	-5.98	-5.98	-31.13	-31.13

1. $b < a$ (строки 1, 2, 3), для них $k_0 < 0$, $k_1 < 0$,
 2. $b = a$ (строки 3 и 7), здесь $k_0 < 0$, $k_1 = 0$,
 3. $b > a$ реалистический случай (строки 4, 5, 6). Этот случай соответствует простой физической формуле (см. разд. 3.4), описывающей величину b . Для ядер с $N \neq Z$, т.е. $b = 0.21 + a$ для ^{208}Pb . Как говорилось выше, для $b = a$ параметр $\varkappa^{pp} = \varkappa^{np}$, т.е. коллективный резонанс $E2_1$ не существует в смысле появления коллективности по сравнению с моделью независимых частиц. Интересно, что случай $b = a = 1$ в целом незначительно отличается от случая $b = a = 0.5$. Действительно, в соответствии со значением $b = 0.21 + a$ для ^{208}Pb все три рассмотренных случая $b > a$ показывают, что $k_0 < 0$, $k_1 > 0$, т.е. усиление коллективности происходит так, что в случае $k_0 < 0$ энергия $E2_0$ резонанса меньше средней энергии одночастичных переходов (эксп. $E_{\max} = 60A^{-1/3}$ МэВ, а средняя энергия одночастичных $E2$ -переходов $2h\omega_0 = 80A^{-1/3}$ МэВ), в случае $k_1 > 0$ энергия резонансов выше средней энергии одночастичных переходов (эксп. $E_{\max} = 120A^{-1/3}$ МэВ, средняя энергия одночастичных $E2$ -переходов $2h\omega_0 = 80A^{-1/3}$ МэВ), подробнее см. расчеты в [17] и монографию [18], где дана сводка экспериментальных данных об этих резонансах.

Цифры в строке 6 для $a = 0.72$ и $b = 0.82$ были получены из работы [12] как средние по трем рассчитанным для $E2$ -переходов вблизи Pb : $a = 0.72$ (три перехода) и $b = 0.82$ (три перехода), при этом рассчитанные значения разумно согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Мы думаем, что этот случай определяет наиболее реалистическую оценку наших параметров \varkappa^{pp} и \varkappa^{np} .

Наши расчеты показали довольно неожиданные результаты для реалистических случаев $b > a$: отношение двух свободных членов $F_1/F = 5-10$, так что наш окончательный результат $\Gamma^r/F = 10-40$. Он получился таким большим из-за интегрального члена в уравнении для Γ^r (45) и большого отношения двух свободных членов в этом уравнении. Очевидно, что эти оценки означают, что микроскопическая теория ядер-

ных двухфононных возбуждений должна быть существенно усложнена, так как теперь в этой задаче необходимо учитывать слагаемые с Γ^r .

5. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложено использовать приближение сепарабельных сил для количественной оценки новых эффектов, которые появляются в обобщенной ТКФС. Недостатком такого приближения является факт, что параметры сепарабельных сил зависят от мультипольности перехода, т.е. реально сопоставлять разные эффекты можно, в отличие от несамосогласованной ТКФС, только для конкретной мультипольности перехода. Однако это компенсируется простотой расчетов.

Найдены наши "собственные" сепарабельные квадруполь-квадрупольные силы, полученные подгоном по известным квадрупольным эффективным поляризационным зарядам, которые хорошо известны в эксперименте и в стандартной ТКФС (пока только для ^{208}Pb , нетрудно обобщить на сферические ядра со спариванием). В разд. 3 получено простое соотношение между эффективными квадрупольными зарядами и параметрами сепарабельных сил, которые определяют в нашем приближении полную амплитуду рассеяния. Это соотношение показывает естественную и наглядную связь между основными понятиями стандартной ТКФС, обусловленную тем, что оба понятия (вершина и амплитуда рассеяния) отражают поляризуемость ядра, обусловленную взаимодействием нуклонов.

Наш подход использует, в отличие от КФМ [7], значения эффективного квадрупольного заряда для нахождения параметров сепарабельного квадруполь-квадрупольного взаимодействия. Показано, что для физически разумных значений $e_{\text{eff}}^n > (1 - e_{\text{eff}}^p)$ (в тексте $b > a$) получаются разумные значения сепарабельных силовых параметров, обеспечивающих коллективность наблюдаемых $E2_0$ - и $E2_1$ -резонансов в ^{208}Pb . Это позволяет надеяться на успешность тако-

го подхода для оценки других эффектов обобщенной ТКФС. Именно, соотношения эффективных фонон-обменных взаимодействий, показанных на рис. 1, анализ уравнения для амплитуды рождения двух фононов и, следовательно, роли слагаемых с тэдполом.

Впервые решено уравнение для регулярной части Γ^r амплитуды рассеяния Γ . В результате решения этого уравнения получен довольно неожиданный результат, что отношения величин Γ^r/F , взятых каждой в сепарабельном виде, всегда $\Gamma^r/F > 10$. Отсюда можно сделать заключение, что величину Γ^r необходимо учитывать в микроскопической теории двухфононных состояний.

Мы благодарим В.Ю. Пономарева за консультации о методе Квазичастично-Фононной Модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. P. Kamerdzhev and M. I. Shitov, Eur. Phys. J. A **56**, 265 (2020).
2. С. П. Камерджиев, М. И. Шитов, ЯФ **84**, 410 (2021).
3. S. Kamerdzhev and M. Shitov, Phys. At. Nucl. **84**, 804 (2021).
4. С. П. Камерджиев, М. И. Шитов, ЯФ **85**, 330 (2022).
5. L. S. Kisslinger and R. A. Sorensen, Rev. Mod. Phys. **35**, 853 (1963).
6. S. Gales, Ch. Stoyanov, and A. I. Vdovin, Phys. Rep. **166**, 125 (1988).
7. В. Г. Соловьев, *Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы* (Энергоатомиздат, Москва, 1989).
8. N. Ryezayeva, T. Hartmann, Y. Kalmykov, H. Lenske, P. von Neumann-Cosel, V. Yu. Ponomarev, A. Richter, A. Shevchenko, S. Volz, and J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **89**, 272502 (2002).
9. J. Bryssinck, L. Govor, D. Belic, F. Bauwens, O. Beck, P. von Brentano, D. De Frenne, T. Eckert, C. Fransen, K. Govaert, R.-D. Herzberg, E. Jacobs, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, V. Yu. Ponomarev, and V. Werner, Phys. Rev. C **59**, 1930 (1999).
10. N. Tsoneva, H. Lenske, and Ch. Stoyanov, Phys. Lett. B **586**, 213 (2004).
11. L. M. Donaldson, J. Carter, P. von Neumann-Cosel, V. O. Nesterenko, R. Neveling, P.-G. Reinhard, I. T. Usman, P. Adsley, C. A. Bertulani, J. W. Brummer, E. Z. Buthelezi, G. R. J. Cooper, R. W. Fearick, S. V. Fortsch, H. Fujita, et al., Phys. Rev. C **102**, 064327 (2020).
12. S. P. Kamerdzhev, Sov. J. Nucl. Phys. **5**, 971 (1967).
13. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1967; Wiley, New York 1967).
14. В. А. Ходель, ЯФ **24**, 704 (1976) [Sov. J. Nucl. Phys. **24**, 367 (1976)].
15. Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, ЯФ **79**, 703 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 1030 (2016)].
16. С. П. Камерджиев, ЯФ **2**, 415 (1965).
17. С. П. Камерджиев, ЯФ **15**, 676 (1972).
18. M. Harakeh and A. van der Woude, *Giant Resonances: Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitation* (Oxford Univ. Press, Oxford, 2001).

THE SEPARABLE FORCES APPROXIMATION IN THE GENERALIZED THEORY OF FINITE FERMI SYSTEMS

Yu. V. Kovaleva¹⁾, M. I. Shitov²⁾, S. P. Kamerdzhiev²⁾

¹⁾*Voronezh State University, Voronezh, Russia*

²⁾*National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia*

The separable forces approximation is applied for the first time to the generalized theory of finite Fermi systems (TFFS), which was developed in the works [1–4] in order to consistently account for complex configurations with phonons within the framework of the Green’s function method. Standard multipole-multipole forces are used, and for their quadrupole case, two parameters are adjusted according to the known quadrupole effective polarization charges, which are well known in the experiment and in the standard TFFS. It is shown that in this approximation, the equations of the standard TFFS for the vertex and the total amplitude are easily solved. A useful relationship has been obtained between effective quadrupole polarization charges and the parameters of separable forces, which describe the full amplitude in a separable form. As an application of our approach, the equation for the regular part of the Γ^r amplitude was studied for the first time. Both free terms of this equation are estimated and it is shown that the additional term containing the product of two phonon creation amplitudes is several times higher than the other free term, which is the effective interaction of TFFS, taken in a separable approximation. The obtained solutions of the equation for Γ^r lead to the conclusion that this value cannot be neglected. Since Γ^r naturally appears in the generalized TFFS to describe two-phonon excitations, this means that the theory of two-phonon excitations can become noticeably more complicated.

Посвящается 270-летию Московского университета

ФОТОНЕЙТРОННЫЕ РЕАКЦИИ НА ЯДРЕ ^{52}Cr В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ТОРМОЗНЫМ γ -ИЗЛУЧЕНИЕМ

© 2024 г. В. В. Варламов^{1,*}, А. И. Давыдов¹, И. А. Мостаков², В. Н. Орлин¹

Поступила в редакцию 10.06.2024 г.; после доработки 10.06.2024 г.; принята к публикации 18.06.2024 г.

Исследована достоверность данных по сечениям реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{52}Cr , полученных в эксперименте на пучке тормозного γ -излучения с помощью внесения в сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$ поправок, рассчитанных по статистической теории. С помощью экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций, основанного на объективных физических критериях достоверности, установлено, что сечения парциальных реакций, полученные таким методом, физическим критериям не удовлетворяют. Экспериментальное сечение реакции $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$ недостоверно существенно занижено, а реакции $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$ – напротив, завышено по сравнению с оцененными сечениями. Показано, что это обусловлено недостатками использованного метода получения информации о сечениях парциальных реакций. Основной причиной обнаруженных систематических погрешностей является отсутствие в эксперименте учета вклада двухнуклонной реакции $(\gamma, 1n1p)$, сечение которой по основным параметрам (энергетическое положение и амплитуда) близко к сечению также двухнуклонной реакции $(\gamma, 2n)$, тогда как множественности образующихся в них нейтронов различаются.

DOI: 10.31857/S0044002724060021, EDN: HPHCST

1. ВВЕДЕНИЕ

Абсолютное большинство сечений фотонейтронных парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, сечений полной фотонейтронной реакции

$$\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n), \quad (1)$$

а также сечений выхода нейтронов

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

определен в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции на лету ускоренных позитронов, а также – в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения [1–3]. Методы получения информации о сечениях реакций в таких экспериментах принципиально различаются, что находит свое отражение в существенном расхождении их результатов.

В экспериментах на пучках тормозного γ -излучения с непрерывным спектром фотонов $W(E^M, E)$ прямое измерение сечения реакции невозможно. Непосредственно измеряется выход реакции

$$Y(E^M) = \frac{N(E^M)}{\varepsilon D(E^M)} = \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{E^M} W(E^M, E) \sigma(E) dE, \quad (3)$$

¹⁾ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скobelыцина, Москва, Россия.

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

* E-mail: VVVarlamov@gmail.com

т.е. есть интеграл от произведения (свертка, folding) искомого сечения $\sigma(E)$ при энергии фотонов E реакции с порогом $E_{\text{пор}}$ и спектра фотонов $W(E^M, E)$ [4]. $N(E^M)$ – число событий реакции, $D(E^M)$ – доза γ -излучения, ε – эффективность детектора, α – нормировочная константа. Сечение реакции $\sigma(E)$ определяется с помощью решения обратной задачи (3) его развертки (unfolding) из экспериментального выхода $Y(E^M)$ при использовании одного из специально разработанных для этого методов (например, таких как метод Пенфолда–Лейсса, метод наименьшей структуры Кука, метод регуляризации Тихонова, метод редукции), позволяющих учесть форму спектра фотонов тормозного γ -излучения. В области энергий налетающих фотонов до ~ 30 МэВ (область гигантского дипольного резонанса (ГДР)) парциальные реакции $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ конкурируют между собой и, следовательно, возможным является определение лишь сечения $\sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2), в которое дают вклады все возможные энергетически парциальные реакции. Для определения сечений парциальных реакций в сечение $\sigma(\gamma, xn)$ вносятся поправки, рассчитанные по статистической теории [4, 5], определяется сечение одной из них, а затем с использованием соответствующих разностных процедур – сечения и других парциальных реакций.

В экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ определяются непосредственно, а сечения (1) и (2) – при соответствующем их суммировании. Для определения сечений парциальных реакций исполь-

зуются специальные “slowing-down” 4 π -детекторы, в которых осуществляется захват нейтронов из реакции, замедленных до тепловой энергии. Для идентификации принадлежности детектируемого нейтрана к реакции с той или иной множественностью используются данные об энергиях нейтронов, определяемые по времени их замедления до тепловой энергии, в предположении о том, что, например, энергия нейтронов из реакции ($\gamma, 1n$) существенно превышает энергию обоих нейтронов из реакции ($\gamma, 2n$). Процесс аннигиляции на лету позитронов сопровождается образованием фотонов их тормозного γ -излучения. Вклад таких фотонов в сечение реакции исключается с помощью специальной разностной процедуры: эксперимент такого типа по “прямому” одновременному определению сечений каждой из парциальных реакций проводится в три этапа. Непосредственно измеряются выходы (3) исследуемой реакции на пучках позитронов $Y_{e^+}(E^M)$ и электронов $Y_{e^-}(E^M)$, а затем в предположении о том, что спектры фотонов тормозного γ -излучения позитронов и электронов идентичны, сечения $\sigma(E^M)$ определяются в виде разностей

$$Y(E^M) = Y_{e^+}(E^M) - Y_{e^-}(E^M) \approx \sigma(E^M). \quad (4)$$

Регистрируются события с одним, двумя, тремя нейтронами, и с помощью статистического анализа получаются сечения реакций ($\gamma, 1n$), ($\gamma, 2n$) и ($\gamma, 3n$), а затем простым их суммированием ((1) и (2)) определяются сечения $\sigma(\gamma, sn)$ и $\sigma(\gamma, xn)$.

Как отмечалось выше, сечения реакций, определенные столь разными методами, существенно различаются, как по форме, так и по абсолютной величине [6, 7]. Вместе с тем было установлено [8–10], что сечения реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$), определенные на пучках аннигиляционных фотонов одним и тем же методом разделения фотонейтронов по множественности в двух лабораториях (Сакле, Франция и Ливермор, США) для 19 ядер от ^{51}V до ^{238}U существенно (до 100%) различаются по абсолютной величине. Эти расхождения определенно являются систематически разнонаправленными: сечения реакции ($\gamma, 1n$) имеют большие величины в Сакле, тогда как реакции ($\gamma, 2n$) – в Ливерморе. Описанные расхождения ставят на повестку дня вопрос о том, какие именно из существенно различающихся сечений реакций являются достоверными. Для ответа на него были предложены объективные физические критерии достоверности данных по сечениям парциальных реакций [11, 12]. Два жестких физических критерия основаны на том, что:

— отношения F_i сечений парциальных реакций различной множественности $\sigma(\gamma, in)$, где $i = 1, 2, 3, \dots$ к сечению $\sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2)

$$F_i = \sigma(\gamma, in)/\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, in)/[\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots] \quad (5)$$

(5) по определению не должны превышать пределов соответственно 1.00, 0.50, 0.33, …;

— отношения F_i должны иметь строго положительные значения, поскольку все члены отношений (5) являются сечениями реакций, имеющими размерность площади.

Третий (не жесткий) критерий достоверности был предложен на основании результатов специальных исследований для нескольких ядер, экспериментальные данные для которых были получены в активационных экспериментах, в которых разделение парциальных реакций осуществляется прямо и достоверно. Он заключается в том, что отношения $F_i^{\text{эксп}}$, рассчитанные по экспериментальным данным, не должны существенно отличаться от $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанных в рамках Комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР), предравновесной модели, основанной на плотностях ядерных уровней, рассчитанных в модели Ферми-газа, и учитывающей эффекты деформации ядра и изоспинового расщепления ГДР ядер [13, 14].

С использованием предложенных физических критериев было показано, что экспериментальные сечения парциальных реакций, определенные на пучках аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, основанного на измерении их энергий, для большого количества (~ 50) ядер от ^{51}V до ^{209}Bi в той или иной степени физическим критериям достоверности не удовлетворяют [15–17]. Причины этого были установлены при детальном сравнении экспериментальных данных с сечениями, оцененными экспериментально-теоретическим методом

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \times \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn). \quad (6)$$

В этом методе для получения сечений парциальных реакций $\sigma^{\text{оцен}}$, удовлетворяющих критериям достоверности данных, используется лишь экспериментальное сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2), практически не зависящее от проблем разделения нейтронов по множественности, поскольку содержит в себе все вклады реакций с различной множественностью. Это сечение разделяется на вклады парциальных реакций в соответствии с положениями КМФЯР [13, 14], которые также не зависят от проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности.

Было установлено, что оцененные таким образом сечения парциальных реакций для большого количества ядер существенно отличаются от экспериментальных сечений [1–3]. Эти расхождения обусловлены присутствием в экспериментальных сечениях различных систематических погрешностей метода идентификации принадлежности детектируемого нейтрана той или иной парциальной реакции. Источниками таких погрешностей являются близость энергий

нейтронов из разных парциальных реакций, обусловленная тем, что конечные ядра таких реакций образуются не только в основных, но и в разных возбужденных состояниях, отсутствие в экспериментах по определению сечения реакции ($\gamma, 1n$) учета вклада реакции ($\gamma, 1n1p$) и некоторые другие. В большинстве случаев экспериментов этого типа часть нейтронов из сечения одной парциальной реакции недостоверно перемещалась в сечение другой парциальной реакции. Это приводило к тому, что сечение первой реакции необоснованно уменьшалось вплоть до появления в нем физически запрещенных отрицательных значений. Соответственно, сечение второй реакции, напротив, увеличивалось вплоть до появления в нем значений, соответствующих недостоверным значениям $F_i^{\text{эксп}}$, превышающим указанные выше предельные значения (1.00, 0.50, 0.33, ...).

В связи с тем, что большое количество данных, полученных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, не соответствует физическим критериям достоверности, с использованием отношений F_i (5) были выполнены исследования достоверности сечений парциальных реакций, полученных кардинально иным методом их определения на пучках тормозного γ -излучения, кратко описанным выше. Полученные для ядер ^{51}V [18], ^{59}Co [19] и $^{58,60}\text{Ni}$ [20–22] данные свидетельствуют о том, что к достоверности сечений парциальных реакций, полученных этим методом, также имеются серьезные претензии. Было показано, что применяемые в этом методе поправки к сечению $\sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2), рассчитываемые по статистической теории, приводят к недостоверному существенному занижению сечений реакции ($\gamma, 1n$) и, соответственно, — к завышению сечений реакции ($\gamma, 2n$). Это обусловлено отсутствием при расчете таких поправок учета вклада реакции ($\gamma, 1n1p$), который требует для своего корректного описания учета процессов, не описываемых чисто статистическим подходом. Такая двухнуклонная реакция по своим характеристикам конкурирует не с реакцией ($\gamma, 1n$) с той же множественностью 1, а с также двухнуклонной реакцией ($\gamma, 2n$) с множественностью 2. Согласно результатам расчетов в рамках КМФЯР [13, 14] в случаях указанных относительно легких ядер ^{51}V , ^{59}Co и ^{60}Ni (табл. 1) энергетические положения и амплитуды сечений реакции ($\gamma, 1n1p$) близки к аналогичным характеристикам сечений реакции ($\gamma, 2n$), что не позволяет достоверно определить вклад этой реакции, а, следовательно, и реакции ($\gamma, 1n$). Приведенные в табл. 1 данные свидетельствуют о том, что энергетические положения и амплитуды сечений исследуемых в настоящей работе реакций $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n1p)^{50}\text{V}$ и $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$ также весьма близки.

В работах [18–22] исследования достоверности экспериментальных данных для ядер ^{51}V , ^{59}Co и $^{58,60}\text{Ni}$, полученных на пучках тормозного γ -излучения, проводились в сравнении с результатами аналогичных

Таблица 1. Сравнение энергетических положений $E^{\text{макс}}$ (МэВ) и амплитуд $\sigma^{\text{макс}}$ (мбн) максимумов сечений реакций ($\gamma, 1n1p$) и ($\gamma, 2n$), рассчитанных в КМФЯР [13, 14]

Реакция	($\gamma, 1n1p$)		($\gamma, 2n$)	
	$E^{\text{макс}}$	$\sigma^{\text{макс}}$	$E^{\text{макс}}$	$\sigma^{\text{макс}}$
^{51}V	24.4	12.6	23.6	11.9
^{52}Cr	34.0	9.3	33.4	8.8
^{59}Co	21.8	19.4	23.4	15.4
^{60}Ni	31.0	7.7	24.0	7.8

исследований, полученными на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов. Настоящая работа посвящена детальному исследованию достоверности данных, полученных на пучке тормозного γ -излучения для ядра ^{52}Cr в том же эксперименте [23], в котором были исследованы ядра ^{51}V и ^{59}Co . Проблема достоверности сечений парциальных реакций в случае ядра ^{52}Cr вызывает особый интерес, поскольку сечения парциальных реакций на пучках аннигиляционных фотонов для этого ядра получены не были.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{52}Cr

Для ядра ^{52}Cr опубликованы результаты двух исследований различных фотонейтронных реакций на пучках тормозного γ -излучения [23, 24]. В эксперименте [23] выход нейтронов (3) был измерен с помощью многоканального метода с шагом по энергии фотонов 125 кэВ. Сечение $\sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2) было восстановлено (unfolded) с помощью метода Пенфолда—Лейсса, однако опубликовано не было. Опубликованы сечение $\sigma(\gamma, sn)$ полной фотонейтронной реакции (1) и сечение $\sigma(\gamma, 1n)$, полученные после внесения в сечение $\sigma(\gamma, xn)$ поправок на множественность нейтронов, рассчитанных по статистической теории, и использования соответствующих разностных процедур. По результатам эксперимента [24] опубликовано лишь сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, определенное с использованием для восстановления сечения реакции из ее экспериментального выхода метода статистической регуляризации с шагом, возрастающим от 40 до 160 кэВ в диапазоне энергий фотонов 6–25 МэВ.

Для анализа достоверности данных о сечениях парциальных реакций были использованы лишь опубликованные данные эксперимента [23] $\sigma^{\text{опубл}}(\gamma, sn)$ и $\sigma^{\text{опубл}}(\gamma, 1n)$, с помощью которых были получены необходимые, но неопубликованные сечения реакции ($\gamma, 2n$)

$$\sigma^{\text{неопубл}}(\gamma, 2n) = \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, sn) - \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, 1n) \quad (7)$$

и сечение выхода нейтронов

$$\sigma^{\text{неопубл}}(\gamma, xn) = \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, sn) + \sigma^{\text{неопубл}}(\gamma, 2n). \quad (8)$$

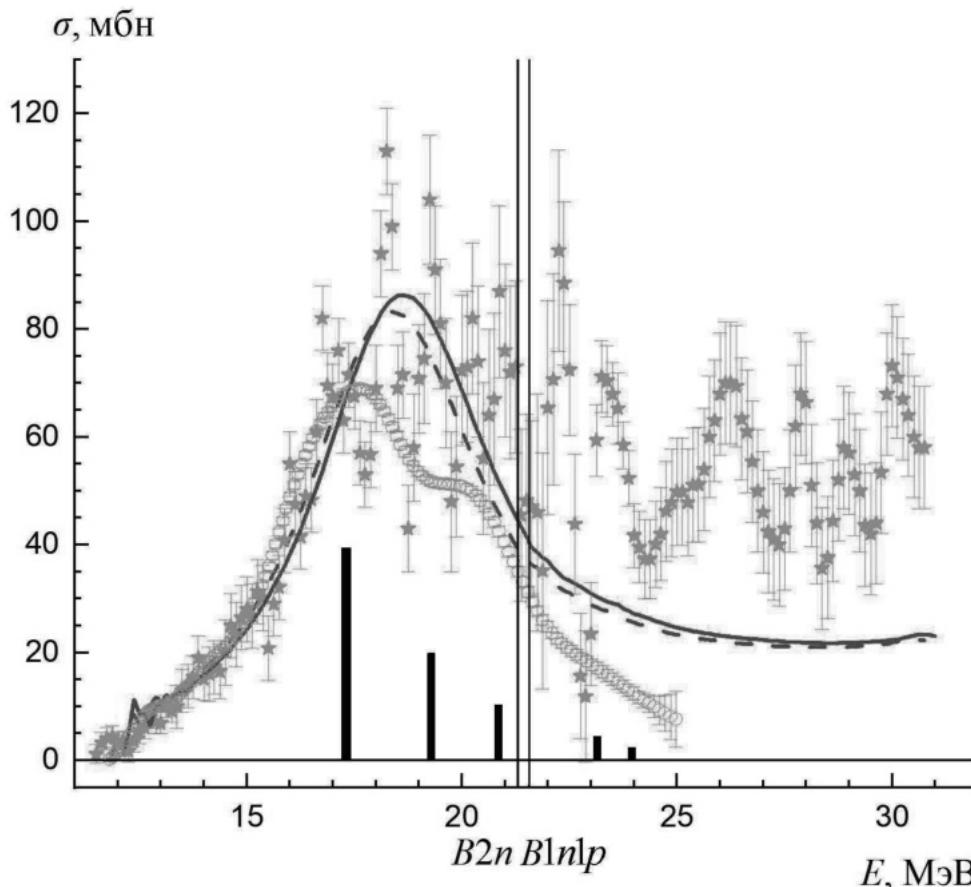


Рис. 1. Сравнение экспериментальных ([23] – звезды, [24] – кружки) и теоретического ([13, 14] – до (штрихпунктирная кривая) и после (сплошная кривая) дополнительной корректировки, см. далее) сечений реакции $^{52}\text{Cr}(\gamma, xn)$. Вертикальные столбики – результаты расчета сечения полной фотонейтронной реакции (γ, sn) в коллективной динамической модели [25].

Полученное таким образом сечение $\sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов [23] сравнивается на рис. 1 с соответствующим сечением из эксперимента [24], а также – с результатами теоретических расчетов в рамках КМФЯР [13, 14] и коллективной динамической модели [25]. Расхождение результатов экспериментов [23, 24] по форме (характеру проявления структурных особенностей), по-видимому, обусловлено разными достигнутыми эффективными энергетическими разрешениями при использовании разных методов (соответственно, методов Пенфолда–Лейсса и статистической регуляризации) решения обратной задачи (3) восстановления сечения реакции из ее выхода. Вместе с тем хорошо видно, что резонансы, предсказываемые моделью [25], в целом согласуются и по положению, и по амплитуде как с отчетливо выраженным резонансами в сечении [23], так и с достаточно характерными особенностями сечения [24]. Следует отметить, что как в эксперименте [24], так и в модели [25] полностью отсутствуют вклады в фотонейтронное сечение в области энергий, превышающих ~ 24 МэВ. При этом в модели [13, 14] такие вклады присутствуют, однако в

значительно меньшей степени, чем они представлены в сечении [23].

Интегральные сечения, рассчитанные для полученных в экспериментах [23, 24] сечений выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, заметно отличаются от таких данных для сечения, рассчитанного теоретически [13, 14], причем в разные стороны (табл. 2). Так, отношения интегральных сечений, рассчитанных в области энергий до порога $B2n = 21.30$ МэВ реакции ($\gamma, 2n$), равны соответственно

$$\sigma^{\text{инт}}[23]/\sigma^{\text{инт}}[13, 14] = 434.0/418.4 = 1.03,$$

тогда как

$$\sigma^{\text{инт}}[24]/\sigma^{\text{инт}}[13, 14] = 374.0/418.4 = 0.89.$$

Аналогичные отношения, рассчитанные до энергии фотонов 25.00, различаются значительней:

$$\sigma^{\text{инт}}[23]/\sigma^{\text{инт}}[13, 14] = 628.6/528.2 = 1.19,$$

тогда как

$$\sigma^{\text{инт}}[24]/\sigma^{\text{инт}}[13, 14] = 439.9/528.2 = 0.83.$$

Таблица 2. Центры тяжести $E^{\text{ц.т.}}$ и интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$, определенные по сечениям реакции $^{52}\text{Cr}(\gamma, xn)$, полученным в экспериментах [23, 24], и теоретическому сечению [13, 14], приведенным на рис. 1

Область энергий	$E^{\text{инт}} = B2n = 21.30 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 25.00 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 30.75 \text{ МэВ}$	
	$E^{\text{ц.т.}}, \text{МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$	$E^{\text{ц.т.}}, \text{МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$	$E^{\text{ц.т.}}, \text{МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$
Эксперимент	18.1 ± 1.2	434.0 ± 6.5	19.6 ± 1.2	628.6 ± 8.8	22.4 ± 1.2	942.8 ± 11.1
Эксперимент	17.7 ± 0.1	374.0 ± 0.51	18.4 ± 0.2	439.9 ± 1.0	—	—
Теория (штрих-пунктирная кривая)	17.8 ± 1.3	418.4 ± 7.3	18.9 ± 1.5	528.2 ± 9.4	20.6 ± 1.4	
Теория-корр. (сплошн. крив.)	18.0 ± 1.3	429.0 ± 7.5	19.1 ± 1.5	542.1 ± 9.7	20.9 ± 1.4	677.5 ± 10.7

В области энергий до 30.75 МэВ расхождение экспериментального и теоретического интегральных сечений еще больше увеличивается:

$$\sigma^{\text{инт}}[23]/\sigma^{\text{инт}}[13, 14] = 942.8/652.7 = 1.44.$$

Объяснение возможных причин расхождения результатов экспериментов одного типа [23, 24] по абсолютной величине затруднено.

3. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$ и $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$, УДОВЛЕТВОРЯЮЩИХ ФИЗИЧЕСКИМ КРИТЕРИЯМ ДОСТОВЕРНОСТИ

Опубликованное [23] сечение $\sigma^{\text{опубл}}(\gamma, 1n)$ вместе с полученными описанным выше способом сечениями $\sigma^{\text{неопубл}}(\gamma, 2n)$ (7) и $\sigma^{\text{неопубл}}(\gamma, xn)$ (8) было использовано для анализа достоверности экспериментальных сечений парциальных реакций и оценки сечений реакций, удовлетворяющих физическим критериям достоверности.

Отношения $F_{1,2}$, рассчитанные (5) для обеих парциальных реакций, представлены на рис. 2 и свидетельствуют о том, что к достоверности экспериментальных данных по сечениям парциальных реакций имеются серьезные претензии. Хотя отношения $F_1^{\text{эксп}}$ и $F_2^{\text{эксп}}$ не превышают физических пределов достоверности, соответственно 1.00 и 0.50, оба они существенно отличаются от соответствующих теоретических отношений $F_{1,2}^{\text{теор}}$, причем, определенно, систематическим образом: $F_1^{\text{эксп}} < F_1^{\text{теор}}$, тогда как $F_2^{\text{эксп}} > F_2^{\text{теор}}$. При этом отношения $F_1^{\text{эксп}}$ оказываются существенно меньшими отношений $F_1^{\text{теор}}$ даже в области энергий фотонов до ~ 25 МэВ, в которой реакция $(\gamma, 1n1p)$ не оказывает конкуренции (рис. 3) реакции $(\gamma, 2n)$.

В соответствии с полученным экспериментально сечением полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, sn)$ (1) сечение реакции $(\gamma, 1n)$ и соответствующее ему отношение $F_1^{\text{эксп}}$ определены [23] лишь в области энергий налетающих фотонов до 25 МэВ. Это означает, что при больших энергиях экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ равно 0. Такой результат недостоверен, поскольку хорошо известно [1–4], что для

ядер этой области массовых чисел (например, таких как ^{45}Sc , ^{51}V , ^{59}Co , $^{58,60}\text{Ni}$, ^{63}Cu) значения сечений реакции $(\gamma, 1n)$ отличаются от 0 в областях энергий фотонов до ~ 30 МэВ. Согласно расчетам в рамках КМФЯР, сечение реакции $(\gamma, 1n)$ на ядре ^{52}Cr отличено от 0 вплоть до энергии ~ 40 МэВ. В области энергий, превышающих 25 МэВ, равенство 0 экспериментального сечения реакции $(\gamma, 1n)$ приводит к недостоверному значению сечения $\sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2), которое в таких условиях определяется следующим образом: $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = 2\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$. Следует отметить, что в области энергий налетающих фотонов, превышающих ~ 27 МэВ, сечения всех трех конкурирующих реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$ близки (табл. 1, рис. 3), что очевидно затрудняет их достоверное разделение в эксперименте.

Экспериментальное [23] сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (8) вместе с отношениями $F_i^{\text{теор}}$ (5) [13, 14] было использовано для оценки (6) сечений реакций $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$ и $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$, удовлетворяющих физическим критериям достоверности. В связи с отмеченной выше ролью реакции $(\gamma, 1n1p)$, которая вносит существенные систематические погрешности в процесс разделения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, оценка (6) сечений этих реакций аналогично тому, что ранее было выполнено в случаях ядер ^{51}V , ^{59}Co и $^{58,60}\text{Ni}$ [18–22], была проведена в двух вариантах – без учета

$$F_1 = \sigma(\gamma, 1n)/[\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p) + 2\sigma(\gamma, 2n)] \quad (9)$$

и с учетом

$$F_1 = [\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)]/[\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p) + 2\sigma(\gamma, 2n)] \quad (10)$$

вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$.

Поскольку экспериментальное [23] $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ и теоретическое $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ сечения выхода нейтронов несколько различаются, с целью их максимального сближения последнее было слегка скорректировано (рис. 2). На основании данных табл. 2 (для области энергий фотонов до $B2n = 21.3$ МэВ) $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ (рис. 1, штрихпунктирная кривая) было сдвинуто к

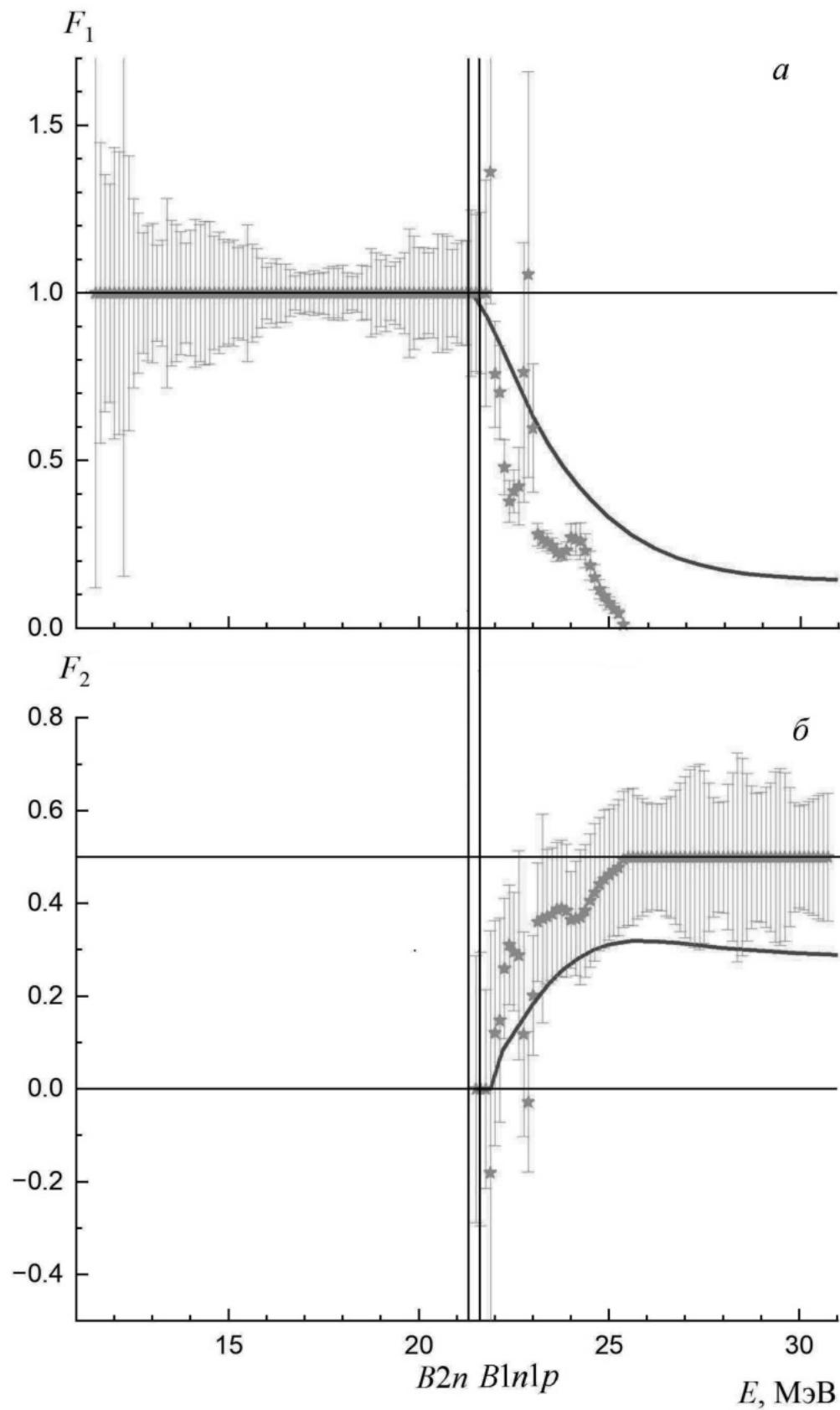


Рис. 2. Отношения F_1 (*a*) и F_2 (*b*), полученные для ядра ^{52}Cr с использованием экспериментальных данных ([23] – звезды) в сравнении с результатами расчетов в КМФЯР ([13, 14] – сплошные кривые).

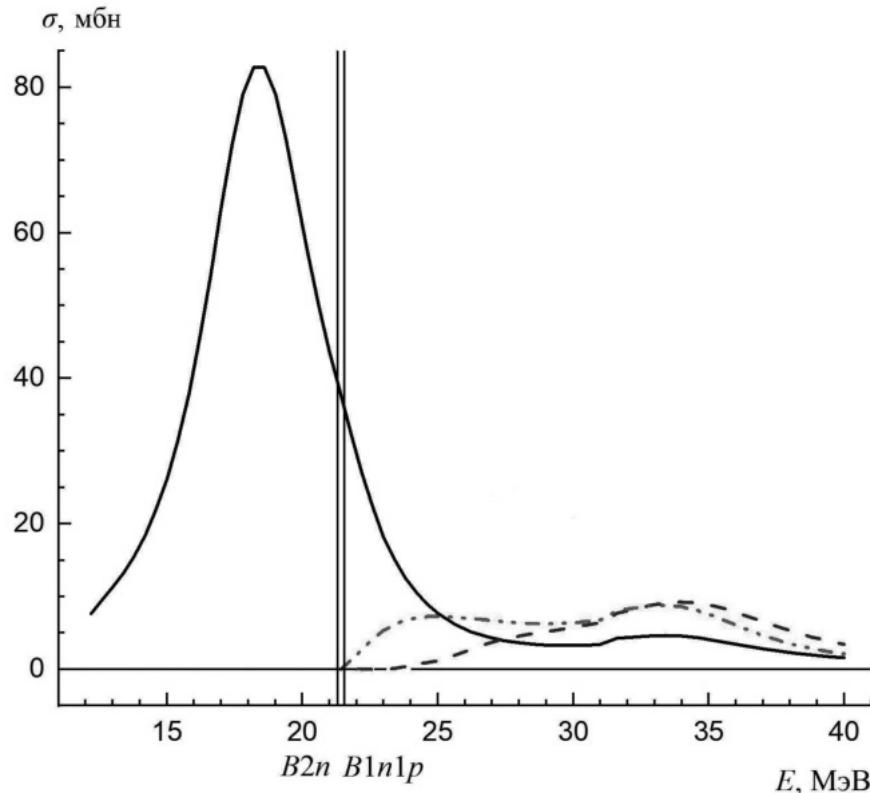


Рис. 3. Сравнение сечений реакций различной множественности на ядре ^{52}Cr , рассчитанных в КМФЯР [13, 14] (кривые: сплошная — $(\gamma, 1n)$, штрихпунктирная — $(\gamma, 1n1p)$ и штрихпунктирная с двумя точками — $(\gamma, 2n)$), с экспериментальными сечениями для реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$.

большим энергиям на величину 0.3 (18.1–17.8) МэВ и умножено на коэффициент 1.08 (434.0/418.4) — рис. 1, сплошная кривая. Скорректированное таким образом сечение $\sigma(\gamma, xn)$ было использовано для оценки сечений парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{52}Cr с помощью экспериментально-теоретического метода (6). Оцененные сечения в сравнении с экспериментальными данными представлены на рис. 4, а их соответствующие интегральные характеристики — в табл. 3.

Приведенные данные свидетельствуют о следующем:

- в области энергий фотонов до порога $B2n = 21.30$ МэВ реакции $(\gamma, 2n)$ экспериментальные и оцененные сечения реакций (γ, sn) и $(\gamma, 1n)$ близки (совпадают);

- в области энергий до $E_\gamma = 30.75$ МэВ экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ существенно (в 1.2 раза) занижено по сравнению с оцененным сечением (интегральные сечения равны соответственно $\sigma^{\text{инт-эксп}} = 524.2$ МэВ мбн и $\sigma^{\text{инт-оцен}} = 622.6$ МэВ мбн);

- в области энергий до $E_\gamma = 30.75$ МэВ экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 2n)$ существенно (в 1.6 раза) завышено по сравнению с оцененным сечением (интегральные сечения равны соответственно

Таблица 3. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в единицах МэВ мбн) оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{52}Cr , рассчитанные до энергий налетающих фотонов $E^{\text{инт}}$ в сравнении с данными эксперимента [23]

Реакция	Оцененные данные	Экспериментальные данные
$E^{\text{инт}} = B2n = 21.30$ МэВ		
(γ, xn)	434.1 ± 10.1	434.1 ± 6.5
(γ, sn)	434.0 ± 10.1	434.0 ± 6.5
$(\gamma, 1n)$	434.0 ± 10.1	434.0 ± 6.5
$E^{\text{инт}} = 30.75$ МэВ		
(γ, xn)	942.8 ± 16.8	942.8 ± 11.1
(γ, sn)	751.8 ± 14.8	733.4 ± 6.8
$(\gamma, 1n)$	622.6 ± 12.6	524.2 ± 3.6
$(\gamma, 1n1p)$	61.8 ± 2.1	
$(\gamma, 2n)$	129.3 ± 7.8	209.5 ± 8.8

$\sigma^{\text{инт-эксп}} = 209.5$ МэВ мбн и $\sigma^{\text{инт-оцен}} = 129.3$ МэВ мбн);

— оценка без учета вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$ с интегральным сечением $\sigma^{\text{инт-оцен}} = 61.8$ МэВ мбн при использовании соотношения (9) не описывает экс-

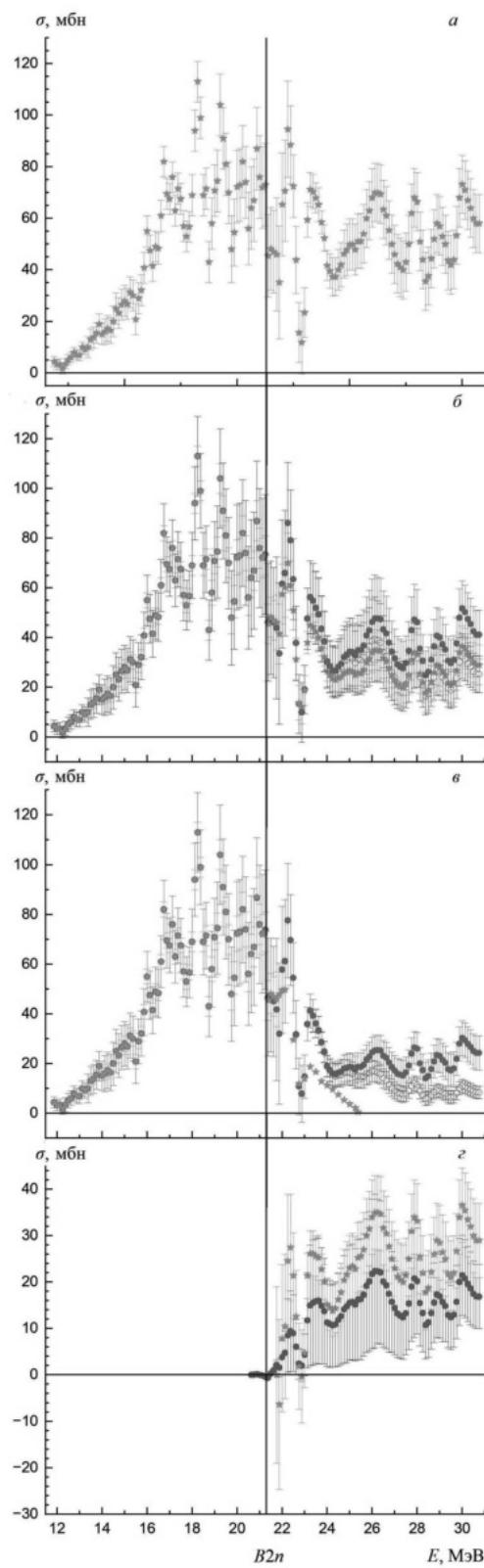


Рис. 4. Оцененные (заполненные кружки) и экспериментальные ([23] – звезды) сечения реакций на ядре ^{52}Cr : *a* – $\sigma(\gamma, xn)$, *b* – $\sigma(\gamma, sn)$, *c* – $\sigma(\gamma, 1n)$ (незаполненные кружки – сечение, оцененное без учета вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$), *d* – $\sigma(\gamma, 2n)$.

perimentальное сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$: $\sigma_{\text{ингт-оцен}} = 881.1(622.6 + 258.5)$ МэВ мбн, тогда как $\sigma_{\text{ингт-эксп}} = 942.8$ МэВ мбн.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что сечения реакций $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$ и $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$, определенные по данным эксперимента [23], не удовлетворяют физическим критериям достоверности. Экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ недостоверно существенно занижено по сравнению с оцененным сечением, тогда как экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 2n)$ – существенно завышено. Такие разнонаправленные расхождения между оцененными и экспериментальными сечениями обусловлены тем, что поправки к сечению выхода нейтронов, рассчитанные по статистической теории, не вполне правильно описывали конкуренцию реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, не учитывая значительного вклада в эту конкуренцию реакции $(\gamma, 1n1p)$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования позволяют сделать определенные выводы о достоверности сечений парциальных реакций $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$ и $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$, определенных в эксперименте на пучке тормозного γ -излучения с помощью внесения в сечение $\sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2) поправок на их множественность, рассчитанных по статистической теории [5]. Установлено, что результаты эксперимента физическим критериям достоверности не удовлетворяют. Это обусловлено тем обстоятельством, что использованные поправки недостоверно существенно занижают вклад реакции $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$, не учитывая вклада реакции $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n1p)^{50}\text{Cr}$, играющей важную роль в процессах фоторасщепления относительно легкого ядра ^{52}Cr , что приводит к необоснованному недостоверному существенному завышению вклада реакции $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$. Экспериментальные сечения реакций $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$ и $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$ существенно отличаются от сечений реакций, оцененных с помощью экспериментально-теоретического метода и удовлетворяющих физическим критериям достоверности.

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер (Центр данных фотоядерных экспериментов) Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д. В. Скobelьцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. S. Dietrich and B. L. Berman, At. Data Nucl. Data Table **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. Nuclear Data Section Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR), IAEA, <http://www-nds.iaea.org/exfor>
4. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами (Изд-во Моск. ун-та, Москва, 1979).
5. J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics (John Wiley & Sons, New York, 1952).
6. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, М. Е. Степанов, Д. С. Руденко, Изв. РАН. Сер. физ. **67**, 1570 (2003) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **67**, 1733 (2003)].
7. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, ЯФ **67**, 2131 (2004) [Phys. At. Nucl. **67**, 2107 (2004)].
8. E. Wolynec, A. R. V. Martinez, P. Gouffon, Y. Miyao, V. A. Serrao, and M. N. Martins, Phys. Rev. **29**, 1137 (1984).
9. E. Wolynec and M. N. Martins, Rev. Brasil. Fis. **17**, 56 (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. Трощиев, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 884 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **74**, 842 (2010)].
13. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [Phys. At. Nucl. **71**, 493 (2008)].
14. B. S. Ishkhanov and V. N. Orlin, Phys. At. Nucl. **78**, 557 (2015).
15. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, ЯФ **79**, 315 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 501 (2016)].
16. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, ЯФ **80**, 554 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 957 (2017)].
17. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия **78**, 2330206 (2023) [Moscow Univ. Phys. Bull. **78**, 303 (2023)].
18. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and I. A. Mostakov, Eur. Phys. J. A **60**, 44 (2024).
19. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, И. А. Мостаков, В. Н. Орлин, ЯФ **86**, 532 (2023) [Phys. At. Nucl. **86**, 600 (2023)].
20. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and V. N. Orlin, Eur. Phys. J. A **58**, 123 (2022).
21. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, ЯФ **85**, 237 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 316 (2022)].
22. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, ЯФ **85**, 316 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 411 (2022)].
23. Б. И. Горячев, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, И. М. Пискарев, В. Г. Шевченко, О. П. Шевченко, Изв. РАН. Сер. физ. **33**, 1736 (1969) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **33**, 1588 (1969)].
24. S. N. Belyaev and V. P. Sinichkin, Workshop “Beam Dynamics and Optimization” (Saratov State University, 2001), p. 155.
25. D. Drechsel and C. Toepffer, Nucl. Phys. A **100**, 161 (1967).

⁵²Cr PHOTONEUTRON REACTIONS IN EXPERIMENTS WITH BREMSSTRAHLUNG

V. V. Varlamov¹⁾, A. I. Davydov¹⁾, I. A. Mostakov²⁾, 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 data of $(\gamma, 1n)$ and $(\gamma, 2n)$ reactions on ^{52}Cr obtained in experiment on the beam of bremsstrahlung using the corrections to the neutron yield cross section $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$ calculated via statistical theory was investigated. Using the experimental-theoretical method for evaluation of photoneutron partial reaction cross sections based on objective physical criteria it was shown that partial reaction cross sections obtained do not satisfy physical criteria of reliability. Experimental cross section of the reaction $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$ is unreliable significantly underestimated, but that of reaction $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$ – on the contrary is overestimated in comparison with evaluated ones. It is shown that it is the results of the shortcomings of the method for obtaining information about cross sections of partial reactions. The main reason is the disregard of the contribution of two-nucleon reaction $(\gamma, 1n1p)$ main features (energy position and amplitude) whose cross section compete with those of also two nucleon reaction $(\gamma, 2n)$ though multiplicities of neutrons from those reactions are different.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА В РЕАКЦИИ $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$ С УЧЕТОМ ЗАМЕДЛЕНИЯ ИОНА $^{13}\text{C}^*$

© 2024 г. А. А. Грачков^{1),*}, М. В. Косов^{1),**}

Поступила в редакцию 18.05.2024 г.; после доработки 18.06.2024 г.; принята к публикации 18.06.2024 г.

Доплеровское уширение γ -линий вторичного возбужденного ядра $^{13}\text{C}^*$, рожденного в реакции $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$ под действием нейтронов в мишени из оксида берилля, рассчитано в рамках LSS-модели для электронных потерь ионов при малых энергиях. Сечения реакции $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$ получены с помощью модели ядерных реакций кваркового уровня CHIPS. Показано, что замедление радиоактивного иона при не слишком больших и не слишком малых временах жизни γ -уровней определяет форму детектируемых γ -линий.

DOI: 10.31857/S0044002724060036, EDN: HPFMQQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Скорость распадающегося ядра определяет доплеровское уширение γ -линий, а торможение ядра определяется энергетической зависимостью функции электронных потерь энергии $\frac{dE}{dx}$. На рис. 1 черными точками показаны γ -линии ядра ^{13}C , измеренные в работе [6]. Стоит отметить особенность γ -линии 3.686 МэВ: ширина линии определяется распадом ядра в покое после перехода с уровня 3.853 МэВ, а также распадом ядра при прямом возбуждении уровня 3.686 МэВ. Для моделирования каналов реакции $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$ использовалась модель ядерных реакций кваркового уровня CHIPS [1–3], которая предсказывает лишь непрерывное распределение возбуждения ядра ниже энергии отделения нейтрона или протона. Вероятность возбуждения конкретного уровня определялась также, как и в [1] это делалось для вторичных адронов в процессе протон-антинпротонной аннигиляции: определялись граничные энергии $B_i = \frac{E_i - E_{i-1}}{2}$ ($E_0 = 0$ – основное состояние вторичного ядра), и вероятность возбуждения уровня вычислялась как интеграл вероятности остаточного возбуждения вторичного ядра в интервале (B_i, B_{i+1}) . Заметим, что модель CHIPS позволяет рассчитать и моделировать каналы реакции $^{16}\text{O}(n, {}^6\text{Li}\gamma)^{11}\text{B}$, которые отсутствуют в оцененных базах данных. Слабые сигналы соответствующих γ -линий 2.12, 4.44 и 5.02 МэВ (первая левее эскейп-линии уровня 2.742 МэВ реакции (n, n') , вторая уширяется в меньшие значения линии ^{12}C реакции $^{16}\text{O}(n, na)^{12}\text{C}$, а третья правее слабой линии 4.966 МэВ реакции (n, n')) можно обнаружить на измеренном спектре работы [6]. Более того, CHIPS позволяет моделировать канал деления $^{16}\text{O}(n, {}^8\text{Be}\gamma)^{9}\text{Be}$, но наличие в мишени берил-

лия скрывает этот канал фрагментации кислорода. Результат TPT-моделирования [4] в газовом приближении, т.е. без учета торможения распадающегося ядра $^{13}\text{C}^*$, показан на рис. 1 кружками, а результат Geant4 моделирования с использованием библиотеки нейtron-ядерных реакций NeutronHP [7] показан крестиками. Заметим, что скорость иона $^{13}\text{C}^*$ из-за излучения тяжелой α -частицы достаточно велика, поэтому в газовом приближении оба максимума оказываются размыты широким доплеровским уширением. Что касается Geant4-моделирования, то при том же количестве начальных нейтронов спектр (крестики) обнаруживает три сильных максимума, отсутствующие в природе: около 3.78, 3.75 и 3.89 МэВ. Конечно, это могут быть ложные уровни каких-то других каналов взаимодействия нейтронов с кислородом или бериллием. При этом максимумы 3.686 и 3.853 имеют значительно меньшую силу, чем в эксперименте. Неплохо данные описываются на интервале 3.64–3.67 МэВ, но это не выглядит как доплеровское уширение, поскольку расшириено только в сторону меньших энергий по отношению к положению уровня 3.686 МэВ.

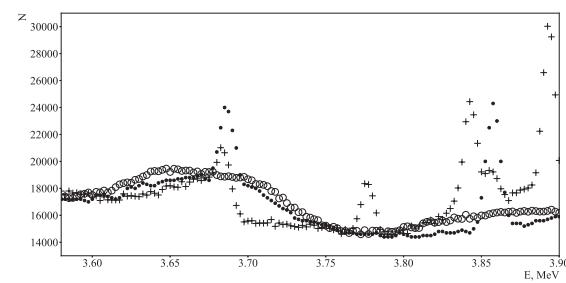


Рис. 1. Моделирование γ -линий 3.686 МэВ, 3.853 МэВ ядра $^{13}\text{C}^*$ в реакции $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$. Черные точки – эксперимент [6], кружки – Geant4/TPT-моделирование, крестики – Geant4/NeutronHP-моделирование.

¹⁾ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия.

* E-mail: AAGrachkov@vniia.ru

** E-mail: Kosov@vniia.ru

Оставалась надежда, что передача возбужденного ядра $^{13}\text{C}^*$ в навигацию Geant4 учитет его замедление в среде, но оказалось, что процесс G4Decay, по крайней мере пока, производит распад радиоактивных ядер также в газовом приближении, т.е. использование G4Decay не меняет формы γ -линий при TPT-моделировании, поэтому пришлось учитывать замедление возбужденного ядра прямо в TPT-процессе, который стал зависимым от окружающей среды.

2. УЧЕТ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ

В области низких энергий LSS-модель [5] утверждает, что энергетические потери растут пропорционально скорости v , что можно записать в виде

$$\frac{d\frac{mv^2}{2}}{dx} = -C \cdot m \cdot v, \quad (1)$$

где m — масса иона, а C — нормированный на массу иона коэффициент пропорциональности для электронных потерь. Интегрируя (1) по промежутку времени жизни радиоактивного ядра Δt , получим

$$\frac{E}{E_0} = \frac{v^2}{v_0^2} = e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}, \quad (2)$$

где p_0 и p — начальный импульс и импульс иона в момент распада, $\tau = (2C)^{-1}$, а Δt может быть разыграна в соответствии с временем жизни уровня возбуждения ядра. Далее производится стандартный распад иона с импульсом p на γ -квант и на ион с меньшим уровнем возбуждения.

Доплеровское уширение рассчитывалось в нерелятивистском пределе

$$E_l = E_c \cdot (1 + v \cos \theta), \quad (3)$$

где θ — угол излучения γ -кванта в системе центра масс, E_c, E_l — энергии γ -кванта в системе центра массы иона и в лабораторной системе. Доплеровское уширение представляет собой суперпозицию прямоугольных распределений, соответствующих распределению по скоростям распадающихся ядер.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Моделирование уширения двух γ -линий реакции $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$, зарегистрированных германиевым детектором в интервале углов $90^\circ - 160^\circ$ [6], учитываящее замедление иона $^{13}\text{C}^*$ по закону LSS-модели, сравнивается с экспериментальными данными на рис. 2. Из-за того, что исходный эксперимент не имел описания окружающего установку пространства, фоновая комптоновская подложка спектра аппроксимировалась двумя линейными функциями, количество событий в которых нормировано относительно числа событий в двух максимумах, поэтому существенным является лишь соотношение событий в двух γ -линиях и их доплеровские формы. Долгоживущий (8.6 пс)

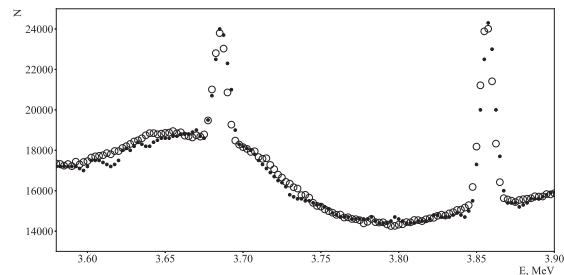


Рис. 2. Моделирование эффекта Доплера в предположении выполнения закона Линдхарда при малых энергиях ионов. Черные точки обозначают экспериментально снятые зависимости, кружки — Geant4/TPT-моделирование с учетом замедления иона $^{13}\text{C}^*$.

уровень 3.853 МэВ позволяет иону $^{13}\text{C}^*$ полностью остановиться до распада на основное состояние, а потому в спектре он должен выглядеть как δ -функция с фиксированной энергией. В спектре он имеет ширину на полувысоте разрешения германиевого детектора; $\Delta E = 2.355 \cdot \sigma(E) = 9.2$ кэВ. С вероятностью 36.3% возбужденное до этого уровня остановившееся ядро излучает γ -квант с энергией 167 кэВ, что практически оставляет в покое и ядро с уровнем возбуждения 3.686 МэВ, поэтому соответствующая γ -линия также имеет ширину, определяемую разрешением γ -детектора. Доля вторичного неуширенного вклада в линию 3.686 МэВ равна 10.3%. Если же относительно короткоживущий (1.1 фс) уровень 3.686 МэВ сразу возбуждается в реакции $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$, то за время жизни он не успевает полностью остановиться, а потому он имеет соответствующее доплеровское уширение. Расчитанная ширина на полувысоте доплероуширенной линии 3.686 МэВ (102 кэВ) на 10% превышает экспериментальную ширину (92 кэВ).

Заметим, что экспериментальная шкала E' была скорректирована для совпадения положений уровней с табличными значениями E , полученными при моделировании: $E' = \alpha \cdot E \cdot (1 + \beta \cdot E)$, где $\beta = 0.0027 \text{ МэВ}^{-1}$ и $\alpha = 0.9908$. Среднеквадратичное отклонение разрешения детектора $\sigma(E)$ рассчитывалось как $\sigma(E) = 0.002 \cdot \sqrt{E}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчет каналов реакции $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$ с помощью модели ядерных реакций CHIPS и интегрально-дифференциальное вычисление перемещения радиоактивного иона до точки распада с использованием модели электронных потерь иона низкой энергии LSS позволили с хорошей точностью описать форму соответствующих γ -линий, которую в течение многих лет смоделировать не удавалось. Расчеты показали, что для описания спектров γ -квантов, рожденных при взаимодействии нейтронов с ядрами кислорода, не достаточно учитывать имеющиеся в базах данных

реакции $^{16}\text{O}(n, p\gamma)^{16}\text{N}$, $^{16}\text{O}(n, d\gamma)^{15}\text{N}$, $^{16}\text{O}(n, t\gamma)^{14}\text{N}$, $^{16}\text{O}(n, {}^3\text{He}\gamma)^{14}\text{C}$ и $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$, но важно принимать во внимание и каналы с более тяжелыми фрагментами $^{16}\text{O}(n, {}^6\text{Li}\gamma)^{11}\text{B}$ и $^{16}\text{O}(n, {}^8\text{Be}\gamma)^{9}\text{Be}$, предсказанные моделью CHIPS. В результате распада ${}^8\text{Be}$ и фрагментации ${}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ на α -частицы в оксидах под действием нейтронов может ускоряться процесс образования гелиевых пор, что снижает радиационную стойкость оксидных материалов. Продемонстрировано, что физические алгоритмы программы Geant4 требуют доработки для описания экспериментальных γ -спектров, регистрируемых при нейтронном облучении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. O. Nelson, M. B. Chadwick, A. Michaudon, and P. G. Young, Nucl. Sci. Eng. **138**, 105 (2001).
2. P. V. Degtyarenko, M. V. Kossov, and H.-P. Wellisch, Eur. Phys. J. A **8**, 217 (2000).
3. P. V. Degtyarenko, M. V. Kossov, and H.-P. Wellisch, Eur. Phys. J. A **9**, 411 (2000).
4. P. V. Degtyarenko, M. V. Kossov, and H.-P. Wellisch, Eur. Phys. J. A **9**, 421 (2000).
5. M. Kosov and D. Savin, J. Phys.: Conf. Ser. **608**, 012050 (2015).
6. J. P. Wellisch, *The Neutron_HP Neutron Transport Code* (American Nucl. Soc., 2005).
7. J. Lindhard, M. Scharff, and H. Schiott, Mat.-Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **33** (1963).

MODELING OF THE DOPPLER BROADENING EFFECT IN THE REACTION $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$ TAKING INTO ACCOUNT THE SLOWING DOWN OF THE ${}^{13}\text{C}^*$ ION

A. A. Grachkov¹⁾, M. V. Kosov¹⁾

¹⁾Dukhov Automatics Research Institute, Moscow, Russia

Doppler broadening of the γ -lines of the secondary ion ${}^{13}\text{C}^*$, produced in the $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$ reaction induced by neutrons interacting with the beryllium oxide target, is calculated within the framework of the LSS model for the stopping power of the low energy ions. The $^{16}\text{O}(n, \alpha\gamma)^{13}\text{C}$ cross-sections are calculated by the quark-level nuclear reactions model CHIPS. It is shown that for not too short and not too long lifetimes of the excited γ -levels the slowing down of the radioactive ions defines shapes of the measured γ -lines.

ОБ ЭНЕРГИЯХ СВЯЗИ ЯДЕР ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ В ТРЕХЧАСТИЧНЫХ УРАВНЕНИЯХ ФАДДЕЕВА С ПРЯМЫМ ИНТЕГРИРОВАНИЕМ

© 2024 г. А. Гапченко¹⁾, О. Голова^{1), 2)*}, М. Егоров^{1), 2), *}

Поступила в редакцию 21.02.2024 г.; после доработки 25.04.2024 г.; принята к публикации 10.05.2024 г.

В работе представлен новый метод поиска энергий связи систем из трех тел, основанный на численном решении системы однородных уравнений Фаддеева относительно матрицы T с прямым численным интегрированием без традиционного парциально-волнового разложения. В работе мы стремились продемонстрировать на простейших системах с тремя точечными нуклонами особенности численного решения однородных уравнений Фаддеева, двухчастичные t -матрицы, в которых генерируются как локальными, так и нелокальными потенциалами. Установлено характерное поведение энергий связи трех тел в зависимости от изменения числа узлов радиальной сетки относительных импульсов. В работе сравниваются метод Паде-аппроксимантов и алгебраический метод обращения матриц при численном решении уравнений Липпмана–Швингера. Показано, что оба метода могут быть использованы в задачах поиска энергий связи систем из трех тел. В выбранной численной схеме проведены оценки влияния кулоновского отталкивания и трехчастичной NNN -силы на энергию связи рассматриваемых систем. Показано, что отсутствующее NNN -взаимодействие должно быть зарядово-зависимым, чтобы объяснить перекос в недостающих вкладах в энергиях связи рассматриваемых ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ на уровне 143 кэВ.

DOI: 10.31857/S0044002724060048, EDN: HPDGKO

1. ВВЕДЕНИЕ

Описание свойств простейших трехчастичных ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ является одной из старейших проблем ядерной физики. Ряд особенностей динамики трех тел определяет критерии, которым должны удовлетворять реалистичные модели NN -взаимодействия. Среди таких особенностей ключевой является нарушение зарядовой симметрии (CSB-эффект) в энергиях связи самых легких зеркальных ядер, которое также интенсивно изучалось [1–6]. На сегодняшний день не вызывает сомнений факт зависимости трехчастичных энергий связи ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ от выбора реалистичных NN -моделей. Помимо зарядово-зависимых компонент NN -потенциала наиболее важные различия между моделями связаны с зарядово-независимыми и кулоновскими эффектами [7], которые могут объяснять величину отличий между энергиями связи зеркальных ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ до 620–640 кэВ. Поиск энергий связи простейших трехчастичных ядер с реалистичными NN -потенциалами с помощью решения однородных уравнений Фаддеева систематически сталкивается [7–10] с необходимостью учитывать дополнительное по отношению к NN -потенциалу трехчастичное взаимодействие. Результатом микроскопических расчетов [10] также стал тот факт, что учитываемое в разных подходах по-разному внemассовое поведение реалистичного аргоннского NN -потенциала AV18 не имеет принципиального

значения. Уравнения Фаддеева в импульсном пространстве и метод гиперсферического разложения в конфигурационном пространстве были использованы в работе [10] для получения энергий связи ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$, которые не соответствовали эксперименту всего на 20 кэВ. Несмотря на то, что с момента выхода этой работы прошло более 20 лет, расчеты [10] остаются на высоком уровне согласования с экспериментальными данными, оставляя открытым только вопрос о том, необходимо ли нарушение зарядовой независимости трехнуклонной силы и нет ли необходимости изменять длины pp-взаимодействий, чтобы устранить недостающую до эксперимента разницу в 20 кэВ. В данной работе мы воспроизводим динамику трех тел с помощью интегральных уравнений Фаддеева для компонент T -матрицы с локальными и нелокальными парными взаимодействиями, принимая во внимание как кулоновское отталкивание между протонами, так и феноменологическую трехнуклонную силу. В отличие от предыдущих работ мы сделали акцент именно на особенностях численного решения уравнений Липпмана–Швингера и Фаддеева, которые, на наш взгляд, должны приниматься во внимание, когда осуществляется поиск тонких физических эффектов, таких как трехнуклонное взаимодействие или поиск зарядово-зависимых компонент NN -взаимодействия. Восполнению этого имеющегося в литературе недостатка и посвящена данная работа.

Наиболее популярной моделью эффективного взаимодействия трех тел является 2π -Tucson-Melbourne (TM) модель [11], а также ее различные модификации [12, 13], в том числе кирально-симметричный ва-

¹⁾ Томский государственный университет, физический факультет, Томск, Россия.

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

* E-mail: egorovphys@mail.ru

риант [14]. В действительности, включение трехнуклонных сил в общий гамильтониан системы приводит [7, 15] к зависимости результата расчета энергии связи ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ от выбора формфактора и соответствующего параметра обрезания Λ в адронной NN -вершине. Для хорошего согласия с экспериментальными энергиями связи ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ такие расчеты требуют тонкой настройки трехнуклонного потенциала в зависимости от используемой реалистичной NN -модели [16].

Корректный учет кулоновского взаимодействия между протонами в ядре ${}^3\text{He}$ определяет еще одну важную особенность прецизионной динамики трех тел. Как известно из теории двухпотенциального взаимодействия [17], дальнодействующий вклад в NN -потенциал будет присутствовать не только в виде отдельного чисто кулоновского слагаемого для T -матрицы, но и в резольвенте для короткодействующей T -матрицы NN -взаимодействия. Наибольшую популярность в практических расчетах энергий связи приобрел метод сепарабельного разложения для T -матрицы в координатном представлении с базисом из кулон-штурмановских функций [18, 19]. Этот метод позволяет обеспечить быструю сходимость по числу базисных функций для сечений таких чувствительных низкоэнергетических процессов, как образование позитрония в реакции $e^- + H \rightarrow p + (e^- - e^+)$.

В фазовом пространстве включение кулоновского взаимодействия в короткодействующей системе также обеспечено в двухпотенциальной манере [20] с использованием соответствующих T -матриц, генерируемых экранированным кулоновским потенциалом и так называемым азимутальным потенциалом. Несмотря на выбор определенных граничных условий для двухчастичных t -матриц на массовой и полумассовой оболочке, определяемой так называемой областью экранирования, результирующая кулоновская t -матрица оказывается независимой от этой экранирующей области. Электромагнитная часть реалистичного AV18-потенциала [21] уже включает, в свою очередь, одно- и двухфотонные кулоновские слагаемые, вклад Дарвина–Фолди, поляризацию вакуума и взаимодействие магнитных моментов, каждое из которых имеет соответствующий формфактор.

В данной работе реализован еще один способ расчета трехчастичных энергий связи ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ с использованием трехчастичных уравнений Фаддеева, записанных относительно компонент $T_1 = T_{23}$, $T_2 = T_{31}$, $T_3 = T_{12}$ трехчастичной T -матрицы $T = T_1 + T_2 + T_3$ с явным интегрированием по переменным фазового пространства без вынужденной сепарабелизации вида T -матрицы. Такой подход был реализован в работе [22], где трехчастичная развальная T -матрица вводилась в качестве исходного ингредиента для расчета амплитуд упругих процессов и реакций.

В разд. 2 кратко описаны трехчастичные уравнения Фаддеева и их основные ингредиенты, используемые

в данных расчетах. Там же приведены точные расчеты кулоновского взаимодействия двух протонов в рамках двухпотенциального метода [20] и оценен его вклад в трехчастичную динамику на примере использования модельного NN -потенциала. Здесь мы также кратко сравниваем два численных метода решения уравнения Липпмана–Швингера.

На примере реалистичных NN -потенциалов (CD Bonn, ESC08c, AV18) в разд. 3 будет показано, что поведение детерминанта Фредгольма однородной системы уравнений Фаддеева для T -матрицы практически гарантировано обеспечивает попадание в экспериментальные значения энергий связи при подходящем выборе численной сетки. Следует подчеркнуть, что мы не стремимся описать экспериментальные двухнуклонные данные с высокой точностью, используя последние версии реалистичных потенциалов ESC16, CD Bonn-2000 и т.д., для более обоснованного подхода к вопросу описания экспериментальных энергий связи ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$. Наша цель включает в себя разработку инструмента, способного решать подобные задачи с использованием любых потенциалов, и анализ зависимости результатов от особенностей численного решения интегральных уравнений двух- и трехчастичных систем. В частности, мы показываем, что оба метода решения уравнения Липпмана–Швингера с использованием аппроксимаций Паде и алгебраический метод обращения матриц имеют свои преимущества и могут быть использованы в динамических уравнениях Фаддеева. Энергии связи ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, полученные по идентичной вычислительной схеме, также приведены в разд. 3, и оценены кулоновский протон-протонный эффект отталкивания, а также величина трехнуклонной силы в зависимости от параметра обрезания. В Заключении еще раз кратко анализируются результаты проделанной работы.

2. ОСНОВНЫЕ ИНГРЕДИЕНТЫ ТРЕХЧАСТИЧНЫХ УРАВНЕНИЙ

Формальная теория рассеяния трех неидентичных тел хорошо развита как для парциально-волновых разложений уравнения Фаддеева [23], так и для их прямого интегрирования в фазовом пространстве [22, 24]. Для трех тел разной массы прямое интегрирование уравнений Фаддеева в фазовом пространстве без использования парциально-волнового разложения для трехчастичной T -матрицы применялось ранее одним из авторов в расчете энергий связи экзотических гиперон-ядерных систем [25]. Там же представлены основные формулы, используемые и в данной работе. Однородное уравнение Фаддеева для трехчастичной T -матрицы можно записать в виде

$$(1 - tPR_0)T|\Psi\rangle = 0, \quad (1)$$

в котором P – оператор перестановки номеров частиц, t – двухчастичная t -матрица, R_0 – свободная

от взаимодействия функция Грина трех тел. Если перейти от трехчастичного собственного состояния $|\Psi\rangle$ к некоторому другому $|\Psi'\rangle \equiv T|\Psi\rangle$, то однородное уравнение (1) имеет нетривиальное решение тогда и только тогда, когда определитель матрицы $(1 - tPR_0)$ равен нулю. В этой точке для действительных E будет расположена энергия связи рассматриваемой трехчастичной системы. Матричные элементы P и t можно найти в работе [25], поэтому перейдем сразу к обсуждению тех особенностей, которые возникают у двухчастичных t -матриц в фазовом пространстве трех нуклонов. В \mathbf{pq} -представлении для T -матрицы, где \mathbf{p} – импульс во взаимодействующей подсистеме с приведенной массой μ , \mathbf{q} – спектаторный импульс частицы с приведенной массой M , двухчастичная t -матрица имеет вид

$$\begin{aligned} t\left(\mathbf{p}', \mathbf{p}, E - \frac{q^2}{2M}\right) = \\ = t\left(\sqrt{\kappa_1^2 q^2 + \kappa_2^2 q''^2 + 2\kappa_1 \kappa_2 q q'' x_{q''}}, \quad (2)\right. \\ \left. p, x_p, x_q, x_{pp'}, E - \frac{q^2}{2M}\right). \end{aligned}$$

Здесь E – кинетическая энергия трех тел, импульсы взаимодействующей подсистемы в in- и out- состояниях обозначены как \mathbf{p} и \mathbf{p}' , а переменная интегрирования, возникающая в интеграле (1), обозначена как \mathbf{q}'' . Косинусы полярных углов и азимутальные углы рассматриваемых векторов обозначены как $x_p, x_q, x_{q''}$ и ϕ_p, ϕ_q, ϕ'' соответственно. Мы видим, что для расчета t -матрицы импульс $\mathbf{p}' = \kappa_1 \mathbf{q} + \kappa_2 \mathbf{q}''$, где $\kappa_{1,2}$ – зависящие от масс частиц безразмерные константы, должен проектироваться на импульс \mathbf{p} с некоторым косинусом угла $x_{pp'}$ между ними. Этот угол имеет сложный явный вид

$$\begin{aligned} x_{pp'} &= \frac{\kappa_1 q y_{pq} + \kappa_2 q'' y_{pq''}}{\sqrt{\kappa_1^2 q^2 + \kappa_2^2 q''^2 + 2\kappa_1 \kappa_2 q q'' x_{q''}}}, \\ y_{pq} &= x_p x_q + \sqrt{1 - x_p^2} \sqrt{1 - x_q^2} \cos(\phi_p - \phi_q), \quad (3) \\ y_{pq''} &= y_{pq} x_{q''} + \sqrt{1 - x_{q''}^2} \sqrt{1 - y_{pq}^2} \cos(\phi_p - \phi''). \end{aligned}$$

Исходный набор из независимых переменных $p, x_p, \phi_p, q, x_q, \phi_q, q'', x_{q''}, \phi''$ для определения трехчастичной T -матрицы оказывается избыточным в задаче на собственные значения, поскольку импульс q всегда можно направить вдоль оси OZ . Тогда $x_q = 1$ (ϕ_q становится не важен и может быть принят равным нулю) и формулы (3) видоизменяются с учетом того, что при $OZ \uparrow\downarrow \mathbf{q}$ теперь $y_{pq} \equiv x_p$ – это косинус угла наклона импульса \mathbf{p} в выбранной системе координат. Аналогичное упрощение возникает и для азимутального угла $\phi_{p'}$ наклона импульса \mathbf{p}' (т.е. фактически импульса

$\kappa_1 \mathbf{q} + \kappa_2 \mathbf{q}''$). Из его формулы

$$\begin{aligned} \cos(\phi_{p'}) = & \left[\kappa_1 |\mathbf{q}| \sqrt{1 - x_q^2} \cos(\phi_q) + \kappa_2 |\mathbf{q}''| \sqrt{1 - x_{q''}^2} \times \right. \\ & \left. \times \cos(\phi'') \right] / \left[(\kappa_1 \mathbf{q})^2 (1 - x_q^2) + (\kappa_2 \mathbf{q}'')^2 (1 - x_{q''}^2) + \right. \\ & \left. + 2\kappa_1 \kappa_2 q q'' x_{q''} (1 - x_q) \right]^{1/2} \quad (4) \end{aligned}$$

при $x_q = 1$ автоматически следует, что $\cos(\phi_{p'})$ равен косинусу $\cos(\phi'')$ от переменной азимутального интегрирования ϕ'' в (1). Таким образом, азимутальный угол между импульсами \mathbf{p} и \mathbf{p}' есть угол $\phi_{p'} - \phi_p$, а поскольку угол ϕ_p входит в (3) всегда в виде разности с переменной интегрирования ϕ'' , можно, не умаляя общности, положить $\phi_p = 0$. Тем самым переменная азимутального интегрирования ϕ'' приобретает смысл азимутального угла между векторами \mathbf{p} и \mathbf{p}' , входящими в двухчастичные t -матрицы. Похожим образом нивелируется роль косинуса x_p , поскольку в выражение для угла $x_{pp'}$ в (3) интегрирование по косинусу $x_{q''}$ в (1) обеспечивает равномерное покрытие отрезков $y_{pq''}, x_{pp'} \in [-1; 1]$ вне зависимости от начального значения x_p . Поэтому угол x_p может сам принимать любые наперед заданные значения из отрезка $[-1; 1]$.

Таким образом, три переменные интегрирования $q'', x_{q''}, \phi''$ и два модуля $|\mathbf{p}|$ и $|\mathbf{q}|$ составляют тот набор независимых переменных, который определяет поведение интегрального ядра трехчастичных уравнений Фаддеева на численной сетке. Для того чтобы сетка абсолютных значений импульсов \mathbf{p} и \mathbf{q} не противоречила ситуации, в которой рассматриваемые состояния рассеяния принадлежат непрерывному спектру, удобно выбрать в качестве модульного значения \mathbf{p} величину q_0 , связанную с относительными импульсами частиц p_{jk} (где jk – номера частиц $j, k = 1, 2, 3$) во взаимодействующей паре формулой

$$p_{jk} = \sqrt{\left|E - \frac{q_0^2}{2M_{i(jk)}}\right|} 2\mu_{jk}. \quad (5)$$

Приведенные массы взаимодействующих jk -частиц и спектаторной i -частицы обозначены в (5) как $\mu_{jk}, M_{i(jk)}$. Модуль под корнем в (5) отражает тот факт, что в задаче на собственные значения импульсы p_{jk} – это мнимые части импульса $\kappa_{jk} = ip_{jk}$, которые входят в соответствующие выражения для энергий связанных состояний с мнимыми единицами. В нашем случае $E < 0$ и знак энергии был учтен в (5). Формула (5) помогает правильно адаптировать значения импульсов p_{jk} для взаимодействующих подсистем разных масс, тогда как значения q_0 могут быть выбраны на той же неравномерной сетке, что и модули $|\mathbf{q}|$, как и должно быть, если распространять данный подход на задачи рассеяния, где E, q_0 будут действительными и неотрицательными, а вектор \mathbf{q}_0 будет иметь смысл относительного импульса налетающей на систему частицы. Ограничивааясь поиском только связанных состояний, также следует ожидать, что в двухчастичных

подсистемах энергия $z < 0$ всегда остается отрицательной

$$z_{jk} = - \left(|E| + \frac{q^2}{2M_{i(jk)}} \right). \quad (6)$$

Модуль в (6) отражает тот факт, что знак минус энергии E уже был учтен.

2.1. Двухчастичные t -матрицы

Обсудим используемую параметризацию для двухчастичных t -матриц. В расчетах использовалась как сепарабельная параметризация боннского NN -потенциала для различных зарядовых каналов [26] в парциальных волнах 1S_0 , 3S_1 , 3D_1 , так и координатные функции $V(r)$ локальных NN -потенциалов [27, 21], которые позволяют явно рассчитать отдельные парциально-волновые компоненты радиальной, спин-спиновой, тензорной, спин-орбитальной и квадратичной спин-орбитальной функций $V(r)$. Отметим, что модель ESC08c доступна в виде программного кода, позволяющего автоматически расчитывать парциально-волновые компоненты функций $V(r)$ в различных зарядовых каналах, и мы будем опускать здесь и далее некоторые возможные расхождения, связанные с исходной теоретической моделью. Использование сепарабельной параметризации обусловлено тем, что t -матрицы для таких потенциалов, как известно, получаются аналитически. Использование локальных координатных потенциалов в фазовом пространстве подразумевает переход от координатного представления для функций $V(r)$ к импульсному представлению к функциям $V(\mathbf{p}_f, \mathbf{p}_i)$ с использованием невозмущенных сферических волн

$$V(\mathbf{p}_f, \mathbf{p}_i) = \int \exp(-i\mathbf{p}_f \mathbf{r}) V(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{p}_i \mathbf{r}) d^3 r. \quad (7)$$

Удобно представить левую и правую части (7) в базисе шаровых векторов и записать соответствующие равенства для коэффициентов разложения потенциалов в заданных спин-орбитальных состояниях. Для фиксированных полного углового момента системы J , а также орбитальных волн до (L_i) и после (L_f) взаимодействия такие коэффициенты для потенциалов в импульсном приближении связаны с парциальными компонентами координатных потенциалов формулой

$$\begin{aligned} V_{L_f L_i}^J(p_f, p_i) &= (4\pi)^2 i^{L_f - L_i} \sum_{MM_{L_f} M_{L_f}} C_{L_f M_f S_f M - M_f}^{JM} \times \\ &\times C_{L_i M_i S_i M - M_i}^{JM} \chi_{S_f M - M_f}^* \chi_{S_i M - M_i} \int d^3 r Y_{L_f M_f}^*(\hat{r}) \times \\ &\times \hat{A} Y_{L_i M_i}(\hat{r}) j_{L_f}(p_f r) V(|\mathbf{r}|) j_{L_i}(p_i r). \end{aligned} \quad (8)$$

Матричные элементы операторов \hat{A} находятся отдельно для центральной, спин-спиновой, тензорной, спин-орбитальной и квадратичной спин-орбитальной компонент NN -потенциала [28].

Спиновые и сферические функции в (8) введены стандартным образом с указанием квантовых чисел и соответствующих угловых переменных \hat{r} , по которым проводится интегрирование. Отметим, что коэффициенты векторного сложения (Клебша–Гордана) в (8) введены с помощью обозначений $C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{JM} \equiv \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | JM \rangle$. В таком виде парциальные компоненты $V_{L_f L_i}^J(p_f, p_i)$ входят в сумму

$$\begin{aligned} V(\mathbf{p}_f, \mathbf{p}_i) &= 4\pi \sum_{JML_f S_f L_i S_i M_f M_i} C_{L_f M_f S_f M - M_f}^{JM} \times \\ &\times Y_{L_f M_f}(\hat{p}_f) \chi_{S_f M - M_f} V_{L_f L_i}^J(p_f, p_i) C_{L_i M_i S_i M - M_i}^{JM} \times \\ &\times Y_{L_i M_i}^*(\hat{p}_i) \chi_{S_i M - M_i}^*, \end{aligned} \quad (9)$$

определенную полный NN -势能 в импульсном представлении как функцию относительных импульсов частиц $\mathbf{p}_i, \mathbf{p}_f$ до и после взаимодействия соответственно. Двухчастичные t -матрицы, генерируемые локальными потенциалами, находились с помощью [1/1]-Паде-аппроксиманта, который дает явное выражение для соответствующей матрицы с помощью рациональной функции

$$t = V + \frac{VG_0V}{1 - \frac{VG_0V G_0V}{VG_0V}}. \quad (10)$$

Здесь G_0 – свободная от взаимодействия двухчастичная функция Грина. Прямыми расчетами было показано, что использование более сложного [2/2]-Паде-аппроксиманта

$$\begin{aligned} t &= V + \frac{VG_0V(1 + b_1) + VG_0VG_0V}{1 + b_1 + b_2}, \\ b_1 &= \left[(VG_0VG_0V)(VG_0VG_0VG_0V) - \right. \\ &\left. - (VG_0V)(VG_0VG_0VG_0VG_0V) \right] / \left[(VG_0V) \times \right. \\ &\times (VG_0VG_0VG_0V) - (VG_0VG_0V)^2 \Big], \\ b_2 &= \left[(VG_0VG_0V)(VG_0VG_0VG_0VG_0V) - \right. \\ &\left. - (VG_0VG_0VG_0V)^2 \right] / \left[(VG_0V)(VG_0VG_0VG_0V) - \right. \\ &\left. - (VG_0VG_0V)^2 \right] \end{aligned} \quad (11)$$

не дает уже заметной разницы в решениях для t -матрицы. Для удобства записи импульсные метки в (10), (11) были опущены.

Парциальные фазовые сдвиги $\delta_L^J(\mathbf{p})$ [в радианах] связаны с парциальными t_L^J -матрицами

$$\delta_L^J = -\frac{i}{2} \ln \left(1 - \frac{2ip_i t_L^J(p_i, p_i)}{2\pi(2L+1)P_L(1)} \frac{E_1(W-E_1)}{W} \right), \quad (12)$$

полученными, например, для упругого нейтрон–протонного рассеяния. Здесь в (12) W – полная энергия системы нейтрон–протон, E_1 – энергия

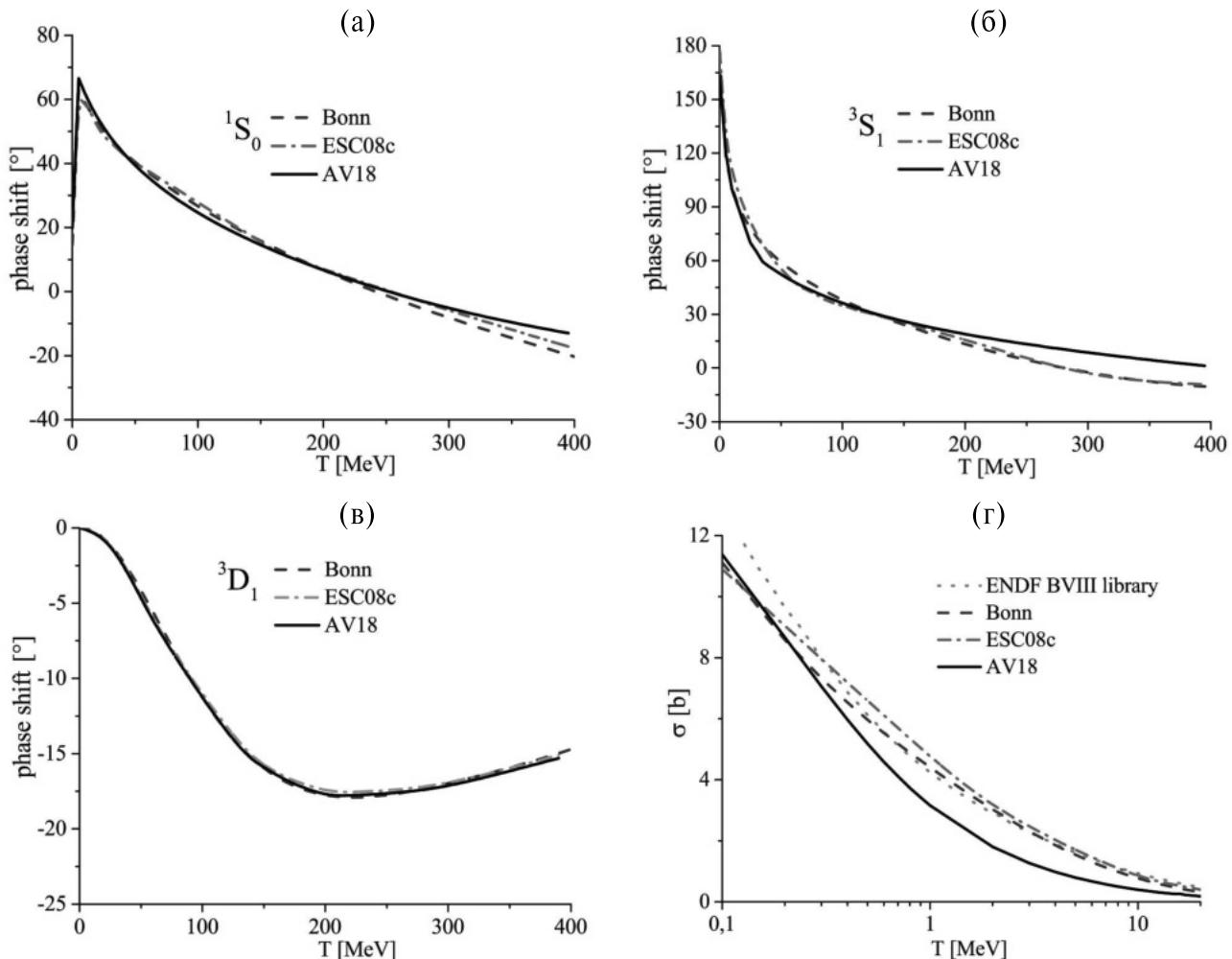


Рис. 1. а–в — Фазовые сдвиги pr -рассеяния, рассчитанные с сепарабельным CD Bonn и локальными ESC08c, AV18 потенциалами; г — полное сечение pr -рассеяния в сравнении с данными библиотеки ENDF-BVIII [29].

одной из частиц, $P_L(1)$ — полином Лежандра при единичном значении аргумента. На рис. 1 представлены расчеты наиболее важных фазовых сдвигов на примере нейтрон-протонного рассеяния, полученные на основе используемых реалистичных NN -потенциалов [26, 27]. Для сравнения на рис. 1г даны полные сечения соответствующего процесса рассеяния в сравнении с данными библиотеки оцененных ядерных данных ENDF-BVIII [29]. Как видим, согласие между различными реалистичными моделями в описании фазовых сдвигов достаточно хорошее, что также удовлетворительно отражается на выбранной стратегии счета t -матриц по заданным локальным $V(r)$ потенциалам.

2.2. Кулоновское взаимодействие

Несмотря на то, что многие локальные потенциалы параметризуются с учетом кулоновского взаимодействия для заряженных частиц, слишком велика разница между характерным для ядерных реакций и процессов масштабом энергий и той областью энергий,

где кулоновское взаимодействие будет играть решающую роль. Одновременно с этим поведение t -матриц в интегральном ядре (1) определяет внемассовые эффекты, вклад которых, в частности, для кулоновского взаимодействия означает интерпретацию кулоновской t -матрицы в той области трехчастичного фазового пространства, в которой ее вклад будет, возможно, сравним со вкладом короткодействующего потенциала в той же самой точке. В двухпотенциальном подходе, который мы используем для корректной вставки кулоновского взаимодействия в трехчастичный формализм, кулоновский потенциал $V_C(r)$ заменяется суммой экранированного и азимутального V^Φ потенциалов

$$\begin{aligned} V_C(r) &\equiv \frac{2k\eta(k)}{r} = V_R(r) + (V_C(r) - V_R(r)) \equiv \\ &\equiv V_R(r) + V^\Phi(r), \\ V_R(r) &= V_C(r) \exp(-\lambda r). \end{aligned} \quad (13)$$

В (13) $\eta(k)$ — кулоновский параметр, $\eta(k) = \mu Z_1 Z_2 e^2 / k$, k — относительный импульс вза-

имодействующих частиц с зарядами $Z_1 Z_2$; $e^2 \approx 1.43997$ [МэВ Фм] – квадрат элементарного заряда. Импульс k всегда определяется на массовой поверхности, поэтому формально он отличается от относительного импульса взаимодействующих в трехчастичном фазовом пространстве частиц. Параметр λ обычно выбирается в форме $\lambda = k/\hbar c \cdot \exp(-C/\eta(k))$, где $[\hbar c] = [\text{МэВ Фм}]$ и C – некоторая константа. Обоснование такой формулы для λ можно получить из секулярного уравнения для энергий связи E_x атома водорода

$$1 + (2\pi)^{-3} \int \left(2\mu_{e^- - p} p''^2 dp'' d\Omega_{p''} \right) \left/ \left[(p^2 - 2pp'' \times \cos(\theta_{pp''}) + p''^2 + \lambda^2) \left(-|E_x| - \frac{p''^2}{2\mu_{e^- - p}} \right) \right] \right. = 0, \quad (14)$$

где $E_x = p^2/2\mu_{e^- - p}$, а $\mu_{e^- - p}$ – приведенная масса электрона и протона. Из (14) легко можно получить спектр атома водорода при различных C для каждого уровня. Например, первые два уровня (-13.59 эВ, -3.39 эВ) хорошо описываются с использованием констант $C = 5.25$ и $C = 11.9$ соответственно. Для задач рассеяния константы C должны выбираться, в первую очередь, исходя из достаточно быстро-го асимптотического затухания $V_R(r)$ при отсутствии численных осцилляций, которые могут возникать от азимутального потенциала V^Φ . Азимутальный потенциал посредством обычного уравнения Липпмана–Швингера генерирует t -матрицу T^Φ . Можно показать, что экранированный потенциал генерирует $t^{R\Phi}$ -матрицу

$$t^{R\Phi}(\mathbf{p}_f, \mathbf{p}_i) = V_R(\mathbf{p}_f, \mathbf{p}_i) + \int \frac{V_R(\mathbf{p}_f, \mathbf{p}'') + K_R(\mathbf{p}', \mathbf{p}'')}{E_k - E_{p''} + i\epsilon} t^{R\Phi}(\mathbf{p}'', \mathbf{p}_i) d^3 p''. \quad (15)$$

В (15) добавка к потенциальному в интегральном ядре происходит от зависящей от T^Φ резольвенты и имеет вид

$$K_R(\mathbf{p}', \mathbf{p}'') = \frac{2\mu}{(2\pi)^3} \int \left[p^2 V_R(\mathbf{p}', \mathbf{p}_i) T^\Phi(\mathbf{p}_i, \mathbf{p}'') - p'''^2 V_R(\mathbf{p}', \mathbf{p}''') T^\Phi(\mathbf{p}''', \mathbf{p}'') \right] / (p'''^2 - k^2) d\Omega_{p'''} dp'''. \quad (16)$$

Формула (16) есть главное значение (далее обозначим все такие интегралы символом P над резольвентой G_0^P) подынтегральной функции $V_R(\mathbf{p}', \mathbf{p}''') T^\Phi(\mathbf{p}''', \mathbf{p}'')$ по отношению к простому полюсу $p''' \equiv k$. Здесь мы примем такие граничные условия на функцию T^Φ , которые обеспечивают ее обращение в нуль как на массовой поверхности, так и на любой из полумассовых поверхностей. Как показано в работе [20], такие условия, действительно, можно потребовать за счет подходящего подбора параметра λ и константы C . Полная

кулоновская t -матрица будет иметь вид

$$\begin{aligned} T^C(\mathbf{p}_f, \mathbf{p}_i) &= T^\Phi(\mathbf{p}_f, \mathbf{p}_i) + t^{R\Phi}(\mathbf{p}_f, \mathbf{p}_i) + \\ &+ \int d^3 p'' t^{R\Phi}(\mathbf{p}', \mathbf{p}'') G_0^P T^\Phi(\mathbf{p}'', \mathbf{p}_i) + \int d^3 p'' T^\Phi(\mathbf{p}_f, \mathbf{p}'') \times \\ &\times G_0^P t^{R\Phi}(\mathbf{p}'', \mathbf{p}_i) + \iint d^3 p'' d^3 p''' T^\Phi(\mathbf{p}_f, \mathbf{p}'') \times \\ &\times G_0^P t^{R\Phi}(\mathbf{p}'', \mathbf{p}''') G_0^P T^\Phi(\mathbf{p}''', \mathbf{p}_i). \quad (17) \end{aligned}$$

В силу граничных условий $T^\Phi(\mathbf{k}, \mathbf{k}) = T^\Phi(\mathbf{q}, \mathbf{k}) = T^\Phi(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = 0$, где импульсы $\mathbf{k} = \mathbf{p}_i = \mathbf{p}_f$, а \mathbf{q} – некоторая переменная интегрирования, можно показать, что третья, четвертое и пятое слагаемые в (17) равны нулю на массовой поверхности. Далее, двухпотенциальный метод приводит к достаточно громоздкому виду для короткодействующей t -матрицы, точно учитывющей кулоновское взаимодействие. Из 37 слагаемых на массовой поверхности в силу граничных условий останутся не нулевыми только пять, и короткодействующая t -матрица t_{NN}^C с точным учетом кулоновского взаимодействия будет иметь вид

$$\begin{aligned} t_{NN}^C &= (1 + t^{R\Phi} G_0) t^{sR} (1 + G_0 t^{R\Phi}) + T^C, \\ t^{sR} &= V + V (1 + G_0 T^C) t^{sR}. \quad (18) \end{aligned}$$

Потенциалы и функции Грина в (18) относятся к ранее введенным величинам нуклон–нуклонного сектора. Мы видим, что наряду с явным присутствием кулоновской t -матрицы в (18) возмущающий вклад дальнодействующего взаимодействия сводится к добавке к потенциальному в интегральном ядре уравнения Липпмана–Швингера для короткодействующей t -матрицы t^{sR} .

Несмотря на точный характер выписанных выше уравнений (15)–(18) прямые численные расчеты многократных интегралов в трехчастичном фазовом пространстве весьма ресурсозатратны. Поэтому в трехчастичных расчетах с учетом кулоновского взаимодействия мы ограничились явным видом формулы (18) для короткодействующей t -матрицы, возмущенной кулоновским взаимодействием и зависящей от точного вида T^C , который мы примем в рамках сделанного допущения в такой же короткой форме, как и в двухчастичных расчетах.

На рис. 2а изображен вклад кулоновского pp -рассеяния в широкой области энергий, рассчитываемый по формуле (17), когда $T^C = T^\Phi + t^{R\Phi}$. Для сравнения на том же рисунке представлены расчеты полного сечения с использованием обычной и экранированной с параметром $C = 0.001$ кулоновских амплитуд для pp -рассеяния. Мы видим, что оба вклада от кулоновских амплитуд сильно отличаются друг от друга, что отражаетенную чувствительность подобных расчетов к параметру экранирования. Иная ситуация возникает в двухпотенциальном подходе, когда оба слагаемых потенциала (13) генерируют такие

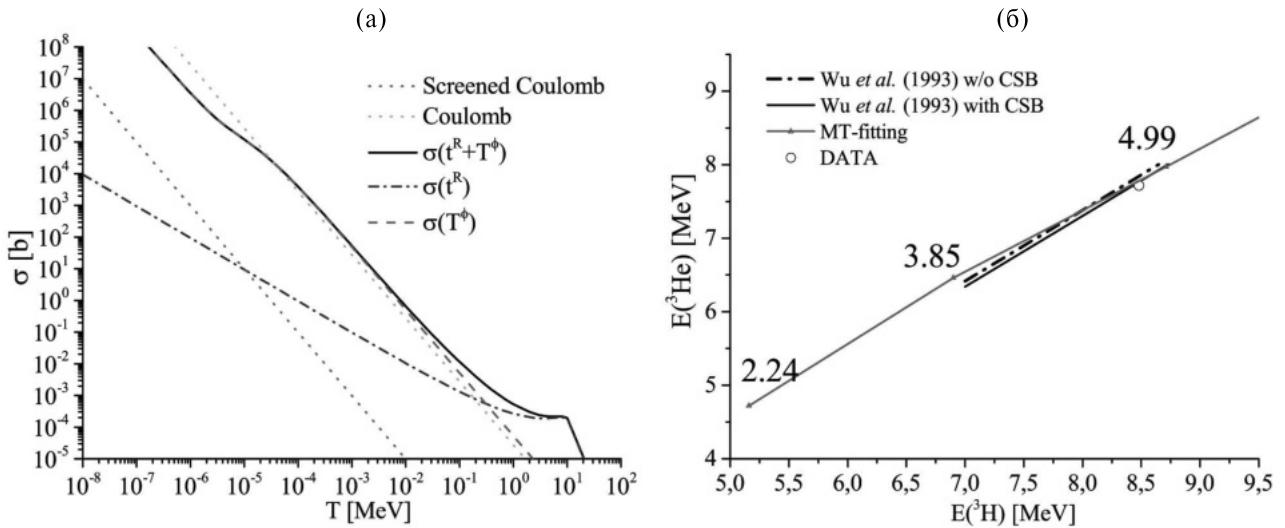


Рис. 2. *a* – Полное сечение кулоновского pp -рассеяния, рассчитанное отдельно для компонент t^R, T^Φ , а также их суммы. На графике также представлен вклад от экранированной и неэкранированной кулоновских амплитуд. *б* – График $E(^3\text{He})$ – $E(^3\text{H})$ для модельного МТ-потенциала (19), рассмотренного в данной работе. Цифрами на графике отмечены энергии связи дейтрана. Короткие штрихпунктирная и сплошная кривая отражают расчеты работы [7] с учетом и без учета эффектов CSB. Экспериментальная точка из [30].

две t -матрицы $t^{R\Phi}, T^\Phi$, суммарный вклад которых в полное сечение практически не зависит от выбора C . Следует отметить, что подходящий выбор параметра C опирается как на соблюдение граничных условий для T^Φ [20], так и на отсутствие численных осцилляций в непосредственных расчетах t -матриц. Значение $C = 0.001$ обеспечивает для данной задачи протон-протонного рассеяния близость соответствующих вкладов от $T^\Phi + t^{R\Phi}$ к вкладу от обычной кулоновской амплитуды только в области от 10 эВ–100 кэВ. Отметим, что решение полного уравнения Липпмана–Швингера для потенциала (13) относительно t -матрицы не может совпадать с приближением $t = V$, где V – Фурье-образ кулоновского потенциала, совпадающий с точностью до фазы с кулоновской амплитудой. Оценка величины кулоновского вклада, рассчитываемого в рамках представленного выше двухпотенциального подхода, применяемого для расчета энергий связи ядер $^3\text{H}, ^3\text{He}$, осуществлялась на примере модельного азимутально-симметричного NN -потенциала вида

$$V(\mathbf{p}', \mathbf{p}) = 2\pi V_R / \left[(p'^2 + p^2 + \mu_R^2 - 2p'px_{p'}x_p)^2 - 4p'^2 p^2 (1 - x_{p'}^2)(1 - x_p^2) \right]^{1/2}, \quad (19)$$

который является разновидностью широко известного МТ-потенциала. Косинусы углов наклона импульсов \mathbf{p}, \mathbf{p}' в произвольной системе координат в (19) обозначены как x_p и $x_{p'}$ соответственно. Параметры потенциала (19) $V_R = -0.73$ [МэВ $^{-1}$], $\mu_R = 31.1$ [МэВ] подбирались, исходя из удовлетворительного описания энергии связи дейтрана (полу-

ченено значение $E_b = 2.23$ МэВ) и полного сечения pp -рассеяния в области кинетических энергий належащей частицы $T = 0.1$ –20 МэВ. Вклады кулоновского взаимодействия оценивались по тем различиям в энергии связи ядер ^3H и ^3He , которые возникали при включении в динамику кулоновского взаимодействия, рассчитываемого по выше приведенным формулам. По наличию такого кулоновского вклада в трехчастичной T -матрице, а также по небольшому различию в массах частиц, из которых состоят ядра ^3H и ^3He , определялся итоговый вклад кулоновского взаимодействия. Соответствующие энергии связи ядер ^3H и ^3He , получаемые с вариацией параметра V_R , представлены на рис. 2б. Цифрами на рисунке отмечены энергии связи дейтрана, которые соответствуют расчетным точкам на графике. Из сравнения с достаточно прецизионными расчетами энергий связи работы [7] можно сделать вывод о том, что учет кулоновского взаимодействия по предложенной выше схеме позволяет до некоторой степени учесть особенности зарядово-зависимого взаимодействия между протонами в ядре ^3He . Более точные оценки вклада кулоновского взаимодействия в энергию связи с реалистичными NN -потенциалами, в действительности, окажутся заметно меньшего порядка, что отражено ниже в табл. 1.

2.3. Особенности численного счета

Последнее и, возможно, самое важное для практических расчетов, что необходимо обсудить, это зависимость результата расчета двухчастичных t -матриц от способа решения уравнения Липпмана–Швингера. Известно, что только для сепарабель-

Таблица 1. Энергии связи [МэВ] основных состояний трехнуклонных систем ^3H , ^3He , рассчитанные в данной работе с использованием сепарабельной Bonn [26], локальных ESC08c [27] и AV18 [11] моделей NN -взаимодействий (в последних трех столбцах приведены оценочные расчеты вклада трехнуклонной силы [13] с параметром обрезания $\Lambda = 4.784m_\pi$ [3]; приведена также оценка энергии связи ядра ^3He без/с учетом кулоновского взаимодействия; эксперимент из работы [30])

System	Data	Bonn	ESC08c	AV18	Bonn + 3N	ESC08c + 3N	AV18 + 3N
^3H	8.48	8.07	8.04	8.255	8.80	8.25	8.27
^3He	7.718	7.48	7.647	7.350	11.00/11.78	7.69/7.65	7.406/7.404

ных потенциалов уравнение Липпмана–Швингера может быть решено аналитически. В других случаях используются Паде-аппроксимации, а также парциально-волновое разложение в сочетании с алгебраическим методом обращения комплексных матриц. Вычитательная процедура Нойеса–Ковалевского менее популярна, но также применима для решения уравнений Липпмана–Швингера, и вместе с аппроксимантами Паде может быть легко обобщена на случай зависящих от углов потенциалов, что позволяет использовать оба этих метода с прямым интегрированием по направлениям импульсов в фазовом пространстве без традиционного парциально-волнового разложения. Паде-аппроксиманты также были успешно применены для решения уравнения Фаддеева в непрерывном энергетическом спектре в задаче Nd-рассеяния [22] с обходом известных логарифмических особенностей при помощи многомерной сплайн-интерполяции. Менее очевидным, но более простым способом решения уравнения Липпмана–Швингера для произвольного потенциала является прямое алгебраическое решение путем инвертирования комплексной матрицы коэффициентов, умножаемой затем на вектор-столбец, состоящий из двухчастичных потенциалов, действующих в системе. Этот метод решения формально применим к решению любого линейного интегрального уравнения. Если обозначить потенциал двух тел $V(\mathbf{p}_f, \mathbf{p}_i) \equiv V(p_f, \Omega_f, p_i, \Omega_i)$ – телесные углы, связанные с векторами \mathbf{p}_f , \mathbf{p}_i соответственно, тогда решение для матрицы t будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} t(q, \Omega_q, p_i, \Omega_i) &= \\ &= \sum_{p_f \Omega_f} A^{(-1)}(q, \Omega_q, p_f, \Omega_f) V(p_f, \Omega_f, p_i, \Omega_i) = \\ &= \sum_{p_f \Omega_f} \frac{V(p_f, \Omega_q, p_i, \Omega_i)}{\delta_{p_f q} - V(p_f, \Omega_q, q, \Omega_q) G_0(q) \omega_q \Upsilon_q}, \quad (20) \\ A(p_f, \Omega_f, q, \Omega_q) &= \\ &= \delta_{p_f q} \delta_{\Omega_f \Omega_q} - V(p_f, \Omega_f, q, \Omega_q) G_0(q) \omega_q \Upsilon_q. \end{aligned}$$

Суммирование в (20) выполняется по абсолютным значениям p_f и соответствующим вектору \mathbf{p}_f значениям телесного угла Ω_f . Переход от интегрирования к суммированию по квадратурной формуле с гауссовым распределением узлов сетки выполняется с весовыми коэффициентами ω_q , Υ_q , соответствующими абсолютным значениям импульса q и телесному уг-

лу Ω_q . Второе равенство в (20), полученное путем умножения числителя и знаменателя на $\delta_{\Omega_f \Omega_q}$, позволяет сократить поиск и последующую инверсию шестимерной матрицы A до четырехмерной. Из числового вектора-столбца $t(q, \Omega_q, p_i, \Omega_i)$, полученного по формуле (20), затем выделяется одна составляющая точка с координатами $p_f, \Omega_f, p_i, \Omega_i$, которая и будет соответствовать искомой t -матрице, находящейся на массовой оболочке.

На рис. 3а показано полное сечение нейтрон-протонного рассеяния, полученное на основе различных двухчастичных t -матриц, генерируемых одним и тем же потенциалом v_{18} (модель AV18) [21]. Для последующих вычислений представляет интерес сравнить вклады Паде-аппроксимантов [1/1] и [2/2], а также представить результат алгебраического обращения матрицы коэффициентов (20) уравнения Липпмана–Швингера. В результате этого анализа мы можем заключить, что Паде-аппроксиманты для t -матрицы имеют довольно хорошую сходимость. Расчеты полных сечений, полученные на основе Паде-аппроксимаций и по формуле (20), отличаются друг от друга для потенциала AV18 [21] особенно в области низких кинетических энергий T . Длины упругого нейтрон-протонного рассеяния, полученные двумя способами с помощью Паде-аппроксимаций и инверсии матрицы коэффициентов, также незначительно различаются как для синглетного $^1S_0 - 23.3/ - 20.6$ Фм, так и для триплетного $^3S_1 6.55/9.47$ Фм рассеяния соответственно. Следует подчеркнуть, что наша цель не состоит в точном описании экспериментальных данных вместе с точным воспроизведением всех тонкостей параметризации используемых потенциалов. Вместо этого мы приводим расчеты в двухчастичных секторах в состоянии, близком к экспериментальным данным, выделяя все особенности численного расчета с последующим учетом этих особенностей в динамике трех тел. Среди таких особенностей, обнаруженных в секторе с двумя телами, мы выделяем разницу между расчетами по формуле (20) с обращением матрицы коэффициентов и с использованием Паде-аппроксимантов в области низких энергий. Разница в области низких энергий в полных сечениях, полученных двумя методами, в основном обусловлена сходством расположения узлов сетки для импульсов p_f и q при вычислении значения $V(p_f, \Omega_q, q, \Omega_q) G_0(q) \omega_q \Upsilon_q$. Чем ближе эти сетки похожи друг на друга, тем больший вклад может

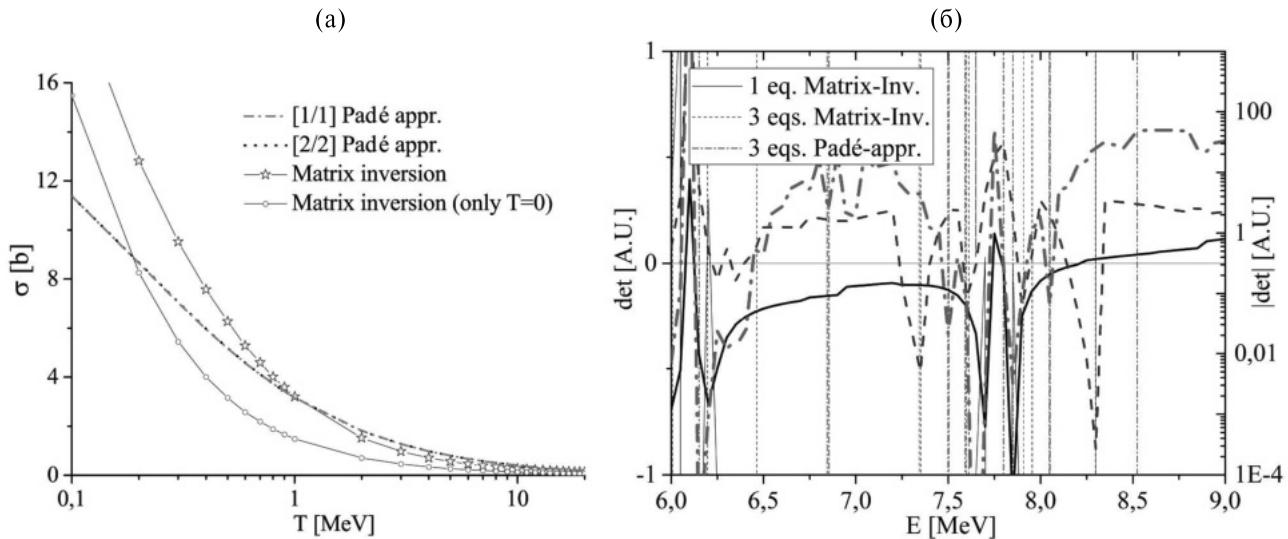


Рис. 3. а – Полное сечение нейтрон-протонного рассеяния, рассчитанное на основе двух численных методов: Паде-аппроксимации ([1/1] (10), [2/2] (11)) и инверсии матрицы коэффициентов (20) для реалистичного AV18-потенциала [21]. Отмечен отдельно вклад с изоспином $T = 0$. б – Определитель Фредгольма (тонкие кривые в произвольных единицах измерения) как функция энергии трех тел. Три уравнения (3 eqs.) на рисунке обозначают исходную однородную систему уравнений Фаддеева (1), в то время как одно уравнение (1 eq.) является приближением, в котором учтена только одна нейтрон-протонная двухчастичная t -матрица. Абсолютные значения определителя Фредгольма (толстые кривые) привязаны к правой оси. Видно, что положения корней зависят от численных методов, применяемых для поиска двухчастичной t -матрицы. Узлы численной сетки были выбраны в единой манере для обоих методов.

внести интегральное значение и тем выше амплитуда численного эффекта сетки. При сохранении количества узлов сетки в радиальных направлениях p_f и q такой числовой эффект может быть подавлен, а прогностическая способность формулы (20) в области низких энергий может быть улучшена с помощью аддитивных числовых сеток, простейшим примером которых является умножение переменной интегрирования q в интеграле $V(p_f, \Omega_q, q, \Omega_q) G_0(q) \omega_q \Upsilon_q$ на число, близкое к единице.

Неожиданным результатом расчета энергий связи систем из трех тел в рамках разработанной процедуры прямого численного решения уравнения Фаддеева стало обнаружение нескольких корней уравнения (1) уже при физических энергиях $\text{Re}(E) > 0$. Только для одного уравнения Фаддеева (система трех фермионов NNN) численное решение алгебраического уравнения (1) на сетке узлов 45×45 для модулей импульсов p и q также приводит к двум соседним корням в области 7.70 и 7.85 МэВ. Увеличение числа уравнений Фаддеева до трех путем учета различных масс протонов и нейtronов на примере ядра ^3He приводит не только к ожидаемым энергетическим сдвигам в энергиях связи [3, 10], но и к увеличению числа корней рассматриваемой алгебраической системы уравнений с матрицей порядка 135×135 . Новые корни находятся в областях 7.35, 7.60, 7.90 и 8.30 МэВ. В обоих расчетах двухчастичные t -матрицы были получены на основе формулы (20). Интересно отметить, что корень в области 8.30 МэВ появляется при решении систе-

мы уравнений Фаддеева с реалистичным аргонским NN -потенциалом [21] для обеих систем $^3\text{He}, ^3\text{H}$ с точным учетом изотопической структуры парных t -матриц. Чтобы более точно определить корни алгебраической системы уравнений Фаддеева, которые соответствовали бы рассматриваемым физическим состояниям, мы также рассмотрим поведение модуля детерминанта Фредгольма с шагом 50 кэВ. На рис. 3б показана зависимость определителя Фредгольма и его модуля (правая шкала) однородной алгебраической системы уравнений Фаддеева для ядра ^3He . Использование двухчастичных матриц t , полученных из Паде-аппроксимаций в уравнениях Фаддеева, также характеризуется несколькими корнями, в которых определитель Фредгольма обращается в нуль. Следует, однако, отметить, что положение корней изменилось по сравнению с вычислением t -матриц по формуле (20). Схематически изменение положения корней можно отметить следующим образом: 7.35 → 7.50, 7.60 → 7.60, 7.90 → 7.85 и 8.30 → 8.05 МэВ в рассматриваемом диапазоне энергий $6.0 < E < 9.0$ МэВ. При этом, несмотря на наличие нескольких корней алгебраической системы уравнений, формально соответствующих связанным состояниям, только значение 7.60 МэВ, максимально близкое к экспериментальной энергии связи 7.718 МэВ, остается практически неизменным для обоих методов вычисления t -матриц по формулам (10), (20). Однако этому корню соответствует не самый глубокий минимум абсолютного значения определителя Фредгольма, что не

позволяет выбрать его в качестве энергии связи рассматриваемой системы. Поскольку система ${}^3\text{He}$ имеет только одно известное основное состояние ($T_{{}^3\text{He}} = 1/2, J^P = 1/2^+$), некоторые корни рис. 3 происходят из особенностей числовой аппроксимации, используемой двухчастичной NN -модели в трехчастичном фазовом пространстве, и сдвиг энергии между корнями (до ~ 250 кэВ), связанный с использованием различных методов решения уравнений Липпмана–Швингера, должен быть связан с численной неопределенностью этих вычислений. Использование корня 7.60 МэВ в качестве энергии основного состояния ${}^3\text{He}$ сразу привело бы нас к противоречию с результатами работ [3, 10], в которых предполагается, что недостающий вклад NNN -сил в энергию связи ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ составляет более 400 кэВ. На основе проведенных расчетов нами был сформулирован критерий, по которому смена знака определителя Фредгольма в некоторой точке наряду с наличием локального минимума модуля определителя Фредгольма в окрестности этой точки позволяет идентифицировать эту точку как энергию связи рассматриваемой системы (основного или возбужденного состояния). Такой критерий, к сожалению, не позволяет отсеивать те состояния, которые могут генерироваться тем или иным потенциалом ввиду неидеальности самой параметризации нуклон–нуклонной модели, а также некоторыми особенностями численной аппроксимации интегральных уравнений. Поскольку в этой статье мы не ставим своей целью любой ценой описать экспериментальные энергии связи с потенциалом AV18 [21], для удобства дальнейших исследований мы примем корень 7.35 МэВ, характеризующийся глубоким локальным минимумом модуля определителя Фредгольма, полученный матричным методом с использованием формулы (20), в качестве энергии основного состояния системы ${}^3\text{He}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

В любых численных расчетах особую роль играет стабильность результата расчета по отношению к изменению параметров численной сетки. При расчете определителя Фредгольма уравнения (1) ранг соответствующей матрицы растет как $(3N)^2$, где N – число узлов радиальной сетки по одной из переменных q, q_0 . Каждый из элементов $N \times N$ матрицы – это быстроменяющаяся функция, поэтому переходы от одной к другой точке сеточного пространства могут сопровождаться сильным изменением определителя матрицы. Тем не менее, следует ожидать, что в точке, где определитель Фредгольма меняет знак, его абсолютная величина также должна быть меньше, чем в соседних точках, в противном случае подобные смены знака вызваны самой численной аппроксимацией быстро меняющихся функций. Для исследования поведения определителя Фредгольма в зависимости от пара-

метров численной сетки использовались реалистичные боннский [26] и локальный ESC08c [27] потенциалы. Число узлов неравномерной радиальной сетки, расположенных вдоль луча $[0, +\infty)$, менялись в значениях: 25, 35, 45 и 55, тогда как числа узлов равномерной угловой сетки фиксировались одинаковыми по полярному и азимутальному направлениям $N_\theta = N_\phi$ и принимались равными 7, 9 и 11. Результаты расчета определителя уравнения (1) с данными потенциалами представлены на рис. 4. Следствием плавного изменения параметров численных сеток стал факт плавного перемещения соответствующих корней уравнения (1), в которых определитель Фредгольма обращается в нуль. Расчеты с боннским потенциалом [26] показывают, что корни уравнения (1) с ростом числа радиальных узлов сетки перемещаются плавно в сторону больших энергий связи системы, а затем в сторону меньших энергий. Для локального ESC08c [27] потенциала с ростом числа узлов радиальной сетки корни (1) перемещаются сначала в сторону меньших энергий связи, а затем в сторону больших энергий. Таким образом, для обоих различных по своей природе потенциалов особенности численных расчетов, в целом, одинаковые, и демонстрируют возможность подбора таких параметров сетки, при которых полученные корни уравнения (1) будут максимально близки к требуемому экспериментальному значению с заданной наперед точностью. Отметим, что на рис. 4 видно некоторое насыщение энергии связи, видимое с ростом числа угловых узлов сетки $N_{\theta,\phi} \rightarrow 7 \rightarrow 9 \rightarrow 11$, которое имеет место для обоих рассмотренных потенциалов. Для дальнейших расчетов нами выбраны менее ресурсоемкие значения сетки (45 точек по радиальным направлениям, 7 – по угловым), с использованием которых получаются близкие к экспериментальным значениям энергии связи ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ без учета кулоновского и трехчастичного NNN -взаимодействий.

Обсудим кратко влияние изотопической компоненты $T = 1$ в парном NN -потенциале AV18 [21] на спектр состояний рассматриваемых ядер. Мы уже видели, что сами по себе прямые вычисления энергий связи основных состояний ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$, учитывающие только $T = 0$ NN -компоненту, приводят к нескольким корням, обращающим в нуль уравнение (1). Некоторые из этих корней близки к экспериментальным энергиям связи, в то время как другие следует рассматривать как особенности численной аппроксимации двухчастичных NN -моделей в трехчастичном фазовом пространстве. Если изотопический вклад состояний $T = 1$ в рассеяние pp , pr и pn значителен и включен в реалистичные потенциалы типа AV18 [21], то для основных состояний ядер смесь различных изотопических вкладов может быть связана только с электромагнитным взаимодействием внутри ядер и должна быть чрезвычайно мала. Очевидно, что такую особенность измене-

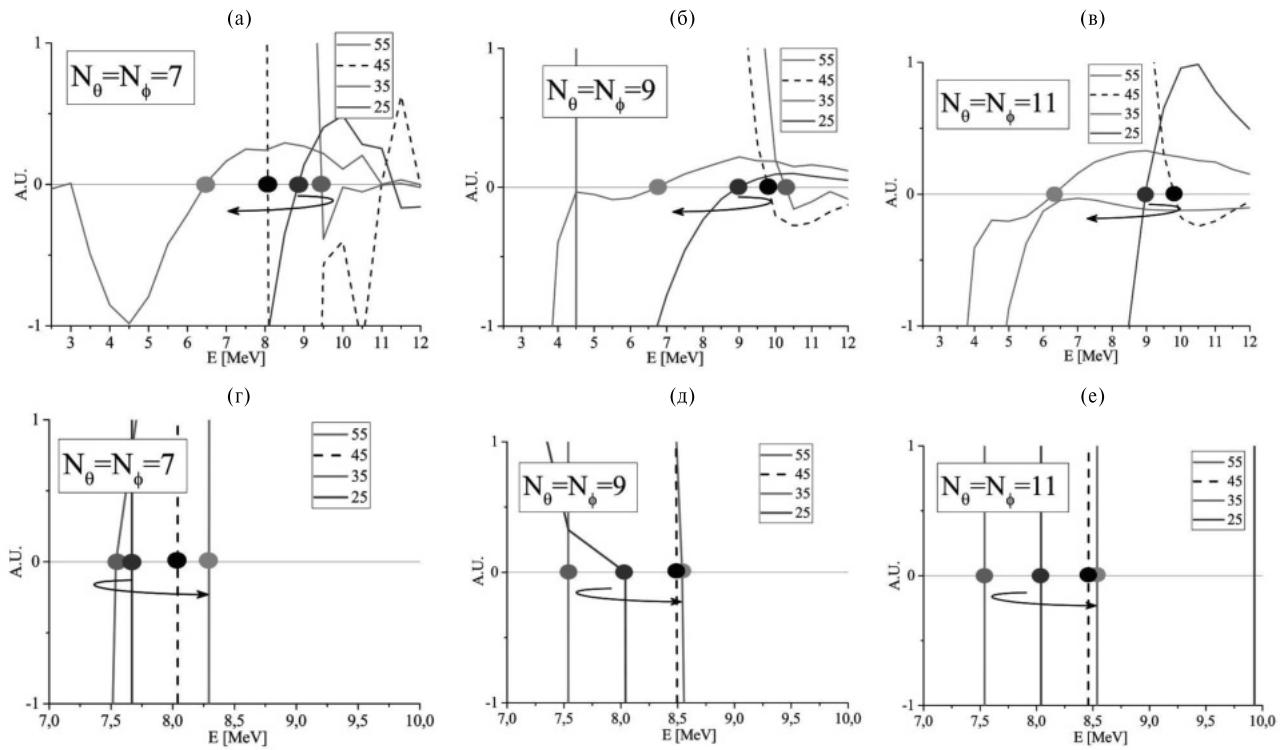


Рис. 4. Определитель Фредгольма (система ^3H без трехчастичных сил) для различных наборов численных сеток с числом узлов по радиальным направлениям: 25, 35, 45, 55 и числом точек по угловым направлениям $N_\theta = N_\phi = 7, 9, 11$. *а–в* – Расчеты с сепарельным CD Bonn-потенциалом [26]. *г–е* – Расчеты с локальным ESC08c-потенциалом [27]. Стрелками отмечены движения соответствующих корней однородных уравнений Фаддеева в зависимости от роста числа радиальных узлов численных сеток.

ния суммарного изоспина сталкивающихся протонов и нейtronов невозможно выделить из обычных экспериментальных данных по упругому рассеянию. В то же время простое включение модельной двухчастичной t -матрицы, соответствующей изоспину $T = 1$, в систему уравнений Фаддеева позволяет расширить изучаемый спектр возможных состояний трехчастичных систем, которые теоретически могут наблюдаться в процессах, сопровождающихся передачей ненулевого изоспина ядрам ^3He , ^3H . На рис. 5 показан определитель Фредгольма для рассматриваемых ядер, рассчитанный с учетом изотопической компоненты $T = 1$ в парном потенциале AV18 [21]. Как и ожидалось, включение дополнительной компоненты в двухчастичных t -матрицах привело к заметному изменению расчетного спектра ядерных состояний. Для ядра ^3He в областях 6.95 и 7.78 МэВ появляются два новых состояния, которых не было при учете только $T = 0$ компоненты. Для ядра ^3H также появляется пара новых состояний в области 6.8 МэВ, а состояние в области 8.30 МэВ, наоборот, исчезает, как и в случае с ^3He . Эти рассчитанные спектры не могут быть связаны только с основными состояниями рассматриваемых ядер. Они имеют более сложную структуру, порожденную процессами, сопровождающими обычной интерференцией амплитуд сильновзаимодействующих двух тел в состояниях с изоспинами

$T = 0$ и $T = 1$, которой нет места в основном состоянии ядер ^3He , ^3H .

Целью дальнейших расчетов с реалистичными потенциалами является проверка кулоновского вклада для ^3He и мажорантная оценка вклада трехнуклонных сил в энергиях связи зеркальных ядер ^3H , ^3He . Вклад трехнуклонной силы оценивался на основе нерелятивистской параметризации [12] (уравнение (6)) с введением адронных формфакторов $K(p^2, \Lambda)$, $K(p'^2, \Lambda)$, в πNN -вершине, которые также зависят от относительных импульсов p , p' во взаимодействующих NN -парах в *in*- и *out*-состояниях соответственно. Фактически, этот подход, использующий изотопически различные вклады от взаимодействий pp , pr и pn с одним и тем же формфактором K , позволяет только оценивать вклад трехнуклонного взаимодействия. Мы проведем такую оценку для формфакторов K в монопольной форме. В качестве параметра обрезания Λ мы выберем значение $\Lambda = 4.784m_\pi$ из работы [3], где m_π – масса пиона. Результат поиска энергий связи ядер ^3He , ^3H в рамках разработанного подхода с прямым численным интегрированием уравнений Фаддеева показан на рис. 6. Расчеты были выполнены с использованием двухчастичных матриц t , генерируемых зависящими от заряда потенциалами AV18 [21], используя точные решения уравнения Липпмана–Швингера, представленные выше в матрич-

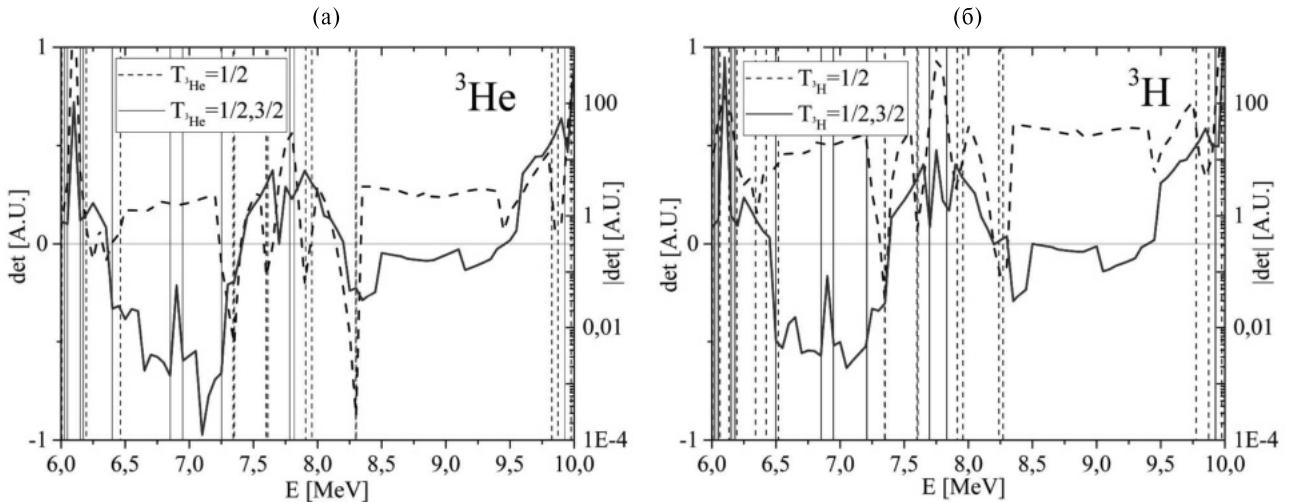


Рис. 5. Определитель Фредгольма как функция энергии трехчастичного рассеяния E для ядер ${}^3\text{He}$ (а) и ${}^3\text{H}$ (б), полученный с учетом изотопической $T = 1$ компоненты в парных потенциалах AV18 [21], что приводит к появлению изотопической $T = 3/2$ -компоненты в спектре состояний рассматриваемых ядер. Толстые кривые обозначают модуль определителя Фредгольма и отсчитываются на правой оси.

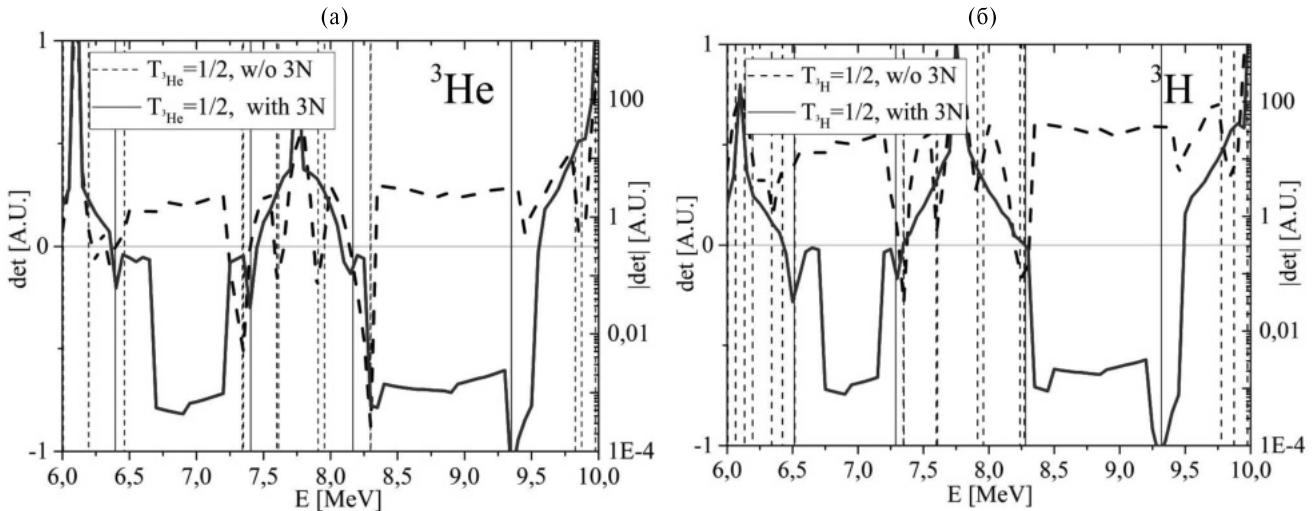


Рис. 6. Определитель Фредгольма как функция энергии трехчастичного рассеяния E для ядер ${}^3\text{He}$ (а) и ${}^3\text{H}$ (б), полученный с учетом трехнуклонной силы (3N) [12] в каждой двухчастичной t -матрице, генерируемой AV18-потенциалом [21]. Толстые кривые обозначают модуль определителя Фредгольма и отсчитываются на правой оси.

ном методе в соответствии с формулой (20). Из рис. 6 мы видим, что вклады трехнуклонных сил снова изменяют расположение корней алгебраической системы уравнений Фаддеева: корни в области $E \approx 7.5-8$ МэВ исчезают, и появляется ярко выраженный корень в области $E \approx 9.35$ МэВ, чего не наблюдалось во всех предыдущих расчетах для обоих ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$. Мы оцениваем вклад трехнуклонных сил в энергию связи рассматриваемых ядер по небольшому смещению двух оставшихся корней в областях $E \approx 7.35$ МэВ для ${}^3\text{He}$ и $E \approx 8.25$ МэВ для ${}^3\text{H}$. Эффект трехнуклонных взаимодействий, рассчитанный в рамках простой модели [12] с тем же параметром обрезания Λ , который использовался при описании экспериментальных данных в работе [3], оказывается на уровне 15–54 кэВ, что

более чем на порядок меньше, чем было предсказано в работах [3, 10]. Следует также отметить не только разницу во вкладах трехнуклонных сил из расчетов, представленных в табл. 1, но и сильную зарядовую зависимость недостающих и плохо изученных NNN -сил от типа рассматриваемой системы (${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$). Для ядра ${}^3\text{H}$ вклад сил NNN должен составлять порядка 225 кэВ, а для системы ${}^3\text{He}$ наши расчеты предсказывают вклад сил NNN уже на уровне 368 кэВ, что заметно отличается от результатов работ [3, 10], где получены значения 823 кэВ (${}^3\text{He}$) и 856 кэВ (${}^3\text{H}$) соответственно. Мы акцентируем внимание скорее не на фактическое отличие вклада NNN -сил от ранее предсказанного, а на его сильную зарядовую зависимость порядка 143 кэВ, что заметно выше, чем 33 кэВ для аналогичной

зависимости NNN , следующей из результатов работ [3, 10]. Это является основным результатом настоящей работы, полученным с использованием другого метода решения уравнений Фаддеева, который ранее не использовался для этого класса задач.

Учет кулоновского взаимодействия только для протон-протонных взаимодействий в моделях Bonn и ESC08c по вышеприведенной двухпараметрической манере с ограничением только двумя членами в кулоновской t -матрице $T^C(p_f, p_i)$ (17) отражен в последних трех столбцах табл. 1. Для локального потенциала ESC08c дополнительный вклад кулоновского взаимодействия в энергию связи ${}^3\text{He}$ остается на уровне 40 кэВ. Что касается потенциала AV18, где электромагнитное взаимодействие уже включено в модель, все электромагнитные протон-протонные эффекты имеют величину порядка 2 кэВ, что также меньше, чем было предсказано в работе [10]. Поскольку вклад NNN -сил с использованием t -матриц, генерируемых сепарабельным потенциалом, оказывается сам по себе высоким при неизменных остальных параметрах модели, появление дополнительного кулоновского взаимодействия также приводит к сильной интерференции этих вкладов, что еще увеличивает энергию связи ${}^3\text{He}$. Сильное подавление NNN -силы, которое может быть достигнуто путем выбора $\Lambda = 4 \times 4.784 m_\pi$ в расчетах с боннским потенциалом [26], приводит к энергии связи ${}^3\text{He}$ 7.653 МэВ, что даже ниже, чем экспериментальное значение. Таким образом, мы имеем двоякую ситуацию: с одной стороны, выбор параметров сетки позволяет нам плавно смещать корни уравнения (1) в область, близкую к экспериментальным значениям, а с другой стороны, мы находим возможным контролировать величину вклада силы NNN для последующих прецизионных расчетов с описанием известных экспериментальных данных. На этом основании мы еще раз приходим к выводу, что невозможно одновременно описать экспериментальные энергии связи ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$, выбрав один и тот же параметр обрезания Λ в рамках простой модели трехнуклонных взаимодействий, которая искусственно введена в систему точных трехчастичных уравнений Фаддеева. Чтобы устранить зависимость вклада NNN -силы от параметра обрезания, соответствующая модель не должна быть чувствительна к параметру обрезания в адронных формфакторах. Как следует из результатов данной работы, модель NNN также должна содержать явно зависящие от заряда нуклона слагаемые, для того чтобы обеспечить одновременное описание энергии связи зеркальных ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прошло более 20 лет с тех пор, как были проведены последние точные расчеты энергий связи ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и был установлен значительный вклад NNN -сил

в энергии связи на уровне 820–850 кэВ. В этой статье мы представили другой метод поиска энергий связи систем из трех тел, основанный на прямом решении однородных систем интегральных уравнений Фаддеева с различными двухчастичными потенциалами. Подробно изучена зависимость вычислений определятеля Фредгольма однородных алгебраических уравнений Фаддеева от параметров числовых сеток и от метода получения двухчастичной t -матрицы. Прямые расчеты показывают возможность выбора таких параметров сетки интегрирования, которые приводят к значениям энергии связи систем, близким к экспериментальным данным. Расчеты с реалистичным потенциалом AV18 показали существование нескольких корней однородной системы уравнений Фаддеева, которые формально соответствуют энергиям связи физических систем ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$, но только два корня в областях 7.35 и 8.25 МэВ характеризуются самыми низкими абсолютными значениями детерминанта Фредгольма и практически не меняют своего положения при включении трехнуклонного взаимодействия. В данной работе мы не ставили своей целью воспроизвести экспериментальные энергии связи ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ с определенным выбором потенциалов и технологии счета, и также не использовали более современные версии реалистичных потенциалов ESC16, CD Bonn-2000. Вместо этого мы продемонстрировали работоспособность метода прямого численного интегрирования уравнений Фаддеева без традиционного разложения по парциальным волнам с различными потенциалами в фазовом пространстве и с использованием некоторых ранних версий представленных потенциалов. Основываясь на проведенных исследованиях, мы выяснили, что недостающее NNN -взаимодействие должно характеризоваться сильными зарядово-зависимыми слагаемыми, для того чтобы объяснить перекос в недостающих вкладах в энергии связи ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ на уровне 143 кэВ, который заметно больше, чем 33 кэВ, следующих из более ранних микроскопических расчетов. Абсолютная величина трехнуклонных взаимодействий в этом случае, как показывают наши расчеты, должна быть меньше, чем следовало из более ранних работ. Это утверждение было проверено с использованием потенциалов Bonn, ESC08c и AV18 с подробным описанием особенностей численного подсчета и сравнением различных способов нахождения двухчастичных t -матриц.

Проведенное исследование показывает, что даже для простейших систем из трех тел существует некоторая вариабельность в описании одних и тех же энергий связи, связанная с особенностями численного решения однородных уравнений Фаддеева. По этой причине учет таких тонких эффектов, как NNN -взаимодействие, должен сопровождаться вычленением и уменьшением вклада сеточных эффектов.

Работа выполнена в рамках проекта FSWM-2020-0033 Министерства образования и науки России (The

reported study was done under the Project FSWM-2020-0033 of Russian Ministry of Science and Education).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen, and J. J. de Swart, Phys. Rev. C **49**, 2950 (1994).
2. Ch. Elster, W. Schadow, A. Nogga, and W. Glockle, Few-Body Syst. **27**, 83 (1999).
3. A. Nogga, H. Kamada, and W. Glockle, Phys. Rev. Lett. **85**, 944 (2000).
4. R. Machleidt, Phys. Rev. C **63**, 024001 (2001).
5. E. Epelbaum, A. Nogga, W. Glockle, H. Kamada, Ulf-G. Meißner, and H. Witala, Phys. Rev. C **66**, 064001 (2002).
6. I. Filikhin, V. M. Suslov, and B. Vlahovic, Int. J. Mod. Phys. E **25**, 1650042 (2016).
7. Y. Wu, S. Ishikawa, and T. Sasakawa, Few-Body Syst. **15**, 145 (1993).
8. J. L. Friar, G. L. Payne, V. G. J. Stoks, and J. J. de Swart, Phys. Lett. B **311**, 4 (1993).
9. C. R. Chen, G. L. Payne, J. L. Friar, and B. F. Gibson, Phys. Rev. C **31**, 2266 (1985).
10. A. Nogga, A. Kievsky, H. Kamada, W. Glockle, L. E. Marcucci, S. Rosati, and M. Viviani, Phys. Rev. C **67**, 034004 (2003).
11. S. A. Coon, M. D. Scadron, P. C. McNamee, B. R. Barrett, D. W. E. Blatt, and B. H. J. McKellar, Nucl. Phys. A **317**, 242 (1979).
12. M. R. Robilotta and H. T. Coelho, Nucl. Phys. A **460**, 645 (1986).
13. S. A. Coon and M. T. Peña, Phys. Rev. C **48**, 2559 (1993).
14. J. L. Friar, D. Huber, and U. van Kolck, Phys. Rev. C **59**, 53 (1999).
15. C. R. Chen, G. L. Payne, J. L. Friar, and B. F. Gibson, Phys. Rev. **33**, 1740 (1986).
16. A. Nogga, D. Huber, H. Kamada, and W. Glockle, Phys. Lett. B **409**, 19 (1997).
17. M. L. Golberger and K. M. Watson, Collision Theory (John Wiley & Sons, New York, 1964).
18. Z. Papp and W. Plessas, Phys. Rev. C **54**, 50 (1996).
19. Z. Papp, C. Y. Hu, Z. T. Hlousek, B. Konya, and S. L. Yakovlev, Phys. Rev. A **63** 062721 (2001).
20. Sh. Oryu, Phys. Rev. C **73**, 054001 (2006); Phys. Rev. C **76**, 069901 (Erratum) (2007).
21. R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks, and R. Schiavilla, Phys. Rev. C **51**, 38 (1995).
22. H. Liu, Ch. Elster, and W. Glockle, Phys. Rev. C **72**, 054003 (2005).
23. M. Stingl and A. S. Rinat, Nucl. Phys. A **154**, 613 (1970).
24. W. Glockle, The Quantum Mechanical Few-Body Problem (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1983), Chapt. No. 3.
25. M. V. Egorov, Phys. At. Nucl. **86**, 277 (2023).
26. J. Haidenbauer, Y. Koike, and W. Plessas, Phys. Rev. C **33**, 439 (1986).
27. Th. A. Rijken, M. M. Nagels, and Y. Yamamoto, Prog. Theor. Phys. Suppl. **185**, 14 (2010); <http://nn-online.org> ESC08c NN code
28. Th. A. Rijken, arXiv: 1409.5593v1 [nucl-th].
29. National Nuclear Data Center On-Line Data Service for the ENDSF database, <https://www-nds.iaea.org>
30. J. E. Purcell, J. H. Kelley, E. Kwan, C. G. Sheu, and H. R. Weller, Nucl. Phys. A **848**, 1 (2010).

BINDING ENERGIES OF ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ NUCLEI IN THREE-BODY FADDEEV EQUATIONS WITH DIRECT INTEGRATION

A. Gapchenko¹⁾, O. Goleva¹⁾, M. Egorov^{1),2)}

¹⁾ Tomsk State University, Physics Faculty, Tomsk, Russia

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

The paper presents a new method for searching for binding energies of three-body systems based on the numerical solution of a system of homogeneous Faddeev equations with respect to the matrix T with direct numerical integration without the traditional partial wave decomposition. In this paper, we tried to demonstrate on the simplest systems with three point nucleons the features of the numerical solution of homogeneous Faddeev equations, two-body t -matrices in which both local and non-local potentials are generated. The characteristic behavior of the binding energies of three bodies has been established depending on the change in the number of nodes of the radial grid of relative momenta. The paper compares the method of Pade approximants and the algebraic method of matrix inversion in the numerical solution of the Lippmann–Schwinger equations. It is shown that both methods can be used in problems of searching for binding energies of systems of three bodies. In the chosen numerical scheme, the influence of Coulomb repulsion and the three-body NNN force on the binding energies of the systems under consideration is estimated. It is shown that the missing NNN interaction must be charge-dependent in order to explain the skew in the missing contributions to the binding energies of the ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ nuclei under consideration at the level of 143 keV.

АНАЛИЗ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ НА ЯДРАХ $^{54,56}\text{Fe}$

© 2024 г. В. И. Кудряшов¹⁾, М. С. Онегин^{2),*}

Поступила в редакцию 21.12.2023 г.; после доработки 21.01.2024 г.; принята к публикации 01.02.2024 г.

В работе анализируются результаты экспериментов по неупрочному рассеянию поляризованных протонов на ядрах $^{54,56}\text{Fe}$. В работе впервые представлены дифференциальные сечения и анализирующая способность для уровней $2_1^+, 2_2^+, 4_1^+, 4_2^+$ при рассеянии протонов с энергией 16 МэВ. Также анализируются опубликованные экспериментальные данные для этих же уровней, но для энергии протонов 18.6 и 400 МэВ. Расчеты наблюдаемых неупрочного рассеяния выполнялись по методу связанных каналов для энергий протонов 16 и 18.6 МэВ и по методу искаженных волн для энергии 400 МэВ. Сравнивались предсказания двух коллективных моделей возбужденных состояний ядра: модели асимметричного ротатора и многофононной вибрационной модели. Кроме того, тестились волновые функции возбужденных состояний, рассчитанные по модели оболочек.

DOI: 10.31857/S0044002724060051, EDN: HPCRBC

1. ВВЕДЕНИЕ

Неупрочное рассеяние протонов на ядрах может служить инструментом для исследования возбужденных дискретных состояний ядер. Различные состояния имеют различную природу и только частично характеризуются квантовыми числами состояния — спином и четностью. Для ядра ^{56}Fe имеется несколько состояний со спином 2 положительной четности с энергией возбуждения меньше 4 МэВ, а также, по крайней мере, два уровня 4^+ с энергиями возбуждения 2.085 и 3.123 МэВ. Первый уровень 2^+ с энергией возбуждения 0.846 МэВ имеет существенно меньшую энергию возбуждения по сравнению с первым уровнем 2^+ в ядре ^{54}Fe . Второй уровень 2^+ в ядре ^{56}Fe расположен существенно выше и имеет энергию возбуждения 2.657 МэВ.

В рамках модели оболочек отличие ядра ^{56}Fe от ^{54}Fe состоит в наличии двух дополнительных нейтронов, расположенных на оболочке $1f_{5/2}$, тогда как в ядре ^{54}Fe нейтронные оболочки замкнуты (число нейтронов принимает магическое значение 28). В обоих ядрах имеется шесть валентных протонов, расположенных на оболочках $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$ и $2p_{1/2}$, или две дырки по отношению к магическому ядру ^{58}Ni . Как отмечено в работе [1], наличие валентных нейтронов приводит к сильному квадрупольному взаимодействию между протонной и нейtronной подоболочками. Такое взаимодействие может объяснить уменьшение энергии первого уровня 2^+ в ядре ^{56}Fe , а также для ядер $^{56,58}\text{Fe}$ можно ожидать изменчивость формы при ядерных возбуждениях [2, 3]. В работах [4, 5] анализировалось рассеяние α -частиц и протонов на ядре ^{56}Fe в рамках модели гармонических поверхностных

колебаний ядерной материи, а также в рамках модели асимметричного ротатора. Как показали эти исследования, обе модели дают сравнимое по качеству описание угловых распределений дифференциального сечения рассеяния с возбуждением уровней 2_1^+ (0.846 МэВ), 2_2^+ (2.657 МэВ), 4_1^+ (2.085 МэВ) и 4_2^+ (3.123 МэВ).

В настоящей работе анализируется неупрочное рассеяние поляризованных протонов с энергией 16 МэВ с возбуждением указанных уровней. Эксперимент был выполнен в лаборатории TUNL (США) [6]. В эксперименте измерялось дифференциальное сечение неупрочного рассеяния, а также анализирующая способность. Полученные в этом эксперименте дополнительные данные в виде анализирующей способности рассеянных протонов могут позволить выделить одну из двух предложенных моделей ядерных возбуждений в качестве предпочтительной. Экспериментальные данные неупрочного рассеяния в основном были обработаны В.И. Кудряшовым (СПбГУ).

Дополнительно были рассчитаны волновые функции рассматриваемых возбуждений в ядрах $^{54,56}\text{Fe}$ в рамках оболочечной модели. Тестирование данных волновых функций проводилось сравнением рассчитанных приведенных вероятностей радиационных переходов с экспериментом, а также в расчетах неупрочного рассеяния поляризованных протонов с энергией 400 МэВ на ядре ^{56}Fe . Рассчитанные волновые функции согласуются с предложенной ранее интерпретацией природы возбуждений как возбуждений смешанной изотопической природы. Проводится сравнение качества описания дифференциального сечения и анализирующей способности при низких (16 и 18.6 МэВ) и промежуточных энергиях протонов (400 МэВ).

¹⁾ ЗАО “Комита”, Санкт-Петербург, Россия.

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

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

2. АНАЛИЗ ЯДЕРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В РАМКАХ КОЛЛЕКТИВНОЙ МОДЕЛИ

Возможны, по крайней мере, две интерпретации низколежащих возбужденных состояний ядра ^{56}Fe в рамках коллективной модели. Если использовать многофононную коллективную модель ядерных возбуждений, уровень 2_1^+ является однофононным возбуждением, тогда как 2_2^+ и 4_1^+ имеют двухфононную природу. В качестве третьего состояния двухфононного триплета можно принять состояние 0_2^+ с энергией возбуждения $E_x = 2.942 \text{ МэВ}$ [7]. Следует отметить, что при такой интерпретации должна иметь место ангармоничность осциллятора, поскольку тринплет уровней $0_2^+ - 2_2^+ - 4_1^+$ существенно вырожден по энергии: 2.942 МэВ; 2.657 МэВ; 2.085 МэВ, причем данные значения энергии возбуждения существенно больше удвоенной энергии однофононного возбуждения — $2\hbar\omega = 1.69 \text{ МэВ}$. Экспериментальная приведенная вероятность перехода $B(E2) \downarrow$ для уровня 2_1^+ , равная $204 \pm 11 \text{ e}^2 \text{ фм}^4$, также отличается от приведения вероятности перехода $B(E2) \downarrow$ с уровня 4_1^+ на 2_1^+ , которая равна $295 \pm 80 \text{ e}^2 \text{ фм}^4$ [8].

Другой возможной интерпретацией рассматриваемых возбуждений может быть рассмотрение их как ротационных уровней асимметричного ротора. Как было отмечено в работах [1–3], уровни $0^+, 2^+, 4^+, 6^+$ возбуждения ядра ^{56}Fe можно интерпретировать как ротационную полосу. Характерные особенности собственных энергий и приведенных вероятностей переходов низколежащих состояний возбуждения ядра ^{56}Fe позволяют сделать предположение [4, 5], что нижние состояния возбуждения описываются моделью асимметричного ротора.

Для формы ядра описываемой квадратичной формой можно выбрать систему координат, так что тензор инерции в ней будет иметь диагональный вид. В этой системе координат гамильтониан ядра, рассматриваемого как жесткий ротор без перестройки внутренней структуры, имеет вид [9]

$$H = \sum_{i=1}^3 \frac{AJ_i^2}{2\sin^2(\gamma - \frac{2\pi}{3}i)}. \quad (1)$$

Здесь J_i — проекции углового момента ядра на оси системы координат, связанной с вращающимся ядром; $A = \hbar^2/4B\beta^2$ — параметр с размерностью энергии, определяемый моментом инерции деформированного ядра; параметр γ , лежащий в диапазоне от 0 до $\pi/3$, определяет отклонение формы ядра от аксиальной симметрии. Форма ядра во внутренней системе отчета характеризуется двумя параметрами — β и γ . Параметр β определяет деформацию ядра относительно шаровидной формы. Для трех полуосей эллипсоида, аппроксимирующего форму ядра, выполняется равенство

$$R_\lambda = R \left[1 + \beta \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \cos \left(\gamma - \frac{2\pi}{3}\lambda \right) \right], \quad \lambda = 1, 2, 3.$$

Гамильтониан ядра (1) обладает симметрией относительно операций поворота на угол 180° относительно осей системы координат, связанной с вращающимся ядром. Эта группа симметрий составляет представление точечной группы симметрии D_2 . Данная группа состоит из четырех некоммутирующих элементов: 1, $\mathfrak{R}_1(\pi)$, $\mathfrak{R}_2(\pi)$ и $\mathfrak{R}_3(\pi)$ поворотов на угол π вокруг каждой из трех главных осей системы координат, связанной с вращающимся ядром. Группа D_2 имеет четыре неприводимых одномерных представления, характеризующихся квантовыми числами симметрии $r_i = \pm 1$ операторов $\mathfrak{R}_i(\pi)$, так что выполнено соотношение $r_1 = r_2 \cdot r_3$. Представление группы D_2 , описывающее волновую функцию асимметричного ядра, должно соответствовать квантовым числам $r_1 r_2 r_3 = (+++)$. Структура возбужденных уровней описана в работе [9]. Для спина $J = 2$ имеется два уровня, уровень с $J = 3$ — один, и имеется три уровня с $J = 4$. Угловая часть волновой функции вращательных возбуждений асимметричного ротора с четным спином J положительной четности имеет вид

$$\phi_{JM}(\omega) = \begin{bmatrix} \cos \beta_1^i D_{M,0}^J(\omega) + \sin \beta_1^i \cos \beta_2^i \times \\ \times \frac{D_{M,-2}^J(\omega) + D_{M,2}^J(\omega)}{\sqrt{2}} + \\ + \sin \beta_1^i \sin \beta_2^i \cos \beta_3^i \times \\ \times \frac{D_{M,-4}^J(\omega) + D_{M,4}^J(\omega)}{\sqrt{2}} + \dots \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Здесь $\omega = (\vartheta, \varphi)$ — эйлеровы углы вращения; углы β_J^i — параметры i -го ротационного возбуждения со спином J .

Для состояния 2^+ волновая функция определяется первыми двумя слагаемыми. Согласно [9] параметры β_1^1 и β_2^2 вычисляются по формулам

$$\tan \beta_1^1 = -\frac{3 \sin \gamma \cos 3\gamma - \cos \gamma \sin 3\gamma}{\sin \gamma \sin 3\gamma + 3 \cos \gamma \cos 3\gamma + \sqrt{9 - 8 \sin^2 3\gamma}},$$

$$\beta_1^2 = \beta_1^1 + \frac{\pi}{2}.$$

В единицах A энергии уровней с $J = 2$ равны:

$$\varepsilon_1 = -\frac{9 \left[1 - \sqrt{1 - \frac{8}{9} \sin^2(3\gamma)} \right]}{\sin^2(3\gamma)},$$

$$\varepsilon_2 = \frac{9 \left[1 + \sqrt{1 - \frac{8}{9} \sin^2(3\gamma)} \right]}{\sin^2(3\gamma)}. \quad (3)$$

Следует отметить, что выражения (3), приведенные в [9], являются приближенными и не учитывают небольшой поправочный член, так что энергии возбуждений зависят не только от величины 3γ [10]. В на-

ших расчетах диагонализация гамильтониана (1) выполнялась численно с учетом дополнительных членов по сравнению с (3).

Согласно [9] должно иметь место соотношение между энергиями возбуждения уровней со спином 2 и 3:

$$\varepsilon_3 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2, \quad (4)$$

где ε_3 — энергия возбуждения уровня со спином 3^- . Энергия возбуждения уровня 3_1^- в ядре ^{56}Fe равна 4.510 МэВ [7], так что соотношение (3) выполняется с точностью 1 МэВ, если принять предположение, что состояния 2_1^+ и 2_2^+ имеют ротационную природу. Энергии трех уровней со спином 4 являются корнями алгебраического уравнения третьей степени [9]. Нахождение собственных значений и векторов состояний со спином 4 гамильтониана (1) также выполнялось численно с использованием программы MATHEMATICA.

Согласно [9] уровень 2_1^+ должен иметь отрицательный статический квадрупольный момент:

$$Q_1 = -Q_0 \frac{6 \cos(3\gamma)}{7\sqrt{9 - 8 \sin^2(3\gamma)}}, \quad (5)$$

где $Q_0 = \frac{3ZR^2\beta}{\sqrt{5\pi}}$. Экспериментально значение статического квадрупольного момента для уровня 2_1^+ в ядре ^{56}Fe равно -19 ± 8 е фм² [8]. Для сравнения, для ядра ^{54}Fe данное экспериментальное значение равно -5 ± 14 е фм² [8].

Модель асимметричного ротора предсказывает выражения для приведенных вероятностей квадрупольных переходов [9]. В единицах ($e^2 Q_0^2 / 16\pi$) они имеют вид

$$\begin{aligned} B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{3 - 2 \sin^2(3\gamma)}{\sqrt{9 - 8 \sin^2(3\gamma)}} \right), \\ B(E2, 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{3 - 2 \sin^2(3\gamma)}{\sqrt{9 - 8 \sin^2(3\gamma)}} \right), \\ B(E2, 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) &= \frac{10}{7} \cdot \frac{\sin^2(3\gamma)}{9 - 8 \sin^2(3\gamma)}. \end{aligned} \quad (6)$$

Как было отмечено ранее, представление группы D_2 с квантовыми числами $(r_1 r_2 r_3) = (+++)$ имеет два состояния со спином 2^+ и три состояния со спином 4^+ . Состояния со спином 2 отождествлялись с уровнями 2_1^+ и 2_2^+ , а два нижних по энергии состояния со спином 4 отождествлялись с состояниями 4_1^+ и 4_2^+ . Параметры β и γ формы ядра подбирались из наилучшего описания абсолютной величины сечения рассеяния с возбуждением уровня 2_1^+ и из соответствия расчетного отношения энергий второго и первого уровней возбуждения состояний со спином 2 эксперименту соответственно. В расчетах принималось, что деформа-

ция ядра не содержит гексодекапольной составляющей. В итоге были приняты следующие значения параметров: $\beta = 0.239$ и $\gamma = 20.5^\circ$. Расчетное значение статического квадрупольного момента ядра по формуле (5) для состояния 2_1^+ равно -24 е фм², что согласуется с экспериментальным значением [8] в пределах ошибки эксперимента. Выражения (6) для приведенных вероятностей переходов предсказывают маленькое значение приведенной вероятности для перехода $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ и сравнимые с экспериментом вероятности для переходов $2_2^+ \rightarrow 0_1^+, 2_2^+ \rightarrow 2_1^+$.

Описание возбужденных состояний ядра в рамках вибрационной модели приведены в следующем разделе. Амплитуда однофононных возбуждений фиксировалась из наилучшего описания однофононного состояния 2_1^+ , так что возбуждения 2_2^+ и 4_1^+ описывались как двухфононные возбуждения той же амплитуды. Для улучшения описания дифференциального сечения с возбуждением уровня 2_2^+ в ядре ^{56}Fe добавлялась примесь однофононного возбуждения аналогично тому, как это делалось в работах [4, 5].

Для описания возбуждений уровней со спином 2 и 4 в ядре ^{54}Fe использовалась только вибрационная модель. Все состояния описывались в рамках однофононных возбуждений с различными амплитудами колебаний, так как описание уровней 2_2^+ и 4_1^+ как двухфононных состояний оказывается в этом случае неудовлетворительным.

3. ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ РАСЧЕТОВ

Расчеты неупругого рассеяния протонов на ядрах сводятся к решению стационарного уравнения Шредингера с заданными граничными условиями. Для его решения можно использовать метод связанных каналов или ограничиться борновским приближением по неупругим переходам с учетом всех перерассеяний без изменений внутренней структуры ядра в начальном или выходном канале (Метод искаженных волн — МИВ). Использование МИВ может быть оправдано при промежуточных энергиях рассеиваемых протонов (энергия протонов больше 200 МэВ), когда центральный компонент нуклон-нуклонного потенциала существенно ослаблен [11]. При низких же энергиях протонов ($E_p < 100$ МэВ) использование МИВ дает только качественное описание характеристик неупругого рассеяния.

Второй важный компонент расчетов неупругого рассеяния протонов на ядрах — это описание волновой функции возбужденных состояний ядра. Если рассматриваются низколежащие возбужденные состояния ядра нормальной четности, то обычно они имеют коллективную природу. Формализм описания рассеяния в методе связанных каналов с возбуждением коллективных степеней свободы был построен еще в работе [12]. В работе [13] было показано, что разработанная теория удовлетворительно описывает многие реакции неупругого рассеяния, в том числе при

использовании в экспериментах рассеяния поляризованных протонов.

Волновую функцию системы налетающий протон-ядро можно разложить по квантовым числам относительного движения протона в системе центра масс, а также по квантовым числам возбужденного ядра:

$$\Psi = r^{-1} \sum_{J \ n \ l_n \ j_n \ m_j \ M_n \ m_l \ m_s} R_{Jnl_nj_n}(r) (j_n I_n m_j M_n | JM) \times \\ \times (l_n s m_l m_s | j_n m_j) i^l Y_{l_n m_l}(\theta, \phi) \chi_{sm_s}(\sigma) \Phi_{I_n M_n}(\xi). \quad (7)$$

Здесь квантовые числа J , M — спин и проекция спина рассматриваемого канала реакции; j_n , m_j — спин и проекция спина налетающего протона; l_n , m_l — орбитальный момент и его проекция на ось квантования; s , m_s — спин протона и его проекция; $\chi_{sm_s}(\sigma)$, $\Phi_{I_n M_n}(\xi)$ — спиновая волновая функция протона и волновая функция возбужденного состояния ядра со спином I_n и проекцией M_n .

Общая система уравнений метода связанных каналов имеет вид

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l_n(l_n+1)}{r^2} - U + E_n \right) \right] R_{Jnl_nj_n}(r) = \\ = \sum_{n' l_n' j_n'} \left\langle \left(y_{l_n j_n} \otimes \Phi_{I_n} \right)_{JM} \middle| V \right| \left(y_{l_n' j_n'} \otimes \Phi_{I_n'} \right)_{JM} \times \\ \times R_{Jnl_n' j_n'}(r). \quad (8)$$

Здесь $E_n = E - E_n^*$, где E — энергия протона в системе центра масс, E_n^* — энергия возбуждения ядра; U — оптический потенциал протона; V — потенциал, вызывающий переходы между состояниями ядра Φ_{I_n} со спином I_n . Спин-тензор $y_{l_n j_n}$ в формуле (8) определен как векторное сложение спиновой и орбитальной частей волновой функции рассеиваемого протона:

$$y_{l_n j_n, m_j} = (l_n s m_l m_s | j_n m_j) i^l Y_{l_n m_l}(\theta, \phi) \chi_{sm_s}(\sigma). \quad (9)$$

Суммирование в формуле (8) выполняется по состояниям n' возбужденного ядра. Решением системы уравнений (8) является радиальная часть волновой функции протона $R_{Jnl_nj_n}$ для канала с полным спином J , возбужденным ядром в квантовом состоянии n , орбитальным и полным моментом протона в системе центра масс l_n и j_n . При описании возбуждений ядра в рамках коллективной модели в качестве потенциала V рассматривается недиагональная часть деформированного оптического потенциала.

Параметры использованного оптического потенциала приведены в табл. 1 для формы потенциала, имеющего следующую параметризацию:

$$U(r, \theta, \phi) = \\ = (-V + iW)f(r, R, a) - i4a_i W_D \frac{d}{dr} f(r, R_i, a_i) + \\ + (V_{LS} + iW_{LS})(\hbar/m_\pi c)^2 (\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, R_{LS}, a_{LS}) + V_{coul}, \quad (10)$$

Таблица 1. Параметры оптического потенциала протонов для ядра ^{56}Fe при энергии 16 МэВ

Потенциал, МэВ	Радиус, фм	Диффузность, фм			
V	53.189	R	4.54	a	0.663
W	1.4123	R	4.54	a	0.663
W _D	7.9046	R _i	4.91	a _i	0.555
V _{LS}	5.5102	R _{LS}	3.83	a _{LS}	0.58
W _{LS}	—	R _{LS}	3.83	a _{LS}	0.58
V _{coul}		R _{coul}	4.82		

где функция f имеет следующий вид:

$$f(r, R, a) = \frac{1}{1 + \exp[(r - R)/a]}.$$

Радиус колеблющегося или вращающегося ядра зависит от углов θ и ϕ рассеиваемой частицы в сферической системе координат:

$$R(\theta, \phi) = R \left(1 + \sum_{\lambda \mu} \alpha_{\lambda \mu} Y_{\lambda, \mu}(\theta', \phi') \right). \quad (11)$$

В формуле (11) углы θ' и ϕ' совпадают с углами θ и ϕ в неподвижной системе координат для вибрационных возбуждений, тогда как для ротационных возбуждений углы характеризуют форму вращающегося ядра в системе координат, связанной с вращающимся ядром. Они связаны с углами следующей формулой:

$$Y_{\lambda \mu}(\theta', \phi') = \sum_{\mu'} D_{\mu' \mu}^{\lambda}(\omega) Y_{\lambda \mu'}(\theta, \phi), \quad (12)$$

где ω — эйлеровы углы вращения, связывающие неподвижную и вращающуюся системы координат. Параметры $\alpha_{\lambda \mu}$ в формуле (11) являются с-числами для модели асимметричного ротора и операторами для вибрационной модели возбуждений ядра.

Для модели асимметричного ротора, имеющего квадрупольную деформацию ($\lambda = 2$), они выражаются через параметры β и γ следующими формулами:

$$\begin{aligned} \alpha_{2,0} &= \beta \cos \gamma, \\ \alpha_{2,\pm 1} &= 0, \\ \alpha_{2,\pm 2} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma. \end{aligned} \quad (13)$$

Параметры $\alpha_{2\mu}$ формулы (11) для всех параметров R , R_i , R_{LS} разных слагаемых потенциала (10) принимались одинаковыми. После подстановки зависящего от углов радиуса ядра (11) в выражение для оптического потенциала (10) получающийся потенциал зависит от радиус-вектора налетающего протона r , а также от ориентации системы координат, связанной с вращающимся ядром $\hat{r}' = (\theta', \phi')$. Он является суммой сфери-

чески симметричного оптического потенциала и деформированной части, вызывающей переходы между различными состояниями вращающегося ядра. Общий вид деформированной части потенциала после разложения по мультипольям имеет вид [14]

$$V(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{r}}') = 4\pi \sum_{\lambda, \mu} V_\lambda(r) Y_{\lambda, \mu}(\hat{\mathbf{r}}') Y_{\lambda, \mu}^*(\hat{\mathbf{r}}'). \quad (14)$$

Для модели асимметричного ротатора формфакторы переходов между различными каналами реакции в формуле (8) определяются матричным элементом потенциала (14) для волновых функций вращающегося ядра (2) в начальном и конечном состояниях.

В модели вибрационных возбуждений ядра операторы $\alpha_{\lambda\mu}$ в формуле (11) связаны с операторами рождения $Q_{\lambda\mu}^+$ и уничтожения $Q_{\lambda\mu}$ фононов формулой А. Бора:

$$\alpha_{\lambda\mu} = \frac{\beta_\lambda}{\sqrt{2\lambda + 1}} (Q_{\lambda\mu}^+ + (-)^{\mu} Q_{\lambda\mu}). \quad (15)$$

Параметр β_λ характеризует амплитуду колебаний поверхности ядра для рассматриваемого состояния. Разложение деформированного оптического потенциала (10) после подстановки туда зависимости (11) выполняется по степеням $\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda, \mu}(\theta, \phi)$ вплоть до второй степени при учете в расчете двухфононных возбуждений.

Волновая функция ядра Φ_{IM} со спином I и проекцией спина M для состояний, содержащих различное число фононов n разной мультипольности, имеет вид

$$\begin{aligned} n = 1, \quad \Phi_{IM}^1 &= Q_{IM}^+ |0\rangle, \\ n = 2, \quad \Phi_{IM}^2 &= \frac{1}{\sqrt{1 + \delta_{\lambda_1, \lambda_2}}} (Q_{\lambda_1}^+ \otimes Q_{\lambda_2}^+)_{IM} |0\rangle \end{aligned}$$

для одно- и двухфононных состояний.

Расчеты неупругого рассеяния для протонов с энергией 16 МэВ на ядрах $^{54,56}\text{Fe}$ выполнялись по методу связанных каналов с помощью кода ECIS-94 [15]. При этом деформированный спин-орбитальный потенциал имел наиболее общий вид [16].

Расчеты неупругого рассеяния протонов с энергией 400 МэВ выполнялись в рамках борновского приближения метода искаженных волн. В данном формализме связь каналов не учитывается, так что выражение для дифференциального сечения неупругого рассеяния с возбуждением уровня ядра имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\mu}{2\pi} \right)^2 \frac{k_f}{k_i} \left| \langle \chi_f^{(-)} | V | \chi_i^{(+)} \rangle \right|^2 \quad (16)$$

где $\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i$ — волновые числа налетающего и рассеянного протона соответственно. Волновая функция $\chi_i^{(+)}$ является решением уравнения Шредингера во входном канале со сферически расходящимся асимптотическим граничным условием:

$$(p^2 - k_i^2 - 2\mu U) \chi_i^{(+)} = 0. \quad (17)$$

Здесь p — оператор импульса; U — оптический потенциал; μ — приведенная масса рассеиваемого протона в системе центра масс. Волновая функция $\chi_f^{(-)}$ является решением аналогичного уравнения (17) в выходном канале, но со сферически сходящейся волной на больших расстояниях.

Потенциал V , обуславливающий переходы между состояниями ядра, можно вычислить по формуле:

$$V = \left\langle \Phi_f \left| \sum_{k=1}^A V_{pk} \right| \Phi_i \right\rangle. \quad (18)$$

В формуле (18) Φ_i, Φ_f — волновая функция ядра в начальном и конечном состояниях, суммирование ведется по нуклонам ядра; потенциал V_{pk} — эффективный потенциал взаимодействия между рассеиваемым протоном и k -нуклоном ядра.

Нуклон-нуклонный потенциал, используемый в расчетах, имеет следующее представление в разложении по каналам с фиксированным спином S и изоспином T :

$$\begin{aligned} V = \sum_{ST} V_{ST}^C(r) P^S P^T + \sum_T V_T^{LS}(r) \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} P^T + \\ + \sum_T V_T^T(r) S_{12}(\hat{\mathbf{r}}) P^T. \end{aligned} \quad (19)$$

Потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия в формуле (19) содержит центральную (C), спин-орбитальную (LS) и тензорную (T) компоненты взаимодействия. Здесь

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &= \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \\ \mathbf{L} &= \frac{1}{2} (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \times (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2), \\ \mathbf{S} &= \frac{1}{2} (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2), \\ S_{12} &= 3\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}} \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\mathbf{r}} - \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2. \end{aligned}$$

Потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия в расчетах в импульсном приближении входит в виде $t(G)$ -матрицы рассеяния, которая, с учетом обменных членов, имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{t}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) &= \left\langle \mathbf{k}_f \left| V(1 - X) \right| \mathbf{k}_i \right\rangle = \\ &= \int d^3 r e^{-i\mathbf{k}_f \cdot \mathbf{r}} V(1 - X) e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}}. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь оператор обмена $X = X^r X^S X^T$:

$$\begin{aligned} X^r |r\rangle &= -|r\rangle, \\ X^S |SM_S\rangle &= (-)^{1+S} |SM_S\rangle, \\ X^T |TM_T\rangle &= (-)^{1+T} |TM_T\rangle. \end{aligned}$$

Подстановка потенциала (19) в формулу (20) приводит к следующему выражению для t -матрицы:

$$\begin{aligned} \tilde{t}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) = & \sum_{ST} \tilde{t}_{ST}^C P^S P^T + \sum_T \tilde{t}_T^{\text{LS}} (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \hat{\mathbf{n}} P^T + \\ & + \sum_T \left[\tilde{V}_T^T(q) S_{12}(q) - (-)^{1+T} \tilde{V}_T^T(Q) S_{12}(Q) \right] P^T, \end{aligned} \quad (21)$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{q}_i - \mathbf{q}_f$; $\mathbf{Q} = \mathbf{q}_i + \mathbf{q}_f$; $\hat{\mathbf{n}} = \hat{\mathbf{q}} \times \hat{\mathbf{Q}}$, а также

$$\begin{aligned} \tilde{t}_{ST}^C &= \tilde{V}_{ST}^C(q) - (-)^{S+T} \tilde{V}_{ST}^C(Q), \\ \tilde{t}_T^{\text{LS}} &= \frac{1}{4} q Q \left[\tilde{V}_T^{\text{LS}}(q) + (-)^{1+T} \tilde{V}_T^{\text{LS}}(Q) \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

Функции \tilde{V}^C , \tilde{V}^{LS} , \tilde{V}^T выражаются формулами:

$$\begin{aligned} \tilde{V}^C(q) &= 4\pi \int dr r^2 j_0(qr) V^C(r), \\ \tilde{V}^{\text{LS}}(q) &= 4\pi \int dr r^4 \frac{j_1(qr)}{qr} V^C(r), \\ \tilde{V}^T(q) &= 4\pi \int dr r^2 j_2(qr) V^T(r). \end{aligned} \quad (23)$$

Для расчета неупротого рассеяния протонов в диапазоне 100–800 МэВ можно использовать или t -матрицу свободного нуклон-нуклонного рассеяния, параметризованную в виде (19) в работе [11], или, если учесть модификацию t -матрицы при рассеянии протона на связанном в ядре нуклоне, использовать G -матрицу рассеяния, являющуюся решением уравнения Бете–Голдстоуна для нуклона в бесконечной ядерной среде. В качестве начального нуклон-нуклонного потенциала можно использовать различные представления потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия, а также различные методы параметризации получающейся G -матрицы в виде (19). В работе [17] приведено, например, сравнение двух схем получения G -матрицы: Герамба (основанного на парижском нуклон-нуклонном потенциале) и Накояма–Лаве (основанного на боннском потенциале). В настоящей работе мы используем в вычислениях в качестве эффективного нуклон-нуклонного потенциала G -матрицу Герамба [18].

Нуклон-нуклонный потенциал в виде (19) при подстановке в формулу (18) приводит к выражению потенциала перехода через разные компоненты нуклон-нуклонного потенциала и переходные плотности ядерного возбуждения. Для центральной, не зависящей от спина части потенциала, это выражение сводится к виду

$$V(\mathbf{r}_p) = \int V^C(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}) \rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r},$$

где переходная плотность имеет вид

$$\rho(\mathbf{r}) = \left\langle \Phi_f \left| \sum_k \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k) \right| \Phi_i \right\rangle. \quad (24)$$

Суммирование в формуле (24) выполняется по нуклонам ядра. Фурье-образ переходной плотности можно разложить по мультипольям, так что J — компонент разложения — равен:

$$\rho_J^m(q) = \left\langle \Phi_f \left| \sum_k j_J(qr_k) Y_J(\hat{r}_k) \right| \Phi_i \right\rangle. \quad (25)$$

Данная переходная плотность называется массовой и обычно определяет сечение неупротого рассеяния с возбуждением коллективных уровней натуральной четности. Другие переходные плотности, входящие в выражение для переходного потенциала, имеют вид [19]

$$\rho_{JL}^s(q) = \left\langle \Phi_f \left| \sum_k j_L(qr_k) [Y_L(\hat{r}_k) \times \boldsymbol{\sigma}]^J \right| \Phi_i \right\rangle, \quad (26)$$

$$\rho_{JL}^l(q) = \left\langle \Phi_f \left| q^{-1} \sum_k j_L(qr_k) [Y_L(\hat{r}_k) \times \nabla]^J \right| \Phi_i \right\rangle, \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \rho_{JL}^{ls}(q) = & \left\langle \Phi_f \left| (-) \sqrt{2} q^{-1} \times \right. \right. \\ & \left. \left. \times \sum_k j_L(qr_k) [Y_L(\hat{r}_k) \times [\nabla \times \boldsymbol{\sigma}]^1]^J \right| \Phi_i \right\rangle \end{aligned} \quad (28)$$

имеют индексы s , l , ls и называются спиновой, токовой и спин-токовой переходными плотностями соответственно. Дополнительно различают протон-нейтронные и изоспиновые переходные плотности, которые имеют индексы p , n или 0 , 1 соответственно. Для протонной (соответственно нейтронной) переходной плотности суммирование в формулах (25)–(28) выполняется только по протонам (нейтронам). Указанные переходные плотности в импульсном представлении умножаются на различные компоненты t -матрицы нуклон-нуклонного взаимодействия (21) в соответствии с теоремой свертки в выражении для потенциала возбуждения (18). В борновском приближении выражение для сечения неупротого рассеяния имеет вид суммы квадратов таких произведений с учетом интерференционных членов [20]. В программе LEA переходные плотности (25)–(28) вычисляются с учетом одночастичных матричных элементов S_i для рассматриваемых возбуждений, вычисленных в рамках модели оболочек:

$$\rho_{JL}^a(q) = \sum_i S_i \left\langle p_i h_i \left| O^a \right| GS \right\rangle. \quad (29)$$

Здесь индекс a принимает значения m , s , l и ls , а операторы O^a соответствуют операторам в переходных плотностях (25)–(28). Суммирование в формуле (29) выполняется по всем одночастичным частично-дырочным возбуждениям, допустимым в рассматриваемом модельном пространстве модели оболочек с учетом правил отбора по спину и четности возбуждений.

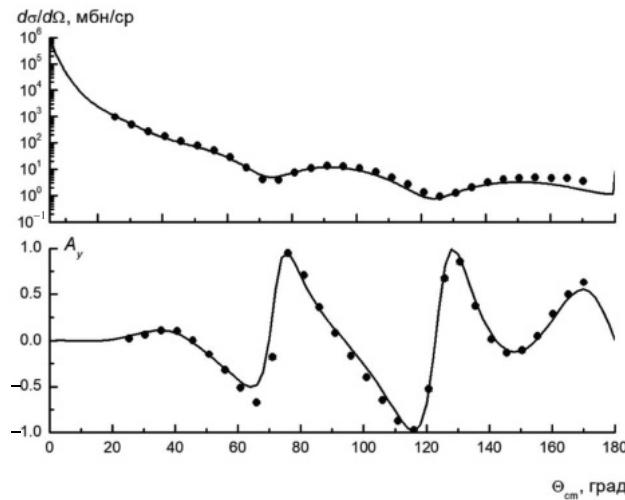


Рис. 1. Сравнение расчетного значения дифференциального сечения (сверху) и анализирующей способности (внизу) упругого рассеяния протонов с энергией 16 МэВ — сплошная кривая с экспериментальными данными (кружки).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Сравнение расчетного дифференциального сечения упругого рассеяния и анализирующей способности с экспериментальными данными рассеяния протонов с энергией 16 МэВ на ядре ^{56}Fe приведено на рис. 1. Расчет хорошо описывает как дифференциальное сечение, так и анализирующую способность. Расчет неупругого рассеяния на ядре ^{56}Fe с возбуждением уровней $2_1^+, 2_2^+, 4_1^+, 4_2^+$ в рамках модели асимметричного ротора выполнялся для связи каналов $0^+ - 2_1^+ - 2_2^+ - 4_1^+ - 4_2^+$ с параметрами волновых функций (2) возбужденных состояний, вычисленных для квадрупольной асимметричной деформации ядра с параметрами β и γ (13). Результаты расчетов приведены на рис. 2.

Результаты расчетов дифференциального сечения и анализирующей способности уровней $2_1^+, 2_2^+, 4_1^+, 4_2^+$ в рамках вибрационной модели также приведены на рис. 2. При этом расчет неупругих сечений выполнялся для связи каналов $0^+ - 2_1^+ - 2_2^+ - 4_1^+ - 4_2^+ - 3_1^-$. Уровни 2_1^+ и 3_1^- описывались однофононными возбуждениями с коэффициентами деформации $\beta_{0+ \rightarrow 2_1^+} = 0.239$ и $\beta_{0+ \rightarrow 3_1^-} = 0.18$, согласующимися с результатами анализа возбуждения данных уровней в работе [7]. Уровни 2_2^+ и 4_1^+ интерпретировались как двухфононные состояния. Описание состояния 2_2^+ как чистого двухфононного состояния приводит к неудовлетворительному описанию дифференциального сечения и анализирующей способности. В согласии с работой [4] принималось, что волновая функция уровня 2_2^+ имеет примесь однофононного возбуждения:

$$|2_2^+\rangle = \cos \phi |2^+, 1 - ph\rangle + \sin \phi |2^+, 2 - ph\rangle. \quad (30)$$

Здесь угол ϕ — угол смешивания. Включение в волновую функцию уровня 2_2^+ примеси однофононного состояния существенно улучшает качество описания углового распределения сечения и анализирующей

способности. Следует отметить, что значения ϕ и $\beta_{0+ \rightarrow 2_2^+}$ сильно коррелированы, так что имеется значительный произвол в независимом определении данных параметров при фитировании экспериментальных данных. Значение параметра смешивания ϕ однофонового и двухфононного возбуждений в формуле (30), полученного из наилучшего описания экспериментальных данных, равно 50° . Параметр деформации однофононного возбуждения $\beta_{0+ \rightarrow 2_2^+}$, используемый в расчете, был равен 0.08. Для сравнения, в работе [4] по неупругому рассеянию α -частиц значение данного параметра принималось равным -0.064 . Учет примеси однофононного возбуждения по формуле (30) при расчете возбуждения уровня 2_2^+ позволяет однозначно фиксировать знак квадрупольной деформации примесного однофононного возбуждения — на рис. 2 приведен расчет для значения $\beta_{0+ \rightarrow 2_2^+}$, равного -0.08 . Как следует из сравнения с экспериментом, такой расчет существенно ухудшает согласие расчетного дифференциального сечения с экспериментальными данными, а для анализирующей способности дает значения в противофазе с экспериментальными.

В целом в рамках обеих моделей получается близкое по качеству описание эксперимента. При этом модель асимметричного ротора для формы ядра, описываемого только квадрупольными деформациями, предсказывает величину дифференциального сечения для уровня 4_2^+ существенно меньше эксперимента. Возможно, для уровня 4_2^+ существенную роль играют гексадекапольные деформации.

Схема уровней ядра ^{54}Fe имеет ряд характерных отличий от схемы уровней для ядра ^{56}Fe — сравнение схем уровней представлено на рис. 3. Уровень 2_1^+ в ядре ^{56}Fe расположен существенно ниже по энергии, чем в ядре ^{54}Fe . И в целом плотность уровней в ядре

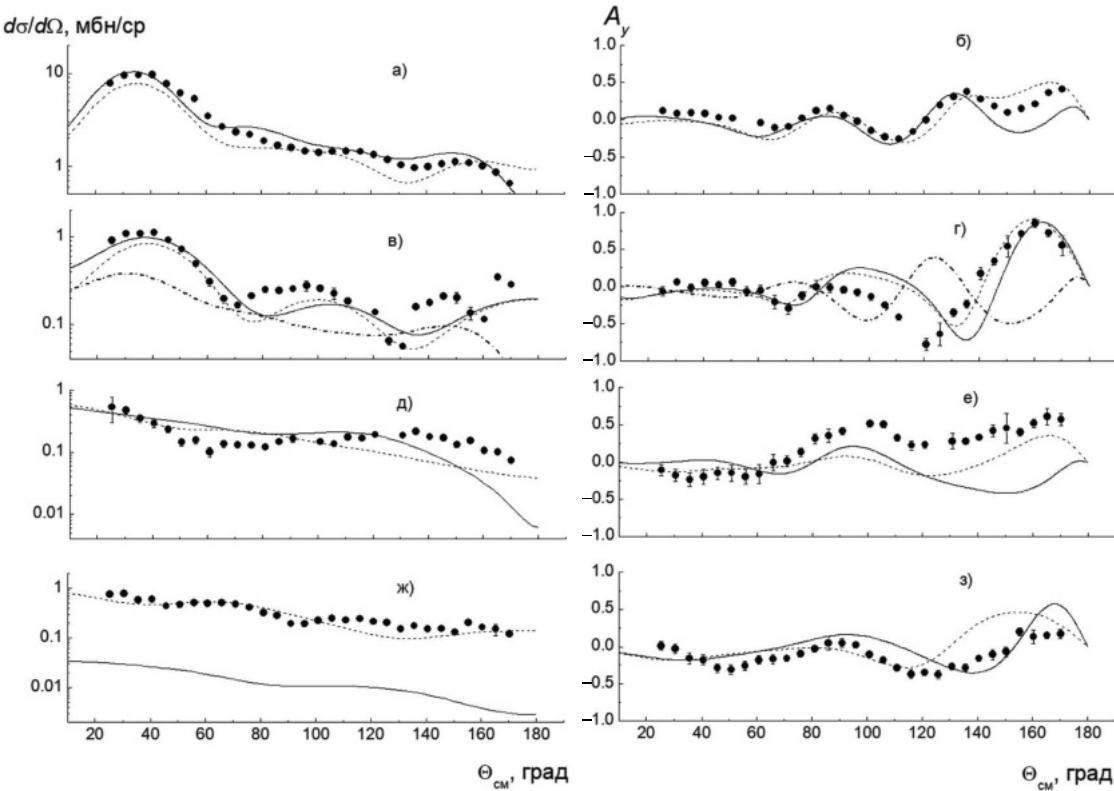


Рис. 2. Дифференциальное сечение (слева) и анализирующая способность (справа) неупругого рассеяния протонов с энергией 16 МэВ на ядре ^{56}Fe с возбуждением уровня 2_1^+ (а, б); 2_2^+ (в и г); 4_1^+ (д и е); 4_2^+ (ж и з). Кривые: сплошная — расчеты в рамках модели асимметричного ротатора, штриховая — расчеты в рамках многофононной вибрационной модели, штрих-пунктирная кривая на рис. в и г — то же, но с противоположной фазой для примесного однофононного возбуждения. Кружки — экспериментальные данные настоящей работы.

^{54}Fe существенно выше, чем в ядре ^{56}Fe . Возможны две интерпретации такой экспериментальной картины: или ядро ^{56}Fe при добавлении двух нейтронов может приобрести аксиально-несимметричную деформацию [1–3], или же при возбуждениях в ядре ^{56}Fe начинают играть роль два нейтрана над замкнутой оболочкой $1f_{7/2}$.

На рис. 3 показаны приведенные вероятности переходов для нижних возбужденных состояний. Приведенные вероятности выражены в одночастичных единицах, так что данные характеристики позволяют судить о степени коллективности переходов. Как и для ядра ^{56}Fe переход $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ в ядре ^{54}Fe имеет приведенную вероятность $B(E2)$ существенно больше единицы, так что для уровня 2_1^+ можно использовать коллективную модель возбуждения. Описание измеренного дифференциального сечения и анализирующей способности для расчета по вибрационной модели представлено на рис. 4. Расчет выполнялся для энергии протонов 18.6 МэВ. На рисунке кроме экспериментальных данных для энергии протонов 16 МэВ приведены также экспериментальные данные для неупругого рассеяния протонов с энергией 18.6 МэВ из работы [21]. Параметр деформации $\beta_{0+ \rightarrow 2_1^+}$ в расчете принимался равным 0.2.

Из схемы распадов, представленной на рис. 3, следует, что переход с уровня 2_2^+ для ядра ^{54}Fe в процессе радиационного распада идет не на уровень 2_1^+ , как в ядре ^{56}Fe , а на уровень 0_1^+ . Таким образом, можно предположить, что уровень 2_2^+ в ядре ^{54}Fe , как и уровень 2_1^+ , имеет однофононную природу. Действительно, приведенные на рис. 4 угловые распределения дифференциального сечения и анализирующей способности похожи. Приведенный на рис. 4 расчет угловых распределений дифференциального сечения и анализирующей способности для этого уровня в рамках однофононного возбуждения вибрационной модели описывает эксперимент в такой же степени, как и для уровня 2_1^+ . Параметр деформации $\beta_{0+ \rightarrow 2_2^+}$ в расчете принимался равным 0.15.

Экспериментальное значение $B(E2)$ для перехода $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ в ядре ^{54}Fe приблизительно в 2 раза меньше, чем для перехода $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$. Это говорит против двухфононной природы уровня 4_1^+ . Действительно, расчеты по вибрационной модели с двухфононным возбуждением уровней 2_2^+ и 4_1^+ дает для этих уровней значение дифференциального сечения на порядок меньше экспериментального (на рис. 4 не показано). Результаты расчета дифференциального сечения и анализирующей способности возбуждения

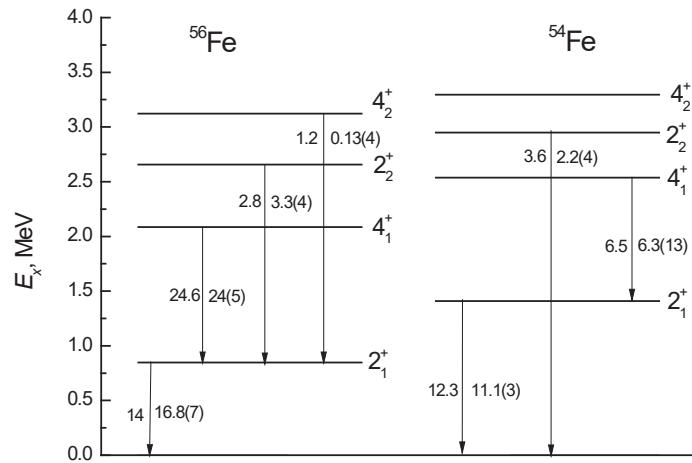


Рис. 3. Сравнение схем распада для квадрупольных переходов в ядрах ^{54}Fe и ^{56}Fe . Слева от стрелок — экспериментальные значения приведенных вероятностей переходов, справа — расчетные значения. Приведенные вероятности квадрупольных переходов приведены в одночастичных единицах Вайскопфа.

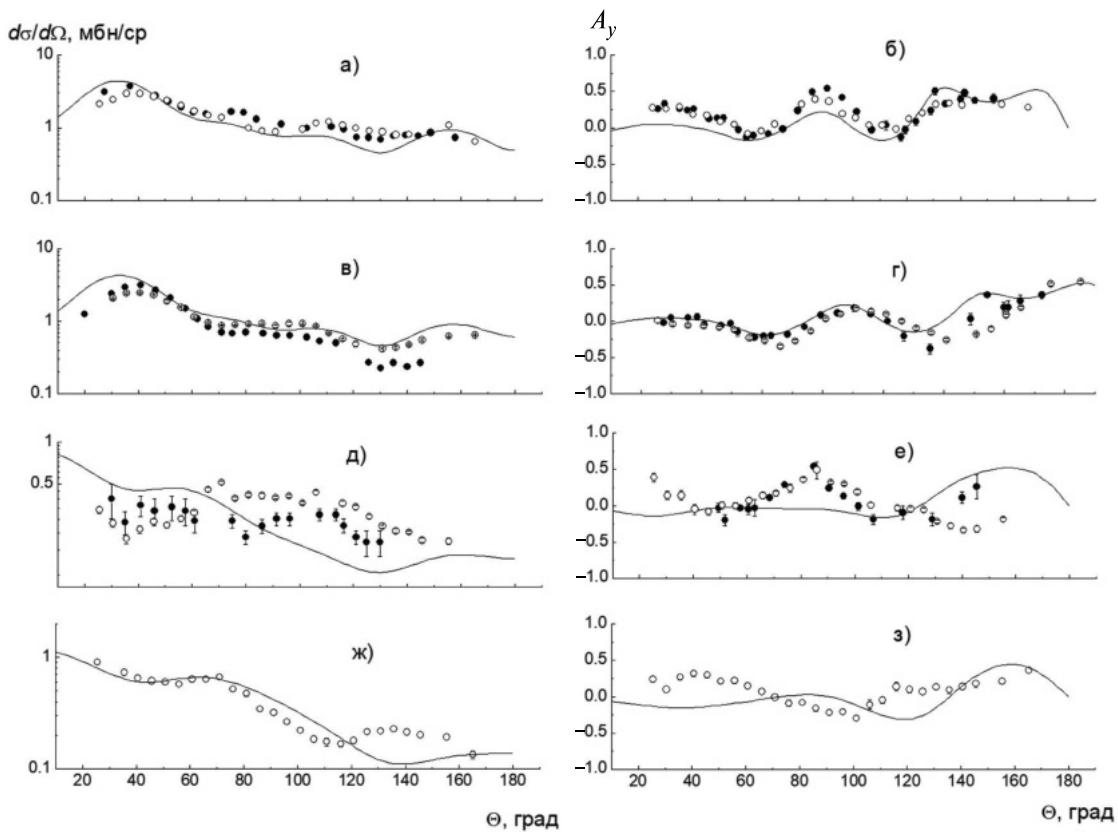


Рис. 4. Дифференциальное сечение (слева) и анализирующая способность (справа) неупругого рассеяния протонов с энергией 16 МэВ на ядре ^{54}Fe с возбуждением уровня 2_1^+ (*а* и *б*); 2_2^+ (*в* и *г*); 4_1^+ (*д* и *е*); 4_2^+ (*ж* и *з*). Сплошная кривая — расчеты в рамках вибрационной модели. Открытые кружки — экспериментальные данные настоящей работы для протонов 16 МэВ, закрытые кружки — экспериментальные данные из работы [21] для неупругого рассеяния протонов с энергией 18.6 МэВ.

уровня 4_1^+ по однофононной модели с параметром деформации $\beta_{0+ \rightarrow 4_1^+} = 0.1$ представлены на рис. 4. Как следует из сравнения расчета с экспериментом, расчет плохо описывает структуру угловой зависимости как дифференциального сечения, так и анализирующей способности. Отсюда следует, что природа этого уровня, скорее всего, более сложная.

То же самое касается уровня 4_2^+ в ядре ^{54}Fe . Сравнение расчета по вибрационной модели в однофононном приближении дифференциального сечения и анализирующей способности для этого уровня приведено на рис. 4. Использовался такой же параметр деформации для возбуждения этого уровня $\beta_{0+ \rightarrow 4_2^+} = 0.1$, как и для возбуждения уровня 4_1^+ . Расчет плохо описывает экспериментальное дифференциальное сечение рассеяния, начиная с угла 80° , при этом расчетная анализирующая способность для этого уровня идет практически в противофазе с экспериментом во всем диапазоне углов.

5. РАСЧЕТЫ В РАМКАХ ОБОЛОЧЕЧНОЙ МОДЕЛИ

Для ядер $^{54,56}\text{Fe}$ были выполнены расчеты возбужденных состояний в рамках оболочечной модели по программе NuShellX [22]. Программа NuShellX решает трехмерное уравнение Шредингера для эффективного двухчастичного потенциала, описывающего протон-протонное, протон-нейтронное и нейтрон-нейтронное эффективные взаимодействия. В качестве базисных используются следующие функции:

$$|B, J\rangle = \left| \left[(J_p, \alpha_p) \otimes (J_n, \alpha_n) \right] J \right\rangle, \quad (31)$$

где (J_p, α_p) описывает волновую функцию протонной конфигурации с суммарным спином J_p , а (J_n, α_n) — нейтронную конфигурацию. В качестве одночастичных базисных функций используются решения трехмерного гармонического осциллятора с квантовыми числами (n_p, ℓ_p, j_p) для протонов и аналогично для нейtronов. Гамильтониан взаимодействия имеет вид

$$H = H_{pp} + H_{nn} + H_{np}. \quad (32)$$

Здесь каждое взаимодействие задается двухчастичными матричными элементами между состояниями оболочечного пространства базисных функций. Размерность матрицы, которую требуется диагонализовать, определяется рассматриваемым модельным пространством оболочечной модели. При этом матрица взаимодействий H_{np} имеет максимальную размерность, равную произведению размерностей пространств базовых функций для протонов и нейtronов. Диагонализация и нахождение собственных функций и собственных значений гамильтониана (32) выполняется с использованием итерационного метода Ланцшоша. В расчетах по программе NuShellX использовалось модельное пространство fp , которое включает в

себя оболочки $1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 1f_{5/2}$ и $2p_{1/2}$. В качестве остова используется ядро ^{40}Ca , так что расчеты выполнялись для 14 или 16 валентных нуклонов. В модельном пространстве fp использовался $gx1a$ гамильтониан из работы [23].

Ядро ^{54}Fe имеет замкнутую нейтронную оболочку $1f_{7/2}$, тогда как ядро ^{56}Fe имеет два дополнительных нейтрона на оболочках $2p_{1/2}, 2p_{3/2}$ и $1f_{5/2}$. Протонная же оболочка в обоих ядрах не замкнута и имеет две дырки в оболочке $1f_{7/2}$. Следствием такой структуры является сильное взаимодействие между нейтронами и протонными оболочками в ядре ^{56}Fe [1]. Так, первый уровень 2_1^+ в ядре ^{56}Fe расположен существенно ниже по энергии, чем в ядре ^{54}Fe .

Расчеты в рамках оболочечной модели дают близкие к эксперименту значения для энергий возбуждения ядер. Расчетные значения приведенных вероятностей $B(E2)$ квадрупольных переходов в единицах Вайскопфа в сравнении с экспериментальными значениями (взяты из базы данных ENDSF) представлены на рис. 3. В расчетах эффективный заряд протона принимался равным 1.5, а для нейтрона — 0.5. Расчет в целом хорошо согласуется с экспериментом для обоих ядер за исключением приведенной вероятности перехода $4_2^+ \rightarrow 2_1^+$ в ядре ^{56}Fe , где расчет дает на порядок большее значение.

Одночастичные переходные плотности (коэффициенты S_i формулы (29)) различных переходов в рамках оболочек $1f_{7/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 2p_{3/2}$ для рассматриваемых возбуждений также вычислялись по программе NuShellX. Эти матричные элементы использовались в расчетах неупругого рассеяния протонов в рамках метода искаженных волн по программе LEA [24]. Расчетные значения одночастичных переходных плотностей для уровней 2_1^+ и 2_2^+ приведены в табл. 2.

Для тестирования расчетных волновых функций рассматривалось рассеяние поляризованных протонов с энергией 400 МэВ на ядре ^{56}Fe [7]. Расчеты выполнялись по программе LEA [24], где в качестве потенциала рассеяния использовалась G -матрица Герамба [18]. Расчеты по данной программе выполняются в рамках импульсного приближения метода искаженных волн, формализм которого был рассмотрен в разд. 2. Расчет характеристик упругого рассеяния по данной программе в рамках фолдинг-модели дает удовлетворительное описание дифференциального сечения и анализирующей способности для протонов с энергией 400 МэВ. Это косвенно свидетельствует об адекватности используемого потенциала при описании рассеяния. Расчеты характеристик неупругого рассеяния с возбуждением уровней $2_1^+, 2_2^+, 4_1^+, 4_2^+$ в сравнении с экспериментальными данными представлены на рис. 5. Расчетные значения дифференциального сечения для уровней $2_1^+, 2_2^+, 4_1^+, 4_2^+$ снижены по отношению к эксперименту в 5 раз. Для уровня же 4_2^+ снижение составляет 2 раза. Вместе с тем

Таблица 2. Одночастичные переходные плотности уровней $2_1^+, 2_2^+$ ядра ^{56}Fe (№ чдп — № частично-дырочного перехода)

№ чдп	Конфигу- рация частицы	Конфигу- рация дырки	S_i	
			протоны	нейтроны
Уровень 2_1^+				
1	$1f_{7/2}$	$1f_{7/2}$	0.496	0.0155
2	$1f_{7/2}$	$1f_{5/2}$	0.116	0.0705
3	$1f_{7/2}$	$2p_{3/2}$	0.183	0.093
4	$1f_{5/2}$	$1f_{7/2}$	-0.123	-0.084
5	$1f_{5/2}$	$1f_{5/2}$	0.0041	0.076
6	$1f_{5/2}$	$2p_{3/2}$	-0.0185	-0.121
7	$1f_{5/2}$	$2p_{1/2}$	0.0083	0.129
8	$2p_{3/2}$	$1f_{7/2}$	0.266	0.167
9	$2p_{3/2}$	$1f_{5/2}$	0.0193	0.0773
10	$2p_{3/2}$	$2p_{3/2}$	0.0559	0.328
11	$2p_{3/2}$	$2p_{1/2}$	0.0275	0.204
12	$2p_{1/2}$	$1f_{5/2}$	0.0098	0.100
13	$2p_{1/2}$	$2p_{3/2}$	-0.0335	-0.230
Уровень 2_2^+				
1	$1f_{7/2}$	$1f_{7/2}$	-0.190	0.0307
2	$1f_{7/2}$	$1f_{5/2}$	-0.0040	0.0164
3	$1f_{7/2}$	$2p_{3/2}$	0.0509	0.0220
4	$1f_{5/2}$	$1f_{7/2}$	-0.0402	0.0091
5	$1f_{5/2}$	$1f_{5/2}$	0.0139	-0.0172
6	$1f_{5/2}$	$2p_{3/2}$	-0.0185	-0.121
7	$1f_{5/2}$	$2p_{1/2}$	0.0057	0.0996
8	$2p_{3/2}$	$1f_{7/2}$	0.104	0.140
9	$2p_{3/2}$	$1f_{5/2}$	-0.0247	0.0775
10	$2p_{3/2}$	$2p_{3/2}$	-0.0086	0.283
11	$2p_{3/2}$	$2p_{1/2}$	0.0059	-0.0807
12	$2p_{1/2}$	$1f_{5/2}$	0.0058	0.0434
13	$2p_{1/2}$	$2p_{3/2}$	-0.0152	0.0308

следует отметить, что перенормированные во столько же раз дифференциальные сечения хорошо описывают экспериментальные данные, за исключением уровня 4_1^+ , где согласие только качественное. Согласие расчетной анализирующей способности с экспериментом удовлетворительное с точки зрения фазовой зависимости, но не для всех углов согласуется с экспериментальными значениями. В целом описание как дифференциального сечения, так и анализирующей способности существенно лучше, чем для протонов с энергией 16 МэВ. Занижение расчетного дифференциального сечения по отношению к эксперименту можно интерпретировать как неучет возбуждения низших оболочек модельного пространства в расчетах переходных плотностей по оболочечной модели, учет которых только перенормирует дифференциаль-

ное сечение по величине, не изменяя его фазовой зависимости.

Ранее в работах [25, 26] высказывалось предположение, что возбуждения $2_1^+, 2_2^+$ отличаются своей природой с точки зрения вклада в данные возбуждения протонных и нейтронных степеней свободы. Так, если возбуждение 2_1^+ полностью симметрично относительно вклада протонов и нейтронов, то возбуждение 2_2^+ представляет смесь симметричного и антисимметричного компонент. Наш расчет дает похожую картину: фазы протонных и нейтронных матричных элементов переходов совпадают для возбуждения 2_1^+ и противоположны по знаку для переходов с возбуждением уровня 2_2^+ .

Наличие антисимметричного по протонам и нейтронам компонента для уровня 2_2^+ приводит к ненулевому значению магнитного матричного элемента для перехода $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$, так что магнитный матричный элемент доминирует по отношению к электрическому. Экспериментальное значение $E2/M1$ -параметра смешивания $\delta = -0.18(1)$ (значение взято из базы данных ENDSF), тогда как расчетное значение равно -0.14. Это является косвенным подтверждением правильности описания природы возбуждения уровня 2_2^+ в рамках оболочечной модели. К сожалению, в настоящее время отсутствуют расчетные программы, позволяющие удовлетворительно микроскопически рассчитывать неупругое рассеяние при низких значениях энергии протонов. При таких энергиях необходимо учитывать связь каналов и уметь рассчитывать форм-факторы переходов между каналами в рамках микроскопического подхода, что в настоящее время еще не дает хороших результатов. Это не позволяет тестировать оболочечные волновые функции возбуждений при неупругом рассеянии протонов с энергией 16 МэВ, используя экспериментальные данные, полученные в настоящей работе. Однако при энергии протонов 16 МэВ различие угловой зависимости дифференциальных сечений и анализирующих способностей для разных уровней одной мультипольности более сильное, чем для энергии протонов 400 МэВ, что является дополнительным стимулом к построению работающего механизма расчета реакции неупругого рассеяния протонов для таких энергий.

6. ВЫВОДЫ

В работе были проанализированы полученные ранее в [6], обработанные и впервые публикующиеся экспериментальные данные по неупругому рассеянию поляризованных протонов с энергией 16 МэВ с возбуждением низколежащих уровней $2_1^+, 2_2^+, 4_1^+, 4_2^+$ в ядрах $^{54,56}\text{Fe}$. В рамках модели асимметричного ротора и многофононной вибрационной модели были рассчитаны наблюдаемые неупругого рассеяния протонов с энергией 16 МэВ на ядре ^{56}Fe . С экспериментальными данными сравнивались дифференциальное

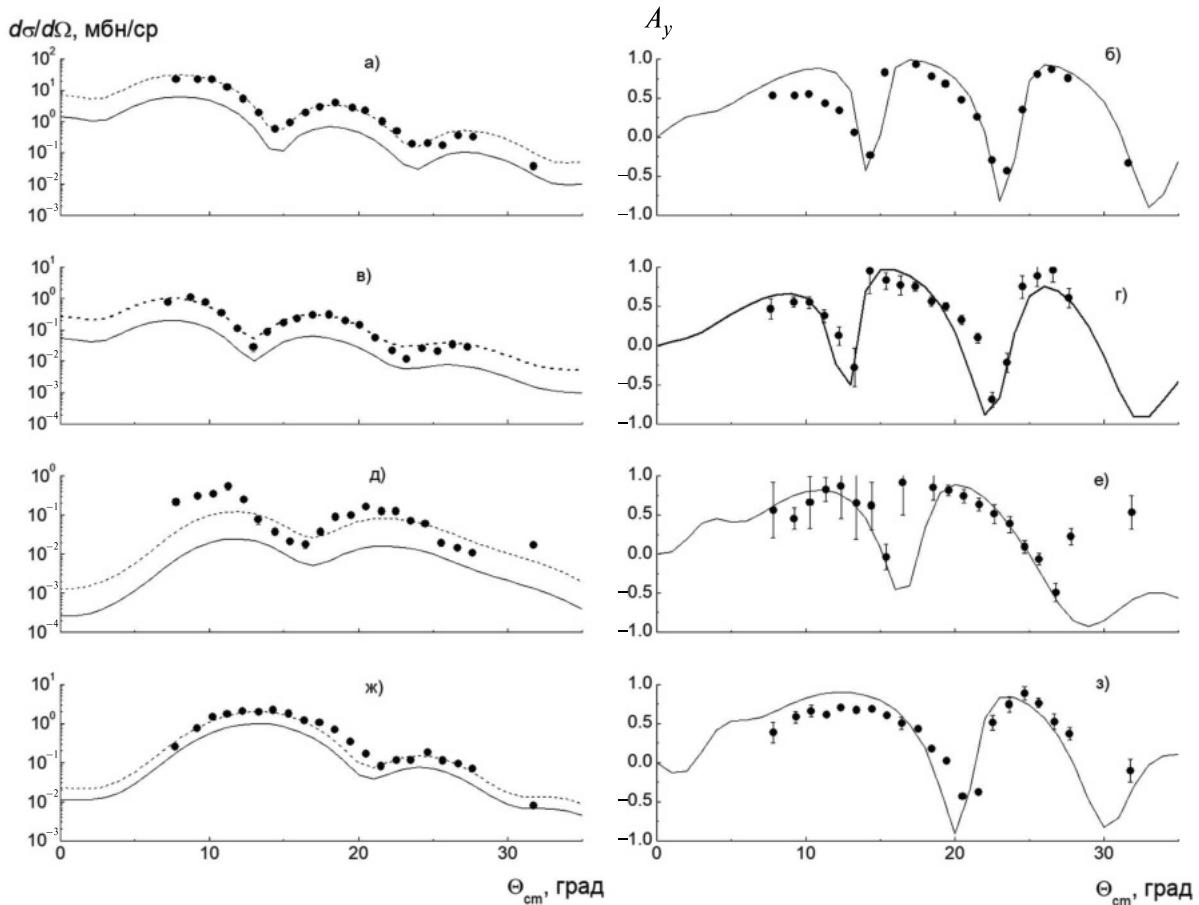


Рис. 5. Дифференциальное сечение (слева) и анализирующая способность (справа) неупругого рассеяния протонов с энергией 400 МэВ на ядре ^{56}Fe с возбуждением уровня 2_1^+ (а и б); 2_2^+ (в и г); 4_1^+ (д и е); 4_2^+ (ж и з). Кривые: сплошная — расчеты в рамках модели искаженных волн, штриховая — то же, но с перенормированными дифференциальными сечениями (коэффициенты перенормировки указаны в тексте). Экспериментальные данные взяты из работы [7].

сечение и анализирующую способность неупругого рассеяния для уровней $2_1^+, 2_2^+, 4_1^+, 4_2^+$. Расчет выполнялся по методу связанных каналов. Получено только качественное описание экспериментальных данных в расчете, при этом обе модели коллективного возбуждения ядра дают близкое по качеству описание рассматриваемых наблюдаемых рассеяния для ядра ^{56}Fe . Таким образом, проведенный в настоящей работе анализ неупругого рассеяния поляризованных нейтронов дополняет анализ, проведенный в работе [4], по неупругому рассеянию α -частиц и работу [5] по неупругому рассеянию неполяризованных протонов с энергией 26 МэВ на этом же ядре. В отличие от работы [5] согласие рассчитанного дифференциального сечения с экспериментом только качественное для обеих моделей возбуждения ядра, при этом анализ дополнительной наблюдаемой — анализирующей способности — не позволяет сделать однозначный выбор в пользу той или другой коллективной модели возбужденных состояний: модели асимметричного ротора или многофононной вибрационной модели. Параметры ядерных возбуждений, полученные в настоящей работе, также немного отличаются от параметров ядерных возбуждений, использованных в работах [4, 5].

Кроме ядра ^{56}Fe анализировалось неупругое рассеяние на ядре ^{54}Fe . С точки зрения оболочечной модели, ядро ^{54}Fe имеет замкнутую нейтронную оболочку. Сравнительный анализ ядерных возбуждений в этих двух ядрах позволяет проанализировать влияние двух валентных нейтронов на структуру возбуждений в ядре ^{56}Fe . Для ядра ^{54}Fe угловые распределения рассеяния при возбуждении уровней $2_1^+, 2_2^+$ подобны, и для описания наблюдаемых необходимо строить волновую функцию ядра для этих состояний в рамках модели однофононных возбуждений. Дифференциальное сечение и анализирующую способность неупругого рассеяния для уровней 4_1^+ и 4_2^+ ядра ^{54}Fe плохо описываются в рамках вибрационной модели. Описание в рамках ротационной модели для ядра ^{54}Fe не рассматривалось, поскольку данное ядро предполагается сферическим.

Дополнительно к анализу в рамках коллективных моделей ядерных возбуждений состояния ядер $^{54,56}\text{Fe}$ анализировались в рамках оболочечной модели с использованием программы NuShellX [22].

Использовалась оболочечная модель с учетом протон-нейтронных взаимодействий. Возбуждения рассчитывались в модельном пространстве pf оболочек с использованием гамильтониана взаимодействия $gx1a$ [23]. Модель оболочек хорошо предсказывает положения уровней $2_1^+, 2_2^+, 4_1^+, 4_2^+$ в ядрах $^{54,56}\text{Fe}$, а также вероятности радиационных переходов между уровнями. Рассчитанные для данных уровней одночастичные матричные элементы рассматриваемых возбуждений для ядра ^{56}Fe использовались для расчета дифференциального сечения и анализирующей способности протонов с энергией 400 МэВ с возбуждением этих уровней. Расчеты сравнивались с экспериментальными данными, полученными в работе [7]. Как показало сравнение, использование оболочечных волновых функций при описании неупругого рассеяния в рамках импульсного приближения МИВ не позволяет правильно воспроизвести абсолютную величину сечений, тогда как угловая зависимость дифференциальных сечений и анализирующей способности описывается удовлетворительно. Возможно, данное расхождение связано с ограниченным модельным пространством, используемым в расчетах по оболочечной модели.

Авторы благодарят А.В. Плавко, ранее инициировавшего данную работу, за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. Horie and K. Ogawa, Nucl. Phys. A **216**, 407 (1973).
2. N. Bendjaballah, J. Delaunay, A. Jaffrin, T. Nomura, and K. Ogawa, Nucl. Phys. A **284**, 513 (1977).
3. D. G. Sarantites, J. Urbon, and L. L. Rutledge, Jr., Phys. Rev. C **14**, 1412 (1976).
4. F. Ballester, E. Casal, and J. B. A. England, Nucl. Phys. A **501**, 301 (1989).
5. A. Kumar, D. K. Avasthi, A. Tripathi, S. K. Datta, and I. M. Goliv, Phys. Rev. C **65**, 014305 (2001).
6. A. Plavko, V. Kudriashov, M. Onegin, T. Clegg, H. Karwowski, and R. Varner, in Proceedings of the Spin-94 Contribution to the VIII Symposium on Polarization Phenomenon in Nuclear Physics, Bloomington, Indiana (USA, 1994), p. 200.
7. R. De Leo, H. Akimune, N. Blasi, I. Daito, Y. Fujita, M. Fujiwara, S. I. Hayakawa, S. Hatori, K. Hosono, H. Ikegami, T. Inomata, I. Katayama, K. Katori, L. Lagamba, S. Micheletti, S. Morinobu, et al., Phys. Rev. C **53**, 2718 (1996).
8. M. J. Le Vine, E. K. Warburton, and D. Schwalm, Phys. Rev. C **23**, 244 (1981).
9. A. S. Davydov and G. F. Filippov, Nucl. Phys. **8**, 237 (1958).
10. W. Greiner and J. A. Maruhn, Nuclear Models (Springer, 1996).
11. W. G. Love and M. A. Franey, Phys. Rev. C **24**, 1073 (1981).
12. T. Tamura, Rev. Mod. Phys. **37**, 679 (1965).
13. T. Tamura, Ann. Rev. Nucl. Sci., p. 99 (1969).
14. J. Raynal, in Proceedings of the Lectures Presented at an International Seminar Course Computing as a Language of Physics, Trieste, 2–20 August, 1971 (IAEA, Vienna, 1972), p. 285.
15. J. Raynal, Notes on ECIS-94, Preprint CEA-N-2772 (September 1994).
16. A. Bohr and B. Mottelson, Nuclear Structure (Benjamin, New York, 1975), Vol. 2.
17. M. S. Onegin and A. V. Plavko, nucl-th/0507001.
18. H. V. von Geramb, AIP Conf. Proc. **97**, 44 (1983).
19. F. Petrovich, R. J. Philpott, A. W. Carpenter, and J. A. Carr, Nucl. Phys. A **425**, 609 (1984).
20. F. Petrovich, J. A. Carr, and H. McManus, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **36**, 29 (1986).
21. C. Glasshauser and R. de Swiniarski, Phys. Rev. C **164**, 1437 (1967).
22. B. A. Brown and W. D. M. Rae, Nucl. Data Sheets **120**, 115 (2014).
23. B. A. Brown, Prog. Nucl. Part. Phys. **47**, 517 (2001).
24. J. J. Kelly, J. M. Finn, W. Bertozzi, T. N. Buti, F. W. Hersman, C. Hyde-Wright, M. V. Hynes, M. A. Kovash, B. Murdock, P. Ulmer, A. D. Bacher, G. T. Emery, C. C. Foster, W. P. Jones, D. W. Miller, and B. L. Berman, Phys. Rev. C **41**, 2504 (1990).
25. S. A. A. Eid, W. D. Hamilton, and J. P. Elliot, Phys. Lett. B **166**, 267 (1986).
26. G. Hartung, A. Richter, E. Spamer, H. Woertche, C. Rangacharyulu, C.W. De Jager, and H. De Vries, Phys. Lett. B **221**, 109 (1989).

ANALYSIS OF INELASTIC SCATTERING OF POLARISED PROTONS ON $^{54,56}\text{Fe}$ NUCLEI

V. I. Kudriashov¹⁾, M. S. Onegin²⁾

¹⁾*JSK "Komita", Saint-Petersburg, Russia*

²⁾*NRC "Kurchatov Institute" — PNPI, Gatchina, Russia*

The paper analyzes the results of experiments on inelastic scattering of polarized protons on $^{54,56}\text{Fe}$ nuclei. The work presents for the first time differential cross sections and analyzing power for levels $2_1^+, 2_2^+, 4_1^+, 4_2^+$ for the scattering of protons with energy of 16 MeV. Published experimental data for the same levels, but for proton energies of 18.6 and 400 MeV are also analyzed. Calculations of inelastic scattering observables were performed using the coupled channel method for proton energy 16 and 18.6 MeV and the distorted wave method for proton energy of 400 MeV. The predictions of two collective models of excited states of the nucleus were compared: the asymmetric rotator model and the multiphonon vibrational model. In addition, the wave functions of excited states calculated using the shell model were tested.

ПОИСК ПОТОКА ГЕОАНТИНЕЙТРИНО ОТ ^{40}K ПО ДАННЫМ ДЕТЕКТОРА БОРЭКСИНО

© 2024 г. Л. Б. Безруков¹⁾, В. В. Синев^{1),*}

Поступила в редакцию 13.07.2024 г.; после доработки 13.07.2024 г.; принята к публикации 13.07.2024 г.

Детектор Борексино кроме потоков солнечных нейтрино может регистрировать и потоки антинейтрино, используя реакцию упругого рассеяния нейтрино и антинейтрино на электроне. Антинейтринные потоки производятся внутри Земли изотопами естественной радиоактивности и на поверхности ядерными реакторами атомных электростанций. Мы провели анализ последних данных детектора Борексино, добавив к фонам и потокам солнечных нейтрино известные потоки антинейтрино. В результате анализа был получен поток антинейтрино от ^{40}K , который оказался значительным по величине. При этом все потоки солнечных нейтрино согласуются с моделью Солнца малой металличности.

DOI: 10.31857/S0044002724060061, EDN: HOZRPE

1. ВВЕДЕНИЕ

Коллаборацией Борексино были измерены все потоки солнечных нейтрино: ^8B [1], ^7Be [2], pp [3], CNO [4]. Поток pp -нейтрино измерен с довольно большой погрешностью ($\sim 8\%$), но оказывается совместим с предсказываемым теоретически, который имеет точность $\sim 0.8\%$. Поток pep -нейтрино, считается, известен с точностью $\sim 1.2\%$, так как он коррелирован с потоком pp -нейтрино. В анализе коллаборации Борексино этот поток не варьировался, наряду с другими потоками, а практически фиксировался в пределах этой погрешности ($R(pep) = 2.74 \pm 0.04$ событий в сутки/100 т (cpd/100 t)). Хотя в одной работе [5] было найдено значение, отличающееся от указанного $R(pep) = 3.1 \pm 0.6$ cpd/100 t.

В коллаборации Борексино были тщательно измерены все возможные фоны детектора, связанные как с внешними (гамма-фон от ^{208}Tl , ^{214}Bi и ^{40}K), так и внутренними источниками (альфа (^{210}Po) и бета (^{210}Bi , ^{85}Kr) фоны). Также были измерены: фон космогенного происхождения (^{11}C) и фон от наложения импульсов, связанных с высокой загрузкой от радиоактивного изотопа ^{14}C .

Однако есть источники, которые не использовались при анализе данных детектора Борексино, — это фоны, связанные с потоками антинейтрино, от калия, находящегося в недрах Земли (^{40}K), геоантинейтрино от ^{238}U и ^{232}Th , а также реакторных антинейтрино. Возможно, была проведена оценка потоков от этих источников в рамках существующих моделей и сделан вывод о малости вклада в скорость счета детектора Борексино.

В анализе самой коллаборации Борексино результат получается противоречивым: часть потоков тяготеют к малой металличности (LZ) (^8B и pep), а часть к

большой (HZ) (^7Be и CNO), причем поток CNO сильно выходит за рамки предсказания модели большой металличности (HZ).

Мы провели собственный анализ потоков антинейтрино и рассчитали их вклад в скорость счета детектора Борексино. Вклад части этих потоков оказался малым, однако включение в анализ этих потоков привело к согласованию нейтринных потоков от Солнца в рамках одной модели, а именно малой металличности (LZ).

В более ранних публикациях мы при проведении анализа использовали только поток геоантинейтрино ^{40}K [6–8], и уже тогда оказалось, что полученные детектором данные лучше удовлетворяют модели Солнца с малой металличностью LZ. В настоящем анализе включены все потоки антинейтрино (^{40}K , ^{238}U , ^{232}Th и реакторные), а также используется спектр CNO, разделенный на отдельные потоки от ^{13}N и ^{15}O , чтобы проверить гипотезу о соотношении этих потоков в суммарном спектре CNO.

2. ГЕОАНТИНЕЙТРИИННЫЕ ПОТОКИ ОТ ^{238}U И ^{232}Th

Рассмотрим поток геоантинейтрино от ^{238}U и ^{232}Th . На рис. 1а приведен спектр геоантинейтрино суммарно от двух изотопов ^{238}U и ^{232}Th и спектр электронов отдачи от реакции упругого рассеяния этих геоантинейтрино (б), наблюдаемый в детекторе Борексино. Спектр электронов дан как функция числа сработавших фотоумножителей N_{hit} . Этот спектр, нормированный на единицу, называется pdf (probability density function) и используется при анализе спектра одиночных событий детектора Борексино — многопараметрическом фите при использовании набора различных источников событий.

Парные события в детекторе Борексино от спектра ^{238}U и ^{232}Th дают четыре события в год при регистра-

¹⁾ Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.
* E-mail: vsinev@inr.ru

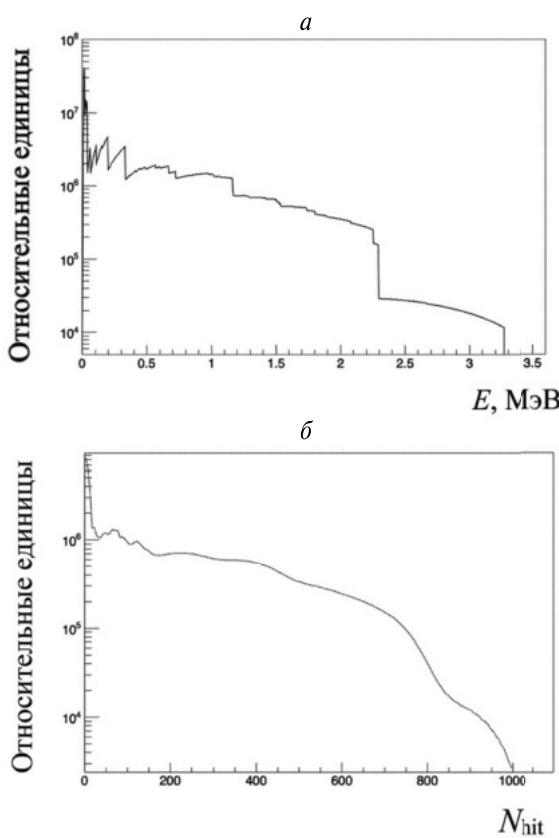


Рис. 1. Спектр антинейтрино ^{238}U и ^{232}Th (а) и pdf, использованная для анализа данных Борексино (б).

ции с помощью реакции обратного бета-распада на протоне (ОБР). По этим данным можно оценить поток геоантинейтрино в месте расположения детектора Борексино и рассчитать спектр электронов отдачи, который должен регистрироваться в виде одиночных событий. Поток геоантинейтрино, который может дать четыре события в год в 278 т псевдокумола, должен быть около $4 \times 10^4 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. А скорость счета электронов отдачи от рассеяния геоантинейтрино в 100 т оказывается на уровне $R(^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th}) \sim 0.001$ события в день ($\text{cpd}/100 \text{ t}$), это много меньше, чем скорость счета от самого маленького потока борных нейтрино $R(^8\text{B}) \sim 0.2 \text{ cpd}/100 \text{ t}$. Мы будем использовать единицы скорости счета $\text{cpd}/100 \text{ t}$ – количество отсчетов в день в 100 т сцинтиллятора. Можно было бы пренебречь таким количеством событий, но мы добавили этот поток в анализ и убедились, что действительно программа минимизации χ^2 зануляет поток геоантинейтрино в ходе анализа.

3. АНТИНЭЙТРИННЫЙ ПОТОК ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Еще один антинейтринный поток на Земле производится ядерными реакторами как от атомных электростанций, так и исследовательскими. Полная мощность ядерных реакторов, испускающих антинейтри-

но, составляет немного менее 1 ТВт. Этот поток в районе расположения детектора Борексино мал, по сравнению с потоками солнечных нейтрино, так как ближайшие ядерные реакторы находятся в Швейцарии и Франции. Однако его подложка может незначительно менять значения нейтринных солнечных потоков. Можно оценить этот поток. На рис. 2а показан спектр реакторных антинейтрино, производимый только делениями тяжелых изотопов ядерного топлива. Этот поток также, как и поток геоантинейтрино, может быть оценен по количеству парных событий, регистрируемых детектором Борексино. Эта величина составляет 10 событий в год в 278 т псевдокумола. При этом поток антинейтрино выше порога реакции ОБР (1.8 МэВ) будет $3.5 \times 10^4 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. А поток такой величины даст в детекторе Борексино такое же значение скорости счета одиночных событий от реакции упругого рассеяния на электронах, как и поток геоантинейтрино от ^{238}U и ^{232}Th , около 0.001 $\text{cpd}/100 \text{ t}$. На рис. 2б показан спектр электронов отдачи, вызываемый реакторными антинейтрино. Из этого спектра была создана функция pdf (probability density function), использованная для анализа экспериментального спектра Борексино.

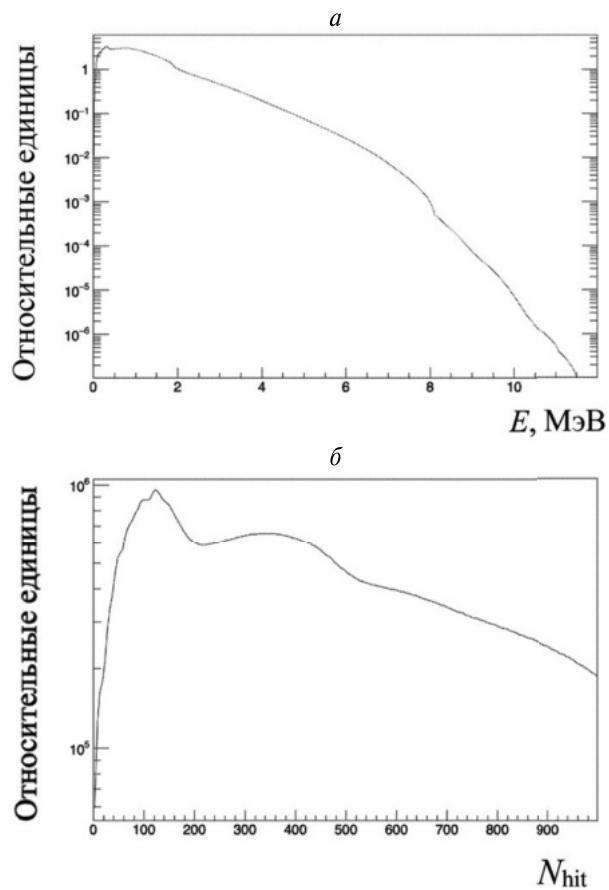


Рис. 2. Спектр антинейтрино ядерного реактора (а) и pdf, использованная для анализа данных Борексино (б).

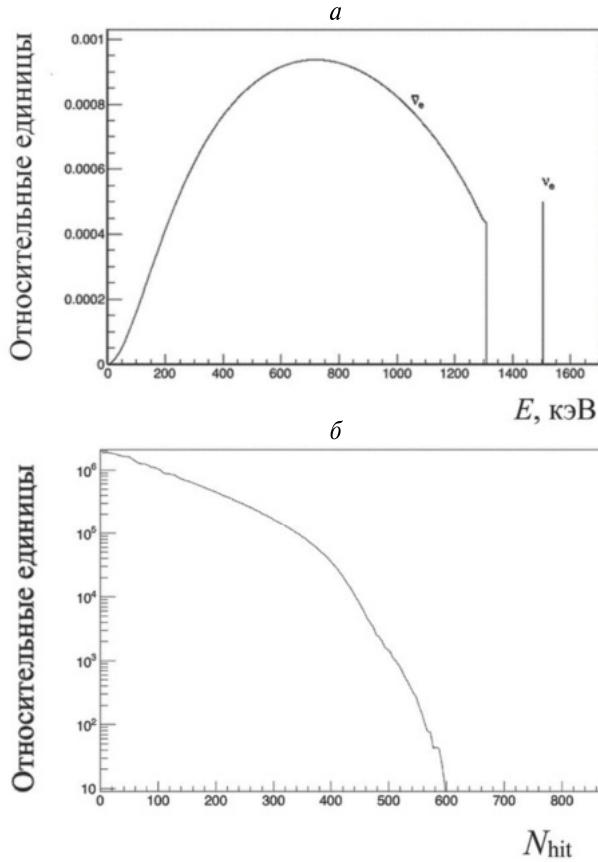


Рис. 3. Спектр антинейтрино и нейтрино ^{40}K (а) и pdf, использованная для анализа данных Борексино (б).

Оказалось, что спектр реакторных антинейтрино действительно мал, и программа минимизации χ^2 выдает близкое к нулю значение этого потока.

4. ГЕОАНТИНЕЙТРИННЫЙ ПОТОК ОТ ^{40}K

Последний поток антинейтрино, который пока не учитывался при анализе данных Борексино. Это поток антинейтрино от ^{40}K (максимальная энергия 1.3 МэВ), который включает в себя еще и небольшую долю нейтрино с энергией 1.5 МэВ. Спектр антинейтрино и нейтрино от ^{40}K показан на рис. 3а. На рис. 3б показана функция pdf – зависимость вероятности срабатывания числа фотоумножителей N_{hit} при появлении электронов отдачи от рассеяния антинейтрино и нейтрино суммарно от распада ^{40}K в Земле.

Скорость счета в детекторе Борексино событий от ^{40}K оказывается не таким и малым даже для стандартной модели Земли с содержанием калия 0.024% по массе. Эта скорость счета $R(^{40}\text{K}) \sim 0.06 \text{ cpd}/100\text{t}$ оказывается близкой к скорости счета борных нейтрино $R(^8\text{B}) \sim 0.2 \text{ cpd}/100\text{t}$. Однако в анализе коллаборации Борексино этот поток не учитывался.

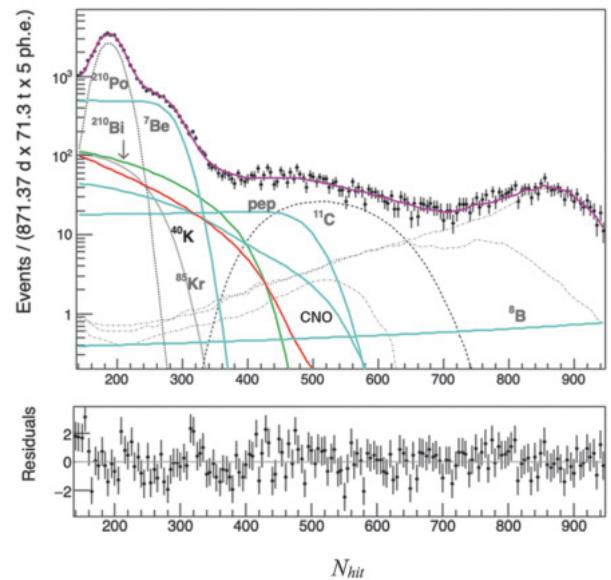


Рис. 4. Результат анализа данных Борексино с использованием антинейтринных потоков. Красной линией показан спектр электронов отдачи, вызванный рассеянием антинейтрино ^{40}K . На нижней вкладке показано отклонение экспериментальных точек от подгоночной кривой в количестве экспериментальных погрешностей.

5. АНАЛИЗ ДАННЫХ БОРЭКСИНО С УЧЕТОМ АНТИНЕЙТРИННЫХ ПОТОКОВ

На рис. 4 приведен результат нашего анализа. На нем показаны компоненты потоков солнечных нейтрино, бета- и гамма-фоны, а также поток геоантинейтрино от ^{40}K . Потоки геоантинейтрино от урана с торием и реакторных антинейтрино малы и не видны в данной шкале величин.

После введения в анализ pdf для ^{40}K было получено значение скорости счета $R(^{40}\text{K}) = 11 \text{ cpd}/100 \text{ t}$ при ограничении этого потока сверху. Если же поток геоантинейтрино от ^{40}K не ограничивать сверху, то значение скорости счета событий становится $19.1 \pm 2.5 \text{ cpd}/100 \text{ t}$. При этом значение потока нейтрино CNO-цикла приходится ограничивать снизу, чтобы он не становился исчезающе малым.

Найденные в результате анализа значения потоков солнечных нейтрино показаны в табл. 1 вместе со значениями скорости счета событий от геоантинейтрино ^{40}K . Можно заметить, что введение в анализ потока антинейтрино и нейтрино от ^{40}K существенно улучшает согласие экспериментальных данных и модели источников событий. При этом все потоки солнечных нейтрино оказываются в границах солнечной модели с малой металличностью (LZ). Особенное впечатление вызывает увеличение восстановленной скорости счета компоненты пер-нейтрино по сравнению с анализом без введения калийных антинейтрино. Ождалось, что введение калийной компоненты заберет события из других источников, а оказалось, что пер-компоненты автоматически увеличилась и стала соот-

Таблица 1. Скорости счета событий от солнечных нейтрино и ^{40}K в единицах cpd/100 t, полученные в результате анализа; приведенные ошибки – вычисляемые программой ROOT характеристики минимума χ^2

Компонента	1	2	3	4
^7Be	48.4 ± 1.2	45.9 ± 1.3	45.4 ± 1.6	43.6 ± 1.5
ν_{μ}	2.74	2.74	2.8 ± 0.3	2.9 ± 0.3
^8B	0.16	0.16	0.12 ± 0.05	0.14 ± 0.05
CNO	7.6 ± 1.2	4.4 ± 0.6	5.2 ± 1.6	2.6 ± 0.6
^{40}K	0	11	11	19.1 ± 2.5
χ^2	198	171	169	161

вествовать солнечной модели с низкой металличностью.

В первом столбце табл. 1 приведен результат анализа без использования антинейтринных потоков, в том числе и от ^{40}K . Скорость счета CNO нейтрино в точности соответствует данным, полученным в коллегии Борексино. При этом значение χ^2 имеет максимальное значение в нашем анализе. Значение скорости счета ν_{μ} -нейтрино зафиксировано в рамках модели с большой металличностью (HZ). Скорость счета ^8B нейтрино зафиксирована в соответствии с измерениями коллегии Борексино.

Во втором столбце приведены данные анализа с введением антинейтринных потоков и ^{40}K с ограничением в 11 cpd/100 t. Скорость счета ν_{μ} -нейтрино также зафиксирована в рамках модели с большой металличностью. Наличие потока ^{40}K приводит к уменьшению скоростей счета ^7Be и CNO нейтрино. Скорость счета событий от ^{40}K оказывается на предельном значении.

В третьем столбце приведен такой же анализ, но сделаны свободными параметры, отвечающие ν_{μ} -нейтрино и ^8B . В результате видно, что скорость счета ν_{μ} -нейтрино увеличилась, а скорость счета ^8B нейтрино уменьшилась. Значение χ^2 изменилось не существенно.

В последнем столбце все параметры сделаны свободными, но поток CNO нейтрино ограничен снизу. Получено довольно большое значение скорости счета ^{40}K , но при этом все потоки солнечных нейтрино оказываются в рамках одной модели с малой металличностью (LZ). Значение χ^2 оказывается минимальным среди прочих вариантов анализа.

В Введении уже отмечалось, что в одной из работ коллегии Борексино [5] было приведено измеренное значение скорости счета ν_{μ} -нейтрино, равное 3.1 ± 0.6 cpd/100 t, которое согласуется с нашим значением 2.9 ± 0.3 cpd/100 t. И это значение соответствует солнечной модели с малой металличностью (LZ).

Была выполнена проверка возможности получения большой скорости счета событий от ^{40}K в анализе при отсутствии этого потока. Было сгенерировано 10^5 спектров для каждого случая: с калием и без. Затем по результатам анализа с поиском потока ^{40}K были по-

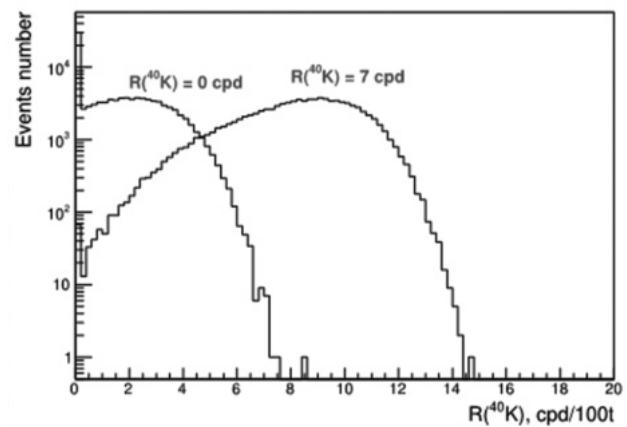


Рис. 5. Результат виртуального эксперимента. Распределение скорости счета событий ^{40}K в случае отсутствия потока ($R(^{40}\text{K}) = 0$) и в случае его наличия ($R(^{40}\text{K}) = 7$).

лучены распределения скоростей счета в обоих случаях. На рис. 5 приведен результат виртуального эксперимента с включением потока ^{40}K и его отсутствием.

Вероятность получить при анализе скорость счета от потока ^{40}K $R(^{40}\text{K}) > 7$ cpd/100 t при его отсутствии оказалась 10^{-5} . Соответственно, вероятность получения такого же значения скорости счета при его наличии 0.9.

Был проведен анализ с заменой спектра электронов отдачи от нейтринного потока ^{40}K на бета-спектр ^{40}K . Минимизация χ^2 приводит к обнулению бета-спектра, и результат оказывается аналогичным результату коллегии Борексино.

Сравнивая полученную нами из анализа экспериментальных данных величину $R(^{40}\text{K}) = 19.1 \pm 2.5$ cpd/100 t с распределением восстановленных величин $R(^{40}\text{K})$ из рис. 5 при условии, что для розыгрыша была взята величина $R(^{40}\text{K}) = 7$ cpd/100 t, можно сделать вывод, что в природе реализуется $R(^{40}\text{K}) > 7$ cpd/100 t. Это соответствует доле калия в Земле более 3% от массы Земли при условии его равномерного распределения. Для точного определения доли калия в Земле требуется эксперимент с большей статистикой. Таким экспериментом в ближайшем будущем может стать эксперимент JUNO.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ экспериментального спектра одиночных событий детектора Борексино, полученного в 2022 г. В анализ были включены потоки антинейтрино, которые регистрируются детектором наряду с потоками нейтрино, но не были учтены при анализе коллаборацией Борексино, ввиду их ожидаемой малости.

Скорость счета событий от распадов ^{40}K , включающая в себя как события от антинейтрино, так и нейтрино, оказалась значительно больше ожидаемой, исходя из общепринятой модели Земли (BSE – Bulk Silicate Earth), и совпадает с предсказываемой другой моделью Земли – Богатая водородом Земля (Hydride Earth).

Скорость счета одиночных событий от других антинейтринных потоков, генерируемых в Земле изотопами естественной радиоактивности и ядерными реакторами атомных электростанций, в результате нашего анализа оказалась близкой к нулю. Эта величина согласуется с результатом анализа парных событий, произведенного коллаборацией Борексино. Таким образом, полученный нами нулевой результат подтверждает справедливость идеи о том, что скорости счета различных событий, полученные при минимальном значении χ^2 , соответствуют лучшей модели источников событий, наиболее адекватно отражающей реально существующую в природе ситуацию.

Получено, что с учетом всех антинейтринных потоков анализ становится более стабильным, несмотря на малость некоторых из них. Например, поток нейтрино от ^{8}B в анализе без потоков антинейтрино стремится стать нулевым, а при учете антинейтринных потоков принимает нормальное значение, соответствующее модели LZ.

Поток геонейтрино ^{40}K , включающий в себя как антинейтрино, так и нейтрино, оказался значительно больше ожидаемого, исходя из общепринятой модели Земли. Получена нижняя граница существования в природе доли калия в Земле – более 3% от массы Земли при условии его равномерного распределения.

Все полученные потоки солнечных нейтрино согласуются с солнечной моделью малой металличности (LZ) при учете всех антинейтринных потоков и геоантинейтрино от ^{40}K .

Авторы сообщают об отсутствии конфликта интересов в данной работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Agostini et al. (Borexino Collab.), Phys. Rev. D **101**, 062001 (2020); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.062001>
2. C. Arpesella et al. (Borexino Collab.), Phys. Rev. Lett. **101**, 091302 (2008); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.091302>
3. M. Agostini et al. (Borexino Collab.), Phys. Rev. D **100**, 082004 (2019); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.082004>
4. D. Basilico et al. (Borexino Collab.), Phys. Rev. D **108**, 102005 (2023); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.108.102005>
5. О. Ю. Смирнов, Письма в ЭЧАЯ 10, 1225 (2013); G. Belini et al. (Borexino Collab.), Phys. Rev. Lett. **108**, 051302 (2012); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.051302>
6. L. B. Bezrukov, V. P. Zavarzina, I. S. Karpikov, A. S. Kurlovich, A. K. Mezhokh, S. V. Silaeva, and V. V. Sinev, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **85**, 430 (2021); <https://doi.org/10.3103/S1062873821040067>; arXiv: 2007.07371 [hep-ex]; <https://doi.org/10.48550/arXiv.2007.07371>
7. V. Sinev, L. Bezrukov, I. Karpikov, A. Kurlovich, A. Mezhokh, S. Silaeva, and V. Zavarzina, J. Phys.: Conf. Ser. **1690**, 012170 (2020); doi:10.1088/1742-6596/1690/1/012170
8. L. B. Bezrukov, I. S. Karpikov, and V. V. Sinev, arXiv: 2304.02747 [hep-ex]; <https://doi.org/10.48550/arXiv.2304.02747>

LOOKING FOR GEO-ANTINEUTRINO FLUX FROM ^{40}K USING BOREXINO DATA

L. B. Bezrukov¹⁾, V. V. Sinev¹⁾

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

The Borexino detector can detect antineutrino fluxes as well as solar neutrinos fluxes using neutrino-electron scattering reaction. Antineutrino fluxes are produced inside the Earth by isotopes of natural radioactivity and on the Earth's surface by reactor cores of nuclear power plants. We analyzed the latest data from the Borexino detector adding to the analysis of solar neutrino fluxes the antineutrino ones, adding them to the known backgrounds. The result of the analysis was that non-zero antineutrino flux from ^{40}K was found. At the same time, all solar neutrino fluxes began to be consistent with the low metallicity Sun model.

КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ АНАЛИЗ МЕЖДУ СКОРОСТЬЮ СЧЕТА ГАММА-КВАНТОВ НА LVD ОТ ЕСТЕСТВЕННОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ И АТМОСФЕРНЫМ ДАВЛЕНИЕМ

© 2024 г. Н. Ю. Агафонова^{1),*}, В. В. Ашихмин¹⁾, Е. А. Добрынина^{1),**}, С. В. Ингерман¹⁾, О. Ю. Слуцкая²⁾, И. Р. Шакириянова¹⁾, В. Ф. Якушев¹⁾ (от имени коллаборации LVD)^{***}

Поступила в редакцию 19.07.2024 г.; после доработки 19.07.2024 г.; принята к публикации 19.07.2024 г.

В работе исследуется эффект влияния атмосферного давления на скорость счета гамма-квантов от естественной радиоактивности, измеряемых в режиме постоянного мониторирования на детекторе большого объема (LVD). Выбросы во временных рядах гамма-квантов связаны с эманацией радона из грунта в подземном помещении экспериментального зала. В результате анализа часовых данных не найдено прямой связи между изменением давления и скорости счета гамма-квантов. Во время резких понижений давления не обнаружен задержанный пампинг-эффект для гамма-квантов. Обнаружена сильная антикорреляция трендов изменения скорости счета гамма-квантов и давления на масштабах порядка 3–4 месяцев.

DOI: 10.31857/S0044002724060076, EDN: HOZAZS

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема влияния атмосферного давления на выход подземных газов и главным образом радона изучается уже давно [1]. Развитие исследований продолжилось в области физики частиц и астрофизики в подземных низкофоновых лабораториях. Изучение фонов в подземных экспериментах имеет много сложностей как в анализе данных и в измерениях радиоактивности грунта и материалов конструкций установок, так и в учете атмосферных условий на поверхности и вентиляции подземных помещений.

¹⁾ Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

²⁾ Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

* E-mail: Agafonova@inr.ru

** E-mail: Dobrynsina@inr.ru

*** LVD Коллаборация: N. Yu. Agafonova³⁾, M. Aglietta^{4),5)}, P. Antonioli⁶⁾, V. V. Ashikhmin³⁾, G. Bari⁶⁾, G. Bruno^{7),8)}, E. A. Dobrynsina³⁾, R. I. Enikeev³⁾, W. Fulgione^{7),5)}, P. Galeotti^{4),5)}, M. Garbini^{6),9)}, P. L. Ghia¹⁰⁾, P. Giusti⁶⁾, E. Kemp¹¹⁾, A. S. Malgin³⁾, A. Molinaro^{4),5)}, R. Persiani⁶⁾, I. A. Pless¹²⁾, O. G. Ryazhskaya³⁾, G. Sartorelli⁶⁾, I. R. Shakiryanova³⁾, M. Selvi⁶⁾, G. C. Trinchero^{4),5)}, C. F. Vigorito⁴⁾, V. F. Yakushev³⁾, and A. Zichichi^{6),9)}

³⁾ Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, 117312, Moscow, Russia.

⁴⁾ Department of Physic, University of Turin and INFN-Turin, 10125, Turin, Italy.

⁵⁾ Istituto Nazionale di Astrofisica (INAF), Osservatorio Astrofisico di Torino, 10025, Turin, Italy.

⁶⁾ University of Bologna and INFN-Bologna, 40127, Bologna, Italy.

⁷⁾ INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, 67100, Assergi, L’Aquila, Italy.

⁸⁾ New York University Abu Dhabi, 129188, Abu Dhabi, United Arab Emirates.

⁹⁾ Centro Enrico Fermi, 00184 Roma, Italy.

¹⁰⁾ Laboratoire de Physique des 2 Infinis Irène Joliot Curie, CNRS, 91406 Orsay, France.

¹¹⁾ University of Campinas, 13083, Campinas, Brazil.

¹²⁾ Massachusetts Institute of Technology, 02139, Cambridge, USA.

На выход подземных газов влияют осадки, снежный покров, температура и давление. При колебаниях атмосферного давления происходит откачка подземных газов в атмосферу, и, наоборот, может происходить защачка воздуха в грунте. Этот эффект носит название барометрического пампинг-эффекта. В работах группы Стенькина [2, 3] был обнаружен большой задержанный барометрический эффект для нейтронного фона и задержанный нелинейный пампинг-эффект для гамма-квантов в подземной лаборатории.

В настоящей работе мы исследовали эффекты влияния атмосферного давления на скорость счета регистрируемых гамма-квантов в нейтринном детекторе LVD [4], находящемся в подземной лаборатории LNGS [5] на глубине 3600 м в.э.

2. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Детектор Большого Объема (LVD) предназначен для поиска нейтрино от коллапсов звездных ядер. Основной реакцией взаимодействия нейтрино в веществе детектора является реакция обратного бета-распада, в которой электронное антинейтрино взаимодействует с протоном, образуя позитрон и нейтрон ($\nu_e + p \rightarrow e^+ + n$). Установка представляет собой железно-сцинтилляционный детектор размером $22.7 \times 13.2 \times 10 \text{ м}^3$, состоящий из 840 полуторакубовых ($1 \times 1.5 \times 1 \text{ м}^3$) счетчиков, заполненных жидким сцинтиллятором C_nH_{2n} , $n = 9.6$. Подробно конструкции детектора, ее цели и методика регистрации описана в [6–8]. Установка работает с 1992 г., а в окончательной конфигурации (3 башни по 280 счетчиков) с 2002 г.

Фон эксперимента LVD при поиске нейтрино в низкоэнергетическом диапазоне – это естественная

радиоактивность — распад атомных ядер в грунте, окружающем детектор, и в материалах конструкции. Гамма-кванты, регистрируемые в LVD, от дочерних ядер радона имеют энергию от 0.6 до 2.5 МэВ. Детально методика регистрации описана в [9].

При анализе зарегистрированных гамма-квантов использовались внутренние счетчики установки 240 из 840. Средняя скорость счета (тепп счета) гамма-квантов во внутренних счетчиках LVD ($\langle C_{\text{LVD}} \rangle$) около 40–45 импульсов на счетчик в секунду. Наружными счетчиками установки экранируются гамма-кванты от радиоактивности грунта. Полный темп счета гамма-квантов мы разделяем на постоянную и переменную составляющие. Постоянная составляющая — это в основном гамма-кванты от распадов урана и тория в железных конструкциях детектора. Мы ассоциируем переменную часть временных рядов скорости счета гамма-квантов LVD (C_{LVD}) с вариациями концентрации радона в подземном помещении. Корреляция C_{LVD} и радиометра радона (радонометра) показана в [10].

Для анализа временных рядов $C_{\text{LVD}}(t)$ и атмосферного давления $P(t)$ использовалась статистика с 2002 по 2022 гг. Атмосферное давление взято из открытой базы данных Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды (ECMWF) в точке рядом с лабораторией (10.3 км от входа) на поверхности в пересчете к уровню моря [11]. С 2019 по 2020 гг. в структуре LVD находился термогигрометр, измеряющий температуру, влажность и давление. Сравнение значений термогигрометра и атмосферного давления на поверхности из базы ECMWF показало очень сильную корреляцию временных рядов и позволило нам использовать базу ECMWF за весь период набора данных LVD [12]. Здесь и далее значения давления $P(t)$ пересчитаны к уровню моря. Заметим, что установка расположена на высоте примерно 1000 м над уровнем моря и реальное давление в помещении детектора составляет в среднем всего 680 мм рт. ст.

3. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ ДЛЯ ЧАСОВЫХ ДАННЫХ 2019–2020 ГГ.

Для определения прямой зависимости между изменениями скорости счета гамма-квантов на LVD $C_{\text{LVD}}(t)$ и изменением атмосферного давления $P(t)$ в подземном зале были построены корреляционные функции $K(dt)$ для различных периодов наблюдений:

$$K(dt) = \frac{\sum_j (C_{\text{LVD}}(t) - \bar{C}_{\text{LVD}})(P(t+dt) - \bar{P})}{(N-1)\sigma_{\text{LVD}}\sigma_P},$$

где $\bar{C}_{\text{LVD}} = \sum_j C_{\text{LVD}}/N$, $\bar{P} = \sum_j P/N$ — средние,

$$\sigma_{\text{LVD}} = \left[\sum_j (C_{\text{LVD}} - \bar{C}_{\text{LVD}})^2 / (N-1) \right]^{1/2},$$

$$\sigma_P = \left[\sum_j (P - \bar{P})^2 / (N-1) \right]^{1/2}$$

есть выборочные дисперсии.

Сдвиг временного ряда давления $P(t+dt)$: dt от −240 до 240 ч.

Пример временных рядов за период с 06.11.2019 по 29.01.2020 г. показан на рис. 1. Приведены данные скорости счета гамма-квантов, температуры, влажности и давления.

Получено, что при любом сдвиге от −240 до +240 ч коэффициент корреляции очень слабый (рис. 2, табл. 1), что говорит об отсутствии прямой зависимости между изменениями скорости счета гамма-квантов на LVD и изменением атмосферного давления в подземном зале установки.

Таблица 1. Корреляционная матрица для временных рядов C_{LVD}, P, T, H

	C_{LVD}	P	T	H
C_{LVD}	1	−0.02	−0.05	0.07
P	−0.02	1	−0.7	−0.7
T	−0.05	−0.7	1	0.82
H	0.07	−0.7	0.82	1

4. ПОИСК РЕЗКИХ ПОНИЖЕНИЙ ДАВЛЕНИЯ

Для исследования барометрического пампинг-эффекта на статистике 2004–2022 гг. находились резкие понижения давления. Процедура заключалась в поиске локальных максимумов и минимумов во временных рядах давления (рис. 3). Понижение считалось резким, если изменение на больше чем 15 мм рт. ст. происходило в течение 72 ч.

С 2004 по 2022 гг. падений давлений на 20 мм рт.ст. за 72 ч оказалось 11, а падений на 15 мм рт.ст. — 43.

На рис. 4 показаны примеры выбранных резких понижений давления. Временные ряды приведены за 20 дней. Видно, что поведение временного ряда скорости счета на LVD во время резкого понижения никак не отличается от поведения в любой другой период набора данных. Корреляционные функции в течение 3 сут до и после резкого падения давления тоже показали очень слабую корреляцию (рис. 4, нижняя панель).

Мы делаем вывод об отсутствии наблюдения барометрического пампинг-эффекта в экспериментальном зале LVD. На сегодня трудно сказать, связано ли это с системой вентиляции в помещении или с уровнем атмосферного давления (среднее давление на поверхности ниже обычного, где наблюдался задержанный пампинг-эффект [2, 3]), или связано с географическим положением детектора гамма-квантов и лаборатории. Вероятно, на изменение концентрации радона больше влияет открывание ворот персоналом лаборатории. Новая порция воздуха с повышенным содержанием радона создает суточные вариации скорости счета гамма-квантов с максимумом в середине рабочего дня [13].

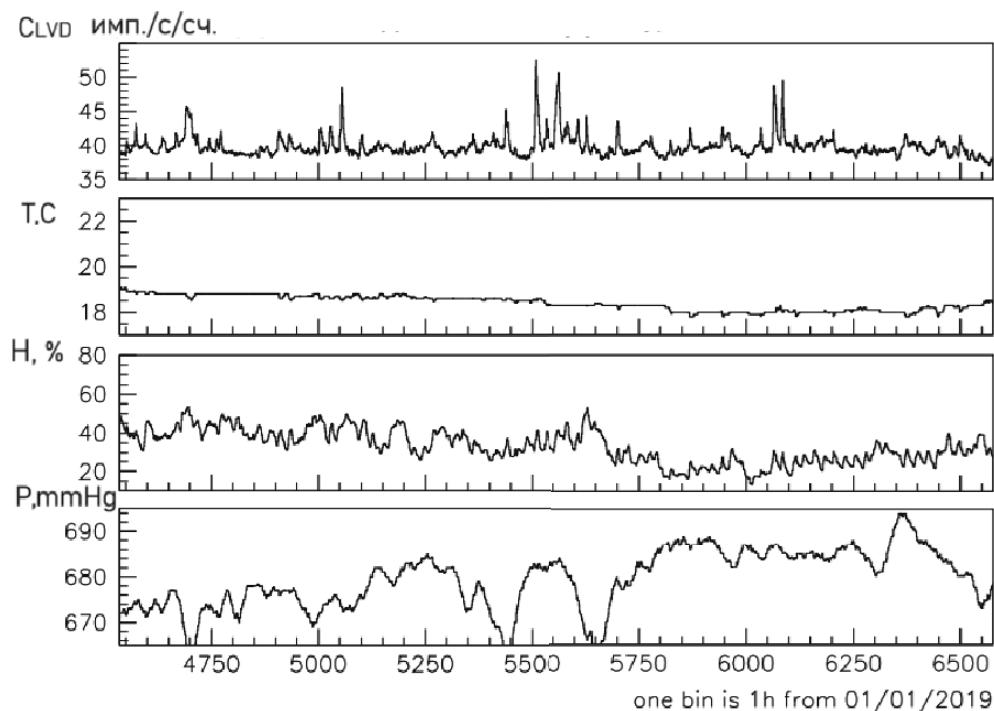


Рис. 1. Пример временных рядов изменениями скорости счета гамма-квантов на LVD $C_{LVD}(t)$, температуры ($T(t)$), влажности ($H(t)$) и давления ($P(t)$) за период с 06.11.2019 по 29.01.2020.

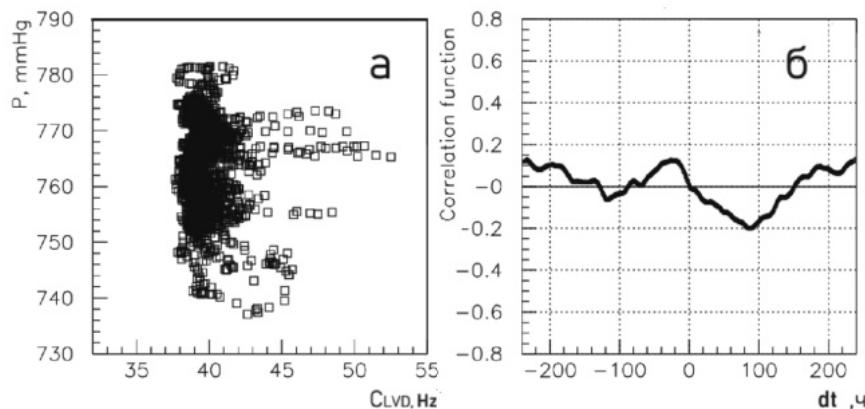


Рис. 2. *a* – Корреляция между временными рядами давления P и скоростью счета гамма-квантов LVD, *б* – корреляционная функция для сдвига от -240 до $+240$ ч.

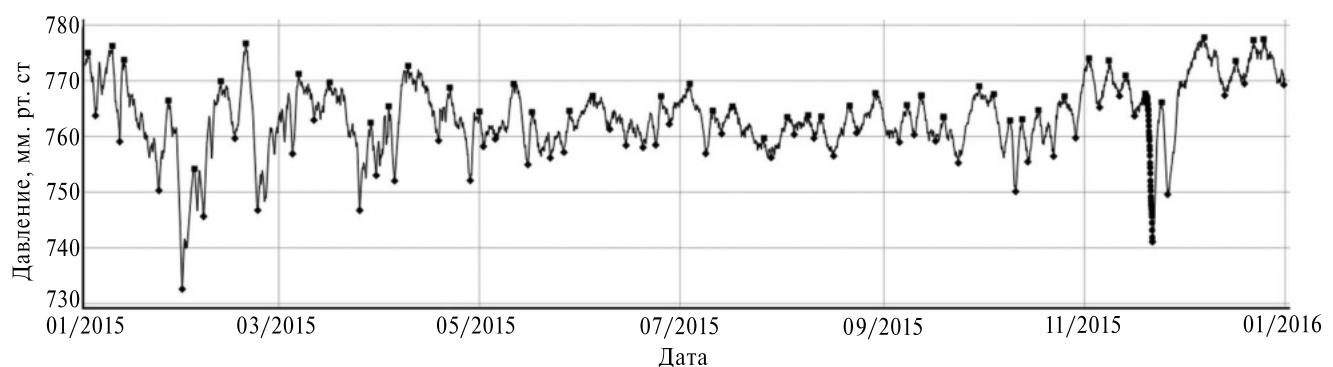


Рис. 3. Выделение на временном ряде атмосферного давления точек локальных максимумов (квадраты) и минимумов (ромбы) на примере 2015 г. Выделенные черные точки – падение давления >20 мм рт.ст. менее чем за 72 ч.

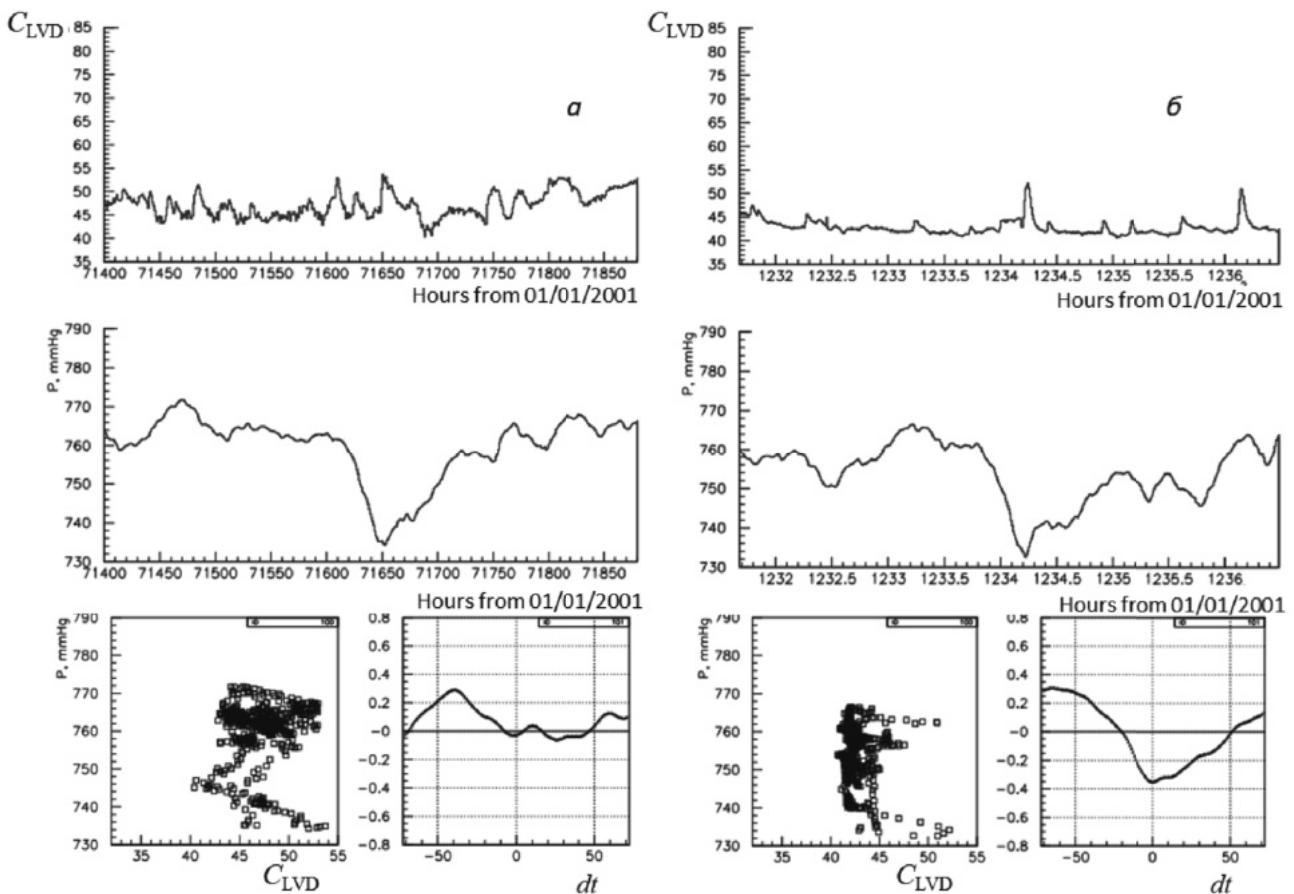


Рис. 4. Временные ряды скорости счета гамма-квантов во время резких понижений давления. Нижние панели – зависимость P от C_{LVD} , и корреляционная функция в диапазоне от -72 до $+72$ ч.

5. КОРРЕЛЯЦИЯ ТРЕНДОВ ПОВЕДЕНИЯ СКОРОСТИ СЧЕТА ГАММА-КВАНТОВ И ДАВЛЕНИЯ

Зависимость в поведении изменения давления и гамма-квантов наблюдается на масштабах порядка 2–6 мес. Впервые нами это было обнаружено на статистике 2016–2019 гг. [12].

Тенденции (тренды) изменения показателей временного ряда давления и скорости гамма-квантов антикоррелируют друг с другом. Заметим, что поведение трендов носит не сезонный характер (рис. 5, 6). Заштрихованные области – периоды с аномальными выбросами гамма-квантов (радона), связанные с работой тяжелой техники в подземном зале (строительство установок рядом с LVD) и с сильными землетрясениями.

Визуализация данных подсказывает нам, что тренд у рядов лучше моделировать кусочно-линейной функцией.

За период с 2004 по 2023 г. нами было выделено несколько участков трендов (см. рис. 5, 6 для периодов 2004–2007 и 2008–2011 соответственно). Аномальные выбросы в гамма-квантах на временных рядах были заштрихованы для лучшей визуализации

трендов. Во временных рядах можно увидеть некоторые участки, где не только антикоррелирует тренд $C_{LVD}(t)$ и $P(t)$, но коррелирует и форма слаженных кривых, описывающие данные (плавные кривые). Наклоны найденных трендов для $C_{LVD}(t)$ и $P(t)$ и их длительность приведены в табл. 2. Ошибки определения наклонов трендов с использованием стандартной функции минимизации составляют 10%. За 18 лет статистики было выделено 30 трендов со средней длительностью около 4 мес. Коэффициент корреляции Пирсона между значениями наклонов равен -0.79 . На рис. 7 показана зависимость наклонов трендов изменений $C_{LVD}(t)$ и $P(t)$. Можно увидеть линейную зависимость между наклонами выбранных трендов $C_{LVD}(t)$ и $P(t)$. Апроксимация точек выполнена функцией вида $f(x) = a + bx$.

6. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучению влияния изменения атмосферного давления на скорость счета гамма-квантов, а значит, и на изменение концентрации подземного газа радон, выделяющегося в зоне разломов тектонических плит и геоблоков, посвящено несколько работ последних лет [14–16]. Авторы исследовали связь между зем-

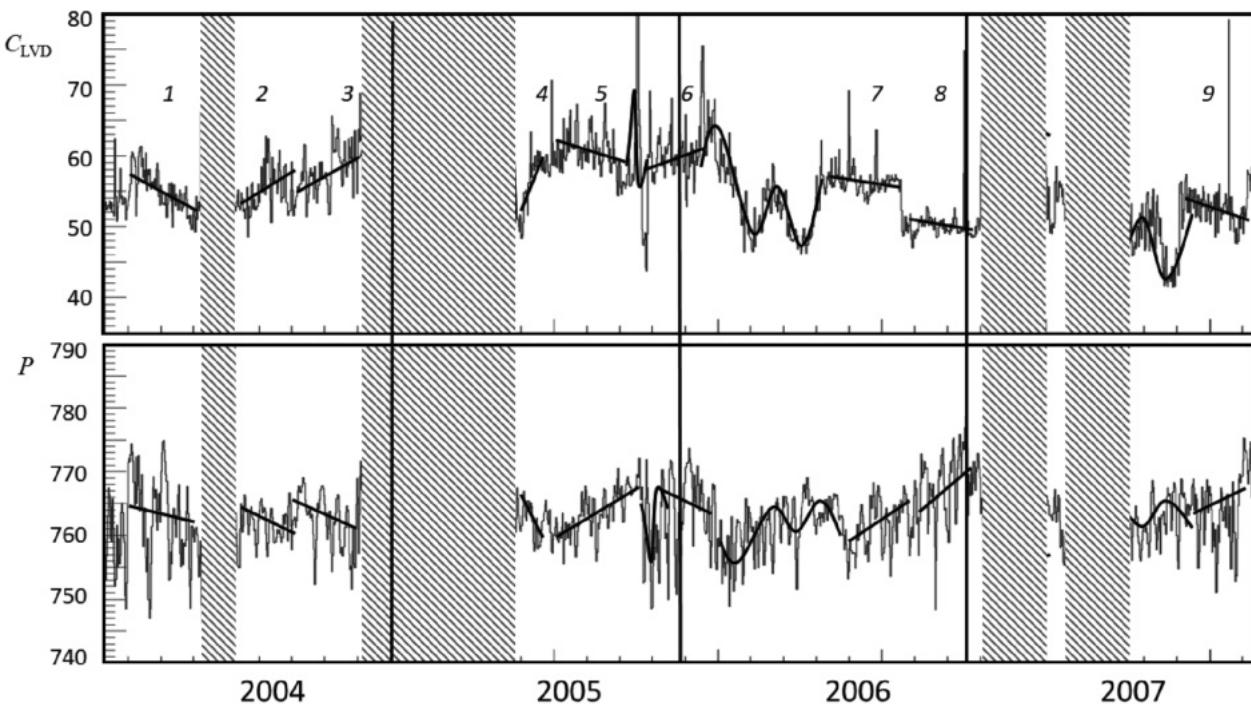


Рис. 5. Временные ряды скорости счета гамма-квантов и атмосферного давления за период с 2004 по 2007 г. Время в часах. Заштрихованные области – аномальные выбросы в гамма-квантах. Линии – отмеченные тренды (см. пояснение в тексте).

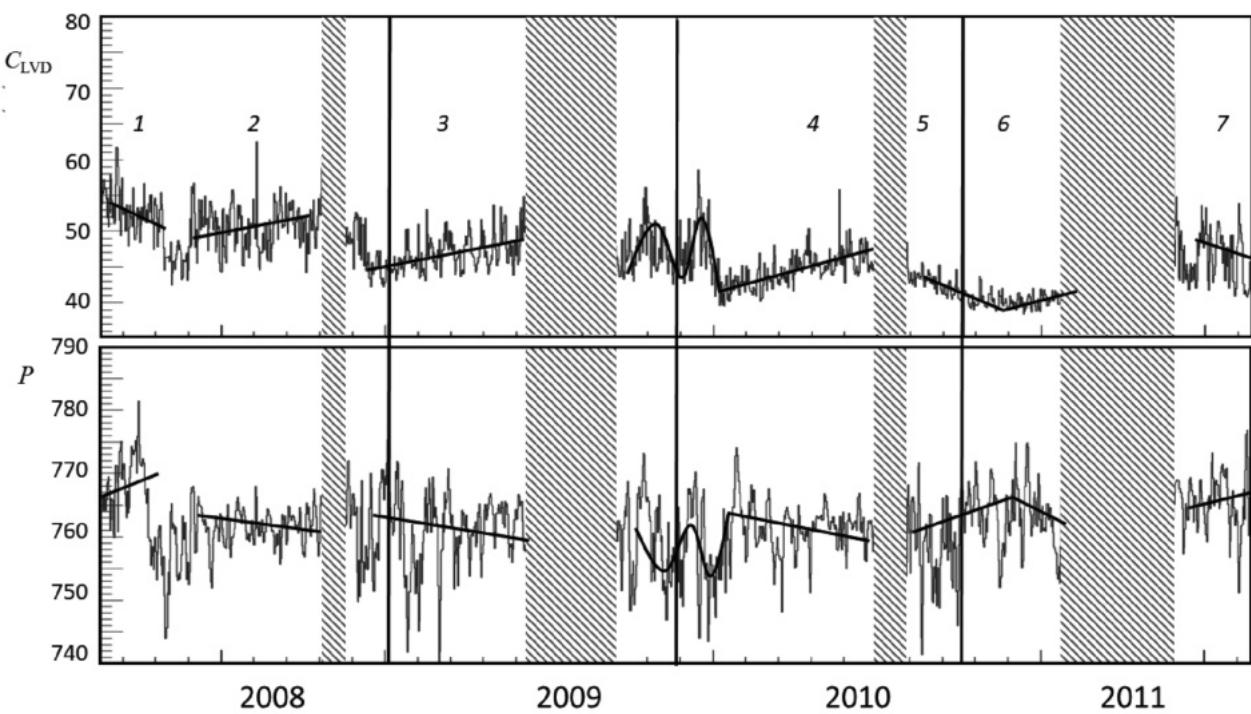


Рис. 6. Временные ряды скорости счета гамма-квантов и атмосферного давления за период с 2008 по 2011 г. Время в часах. Заштрихованные области – аномальные выбросы в гамма-квантах. Линии – отмеченные тренды (см. пояснение в тексте).

Таблица 2. Параметры наклонов трендов $C_{\text{LVD}}(t)$ и $P(t)$

N	Дата начала тренда	Дата конца тренда	Число суток	Наклон dC_{LVD}	Наклон dP
1	31.01.2004	23.04.2004	83.3	-0.0030	0.0024
2	23.04.2004	15.07.2004	83.3	-0.0010	0.0024
3	26.08.2004	17.11.2004	83.3	0.0023	-0.0030
4	14.06.2005	25.07.2005	41.7	0.0080	-0.0035
5	25.07.2005	06.11.2005	104.2	-0.0019	0.0015
6	27.11.2005	08.01.2006	41.7	0.0012	0.0000
7	14.07.2006	28.12.2006	166.7	-0.0020	0.0020
8	03.10.2007	17.12.2007	75.0	-0.0019	0.0007
9	07.01.2008	14.03.2008	66.7	-0.0025	0.0020
10	20.04.2008	04.10.2008	166.7	0.0008	-0.0009
11	26.12.2008	23.07.2009	208.3	0.0010	0.0001
12	16.02.2010	02.08.2010	166.7	0.0013	-0.0007
13	24.10.2010	26.02.2011	125.0	-0.0014	0.0020
14	26.02.2011	12.05.2011	75.0	0.0005	-0.0020
15	18.05.2013	22.11.2013	187.5	0.0005	-0.0007
16	08.05.2014	21.10.2014	166.7	0.0009	0.0000
17	02.12.2014	10.04.2015	129.7	-0.0001	0.0000
18	10.04.2015	10.10.2015	183.3	0.0018	-0.0003
19	10.10.2015	12.12.2015	62.5	-0.0005	0.0035
20	12.02.2016	27.05.2016	104.2	-0.0006	0.0009
21	07.07.2016	09.11.2016	125.0	-0.0008	0.0003
22	21.02.2017	17.07.2017	145.8	0.0009	-0.0001
23	17.07.2017	10.12.2017	145.8	-0.0008	0.0006
24	27.07.2018	20.12.2018	145.8	-0.0006	0.0002
25	03.04.2019	06.08.2019	125.0	-0.0006	0.0009
26	06.08.2019	30.12.2019	145.8	0.0006	-0.0010
27	29.10.2019	14.06.2020	229.2	-0.0004	0.0002
28	28.12.2021	11.04.2022	104.2	-0.0000	0.0000
29	11.04.2022	25.07.2022	104.2	0.0005	-0.0003
30	25.07.2022	27.11.2022	125.0	-0.0003	0.0009

летрясениями и потоком зарегистрированных гамма-квантов, нейтронов, мюонов, ионов, акустических сигналов как на поверхности, так и под землей. Более того увеличение скорости счета частиц происходило и до землетрясений. Объяснением этим явлениям служит теория напряженно-деформируемого состояния земной коры и интенсивного потока сейсмогенных аэрозолей и газов [17–19]. В работах [16, 20] были обнаружены локальные возмущения барических полей как предвестников за несколько суток до землетрясений. Статистика детектора LVD (18 лет) позволяет провести подробный анализ связи атмосферного давления и скорости счета гамма-квантов от естественной радиоактивности под землей, вариации которых связаны с выходом радона из горной породы Гран Сассо. В результате анализа часовых данных скорости счета гамма-квантов на детекторе LVD (на мас-

штабах 1 ч–20 сут) не найдено прямой связи между скоростями их изменения и изменением атмосферного давления. Во время резких понижений давления не обнаружен задержанный пампинг-эффект для гамма-квантов. Отсутствие прямой корреляции и пампинг-эффекта мы связываем с вентиляцией подземного помещения и работой персонала лаборатории. Ежедневные открывания ворот, через которые поступает новая порция радона, создают более мощные вариации радона в течение суток, чем мог бы быть пампинг-эффект, обнаруженный в [2, 3]. В работе [21] исследовали влияние метеорологических эффектов, давления и дождей на тектонические деформации в диапазоне нескольких суток. Мы обнаружили несезонную сильную антикорреляцию трендов изменения скорости счета гамма-квантов и атмосферного давления на масштабах порядка 3–4 мес. Это говорит о более глуб-

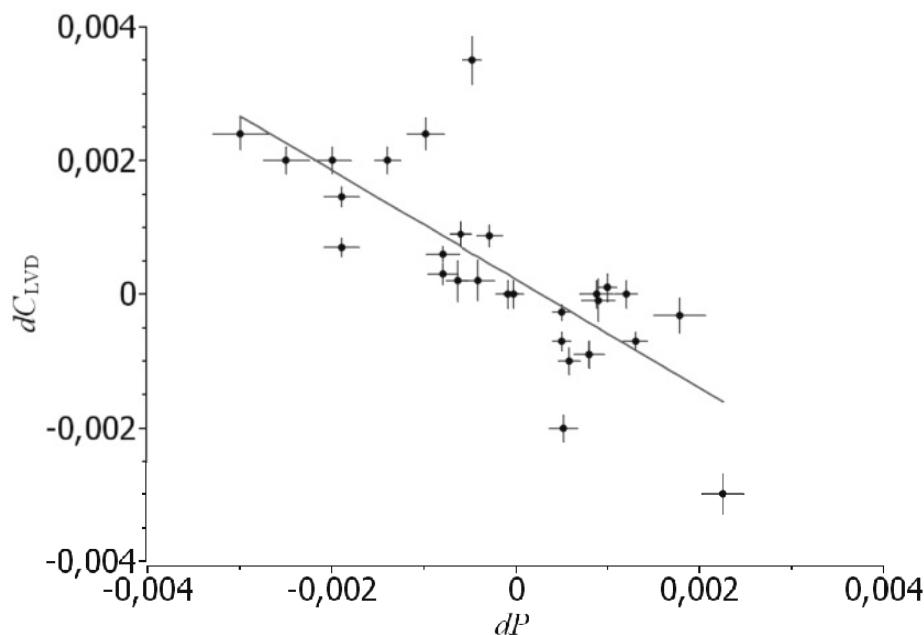


Рис. 7. Зависимость наклонов трендов изменения $C_{\text{LVD}}(t)$ и $P(t)$. Прямая – приближение функцией $f(x) = a + bx$, где $a = 2.2 \times 10^{-4}$, $b = -0.81 \pm 0.13$.

бинных процессах и связях тектонических движений и метеорологических эффектов на Земле.

7. ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при финансовой поддержке по гранту Российского научного фонда № 23-22-00048 (<https://rscf.ru/project/23-22-00048/>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. Etiope and G. Martinelli, Phys. Earth Planet. Inter. **129**, 185 (2002).
2. Ю. В. Стенькин, В. В. Алексеенко, Д. М. Громушкин, В. П. Сулаков, О. Б. Щеголев, ЖЭТФ **151**, 845 (2017) [Yu. V. Stenkin, V. V. Alekseenko, D. M. Gromushkin, V. P. Sulakov, and O. B. Shchegolev, JETP **124**, 718 (2017)].
3. Ю. В. Стенькин, В. В. Алексеенко, А. В. Игошин, Д. А. Кулешов, К. Р. Левочкин, В. И. Степанов, В. П. Сулаков, В. В. Рулев, О. Б. Щеголев, ЖЭТФ **158**, 469 (2020) [Y. V. Stenkin, V. V. Alekseenko, D. A. Kuleshev, K. R. Levochkin, V. I. Stepanov, V. V. Rulev, O. B. Shchegolev, A. V. Igoshin, and V. P. Sulakov, JETP **131**, 418 (2020)].
4. N. Y. Agafonova et al. (LVD Collab.), Astrophys. J. **802**, 47 (2015).
5. А. Беттини, УФН **171**, 977 (2001).
6. G. Bari, M. Basile, G. Bruni, G. Cara Romeo, A. Castelvetri, L. Cifarelli, A. Contin, C. Del Papa, P. Giusti, G. Iacobucci, G. Maccarrone, T. Massam, R. Nania, V. O’Shea, F. Palmonari, E. Perotto, et al., Nucl. Instrum. Methods: Phys. Res. A **277**, 11 (1989).
7. Н. Ю. Агафонова, Дис. ... канд. физ.-мат. наук, ИЯИ РАН (Москва, 2015).
8. Н. Ю. Агафонова, О. Г. Ряжская от имени коллегии LVD, ЯФ **85**, 70 (2022) [N. Yu. Agafonova and O. G. Ryazhskaya (on behalf of the LVD Collab.), Phys. At. Nucl. **85**, 79 (2022)].
9. Н. Ю. Агафонова, В. А. Алексеев, Е. А. Добрынина и др., Препринт ИЯИ РАН № 1071/2001, Москва (2001).
10. G. Bruno, PhD Thesis, Universit'a de L'Aquila e Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Laboratori Nazionali del Gran Sasso (Italy, 2012).
11. База данных Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды, <https://cds.climate.copernicus.eu>, дата обращения 10.02.2024.
12. Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, Н. А. Филимонова, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев (от имени коллегии LVD), Изв. РАН. Сер. физ. **87**, 1045 (2023) [N. Yu. Agafonova, V. V. Ashikhmin, E. A. Dobrynya, R. I. Enikeev, N. A. Filimonova, I. R. Shakiryanova, and V. F. Yakushev (on behalf of the LVD Collab.), Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **87**, 975 (2023)].
13. Н. Ю. Агафонова, Е. А. Добрынина, И. Р. Шакирьянова, Н. А. Филимонова, ЖЭТФ **164**, 386 (2023) [N. Yu. Agafonova, E. A. Dobrynya, N. A. Filimonova, and I. R. Shakiryanova (on behalf of the LVD Collab.), JETP **137**, 333 (2023)].
14. N. Salikhov, A. Shepetov, G. Pak, S. Nurakynov, V. Ryabov, N. Saduyev, T. Sadykov, Z. Zhantayev, and V. Zhukov, Atmosphere **13**, 1667 (2022).

15. В. Н. Боков, Е. Ш. Гутшабаш, Л. З. Потиха, Ученые записки РГГМУ **18**, 173 (2011).
16. В. А. Иванов, Ю. А. Бурым, Ученые записки Крымского федерального университета имени В. И. Вернадского. География. Геология **6**, 181 (2020).
17. С. В. Бирюлин, Дис. ... канд. физ.-мат. наук (Екатеринбург, 2021).
18. P. Tuccimei, S. Mollo, S. Vinciguerra, M. Castelluccio, and M. Soligo, Geophys. Res. Lett. **37**, L05305 (2010).
19. В. И. Уткин, А. К. Юрков, Геология и геофизика **51**, 277 (2010).
20. В. В. Адушкин, Д. Н. Локтев, А. А. Спивак, Физика Земли **6**, 77 (2008).
21. Г. А. Соболев, Н. А. Закржевская, И. Н. Мигунов, Физика Земли **6**, 20 (2021).

CORRELATION ANALYSIS BETWEEN GAMMA QUANTA COUNTING RATE ON LVD FROM NATURAL RADIOACTIVITY AND ATMOSPHERIC PRESSURE

**N. Yu. Agafonova¹⁾, V. V. Ashikhmin¹⁾, E. A. Dobrynina¹⁾, S. V. Ingerman¹⁾, O. Yu. Slutskaya²⁾,
I. R. Shakiryanova¹⁾, V. F. Yakushev¹⁾ (on behalf of the LVD collaboration)**

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

²⁾*National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, Russia*

This work investigates the effect of atmospheric pressure on the counting rate of gamma quanta from natural radioactivity, measured in continuous monitoring mode on a Large Volume Detector (LVD). Emissions in the time series of gamma quanta are associated with the emanation of radon from the rock in the underground room of the experimental hall. As a result of the analysis of hourly data, no direct connection was found between the change in pressure and the counting rate of gamma rays. During sharp drops in pressure, no delayed pumping effect was detected for gamma rays. A strong anti-correlation between the trends in changes in the gamma-ray counting rate and pressure was discovered on scales of the order of 3–4 months.

ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ 1.075–1.975 ГэВ

© 2024 г. М. Н. Ачасов^{1),2)}, А. Ю. Барняков^{1),3)}, К. И. Белобородов^{1),2)}, Д. Е. Беркаев^{1),2)},
А. В. Бердюгин^{1),2)}, А. Г. Богданчиков¹⁾, А. А. Ботов¹⁾, В. С. Денисов^{1),2)}, Т. В. Димова^{1),2),*},
В. П. Дружинин^{1),2)}, В. Н. Жабин¹⁾, В. В. Жуланов^{1),2)}, И. М. Землянский^{1),2)}, Л. В. Кардапольцев^{1),2)},
А. А. Катцин¹⁾, А. Н. Кирпотин¹⁾, Д. П. Коврижин¹⁾, И. А. Кооп^{1),2)}, А. А. Король^{1),2)}, А. С. Купич^{1),2)},
А. П. Крюков¹⁾, Н. А. Мельникова¹⁾, Н. Ю. Мучной^{1),2)}, А. Е. Образовский¹⁾, Е. В. Пахтусова¹⁾,
Е. А. Переведенцев¹⁾, К. В. Пугачев^{1),2)}, Ю. А. Роговский^{1),2)}, С. И. Середняков^{1),2)},
З. К. Силагадзе^{1),2)}, И. К. Сурин¹⁾, М. В. Тимошенко¹⁾, Ю. В. Усов¹⁾, Л. Б. Фомин¹⁾,
А. Г. Харламов^{1),2)}, Ю. М. Шатунов¹⁾, Д. А. Штоль¹⁾, Э. А. Эминов¹⁾

Поступила в редакцию 17.06.2024 г.; после доработки 29.07.2024 г.; принята к публикации 10.08.2024 г.

Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ был исследован в интервале энергии от 1.075 до 1.975 ГэВ по данным с интегральной светимостью около 70 pb sr^{-1} , накопленным в эксперименте с детектором СНД на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000. В модели, включающей промежуточные состояния $\rho(770)\pi$, $\rho(1450)\pi$ и $\omega\pi^0$, были проанализированы распределения Далитца. В результате были измерены энергетические зависимости полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, сечений для промежуточных состояний $\rho(770)\pi$ и $\rho(1450)\pi$ и относительные фазы между амплитудой $\rho(770)\pi$ и амплитудами $\rho(1450)\pi$ и $\omega\pi^0$. В модели векторной доминантности впервые была проведена совместная аппроксимация сечений $e^+e^- \rightarrow \rho(770)\pi$ и $\rho(1450)\pi$ и относительной фазы между амплитудами этих состояний. Учитывались вклады резонансов ω , ϕ , $\omega(1420)$ и $\omega(1650)$. В результате аппроксимации было получено, что распад $\omega(1650) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ идет в основном через промежуточное состояние $\rho(1450)\pi$, тогда как в распаде $\omega(1420) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ доминирует механизм $\rho(770)\pi$. Полученные результаты уточняют предыдущее измерение СНД.

DOI: 10.31857/S0044002724060085, EDN: HOYVVI

1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ изучался во многих экспериментах. Впервые он наблюдался в 1969 г. на e^+e^- -коллайдере АСО [1] при сканировании по энергии вблизи резонанса $\omega(782)$. В настоящее время процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ детально изучен в диапазоне энергии в системе центра масс (\sqrt{s}) от порога реакции до 3 ГэВ. Наиболее точные измерения сечения были сделаны в экспериментах с детекторами СНД [2–6], КМД-2 [7, 8], BABAR [9, 10] и BESIII [11].

При вычислении эффективности регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и при аппроксимации данных по сечениям в большинстве вышепречисленных работ предполагалось, что в процессе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ доминирует переход через промежуточное состояние $\rho(770)\pi$. Это предположение было проверено на резонансах $\omega(782)$ [12] и $\phi(1020)$ [13]. Однако при больших энергиях в измерениях СНД [6] и BESIII [11] было показано, что кроме вклада от промежуточного состояния $\rho(770)\pi$ имеется существенный вклад от состояния $\rho(1450)\pi$, который необходи-

мо учитывать. Кроме того, возбужденные состояния ω -мезона распадаются в эти промежуточные состояния по-разному. Так $\omega(1420)$ распадается в основном через состояние $\rho(770)\pi$, а $\omega(1650)$ — через $\rho(1450)\pi$.

В этой работе мы продолжаем изучение промежуточных состояний в реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в области энергии от 1.075 до 1.975 ГэВ по данным, накопленным в эксперименте СНД на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 [14] в 2019 г. По сравнению с предыдущей работой [6], основанной на данных 2011–2012 гг., в 2 раза увеличена статистика, улучшено понимание источников фона и их вычитание. При анализе распределения Далитца использовано более мелкое разбиение и улучшена процедура учета излучения из начального состояния. Мы также проводим совместную аппроксимацию измеренных сечений процессов $e^+e^- \rightarrow \rho(770)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow \rho(1450)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и относительной фазы между амплитудами $\rho(1450)\pi$ и $\rho(770)\pi$ с целью получения параметров резонансов $\omega(1420)$ и $\omega(1650)$.

2. ДЕТЕКТОР И ЭКСПЕРИМЕНТ

Сферический нейтральный детектор (СНД) — это универсальный немагнитный детектор, установленный на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000. Детальное описание различных систем детектора можно найти в работах [15–18]. Самой важной частью детектора

¹⁾ Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.

²⁾ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.

³⁾ Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия.

* E-mail: baiert@inp.nsk.su

является трехслойный сферический электромагнитный калориметр из 1640 кристаллов NaI(Tl). Телесный угол калориметра составляет 95% от 4π , энергетическое разрешение для фотонов — $\sigma_E/E = 4.2\%/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$, а угловое — около 1.5° . Параметры треков заряженных частиц измеряются с помощью девятислойной дрейфовой камеры и однослойной пропорциональной камеры, расположенных в едином газовом объеме. Телесный угол трековой системы составляет 94% от 4π , разрешение по азимутальному и полярному углам — 0.45° и 0.8° соответственно. Вокруг камеры расположена система пороговых черенковских счетчиков на основе аэрогеля. Снаружи калориметра находится мюонная система, состоящая из пропорциональных трубок и плоских сцинтиляционных счетчиков.

В анализе используются данные, набранные в эксперименте СНД в 2019 г. Было проведено сканирование области энергии \sqrt{s} от 1.075 до 1.975 ГэВ с шагом 10–25 МэВ. Интегральная светимость, накопленная в 43 энергетических точках, составила около 70 пбн^{-1} .

3. ИЗМЕРЕНИЕ СВЕТИМОСТИ

Для измерения светимости в данном анализе использовался процесс упругого e^+e^- -рассеяния

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \quad (1)$$

Отбирались события с двумя или более заряженными частицами. Заряженной частицей называется трек в дрейфовой камере, к которому присоединен кластер в калориметре. Энергией заряженной частицы является энерговыделение в калориметре, умноженное на коэффициент порядка 1.1, точное значение которого зависит от распределения энергии по кристаллам внутри кластера. Две наиболее энергичные заряженные частицы в событии должны вылетать из области взаимодействия пучков в коллайдере ($R_{1,2} < 0.5 \text{ см}$, $|z_{1,2}| < 10 \text{ см}$, $|z_1 - z_2| < 2.0$, где R_i — расстояние от оси пучков до реконструированного трека, z_i — координата ближайшей к оси пучков точки на треке, ось z направлена вдоль оси пучков) и иметь средний полярный угол вылета $\theta^* = (180^\circ + \theta_1 - \theta_2)/2$ в пределах от 50° до 130° . Азимутальные и полярные углы треков этих частиц должны подчиняться условиям коллинеарности: $|180^\circ - |\phi_1 - \phi_2|| < 7^\circ$ и $|180^\circ - (\theta_1 + \theta_2)| < 15^\circ$, а энергии каждой частицы находятся в пределах от $0.6E_b$ до $1.3E_b$, где E_b — энергия пучка. Сечение регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (\sigma_{ee})$ для описанных выше условий отбора вычислялось с использованием моделирования методом Монте-Карло. Параметры первичных частиц и полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ генерировались с помощью программы BHWIDE [19]. Отклик детектора моделировался программой, созданной на основе пакета GEANT4 [20]. При моделировании учиты-

ваются изменения в состоянии детектора и в фоновых условиях во время набора статистики.

Интегральная светимость L в каждой точке по энергии определялась по формуле $L = N_{ee}/\sigma_{ee}$, где N_{ee} — число отобранных экспериментальных событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Распределение интегральной светимости по точкам энергетического сканирования приведено в табл. 1. Статистическая ошибка измерения светимости в каждой энергетической точке не превышает 0.15%. Систематическая ошибка определяется статистикой моделированных событий (0.3%) и неопределенностью, связанной с условиями отбора (1.6%). Последняя включает в себя погрешности, связанные условиями на полярный угол (1.1%), на коллинеарность по азимутальному углу (0.5%), на расстояние между треками по оси z (0.2%), а также на энергию заряженных частиц (1.1%). Теоретическая неопределенность генератора BHWIDE не превышает 0.2% [21]. Таким образом, суммарная систематическая погрешность измерения светимости составляет 1.7%.

4. ОТБОР СОБЫТИЙ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Для отбора событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ применялись следующие критерии. В событии имеются две заряженные частицы, вылетевшие из области взаимодействия пучков ($R_{1,2} < 0.5 \text{ см}$, $|z_{1,2}| < 10 \text{ см}$ и $|z_1 - z_2| < 1.5$), и два фотона с энергией больше 50 МэВ каждый. Полярные углы вылета нейтральных частиц лежат в пределах от 30° до 150° . Для подавления пучкового фона и фона от процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^-\gamma$ и $e^+e^-\gamma\gamma$ накладывались ограничения на полное энерговыделение в калориметре $0.3 < E_{\text{tot}}/\sqrt{s} < 0.8$ и на энерговыделение в калориметре от заряженных частиц $E_{\text{cha}}/\sqrt{s} < 0.6$. Суммарное энерговыделение, не ассоциированное с реконструированными частицами, должно быть меньше 70 МэВ. Кроме того, для уменьшения фона от космических частиц требовалось, чтобы среднее время срабатывания калориметра относительно момента столкновения пучков [22] было в пределах 5 нс.

Для отобранных событий проводилась реконструкция двух заряженных треков в общую вершину с учетом положения области взаимодействия пучков. На χ^2 этой реконструкции накладывалось очень слабое условие, отбрасывающее менее 0.1% экспериментальных и моделированных событий. Далее применялась процедура кинематической реконструкции в гипотезе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$, в которой требуется выполнение четырех условий сохранения энергии и импульса. В результате кинематической реконструкции определяются импульсы заряженных частиц и уточняются энергии и углы фотонов. Качество реконструкции характеризуется параметром χ_E^2 .

На уточненные параметры частиц накладывались следующие условия: $|z_{vtx}| < 10 \text{ см}$, где z_{vtx} — координата z вершины события, полярные углы вылета

Таблица 1. Энергия (\sqrt{s}), интегральная светимость (L), число отобранных событий ($N_{3\pi}$), эффективность регистрации (ϵ_0), радиационная поправка ($1 + \delta$) и борновское сечение (σ) для данных 2019 г.

\sqrt{s} , ГэВ	L , нбн $^{-1}$	$N_{3\pi}$	ϵ_0	$1 + \delta$	σ , нбн	\sqrt{s} , ГэВ	L , нбн $^{-1}$	$N_{3\pi}$	ϵ_0	$1 + \delta$	σ , нбн
1.075	560	424 ± 24	0.163	2.031	2.35 ± 0.13	1.550	1177	780 ± 32	0.173	0.886	4.32 ± 0.18
1.100	1116	723 ± 32	0.162	1.341	3.01 ± 0.13	1.575	1472	1014 ± 36	0.173	0.885	4.57 ± 0.16
1.125	792	457 ± 24	0.162	1.091	3.40 ± 0.18	1.600	1192	936 ± 34	0.174	0.881	5.18 ± 0.19
1.150	1556	1048 ± 37	0.161	0.981	4.34 ± 0.15	1.625	1559	1223 ± 39	0.170	0.892	5.20 ± 0.17
1.175	1187	815 ± 32	0.159	0.930	4.66 ± 0.18	1.650	1813	1380 ± 42	0.171	0.913	4.92 ± 0.15
1.200	1153	807 ± 33	0.161	0.909	4.89 ± 0.20	1.675	1397	748 ± 32	0.169	0.938	3.40 ± 0.14
1.225	946	646 ± 29	0.161	0.904	4.83 ± 0.22	1.700	1238	518 ± 26	0.168	0.962	2.59 ± 0.13
1.225	1573	1134 ± 38	0.161	0.904	4.97 ± 0.17	1.725	1253	402 ± 23	0.170	0.984	1.96 ± 0.11
1.250	991	703 ± 30	0.163	0.906	4.94 ± 0.21	1.750	1204	301 ± 21	0.165	0.993	1.51 ± 0.10
1.275	1041	724 ± 30	0.163	0.907	4.72 ± 0.20	1.775	1225	243 ± 20	0.167	0.990	1.22 ± 0.10
1.282	7243	5040 ± 79	0.160	0.909	4.80 ± 0.08	1.800	1380	290 ± 20	0.166	0.984	1.30 ± 0.09
1.300	1206	887 ± 33	0.164	0.912	5.06 ± 0.19	1.825	1269	202 ± 18	0.163	0.972	1.00 ± 0.09
1.325	1065	644 ± 29	0.162	0.915	4.07 ± 0.18	1.850	1296	206 ± 17	0.156	0.954	1.03 ± 0.09
1.350	1138	771 ± 31	0.166	0.916	4.59 ± 0.19	1.872	2440	334 ± 23	0.156	0.944	0.94 ± 0.07
1.375	927	524 ± 26	0.161	0.913	3.96 ± 0.20	1.890	2783	325 ± 23	0.157	0.937	0.81 ± 0.06
1.400	959	518 ± 27	0.164	0.914	3.69 ± 0.19	1.900	2154	205 ± 20	0.149	0.939	0.67 ± 0.06
1.425	938	500 ± 26	0.167	0.912	3.62 ± 0.19	1.902	2504	250 ± 21	0.154	0.931	0.71 ± 0.06
1.450	1261	787 ± 31	0.170	0.908	4.09 ± 0.16	1.910	2054	221 ± 19	0.149	0.926	0.76 ± 0.07
1.475	864	519 ± 26	0.177	0.901	3.87 ± 0.19	1.925	2250	206 ± 19	0.148	0.929	0.65 ± 0.06
1.500	1169	725 ± 32	0.177	0.895	4.00 ± 0.18	1.950	5172	419 ± 28	0.142	0.927	0.60 ± 0.04
1.525	1448	963 ± 36	0.176	0.893	4.37 ± 0.16	1.975	2147	126 ± 17	0.144	0.917	0.45 ± 0.06

заряженных частиц лежат в пределах от 30° до 150° . Для исключения фона от двухчастичных процессов $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-$ и K^+K^- накладывалось условие на азимутальные углы вылета заряженных частиц $|180^\circ - |\varphi_1 - \varphi_2|| > 10^\circ$. Кроме того, было использовано ограничение $\chi_E^2 < 30$, распределение по данному параметру показано на рис. 1.

Все адронные фоновые процессы моделировались с помощью универсального многоадронного генератора [23] пропорционально их экспериментальным сечениям. Из них основной вклад в фон в изучаемой области энергии дают процессы $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, $e^+e^- \rightarrow K_SK_L$, $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow K_{S(L)}K^\pm\pi^\mp$. Например, события фонового процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ удовлетворяют условиям отбора в случае потери двух из четырех фотонов от распадов π^0 -мезонов. В процессе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ доминирует вклад радиационного возврата в область ρ -мезонного резонанса, когда фотон излучается из начального состояния, а инвариантная масса пары $\pi^+\pi^-$ близка к массе ρ -мезона. Второй фотон, необходимый, чтобы событие прошло описанные выше условия отбора, возникает либо в результате ядерного взаимодействия пиона в калориметре, либо из-за наложения на событие пучкового фона. Кро-

ме того, источником фона является процесс $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$, который моделировался с помощью генератора BabaYaga@NLO [24].

Для разделения событий изучаемого и фоновых процессов в каждой точке по энергии пучка строилось распределение по инвариантной массе пары фотонов ($m_{\gamma\gamma}$). Пример распределения для одной энергетической точки показан на рис. 2. Распределение аппроксимировалось суммой распределений для эффекта и фона, полученных по моделированию. Распределение для фоновых процессов нормировалось на величину светимости в данной энергетической точке. Параметрами аппроксимации были число событий сигнала $N_{3\pi}$ и множитель к расчетному распределению для фона α_{bkg} , который учитывал неточность моделирования фоновых событий. Коэффициент α_{bkg} , найденный при аппроксимации, практически не зависит от энергии. Его среднее значение равно 1.14 ± 0.03 . Распределение событий изучаемого процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ по энергетическим точкам приведено в табл. 1. Для оценки систематической ошибки $N_{3\pi}$, связанной с неточностью описания фона, проводилась альтернативная аппроксимация, в которой множитель к фону равнялся единице, но добавлялся линейный фон со свободными параметра-

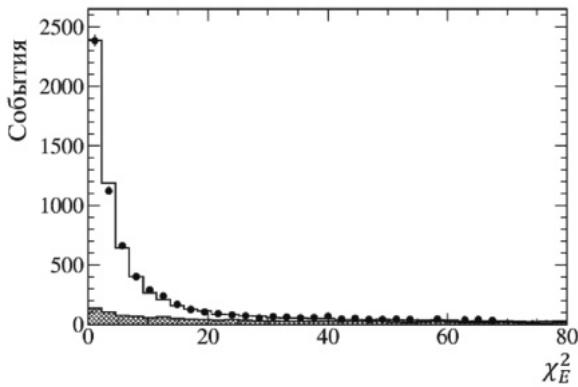


Рис. 1. Распределение по параметру χ^2_E при энергии $\sqrt{s} = 1.282$ ГэВ. Точки с ошибкой — экспериментальные данные. Гистограмма — моделированная сумма распределений для процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и фона. Заштрихованная гистограмма — расчетный суммарный вклад фоновых процессов.

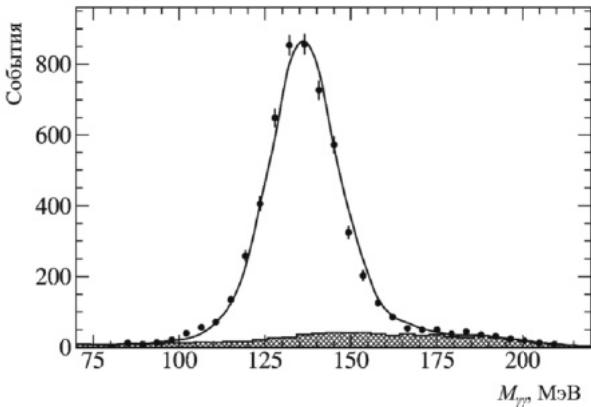


Рис. 2. Распределение по инвариантной массе двух фотонов $m_{\gamma\gamma}$ для отобранных экспериментальных событий (точки с ошибками) при энергии $\sqrt{s} = 1.282$ ГэВ. Сплошная гистограмма — результат аппроксимации экспериментального распределения суммой моделюемых распределений для эффекта и фоновых процессов. Заштрихованная гистограмма показывает суммарный вклад фона.

ми. Полученная разница в числе событий $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ не превышала 2%.

5. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ

Эффективность регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ определялась по моделированию как функция двух переменных, энергии в системе центра масс и энергии фотона, излученного из начального состояния (E_γ):

$$\epsilon(\sqrt{s}, E_\gamma) = \epsilon_0(\sqrt{s}) \epsilon_\gamma(\sqrt{s}, E_\gamma), \quad (2)$$

где $\epsilon_0(\sqrt{s})$ — эффективность регистрации при $E_\gamma = 0$, а функция $\epsilon_\gamma(\sqrt{s}, 0) = 1$. Для определения эффе-

ктивности использовалась модель, в которой учитывались вклады от промежуточных состояний $\rho(770)\pi$, $\omega\pi^0$ и $\rho(1450)\pi$. Параметры модели были определены в результате аппроксимации распределений Да-литца в разд. 7. Зависимость ϵ_0 от энергии показана на рис. 3а. Пример поведения функции $\epsilon_\gamma(E_\gamma)$ при энергиях 1.150 и 1.975 ГэВ приведен на рис. 3б.

Систематические погрешности, возникающие из-за неточности моделирования отклика детектора на события изучаемого процесса, изучались по экспериментальным данным с интегральной светимостью 13.6 пн^{-1} , записанным в 2018 г. в области фемипонного резонанса ($\sqrt{s} = 1.010\text{--}1.034$ ГэВ). В этой энергетической области изучаемый процесс имеет большое сечение, и события $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ могут быть выделены с ослабленными условиями отбора и малым уровнем фона. Основной фоновый процесс $e^+e^- \rightarrow K_SK_L$ с распадом $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ подавлялся условием на пространственный угол между заряженными частицами $\psi < 140^\circ$. Кроме того учитывался вклад от фонового процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$. Поправка к эффективности регистрации вычислялась из отношения количества событий в данных и моделировании, отобранных с использованием стандартных ($N_{3\pi}$) и ослабленных ($N_{3\pi}^*$) ограничений на i критерий отбора:

$$\delta_i = \frac{(N_{3\pi}/N_{3\pi}^*)_{\text{data}}}{(N_{3\pi}/N_{3\pi}^*)_{\text{MC}}}. \quad (3)$$

Для определения поправки на условие $N_\gamma = 2$ изучались события с дополнительным фотоном. Граница условия на χ^2_E менялась с 30 до 100. Порог на энергию фотона уменьшался с 50 до 20 МэВ. Условия на энерговыделение вне реконструированных частиц и углы фотонов убирались вообще. Наибольшими оказались поправки на условия $N_\gamma = 2$ и $\chi^2_E < 30$: $\delta_{N_\gamma} = 1.012 \pm 0.002$ и $\delta_{\chi^2_E} = 0.986 \pm 0.002$. Суммарная поправка, полученная перемножением всех полученных поправок, оказалась равна $\delta_e = 0.990 \pm 0.003$. Корректированные значения ϵ_0 для 42 точек по энергии приведены в табл. 1.

6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ БОРНОВСКОГО СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Непосредственно по экспериментальным данным измеряется видимое сечение процесса $\sigma_{\text{vis},i} = N_{3\pi,i}/L_i$, где $N_{3\pi,i}$ — число событий изучаемого процесса, отобранных в i точке по энергии, а L_i — интегральная светимость, накопленная в этой точке. Видимое сечение связано с борновским сечением (σ) следующим интегральным соотношением:

$$\sigma_{\text{vis}}(s) = \int_0^{x_{\max}} \epsilon(\sqrt{s}, xE_b) F(s, x) \sigma(s(1-x)) dx, \quad (4)$$

где $x = E_\gamma/E_b$, $F(s, x)$ — функция, описывающая вероятность излучения из начального состояния фотона

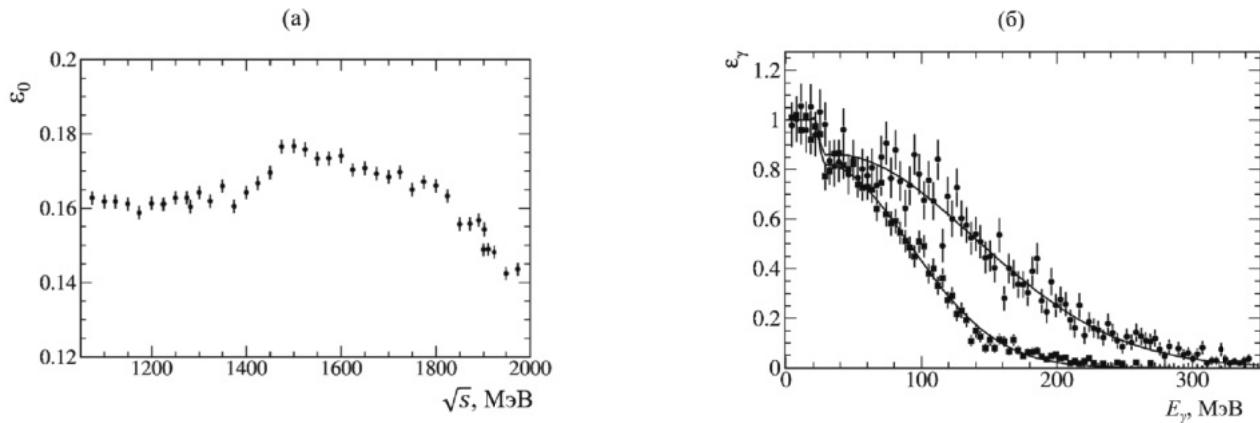


Рис. 3. Зависимость эффективности регистрации от энергии $\varepsilon_0(\sqrt{s})$ (а) и функция $\varepsilon_\gamma(E_\gamma)$ при энергиях 1.150 (квадратные точки) и 1.975 ГэВ (круглые точки) (б).

с энергией E_γ [25]. Интегрирование ведется до кинематического предела $x_{\max} = 1 - (m_{\pi^0} + 2m_{\pi^\pm})^2/s$.

Формула (4) может быть переписана в традиционном виде:

$$\sigma_{\text{vis}}(s) = \varepsilon_0(s)\sigma(s)(1 + \delta(s)), \quad (5)$$

где $\delta(s)$ — радиационная поправка.

Для получения экспериментальных значений борновского сечения данные по видимому сечению аппроксимируются формулой (4). Для борновского сечения используется модель, хорошо описывающая экспериментальные данные. Затем по этой модели и формулам (4) и (5) вычисляются радиационные поправки δ_i для всех энергетических точек. Борновские сечения определяются как

$$\sigma_i = \frac{\sigma_{\text{vis},i}}{\varepsilon_{0,i}(1 + \delta_i)}. \quad (6)$$

В данном анализе для аппроксимации использовалась модель векторной доминантности с резонансами ω , ϕ , $\omega(1420)$, $\omega(1650)$ и нерезонансной комплексной амплитудой. Добавление последней необходимо для описания области энергий 1.8–2.0 ГэВ. Фазовый объем конечного состояния вычислялся в модели промежуточного состояния $\rho(770)\pi$. Подобная модель применялась в большинстве предыдущих анализов процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (например, [3, 5]) в области резонансов $\omega(1420)$ и $\omega(1650)$. Из-за наличия значимого вклада в сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ от промежуточного состояния $\rho(1450)\pi$ она не является физически корректной и не может использоваться для получения параметров резонансов $\omega(1420)$ и $\omega(1650)$. Однако она хорошо описывает экспериментальные данные по полному сечению и вполне может применяться для вычисления радиационной поправки.

Полученная радиационная поправка и борновское сечение, вычисленное по формуле (6), приведены в

табл. 1. Энергетическая зависимость борновского сечения в сравнении с предыдущими наиболее точными результатами, полученными в экспериментах СНД [6] и BABAR [10], а также результат описанной выше аппроксимации показаны на рис. 4. Отличие нового измерения СНД от предыдущего [6] связано с недостатком оценки вклада фона в предыдущем анализе. Новое измерение СНД хорошо согласуется с измерением BABAR [10].

В таблице и на рис. 4 приведены статистические ошибки. Систематическая ошибка сечения определяется неточностью знания светимости (1.7%), вклада от фоновых процессов (2%), поправки к эффективности (0.3%), а также погрешностью радиационной поправки. Последняя определялась как изменение поправки при варьировании параметров модели в пределах их ошибок. Для энергий $\sqrt{s} > 1.1$ ГэВ она не превышает 1%, а в нижних двух точках по энергии составляет 9.5% и 2.2%. Таким образом, полная систематическая погрешность равна 10% и 3.4% при энергии 1.075 и 1.1 ГэВ соответственно и 2.8% при $\sqrt{s} > 1.1$ ГэВ.

7. ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Информация о промежуточных состояниях в системе $\pi^+\pi^-\pi^0$ может быть получена из анализа распределений Далитца. При построении распределений Далитца условия отбора событий ужесточались, чтобы уменьшить вклад от фоновых процессов. В дополнение к условиям, описанным в разд. 4, требовалось $\chi_E^2 < 20$ и $110 < m_{\gamma\gamma} < 170$ МэВ. Число отобранных событий искомого процесса в каждом энергетическом интервале и суммарное количество фоновых событий приведены в табл. 2. Они определялись при аппроксимации спектра двухфотонных инвариантных масс, как описано в разд. 4, с использованием стандартных границ на величину $m_{\gamma\gamma}$.

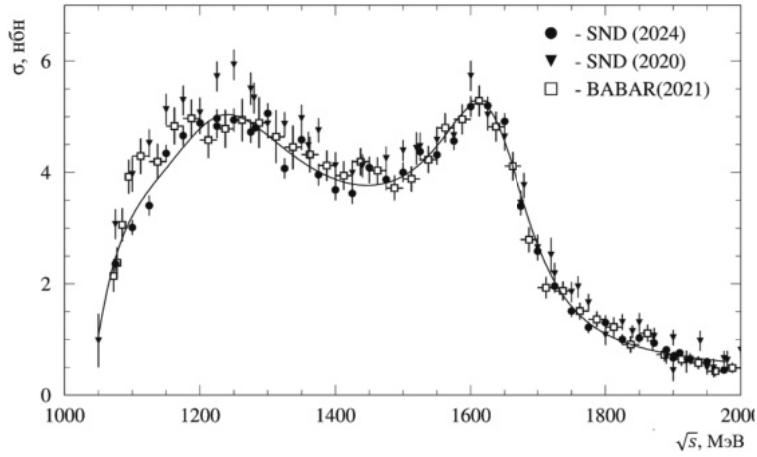


Рис. 4. Энергетическая зависимость борновского сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (точки с ошибками) в сравнении с предыдущими результатами, полученными в экспериментах СНД [6] и BABAR [10]. Кривая — результат аппроксимации, описанной в тексте.

Таблица 2. Энергия (\sqrt{s}), число отобранных событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ($N_{3\pi}$), число фоновых событий (N_{bkg}), доли событий f для промежуточных механизмов $\rho(770)\pi$ ($f_{\rho\pi}$), $\rho(1450)\pi$ ($f_{\rho'\pi}$), расчетное число событий для механизма $\omega\pi^0$ ($N_{\omega\pi}$), относительные фазы ϕ_1 и ϕ_2 между механизмом $\rho(770)\pi$ и состояниями $\rho(1450)\pi$ и $\omega\pi^0$ соответственно

\sqrt{s} , ГэВ	L , нбн $^{-1}$	$N_{3\pi}$	N_{bkg}	$f_{\rho\pi}$	$f_{\rho'\pi}$	$N_{\omega\pi}$	ϕ_1 , рад	ϕ_2 , рад
1.075–1.125	2468	1422 ± 42	155	$1.322^{+0.185}_{-0.163}$	$0.080^{+0.039}_{-0.036}$	58 ± 7	$-2.17^{+0.42}_{-0.28}$	$0.81^{+0.27}_{-0.28}$
1.15–1.2	3896	2454 ± 54	234	$0.840^{+0.050}_{-0.048}$	$0.013^{+0.007}_{-0.008}$	114 ± 13	$-0.41^{+0.53}_{-0.37}$	$1.26^{+0.19}_{-0.21}$
1.225–1.275	4552	2998 ± 60	261	$0.837^{+0.043}_{-0.043}$	$0.001^{+0.002}_{-0.002}$	156 ± 18	$0.73^{+0.88}_{-1.75}$	$1.16^{+0.19}_{-0.19}$
1.282	7243	4755 ± 74	345	$0.763^{+0.041}_{-0.039}$	$0.012^{+0.005}_{-0.004}$	263 ± 30	$0.49^{+0.28}_{-0.37}$	$1.19^{+0.15}_{-0.16}$
1.3–1.35	3409	2165 ± 51	176	$1.023^{+0.094}_{-0.087}$	$0.010^{+0.009}_{-0.008}$	134 ± 15	$-1.38^{+0.81}_{-0.30}$	$1.30^{+0.20}_{-0.22}$
1.375–1.425	2824	1441 ± 43	173	$0.764^{+0.065}_{-0.063}$	$0.010^{+0.009}_{-0.009}$	120 ± 14	$1.38^{+0.49}_{-0.42}$	$1.63^{+0.18}_{-0.20}$
1.45–1.5	3293	1887 ± 48	166	$0.698^{+0.040}_{-0.040}$	$0.030^{+0.011}_{-0.010}$	146 ± 17	$1.09^{+0.21}_{-0.22}$	$1.74^{+0.15}_{-0.16}$
1.525–1.575	4096	2581 ± 57	233	$0.610^{+0.030}_{-0.031}$	$0.074^{+0.015}_{-0.014}$	148 ± 17	$1.35^{+0.12}_{-0.12}$	$2.01^{+0.15}_{-0.17}$
1.6–1.65	4566	3327 ± 63	214	$0.438^{+0.024}_{-0.024}$	$0.200^{+0.028}_{-0.026}$	104 ± 12	$2.09^{+0.07}_{-0.07}$	$1.75^{+0.19}_{-0.18}$
1.675–1.725	3888	1540 ± 44	132	$0.504^{+0.036}_{-0.036}$	$0.275^{+0.043}_{-0.040}$	49 ± 6	$2.61^{+0.12}_{-0.12}$	$2.07^{+0.24}_{-0.26}$
1.75–1.8	3808	747 ± 33	125	$1.272^{+0.093}_{-0.117}$	$0.293^{+0.050}_{-0.055}$	26 ± 3	$3.76^{+0.15}_{-0.23}$	$2.64^{+0.30}_{-0.34}$
1.825–1.875	5005	681 ± 31	126	$1.382^{+0.064}_{-0.067}$	$0.230^{+0.040}_{-0.042}$	22 ± 3	$4.10^{+0.08}_{-0.10}$	$2.02^{+0.29}_{-0.32}$
1.89–1.91	9496	908 ± 38	259	$1.053^{+0.085}_{-0.302}$	$0.103^{+0.026}_{-0.043}$	35 ± 4	$3.48^{+0.24}_{-1.25}$	$1.89^{+0.23}_{-0.25}$
1.925–1.975	9568	687 ± 35	291	$1.349^{+0.055}_{-0.055}$	$0.361^{+0.041}_{-0.042}$	28 ± 3	$3.91^{+0.07}_{-0.07}$	$3.41^{+2.11}_{-0.64}$

В области энергий ниже 2 ГэВ в процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ могут давать вклад состояния $\rho(770)\pi$, $\omega\pi^0$, $\rho(1450)\pi$, $\rho(1700)\pi$ и $\rho_3(1690)\pi$. Процесс $e^+e^- \rightarrow \rho_3(1690)\pi$ идет в f -волне и поэтому сильно подавлен по фазовому объему (приблизительно в 26 раз по сравнению с $\rho(1450)\pi$ при $\sqrt{s} = 2$ ГэВ). Для $\rho(1700)\pi$ подавление слабее, приблизительно в 2 раза при $\sqrt{s} = 2$ ГэВ. Эти оценки подтверждаются результатами парциально-волнового анализа, проведенного в эксперименте BESIII при $\sqrt{s} = 2$ ГэВ [11]. В нашем случае недостаток статистики и относительно высокий уровень фона не позволяют нам разделить вклады состояний $\rho(1450)\pi$, $\rho(1700)\pi$ и $\rho_3(1690)\pi$. Поэтому при анализе распределений Далитца дифференциальное сечение процесса представлялось как сумма вкладов трех промежуточных состояний $\rho(770)\pi$, $\rho(1450)\pi$ и $\omega\pi^0$:

$$\frac{d\sigma}{d\Gamma} = |\alpha A_{\rho\pi} + \beta A_{\rho'\pi} + \gamma A_{\omega\pi}|^2, \quad (7)$$

где $d\Gamma$ — элемент фазового объема. Амплитуда $A_{\rho'\pi}$ эффективно включает в себя вклады состояний $\rho(1700)\pi$ и $\rho_3(1690)\pi$. Амплитуды $A_{\rho\pi}$, $A_{\rho'\pi}$ и $A_{\omega\pi}$ являются функциями от s и импульсов пionов. Подробное описание модели приведено в работе [6]. Комплексные коэффициенты α , β и γ являются функциями от s и определяются при аппроксимации распределений Далитца.

Распределение Далитца строилось в переменных $M_{\pi^\pm\pi^0}^2$ и $M_{\pi^+\pi^-}^2$. Поскольку в детекторе СНД нет магнитного поля, то знак заряженной частицы не опреде-

ляется. В каждом событии заряженные частицы сортировались по энергии. В комбинацию $\pi^\pm\pi^0$ в четных событиях бралась первая частица, а в нечетных — вторая. Область изменения переменных $M_{\pi^\pm\pi^0}^2$ и $M_{\pi^+\pi^-}^2$ разбивалась на 25×25 частей. Разбиение было выбрано таким образом, чтобы при максимальной энергии пик от ω -мезона имел ширину на полувысоте не менее 1.5 каналов. Данные из области $\sqrt{s} = 1.075$ –1.975 ГэВ были разделены на 14 интервалов, приведенных в табл. 2. Пример экспериментальных распределений Далитца для двух энергетических интервалов показан на рис. 5.

Для того чтобы учесть разрешение детектора и зависимость эффективности регистрации от положения события в распределении Далитца, аппроксимирующая функция строилась следующим образом [6]:

$$\begin{aligned} D(M_{\pi^\pm\pi^0}^2, M_{\pi^+\pi^-}^2) = & |\alpha|^2 H_{\rho\pi} + |\beta|^2 H_{\rho'\pi} + |\gamma|^2 H_{\omega\pi} \\ & + 2|\alpha||\beta| \cos(\phi_1) R_{\rho\pi-\rho'\pi} + 2|\alpha||\beta| \sin(\phi_1) I_{\rho\pi-\rho'\pi} \\ & + 2|\alpha||\gamma| \cos(\phi_2) R_{\rho\pi-\omega\pi} + 2|\alpha||\gamma| \sin(\phi_2) I_{\rho\pi-\omega\pi} \\ & + 2|\beta||\gamma| \cos(\phi_2-\phi_1) R_{\rho'\pi-\omega\pi} + 2|\beta||\gamma| \sin(\phi_2-\phi_1) I_{\rho'\pi-\omega\pi}, \end{aligned} \quad (8)$$

где функции H , R и I в каждой точке по энергии вычисляются по моделированию. Например, для получения $H_{\rho\pi}$ проводится моделирование в модели, описываемой выражением (7) с $\alpha = 1$ и $\beta = \gamma = 0$. На моделированные события накладываются условия отбора, описанные выше. Для отобранных событий строится распределение Далитца. Вычисляются также эффективность регистрации $\epsilon_{\rho\pi}$ и сечение процесса $\sigma_{\rho\pi}^0 = \int |A_{\rho\pi}|^2 d\Gamma$. В эффективность регистрации вносится поправка, учитывающая разницу в отклике детектора между экспериментом и моделированием (см. разд. 5). Полученное распределение нормируется на число событий

$$N_{\rho\pi} = \epsilon_{\rho\pi}(s_i) \sigma_{\rho\pi}^0(s_i) L_i, \quad (9)$$

где L_i — интегральная светимость, накопленная в изучаемом интервале, со средней энергией $\sqrt{s_i}$. Распределения R_{i-j} и I_{i-j} соответствуют действительной и мнимой частям интерференционных членов $A_i A_j^*$ ($i \neq j$), где i и j — $\rho\pi$, $\rho'\pi$ и $\omega\pi$. Чтобы вычислить, например, $R_{\rho\pi-\rho'\pi}$ и $I_{\rho\pi-\rho'\pi}$, нужно сделать два моделирования: одно с $\alpha = 1$, $\beta = 1$ и $\gamma = 0$ для распределения $H_{\rho\pi+\rho'\pi}$ и другое с $\alpha = 1$, $\beta = i$ и $\gamma = 0$ для распределения $H_{\rho\pi+i\rho'\pi}$. Затем распределения $H_{\rho\pi+\rho'\pi}$ и $H_{\rho\pi+i\rho'\pi}$ вычисляются как описано выше для $H_{\rho\pi}$. После чего вычисляем

$$\begin{aligned} 2R_{\rho\pi-\rho'\pi} &= H_{\rho\pi+\rho'\pi} - H_{\rho\pi} - H_{\rho'\pi}, \\ 2I_{\rho\pi-\rho'\pi} &= H_{\rho\pi+i\rho'\pi} - H_{\rho\pi} - H_{\rho'\pi}. \end{aligned} \quad (10)$$

Распределения для фоновых событий определялись по моделированию процессов, перечисленных в разд. 4. Полученное распределение нормировалось на

число фоновых событий, найденное при аппроксимации спектра $m_{\gamma\gamma}$. При аппроксимации распределения Далитца число фоновых событий варьировалось в пределах ошибок. Для проверки корректности моделирования фона проводилось сравнение экспериментальных и моделированных распределений Далитца для преимущественно фоновых событий из диапазонов $70 < m_{\gamma\gamma} < 100$ МэВ и $170 < m_{\gamma\gamma} < 200$ МэВ. Значимость критерия Колмогорова–Смирнова для этого сравнения в разных энергетических интервалах варьировалась от 0.30 до 0.65, подтверждая, что моделирование адекватно воспроизводит распределение Далитца для фона.

Параметр $|\gamma|$ с точностью приблизительно 5% может быть определен из борновского сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ ($\sigma_{\pi^0\pi^0\gamma}$), измеренного в работе [26], с использованием соотношения

$$\begin{aligned} \sigma_{\omega\pi}(s_i) &= |\gamma(s_i)|^2 \int |A_{\omega\pi}(s_i)|^2 d\Gamma = \\ &= \sigma_{\pi^0\pi^0\gamma}(s_i) \frac{B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-)}{B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-)$ и $B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)$ — вероятности соответствующих распадов ω -мезона [27]. Расчетное число событий $N_{\omega\pi} = \sigma_{\omega\pi}(s_i) L \epsilon_{\omega\pi}$ приведено в табл. 2. При аппроксимации экспериментальных распределений параметру $|\gamma|$ разрешалось варьироваться вблизи вычисленного значения в пределах ошибок.

Экспериментальное распределение Далитца искается из-за излучения фотонов из начального состояния, и его описание с помощью формулы (7) становится не совсем корректным. Для того чтобы учесть это искажение, с помощью моделирования строилось распределение Далитца для событий, содержащих дополнительный фотон с энергией больше 20 МэВ, излученный из начального состояния. Это распределение вычиталось из экспериментального при аппроксимации. Введенные выше распределения H , R и I строились по событиям с $E_\gamma < 20$ МэВ. При моделировании процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ использовалась модель, включающая промежуточные состояния $\rho(770)\pi$, $\rho(1450)\pi$ и $\omega\pi^0$. Поскольку энергетическая зависимость амплитуд промежуточных состояний вычислялась в результате аппроксимации экспериментальных данных из этой работы (см. разд. 8), применялась итерационная процедура. На первом шаге для построения модели использовались данные, полученные без учета вклада излучения из начального состояния. Затем проводилась новая аппроксимация распределений Далитца, модель подправлялась, моделирование перевзвешивалось с новым матричным элементом. Всего было проведено четыре итерации. После последней итерации изменение параметров модели оказалось незначительным.

В результате аппроксимации распределений Далитца определялись относительные доли событий для

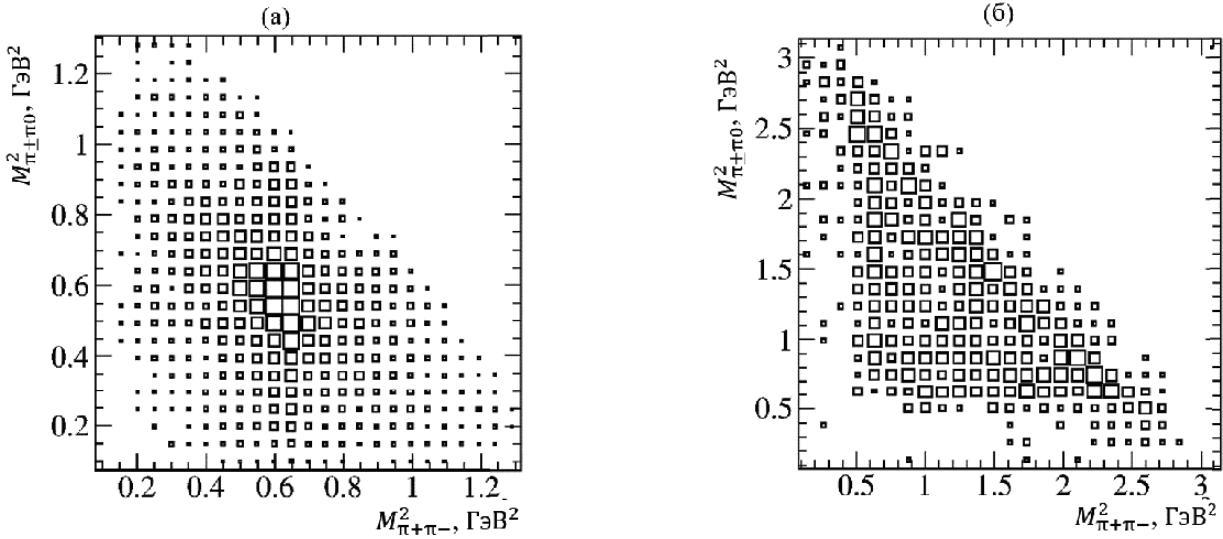


Рис. 5. Распределение Далитца по параметрам $M_{\pi^{\pm}\pi^0}^2$ (ось Y) и $M_{\pi^+\pi^-}^2$ (ось X) для экспериментальных событий в энергетических интервалах 1.15–1.2 ГэВ (а) и 1.89–1.91 ГэВ (б).

промежуточных состояний ($f_{\rho(770)\pi}$, $f_{\rho(1450)\pi}$) и фазы интерференции (ϕ_1 , ϕ_2). Параметр $f_{\rho(770)\pi}$ связан с параметрами α , β и γ следующим образом:

$$f_{\rho(770)\pi} = \frac{\int d\Gamma |\alpha A_{\rho\pi}|^2}{\int d\Gamma |\alpha A_{\rho\pi} + \beta A_{\rho'\pi} + \gamma A_{\omega\pi}|^2}. \quad (12)$$

Полученные значения параметров приведены в табл. 2. Проекции распределений Далитца для интервалов $\sqrt{s} = 1.15$ –1.2 ГэВ и $\sqrt{s} = 1.89$ –1.91 ГэВ приведены на рис. 6 вместе с результатами аппроксимации.

8. АППРОКСИМАЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ МЕХАНИЗМОВ $\rho(770)\pi$ И $\rho(1450)\pi$

Энергетические зависимости фаз между состояниями $\rho(1450)\pi$ и $\rho(770)\pi$ и ω и $\rho(770)\pi$, полученные в результате аппроксимации распределений Далитца, приведены на рис. 7. На рис. 8 приведены измеренные сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \rho(770)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow \rho(1450)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Они получены умножением полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, измеренного в разд. 6, на доли $f_{\rho(770)\pi}$ и $f_{\rho(1450)\pi}$. На этих же рисунках приведены результаты нашего предыдущего измерения [6]. В целом результаты двух измерений согласуются друг с другом за исключением фазы ϕ_1 в самом верхнем энергетическом интервале. Это может быть связано с тем, что в предыдущем анализе не был учтен фон от процессов с каонами.

Следует отметить, что процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ является основным источником информации о резонансе $\omega(1420)$. В предыдущих работах параметры это-

го резонанса извлекались из аппроксимации полного сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в предположении доминантности промежуточного механизма $\rho(770)\pi$. Из проведенного в разд. 7 анализа видно, что это предположение некорректно. В данной работе мы получаем параметры возбужденных резонансов семейства ω из совместной аппроксимации данных по сечениям подпроцессов $e^+e^- \rightarrow \rho(770)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow \rho(1450)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и относительной фазе между амплитудами этих промежуточных состояний.

В модели векторной доминантности борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, где $S = \rho(770)\pi$ или $\rho(1450)\pi$, может быть представлено в следующем виде:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow S)(s) = \frac{4\pi\alpha}{s^{3/2}} |A_S(s)|^2 P_S(s), \quad (13)$$

где $P_S(s)$ — функция, описывающая энергетическую зависимость фазового объема конечного состояния S . Для вычисления $P_{\rho(770)\pi}(s)$ использовалось выражение из работы [4]. Вычисление $P_{\rho(1450)\pi}(s)$ проводилось аналогичным образом. Амплитуда A_S — сумма вкладов векторных резонансов:

$$A_S(s) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\alpha}} \sum_V \frac{\Gamma_V m_V^2 \sqrt{m_V \sigma(V \rightarrow S)}}{D_V(s) \sqrt{P_S(m_V^2)}} e^{i\Phi(V \rightarrow S)}, \quad (14)$$

где

$$D_V(s) = m_V^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_V(s), \quad (15)$$

$$\sigma(V \rightarrow S) = \frac{12\pi B(V \rightarrow e^+e^-)B(V \rightarrow S)}{m_V^2}, \quad (16)$$

m_V — масса резонанса V , $\Gamma_V(s)$ — его полная ширина, зависящая от энергии, $B(V \rightarrow e^+e^-)$ и $B(V \rightarrow S)$ —

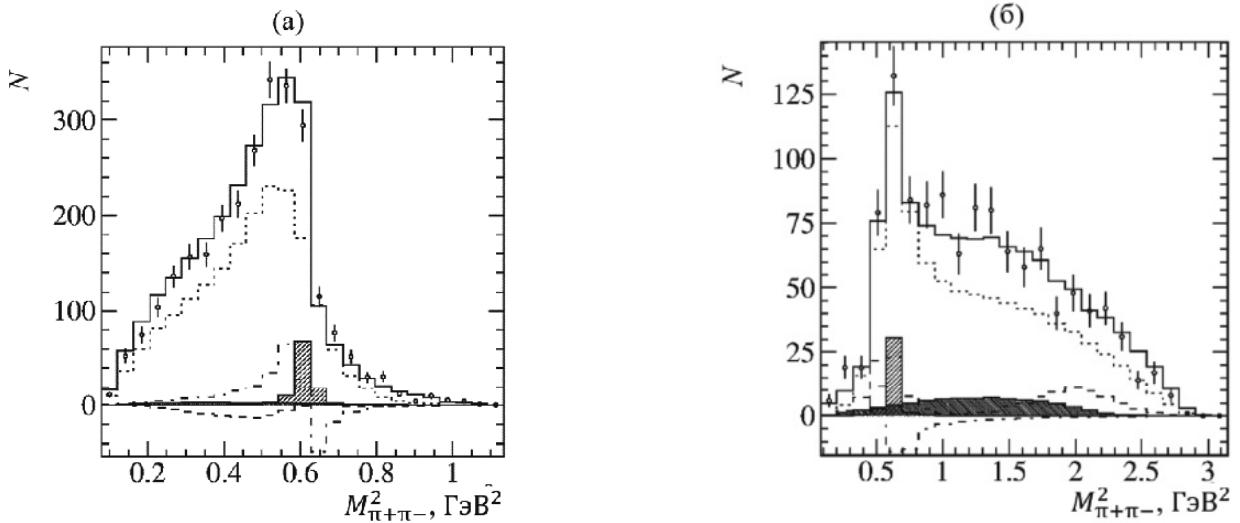


Рис. 6. Проекции распределений Далитца по параметру $M_{\pi^+\pi^-}^2$ для интервалов $\sqrt{s} = 1.15\text{--}1.2$ ГэВ (а) и $\sqrt{s} = 1.89\text{--}1.91$ ГэВ (б). Точки с ошибками — экспериментальные данные, сплошная гистограмма — результат аппроксимации, точками — вклад промежуточного состояния $\rho(770)\pi$, заштрихованная слева направо, сверху вниз — $\rho(1450)\pi$, заштрихованная слева направо, снизу вверх — $\omega\pi$, пунктирная — вклад интерференции между состояниями $\rho(770)\pi$ и $\rho(1450)\pi$, штрихпунктирная — между $\rho(770)\pi$ и $\omega\pi$.

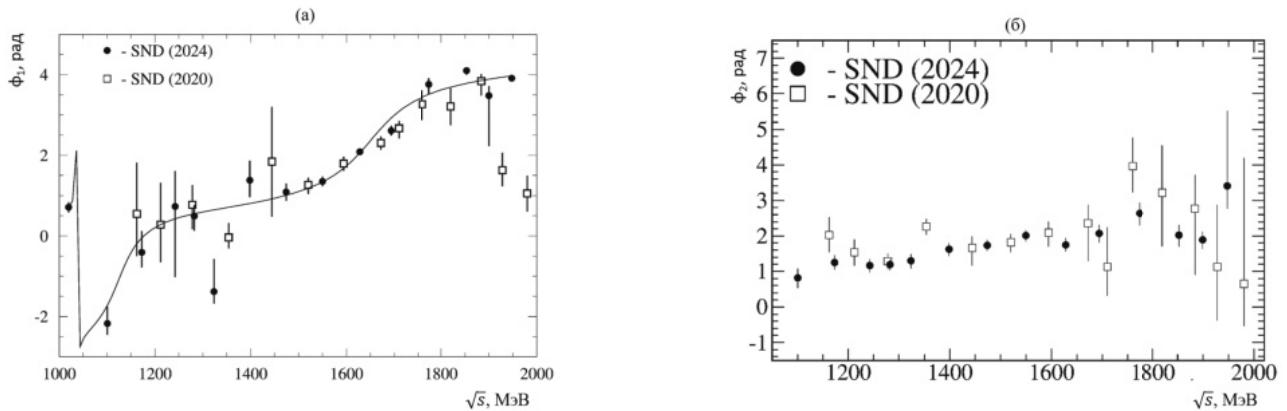


Рис. 7. Полученные в результате аппроксимации распределений Далитца фазы интерференции ϕ_1 (а) и ϕ_2 (б) в сравнении с предыдущим измерением СНД [6]. На рисунке а также присутствует результат измерения KLOE [13] $\phi_1(m_\phi) = 0.71 \pm 0.13$. Кривая — результат аппроксимации, описанной в тексте.

вероятности его распадов в конечные состояния e^+e^- и S , $\sigma(V \rightarrow S)$ — сечение в максимуме данного резонанса в состояние S , $\varphi(V \rightarrow S)$ — фаза интерференции.

Фаза $\phi_1(s)$ между амплитудами $A_{\rho(770)\pi}$ и $A_{\rho(1450)\pi}$ вычислялась следующим образом:

$$\phi_1(s) = \arg A_{\rho(1450)\pi}(s) - \arg A_{\rho(770)\pi}(s). \quad (17)$$

Для промежуточного состояния $\rho(770)\pi$ суммирование проводилось по резонансам $V = \omega, \phi, \omega(1420)$ и $\omega(1650)$, а для состояния $\rho(1450)\pi$ — по резонансам $V = \phi, \omega(1420)$ и $\omega(1650)$. Фаза $\varphi(\omega \rightarrow \rho(770)\pi)$ устанавливалась в нуль. Значение фазы для $\varphi(\phi \rightarrow \rho(770)\pi) = 163^\circ$ было взято из работы [4]. Массы и ширины ω - и ϕ -мезонов были взяты из таблиц [27].

При вычислении энергетической зависимости полной ширины от энергии для резонансов ω и ϕ учитывались все моды с вероятностями распадов, превышающими 1%. Для резонансов $\omega(1420)$ и $\omega(1650)$ использовалась не зависящая от энергии ширина. Для вероятности распада $B(\omega \rightarrow \rho(770)\pi)$ использовалось табличное значение $B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ [27].

Вероятности распадов $B(\phi \rightarrow \rho(770)\pi)$ и $B(\phi \rightarrow \rho(1450)\pi)$ вычислялись по табличному значению $B(\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ [27] с использованием измерений $f_{\rho\pi}(m_\phi) = 0.937 \pm 0.025$ и $f_{\text{dir}}(m_\phi) = (8.5 \pm 1.2) \times 10^{-3}$, сделанных в эксперименте KLOE [13] в максимуме резонанса $\phi(1020)$. В работе [13] f_{dir} — это доля прямого бесструктурного распада. Мы предполагаем, что $f_{\text{dir}} = f_{\rho'\pi}$. Фаза ϕ_{dir} ,

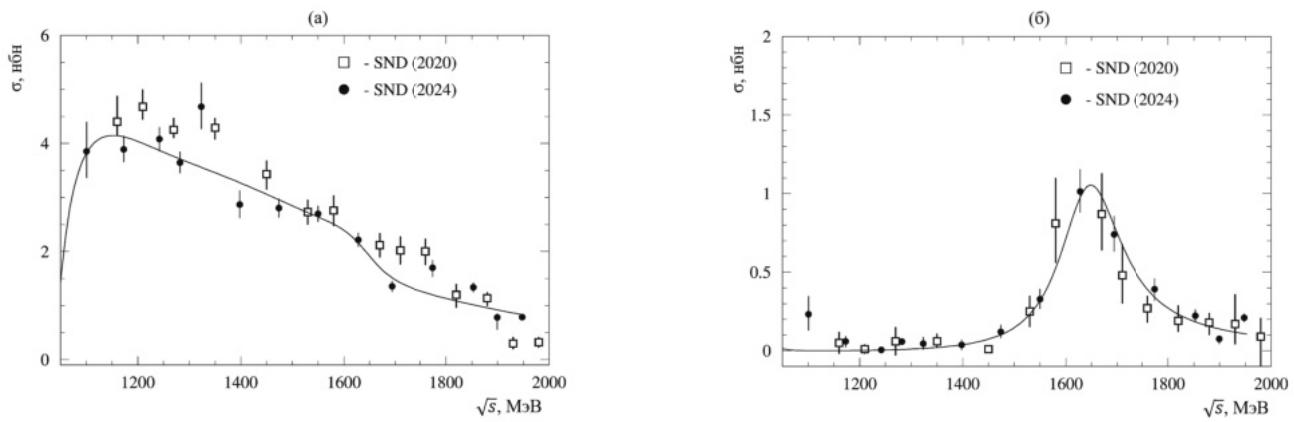


Рис. 8. Измеренные борновские сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \rho(770)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (а) и $e^+e^- \rightarrow \rho(1450)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (б). Кружки — сечение, полученное в данной работе, квадраты — сечение из работы [6], кривые — результаты аппроксимации, описанной в тексте.

полученная в [13], пересчитывалась с учетом разницы в выражениях для амплитуд A_{dir} и $A_{\rho'\pi}$. В результате было получено $\phi_1(m_\phi) = 0.71 \pm 0.13$.

В аппроксимации использовались данные по сечениям процессов $e^+e^- \rightarrow \rho(770)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow \rho(1450)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и относительной фазе между состояниями $\rho(1450)\pi$ и $\rho(770)\pi$, полученные в этой работе и работе KLOE [13]. В результате определялись массы, ширины и сечения в максимуме для резонансов $\omega(1420)$ и $\omega(1650)$, а также относительные фазы интерференции. Результаты аппроксимации показаны на рис. 7а для фазы и на рис. 8 для сечений. Значения параметров приведены в табл. 3.

Аппроксимирующие кривые в целом неплохо воспроизводят энергетические зависимости измеренных сечений и фазы. Исключением являются два измерения вблизи 1.8 ГэВ в сечении $\rho(770)\pi$, сильно отклоняющиеся от аппроксимирующей кривой. В этой области дополнительный вклад в сечение могут давать резонансы $\phi(1680)$, $\phi(2170)$ и ω -подобный резонанс с массой 2232 ± 33 МэВ, обнаруженный в эксперименте BESIII в сечении процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi$ [28].

Хотя для извлечения параметров резонансов вместо полного сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ использовались сечения для промежуточных состояний $\rho(770)\pi$ и $\rho(1450)\pi$, в результате аппроксимации были получены параметры $\omega(1420)$ (см. табл. 3), не противоречащие табличным значениям [27]. Масса резонанса $\omega(1650)$ также согласуется с табличной, а вот ширина оказалась в 2 раза меньше. Большие значения ширины, около 300 МэВ, были получены при аппроксимации полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в предположении доминантности промежуточного состояния $\rho(770)\pi$. В других модах распада $\omega(1650)$ измеренная ширина меньше: около 100 МэВ в канале $\omega\eta$ [29–31] и 220 ± 30 МэВ в канале $\omega\pi^+\pi^-$ [32]. На наш взгляд, корректной оценкой ширины резонанса $\omega(1650)$, не противоречащей экспериментальным данным, является значение 150 ± 50 МэВ. Сравнительно большая ошибка величины сечения $\sigma(\omega(1420) \rightarrow \rho(770)\pi)$ свя-

зана с большой корреляцией данного параметра с массой и шириной резонанса $\omega(1420)$, а также с фазами $\varphi(\omega(1420) \rightarrow \rho(770)\pi)$ и $\varphi(\omega(1650) \rightarrow \rho(1450)\pi)$.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным с интегральной светимостью около 70 пбн^{-1} , записанным в эксперименте с детектором на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 в 2019 г. в диапазоне энергии от 1.075 до 1.975 ГэВ, было проведено исследование процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. По сравнению с предыдущим анализом СНД [6], основанном на в 2 раза меньшей статистике, было улучшено понимание источников фона и его вычитание. Это привело к уменьшению измеренного полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ по сравнению с работой [6]. Изменение сечения, выполненное в этой работе, заменяет результат работы [6]. Новые данные по сечению, показанные на рис. 4, неплохо согласуются с измерением BABAR [10], но имеют лучшую точность. Выше 1.1 ГэВ систематическая погрешность измерения сечения составляет 2.8% по сравнению с 3.6–11% в эксперименте BABAR.

Для 14 энергетических интервалов были проанализированы распределения Далитца. По сравнению с работой [6] было использовано более мелкое разбиение диаграммы и улучшена процедура учета излучения из начального состояния. Были измерены сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \rho(770)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $e^+e^- \rightarrow \rho(1450)\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и относительные фазы между амплитудами $\rho(1450)\pi$ и $\rho(770)\pi$. В результате были получены параметры резонансов $\omega(1420)$ и $\omega(1650)$. Измененные масса и ширина $\omega(1420)$ и масса $\omega(1650)$ согласуются с табличными значениями [27], а ширина $\omega(1650)$ составляет 149 ± 12 МэВ, что в 2 раза мень-

шее, чем в работе [6]. Помимо этого, были получены параметры амплитуды $\rho(1450)\pi \rightarrow \rho(770)\pi$ и фазы $\varphi(\omega(1420) \rightarrow \rho(770)\pi)$. В результате были получены параметры резонансов $\omega(1420)$ и $\omega(1650)$. Измененные масса и ширина $\omega(1420)$ и масса $\omega(1650)$ согласуются с табличными значениями [27], а ширина $\omega(1650)$ составляет 149 ± 12 МэВ, что в 2 раза мень-

Таблица 3. Параметры резонансов $\omega(1420)$ и $\omega(1650)$, полученные в данной работе в сравнении с предыдущим измерением СНД [5] и табличными данными [27]

Параметр	СНД, настоящая работа	СНД [5]	PDG [27]
$m_{\omega(1420)}$, МэВ	1350 ± 43	1470 ± 50	1410 ± 60
$\Gamma_{\omega(1420)}$, МэВ	590 ± 90	880 ± 160	290 ± 190
$m_{\omega(1650)}$, МэВ	1643 ± 6	1680 ± 10	1670 ± 30
$\Gamma_{\omega(1650)}$, МэВ	148 ± 13	$490 \pm^{200}_{150} \pm 130$	315 ± 35
$\sigma(\omega(1420) \rightarrow \rho(770)\pi)$, нбн	4.17 ± 0.73		
$\sigma(\omega(1420) \rightarrow \rho(1450)\pi)$, нбн	$0.053^{+0.021}_{-0.015}$		
$\sigma(\omega(1650) \rightarrow \rho(770)\pi)$, нбн	$0.046^{+0.042}_{-0.028}$		
$\sigma(\omega(1650) \rightarrow \rho(1450)\pi)$, нбн	1.65 ± 0.16		
$\varphi(\omega(1420) \rightarrow \rho(770)\pi)$	133 ± 16		
$\varphi(\omega(1650) \rightarrow \rho(770)\pi)$	-105 ± 27		
$\varphi(\phi \rightarrow \rho(1450)\pi)$	195 ± 7		
$\varphi(\omega(1420) \rightarrow \rho(1450)\pi)$	103 ± 18		
$\varphi(\omega(1650) \rightarrow \rho(1450)\pi)$	-42 ± 25		

ше табличного значения. Было установлено, что распад $\omega(1650) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ идет в основном через промежуточное состояние $\rho(1450)\pi$, тогда как в распаде $\omega(1420) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ доминирует механизм $\rho(770)\pi$.

Данная работа выполнялась по гранту РНФ 24-22-00203.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- J. E. Augustin, D. Benakasas, J. Buon, V. Gracco, J. Haissinski, D. Lalanne, F. Laplanche, J. Lefrancois, P. Lehmann, P. Marin, F. Rumpf, and E. Silva, Phys. Lett. B **28**, 513 (1969).
- M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **63**, 072002 (2001).
- M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **66**, 032001 (2002).
- M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **68**, 052006 (2003).
- V. M. Aul'chenko *et al.* (SND Collab.), J. Exp. Theor. Phys. **121**, 27 (2015).
- M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Eur. Phys. J. C **80**, 993 (2020).
- R. R. Akhmetshin *et al.* (CMD-2 Collab.), Phys. Lett. B **578**, 285 (2004).
- R. R. Akhmetshin *et al.* (CMD-2 Collab.), Phys. Lett. B **642**, 203 (2006).
- B. Aubert *et al.* (BABAR Collab.), Phys. Rev. D **70**, 072004 (2004).
- J. P. Lees *et al.* (BABAR Collab.), Phys. Rev. D **104**, 112003 (2021).
- M. Ablikim *et al.* (BESIII Collab.), arXiv: 2401.14711 [hep-ex]
- M. Ablikim *et al.* (BESIII Collab.), Phys. Rev. D **98**, 112007 (2018).
- A. Aloisio *et al.* (KLOE Collab.), Phys. Lett. B **561**, 55 (2003); Phys. Lett. B **609**, 449 (Erratum) (2005).
- P. Yu. Shatunov, D. E. Berkaev, Yu. M. Zharinov, I. M. Zemlyansky, A. S. Kasaev, A. N. Kyropotin, I. A. Koop, A. P. Lysenko, A. V. Otboev, E. A. Perevedentsev, V. P. Prosvetov, Yu. A. Rogovsky, A. L. Romanov, A. I. Senchenko, A. N. Skrinsky, Yu. M. Shatunov, *et al.*, Part. Nucl. Lett. **13**, 995 (2016).
- M. N. Achasov, D. E. Berkaev, A. G. Bogdanchikov, D. A. Bukin, I. A. Koop, A. A. Korol, S. V. Koshuba, D. P. Kovrizhin, A. V. Otboev, E. A. Perevedentsev, Yu. A. Rogovsky, A. L. Romanov, P. Yu. Shatunov, Yu. M. Shatunov, D. B. Shwartz, A. A. Valkovich, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **598**, 31 (2009).
- V. M. Aulchenko, A. G. Bogdanchikov, A. A. Botov, A. D. Bukin, D. A. Bukin, T. V. Dimova, V. P. Druzhinin, P. V. Filatov, V. B. Golubev, A. G. Kharlamov, A. A. Korol, S. V. Koshuba, A. E. Obrazovsky, E. V. Pakhtusova, V. M. Popov, S. I. Serednyakov, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **598**, 102 (2009).
- A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov, K. I. Beloborodov, V. S. Bobrovnikov, A. R. Buzykaev, A. F. Danilyuk, V. B. Golubev, V. L. Kirillov, S. A. Kononov, E. A. Kravchenko, A. P. Onuchin, K. A. Martin, S. I. Serednyakov, and V. M. Vesenev, Nucl. Instrum. Methods A **598**, 163 (2009).
- V. M. Aulchenko, A. G. Bogdanchikov, A. A. Botov, D. A. Bukin, M. A. Bukin, E. A. Chekushkin, T. V. Dimova, V. P. Druzhinin, A. A. Korol, S. V. Koshuba, A. I. Tekutiev, and Yu. V. Usov, Nucl. Instrum. Methods A **598**, 340 (2009).
- S. Jadach, W. Placzek, and B. F. L. Ward, Phys. Lett. B **390**, 298 (1997).
- S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau,

- L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **506**, 250 (2003).
21. S. Actis *et al.* (Working Group on Radiative Corrections and Monte Carlo Generators for Low Energies Collab.), Eur. Phys. J. C **66**, 585 (2010).
22. N. A. Melnikova, M. N. Achasov, A. A. Botov, V. P. Druzhinin, L. V. Kardapoltsev, A. A. Korol, D. P. Kovrizhin, S. I. Serednyakov, and I. K. Surin, Nucl. Instrum. Methods A **1056**, 168664 (2023).
23. A. A. Korobov and S. I. Eidelman, J. Phys.: Conf. Ser. **1525**, 012019 (2020).
24. G. Balossini, C. Bignamini, C. M. C. Calame, G. Montagna, O. Nicrosini and F. Piccinini, Phys. Lett. B **663**, 209 (2008).
25. Э. А. Кураев, В. С. Фадин, ЯФ **41**, 733 (1985) [Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 466 (1985)].
26. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **94**, 112001 (2016).
27. R. L. Workman *et al.* (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2022**, 083C01 (2022) and 2023 update.
28. M. Ablikim *et al.* (BESIII Collab.), JHEP **2301**, 111 (2023); JHEP **2303**, 093 (Erratum) (2023).
29. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **99**, 112004 (2019).
30. R. R. Akhmetshin *et al.* (CMD-3 Collab.), Phys. Lett. B **773**, 150 (2017).
31. B. Aubert *et al.* (BABAR Collab.), Phys. Rev. D **73**, 052003 (2006).
32. B. Aubert *et al.* (BABAR Collab.), Phys. Rev. D **76**, 092005 (2007); Phys. Rev. D **77**, 119902 (Erratum) (2008).

STUDY OF THE $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ PROCESS DYNAMICS IN THE ENERGY RANGE 1.075–1.975 GeV

M. N. Achasov^{1,2)}, A. Yu. Barnyakov^{1,3)}, K. I. Beloborodov^{1,2)}, D. E. Berkaev^{1,2)}, A. V. Berdyugin^{1,2)}, A. G. Bogdanchikov¹⁾, A. A. Botov¹⁾, V. S. Denisov^{1,2)}, T. V. Dimova^{1,2)}, V. P. Druzhinin^{1,2)}, V. N. Zhabin¹⁾, V. V. Zhulanov^{1,2)}, I. M. Zemlyansky^{1,2)}, L. V. Kardapoltsev^{1,2)}, A. A. Katsin¹⁾, A. N. Kirpotin¹⁾, D. P. Kovrizhin¹⁾, I. A. Koop^{1,2)}, A. A. Korol^{1,2)}, A. S. Kupich^{1,2)}, A. P. Kryukov¹⁾, N. A. Melnikova¹⁾, N. Yu. Muchnoi^{1,2)}, A. E. Obrazovsky¹⁾, E. V. Pakhtusova¹⁾, E. A. Perevedentsev¹⁾, K. V. Pugachev^{1,2)}, Yu. A. Rogovsky^{1,2)}, S. I. Serednyakov^{1,2)}, Z. K. Silagadze^{1,2)}, I. K. Surin¹⁾, M. V. Timoshenko¹⁾, Yu. V. Usov¹⁾, L. B. Fomin¹⁾, A. G. Kharlamov^{1,2)}, Yu. M. Shatunov¹⁾, D. A. Shtol¹⁾, E. A. Eminov¹⁾

¹⁾Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia

²⁾Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia

³⁾Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia

The $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ process was studied in the energy range from 1.075 to 1.975 GeV basing on the data with an integral luminosity of about 70 pb^{-1} , accumulated in the experiment with the SND detector at the e^+e^- collider VEPP-2000. Dalitz distributions were analyzed in a model including the intermediate states $\rho(770)\pi$, $\rho(1450)\pi$ and $\omega\pi^0$. As a result, the energy dependences of the total cross section of the process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, cross sections for intermediate states $\rho(770)\pi$ and $\rho(1450)\pi$ and the relative phases between the amplitude $\rho(770)\pi$ and the amplitudes $\rho(1450)\pi$ and $\omega\pi^0$ were measured. In the vector dominance model, for the first time it was carried out joint approximation of the cross sections $e^+e^- \rightarrow \rho(770)\pi$ and $\rho(1450)\pi$ and the relative phase between the amplitudes of these states. The contributions of the ω , ϕ , $\omega(1420)$ and $\omega(1650)$ resonances were taken into account. As a result of the approximation, it was found that the decay $\omega(1650) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ goes mainly through the intermediate state $\rho(1450)\pi$, while in the decay of $\omega(1420) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ the $\rho(770)\pi$ mechanism dominates. The obtained results clarify the previous measurement of the SND.

ИЗМЕРЕНИЕ АНАЛИЗИРУЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ pp И $\bar{p}p$ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НА УСТАНОВКЕ СПАСЧАРМ НА У-70

© 2024 г. А. А. Богданов^{1),2)*}, В. П. Ладыгин³⁾, В. В. Моисеев⁴⁾,
В. В. Мочалов^{1),4)}, М. Б. Нурушева¹⁾, П. А. Семенов^{1),4)}

Поступила в редакцию 30.08.2024 г.; после доработки 30.08.2024 г.; принята к публикации 07.09.2024 г.

Обсуждается исследование спиновых эффектов в упругом протон-протонном и антипротон-протонном рассеянии в эксперименте СПАСЧАРМ на ускорительном комплексе У-70 (НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ, Протвино). Для измерения анализирующей способности A_N упругого рассеяния протонов и антипротонов будут использоваться поляризованные пучки или поляризованная мишень эксперимента. Анализируется возможность использовать два различных детектора для регистрации частиц отдачи упругого рассеяния протонов. В первом случае предполагается использовать сцинтилляционные счетчики, второй вариант – детектор на основе пропорциональных камер. Проведено сравнение эффективности регистрации упругого pp -рассеяния для двух конфигураций экспериментальной установки, и определено необходимое время измерения.

DOI: 10.31857/S0044002724060093, EDN: HOYNVB

1. ВВЕДЕНИЕ

На крупнейшем ускорительном комплексе России У-70 Национального исследовательского центра “Курчатовский институт” – ИФВЭ (Протвино) подготовлен Концептуальный проект эксперимента СПАСЧАРМ (СПиновые Асимметрии в рождении ЧАРМония) [1]. Сочетание широкого спектра пучков и мишеней с возможностью одновременной регистрации заряженных и нейтральных частиц в конечных состояниях реакций позволяет осуществлять широкую программу экспериментальных исследований.

Поляризация в упругом pp -рассеянии в области кулон-ядерной интерференции измерялась на ускорителе RHIC в BNL для нескольких значений импульса пучка [2–4], в том числе и в нескольких точках рабочего интервала импульсов СПАСЧАРМ. Асимметрия A_N достигает значения $\sim 4.0\text{--}4.5\%$ при $-t = 0.003 \text{ (ГэВ/c)}^2$, а среднее значение, взвешенное с сечением на интервале $0.002 < -t < 0.05 \text{ (ГэВ/c)}^2$, примерно 3%. Таким образом, для достижения 5% относительной погрешности в измерении анализирующей способности сама асимметрия A_N должна быть измерена с точностью 0.15%.

Универсальный канал 24А (рис. 1) [5] на ускорительном комплексе У-70 позволит проводить изучение спиновых эффектов на различных пучках, в том числе во взаимодействиях поляризованных протонов и антипротонов с нуклонами и ядрами. Эксперимент СПАСЧАРМ требует создания системы измерения

поляризации пучка [6]. Одним из стандартных способов является измерение односпиновой асимметрии A_N в упругих реакциях [7]. Таким образом, уже на первом этапе эксперимента необходимо подготовить установку к изучению спиновых эффектов в упругих реакциях.

На первом этапе эксперимента планируется проведения измерения асимметрии при энергии 45 ГэВ, чтобы подтвердить правильность расчетов канала и сравнить полученные результаты с существующими. Измерения анализирующей способности A_N (или поляризации P) в кинематической области $0.04 < -t < 0.525 \text{ (ГэВ/c)}^2$ и импульсе 45 ГэВ/с на ускорительном комплексе У-70 ИФВЭ были проведены в эксперименте ГЕРА [8]. Результаты измерений из данной статьи приведены на рис. 2.

Ранее было оценено время, необходимое для поляриметрии при энергии 45 ГэВ, чтобы сравнить значение асимметрии с полученными ранее данными [9].

В настоящей работе оценка точности измерения приведена для реальной геометрии выбранного детектора и для энергии 16 ГэВ – общей энергии, при которой возможно измерение односпиновой асимметрии упругого рассеяния как на пучке протонов, так и антипротонов.

2. МОНТЕ-КАРЛО-МОДЕЛИРОВАНИЕ УПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Для определения возможности выделения упругих протон-протонных взаимодействий проведено Монте-Карло-моделирование, основными задачами которого были оценка уровня превышения сигнала над фоновыми событиями и выбор оптимальной конфигурации детекторов, чтобы получить макси-

¹⁾ Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

²⁾ Школа Сотрудничества, Москва, Россия.

³⁾ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

⁴⁾ НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ, Протвино, Россия.

* E-mail: bogdanov411@mail.ru

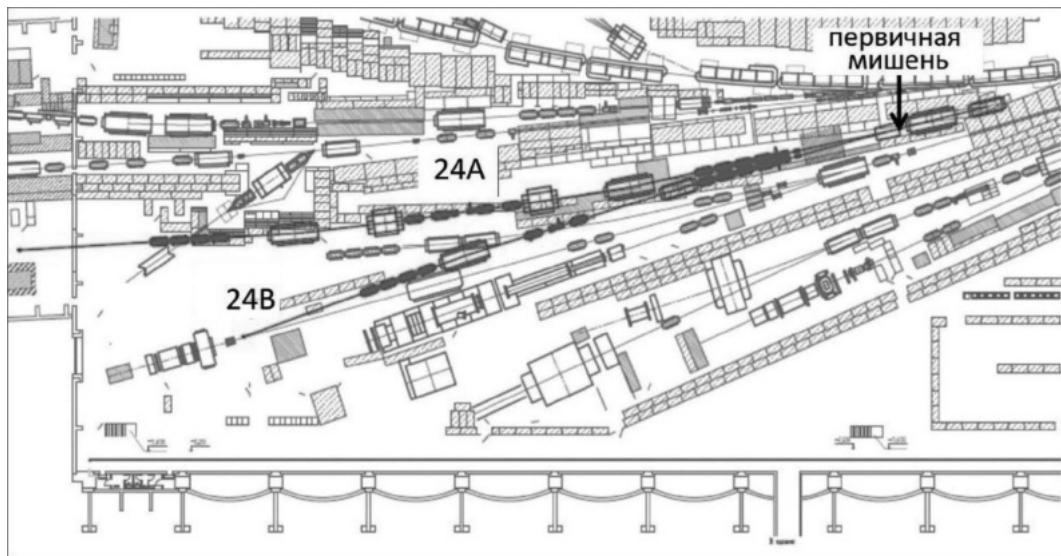


Рис. 1. Схема канала 24A поляризованных протонов и антипротонов на ускорительном комплексе У-70.

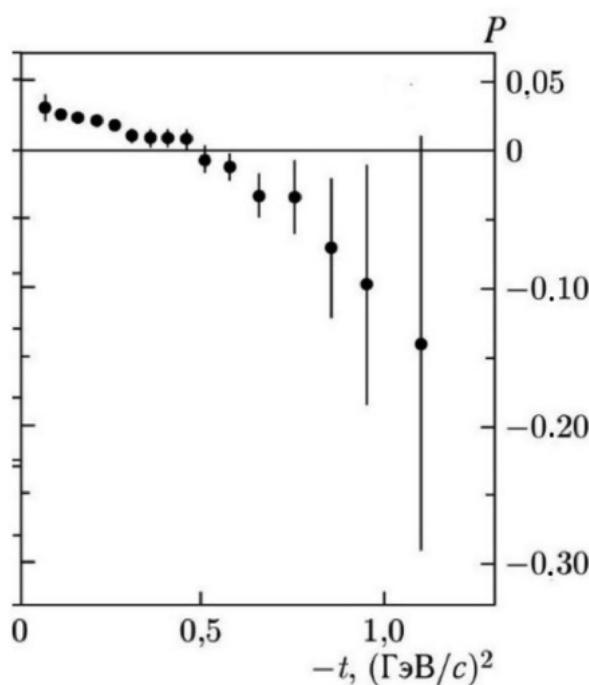


Рис. 2. Поляризация в упругом pp -рассеянии при импульсе 45 ГэВ/с.

мальную эффективность регистрации. Моделирование проводилось с учетом реальных материалов и разрешающей способности детекторов экспериментальной установки и параметров пучка [10].

Отношение сигнала к фону получено для взаимодействия протонов при импульсе налетающего протона в 16 ГэВ/с. Образовавшиеся частицы трассировались через детекторы экспериментальной установки с использованием программного пакета СПАСЧАРМ-root, основанного на пакете PANDAroot [11]. В каче-

стве основного фона для упругих событий рассматривались дифракционные и дважды дифракционные процессы, в которых только две заряженных частицы попадают в детектор. Другие неупругие события легко подавляются условием, что должно быть зарегистрировано не более двух частиц.

Экспериментальная установка состоит из переднего детектора и детектора отдачи для регистрации рассеянной частицы и протона отдачи соответственно. В качестве переднего детектора рассматриваются два гаммоскопа из сцинтилляционных счетчиков сечением в форме квадрата $2 \times 2 \text{ mm}^2$ общим размером $15 \times 15 \text{ cm}^2$, расположенные на расстоянии 85 и 285 см от центра мишени. Передний детектор (кроме его геометрических размеров) практически не влияет на эффективность регистрации, однако необходим для отбора упругих событий. В качестве детектора отдачи первоначально также рассматривался детектор на основе сцинтилляционных счетчиков, который позднее был заменен на пропорциональные камеры из-за того, что эффективность регистрации с их использованием более чем в 2 раза выше (см. рис. 3), так как протоны с малыми импульсами поглощаются в веществе детектора.

Для отбора событий и анализа данных рассматривались только данные с использованием пропорциональных камер в качестве детектора. В качестве таких камер (и для описания вещества и разрешения) предполагается использовать камеры размером $40 \times 70 \text{ cm}^2$ с шагом 2 мм, аналогичные разработанным для эксперимента ВЕС [12], расположенные на расстоянии 30 и 60 см от центра мишени.

Для выделения упругих событий использовался отбор по зависимости произведения тангенсов полярных углов $\tan(\theta_{\text{scat}}) \times \tan(\theta_{\text{rec}})$ протонов отдачи (recoil) и рассеяния (scattered) от разницы азимутальных уг-

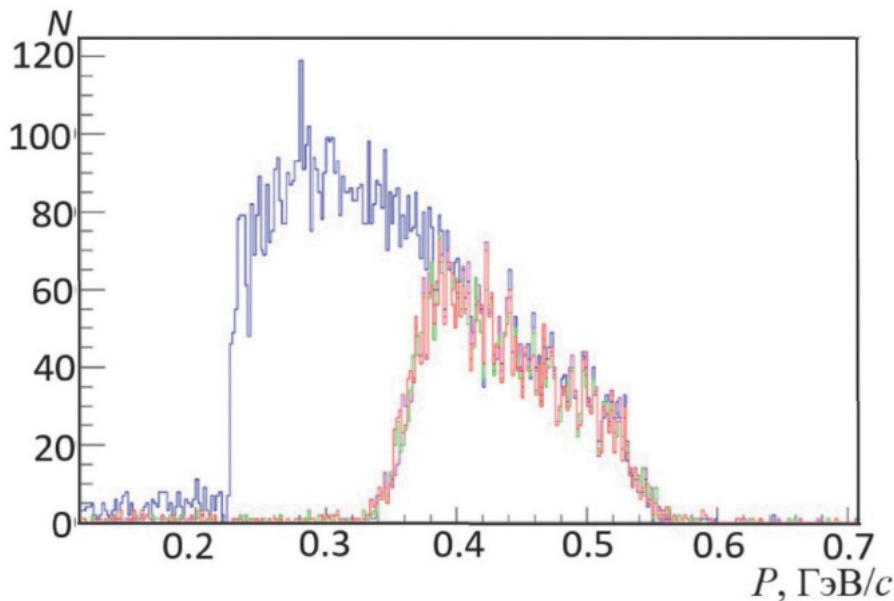


Рис. 3. Количество реконструированных протонов в детекторе отдачи для пропорциональных камер (синий цвет) и сцинтилляционного детектора.

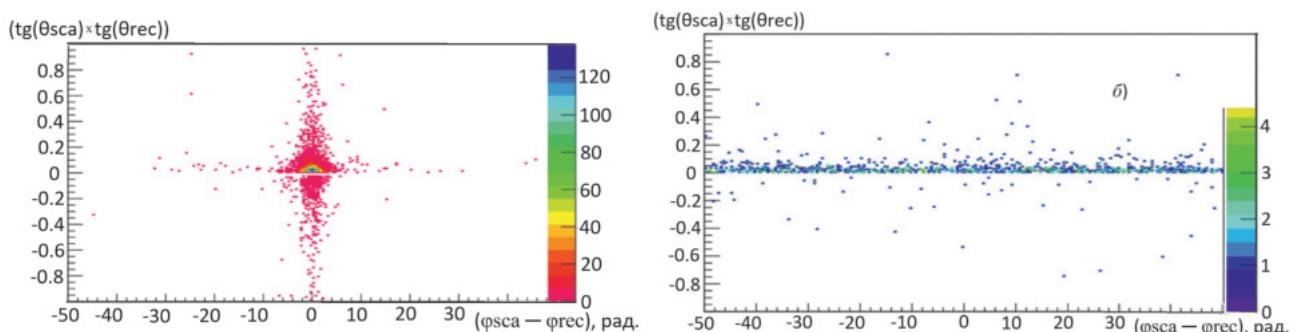


Рис. 4. Количество реконструированных протонов в зависимости от углов рассеяния и произведения тангенсов для упругих (а) и дифракционных (б) событий.

лов протонов отдачи φ_{rec} и рассеяния φ_{scat} . На рис. 4 приведены двумерные распределения для упругих (а) и дифракционных (б) событий. При реалистическом моделировании (при учете вещества в эксперименте) в упругих взаимодействиях появляются реконструированные события, в которых произведение тангенсов отрицательно, что обусловлено многократным рассеянием, такие события в анализе считаются фоновыми.

В эксперименте предлагается отбирать упругие события в области $0.0 < \text{tg}(\theta_{\text{scat}}) \times \text{tg}(\theta_{\text{rec}}) < 0.2$ и $-4.0^\circ < (\varphi_{\text{scat}} - \varphi_{\text{rec}}) < 4.0^\circ$. На рис. 5 показаны распределения по импульсу протонов отдачи (а) и протонов рассеяния (б) после отбора событий.

Использование указанного критерия отбора позволяет регистрировать практически одни упругие события — отношение сигнала к сумме сигнальных и фоновых событий $S/(S+B)$ составляет 0.99, таким образом, для оценки точности измерения и необходимого времени отбора вкладом от неупругих событий можно пренебречь.

3. ОЦЕНКА НЕОБХОДИМОГО ВРЕМЕНИ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Для оценки необходимого времени использовались результаты работы [13], в соответствии с которыми сечения упругого рассеяния протон-протонного и антипротон-протонного рассеяния совпадают и при 16 ГэВ/с равны $d\sigma/dt = (3.77 \pm 0.16) \times 10^{-27} \text{ см}^2/(\text{ГэВ}/\text{с})^2$ при $t = 0.3 (\text{ГэВ}/\text{с})^2$. Оценка необходимого времени проводилась для измерения анализирующей способности с использованием неполяризованного пучка антипротонов и поляризованной мишени.

Оценка светимости $L = vIN_{A\text{pl}}$ ($v = 0.1$ — скважность пучка, определяемая как количество циклов в секунду, I — интенсивность пучка в цикле, $N_A = 6 \times 10^{23}$ — число Авогадро, ρ — плотность мишени, l — длина мишени) проведена для интенсивности $I = 10^5 \bar{p}/\text{цикл}$ (доля неполяризованных антипротонов в пучке). Для поляризованной мишени из пропандиола, используемой в эксперимен-

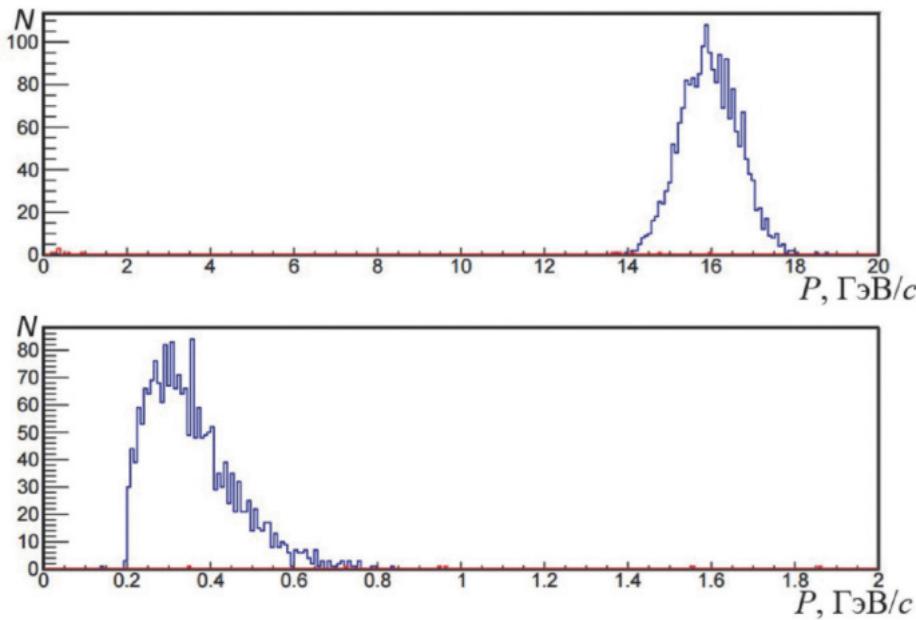


Рис. 5. Распределение по импульсу протонов рассеяния и протонов отдачи после отбора, синее распределение – все протоны, красное – только неупругие.

те СПАСЧАРМ, плотность атомов водорода $\rho_T = 0.094 \text{ г}/\text{см}^3$, $l = 20 \text{ см}$, соответственно, светимость $L \sim 10^{28} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Для жидкокристаллической мишени плотностью $\rho = 0.07 \text{ г}/\text{см}^3$ и длине мишени $l = 50 \text{ см}$ светимость с поляризованным пучком антiprotonов составит $\sim 6 \times 10^{28} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Общее ожидаемое количество событий $N(t_0) = L d\sigma/dt(t_0) \Delta t \Delta\varphi/\varphi$ при среднем значении $t_0 = 0.3 \text{ (ГэВ/с)}^2$ для интервала $\Delta t = 0.3 \text{ (ГэВ/с)}^2$, с азимутальным аксептансом $\Delta\varphi/\varphi = 0.17$ (при использовании двухплечевого спектрометра), за 1 ч работы ускорителя на водородной мишени составит $6 \times 10^{28} \times 3.77 \times 10^{-27} \times 0.3 \times 0.17 \times 3.6 \times 10^3 = 4.2 \times 10^4$ антiprotonов/час и в 6 раз меньше на поляризованной мишени. Для измерения асимметрии с относительной точностью 5% (для оценки взято значение асимметрии 5.8% из работы [14]) требуется статистика $N \sim 7.5 \times 10^5$ частиц. Таким образом, для измерения анализирующей способности в антiproton-протонном рассеянии с поляризованным пучком и неполяризованной мишени требуется около 20 ч, а с поляризованной мишенью и неполяризованным пучком – в 1.5 раза больше.

Для измерения A_N на пучке протонов требуется в 3–4 раза меньше времени, так как используемая интенсивность пучка выше.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках подготовки эксперимента СПАСЧАРМ на канале поляризованных протонов и антiprotonов выполнено реалистическое моделирование методом Монте-Карло для исследования возможности (и точности) измерения упругих реакций при 16 ГэВ/с.

Проведенное моделирование продемонстрировало возможность измерения анализирующей способности с требуемой точностью при импульсе пучка 16 ГэВ/с. Использование пропорциональных камер вместо стандартных для таких измерений сцинтилляционных гадоскопов позволяет в 3 раза увеличить эффективность регистрации, при этом увеличение эффективности регистрации происходит за счет регистрации протонов отдачи в области малых импульсов, в которой анализирующая способность больше.

Анализирующая способность может быть измерена как в pp , так и в $\bar{p}p$ упругом рассеянии. Относительная точность измерения 5% может быть достигнута за 5–6 ч для p -рассеяния и за 1–2 сут в $\bar{p}p$ -рассеянии.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в НИЦ КИ–ИФВЭ при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00164). Работа сотрудников НИЯУ “МИФИ” поддержана и частично профинансируется Министерством науки и высшего образования РФ, проект “Новые явления в физике элементарных частиц и ранней Вселенной” № FSWU-2023-0073.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. V. Abramov, I. L. Azhgirey, A. A. Borisov, S. I. Bukreeva, A. N. Vasiliev, V. I. Garkusha, Yu. M. Goncharenko, A. M. Gorin, A. A. Derevshchikov, V. N. Zapolsky, A. N. Isaev, N. K. Kalugin, V. A. Kachanov,

- A. S. Kozhin, A. K. Likhoded, A. V. Luchinsky, et al., Phys. Part. Nucl. **54**, 69 (2023), doi: 10.1134/S1063779623010021
2. A. Bazilevsky, I. Alekseev, E. Aschenauer, G. Atoyan, A. Bravar, G. Bunce, K. Boyle, R. Gill, H. Huang, S. Lee, Y. Makdisi, B. Morozov, I. Nakagawa, H. Okada, D. Svirida, and A. Zelenski, J. Phys.: Conf. Ser. **295**, 012096 (2011), doi: 10.1088/1742-6596/295/1/012096
3. I. G. Alekseev, A. Bravar, G. Bunce, S. Dhawan, K. O. Eyser, R. Gill, W. Haeberli, H. Huang, O. Jinnouchi, A. Kponou, Y. Makdisi, I. Nakagawa, A. Nass, H. Okada, N. Saito, E. J. Stephenson, et al., Phys. Rev. D **79**, 094014 (2009), doi: 10.1103/PhysRevD.79.094014
4. STAR Collab. (L. Adamczyk, G. Agakishiev, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed, A. V. Alakhverdyants, I. Alekseev, J. Alford, C. D. Anson, D. Arkhipkin, E. Aschenauer, G. S. Averichev, J. Balewski, A. Banerjee, Z. Barnovska, D. R. Beavis, R. Bellwied, et al.), Phys. Lett. B **719**, 62 (2013), doi: 10.1016/j.physletb.2013.01.014
5. V. V. Abramov, I. L. Azhgirey, V. I. Garkusha, V. P. Kartashev, V. V. Mochalov, S. B. Nurushev, V. L. Rykov, P. A. Semenov, A. N. Vasiliev, V. N. Zapolsky, and V. G. Zarучaisky, Nucl. Instrum. Methods A **901**, 62 (2018), doi: 10.1016/j.nima.2018.05.050
6. A. A. Bogdanov, M. A. Chetvertkov, V. A. Chetvertkova, B. I. Garkusha, A. P. Meshchanin, V. V. Mochalov, M. B. Nurusheva, S. B. Nurushev, V. L. Rykov, M. F. Runzo, P. A. Semenov, M. N. Strikhanov, A. N. Vasiliev, and V. N. Zapolsky, J. Phys.: Conf. Ser. **798**, 012179 (2017), doi: 10.1088/1742-6596/798/1/012179
7. A. A. Bogdanov, M. A. Chetvertkov, V. A. Chetvertkova, V. I. Garkusha, A. P. Meschanin, V. V. Mochalov, M. B. Nurusheva, S. B. Nurushev, A. V. Ridiger, V. L. Rykov, P. A. Semenov, M. N. Strikhanov, A. N. Vasiliev, and V. N. Zapolsky, J. Phys.: Conf. Ser. **678**, 012034 (2016), doi: 10.1088/1742-6596/678/1/012034
8. A. Gaidot, C. Bruneton, J. Bystricky, G. Cozzika, J. Deregel, A. Derevschikov, Y. Ducros, Yu. M. Kazarinov, M. Yu. Kazarinov, V. P. Kanavets, F. Khantine-Langlois, B. Khatchaturov, F. Lehar, A. De Lesquen, Yu. Matulenko, J. P. Merlo, et al., Phys. Lett. B **61**, 103 (1976), doi: 10.1016/0370-2693(76)90574-8
9. P. A. Semenov, A. A. Bogdanov, S. I. Bukreeva, M. A. Chetvertkov, V. A. Chetvertkova, V. I. Garkusha, A. P. Meshchanin, V. V. Mochalov, S. B. Nurushev, M. B. Nurusheva, M. F. Runzo, A. V. Ridiger, V. L. Rykov, S. V. Ryzhikov, M. N. Strikhanov, A. N. Vasiliev, and V. N. Zapolsky, Int. J. Mod. Phys.: Conf. Ser. **40**, 1660086 (2016), DOI: 10.1142/S2010194516600867
10. V. V. Abramov, A. A. Bogdanov, M. A. Chetvertkov, V. A. Chetvertkova, V. V. Mochalov, V. V. Moiseev, K. D. Novikov, S. B. Nurushev, M. B. Nurusheva, V. A. Okorokov, P. A. Semenov, M. N. Strikhanov, and A. N. Vasiliev, J. Phys.: Conf. Ser. **938**, 012006 (2017), doi: 10.1088/1742-6596/938/1/012006
11. Stefano Spataro (for the PANDA Collab.), J. Phys.: Conf. Ser. **331**, 032031 (2011), doi: 10.1088/1742-6596/331/3/032031
12. Д. Р. Еремеев, А. В. Ивашин, В. Д. Матвеев, Е. В. Назаров, Ю. А. Хохлов, Е. В. Чернов, А. А. Шумаков, Препринт ИФВЭ 2024-3 (2024), <http://web.ihep.su/library/pubs/prep2024/ps/2024-3.pdf>
13. Yu. M. Antipov, V. A. Bezzubov, Yu. P. Gorin, S. P. Denisov, F. A. Ech, A. A. Lebedev, A. I. Petrukhin, S. A. Polovnikov, V. N. Roinishvili, and D. A. Stoyanova, Preprint IHEP 76-95 (1976).
14. M. Corcoran, S. C. Ems, S. W. Gray, R. M. Lepore, H. A. Neal, H. A. Ogren, R. O. Polvado, D. R. Rust, J. R. Sauer, and G. A. Walters, Phys. Rev. D **22**, 2624 (1980), doi: 10.1103/PhysRevD.22.2624

MEASUREMENT OF THE ANALYZING POWER OF pp AND $\bar{p}p$ ELASTIC SCATTERING AT THE SPASCHARM FACILITY AT U-70

A. A. Bogdanov^{1),2)}, V. P. Ladygin³⁾, V. V. Moiseev⁴⁾,
V. V. Mochalov^{1),4)}, M. B. Nurusheva¹⁾, P. A. Semenov^{1),4)}

¹⁾National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, Russia

²⁾School of Cooperation, Moscow, Russia

³⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

⁴⁾NRC “Kurchatov institute” – IHEP, Protvino, Russia

The study of spin effects in elastic proton-proton and antiproton-proton scattering in the SPASCHARM experiment at U-70 accelerator facility (NRC “Kurchatov institute” – IHEP, Protvino) is discussed. Polarized beams or a polarized target of the experiment will be used to measure the analyzing power A_N of elastic scattering of protons and antiprotons. The possibility of using two different types of the detectors to register recoil particles of elastic scattering of protons is analyzed. In the first case, it is proposed to use scintillation counters, the second option is a detector based on proportional chambers. A comparison of the registration efficiency of elastic pp -scattering for two configurations of the experimental setup is carried out, and the required measurement time is determined.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ ПРИ ЭНЕРГИИ ДЕЙТРОНОВ ОТ 0.4 до 2.1 МэВ

© 2024 г. С. А. Мещанинов^{1),*}, А. В. Красильников¹⁾, Н. Б. Родионов¹⁾, Ю. А. Кащук¹⁾, С. Ю. Обудовский¹⁾, А. С. Джурин¹⁾, Т. М. Кормилицын¹⁾, Р. Н. Родионов¹⁾, В. Н. Амосов¹⁾, Г. Е. Немцев¹⁾, М. И. Бикчурин^{2),3)}, Т. А. Быков^{2),3)}, Г. Д. Верховод^{2),3)}, Д. А. Касатов^{2),3)}, Я. А. Колесников^{2),3)}, Г. М. Остренинов^{2),3)}, Е. О. Соколова^{2),3)}, С. Ю. Таскаев^{2),3),4),**}

Поступила в редакцию 11.07.2024 г.; после доработки 30.08.2024 г.; принята к публикации 30.08.2024 г.

Получение мощных потоков нейтронов требуется для наработки радиоактивных изотопов, радиационных испытаний перспективных материалов, нейtronографии, нейtron-захватной терапии и других приложений. Взаимодействие дейtronов с литием характеризуется высоким выходом нейтронов, большим разнообразием реакций, но имеющиеся экспериментальные данные о сечении реакций скучны и противоречивы, что не позволяет достоверно оценить выход и спектр генерируемых нейтронов. В данной работе на ускорительном источнике нейтронов VITA с применением разработанного спектрометрического радиометра быстрых нейтронов РБН-А1 измерены эффективные парциальные сечения ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ядра Be в основном и первом возбужденном состояниях при энергии дейtronов от 0.4 до 2.1 МэВ. Показано, что проведение измерений радиометром быстрых детекторов с двумя алмазными спектрометрическими детекторами дает ряд преимуществ по сравнению с традиционно используемым измерительным трактом со сцинтилляционным детектором. Анализ высокозэнергичной части амплитудных спектров алмазных детекторов, определяемой реакциями ${}^{12}\text{C}(n, \alpha){}^9\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}(n, \alpha){}^9\text{Be}^*$, позволил измерить эффективные парциальные сечения ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ядра Be в основном и особенно в первом возбужденном состояниях.

DOI: 10.31857/S0044002724060101, EDN: HOWEIQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Мощные потоки нейтронов используют во многих сферах деятельности, включая наработку радиоактивных изотопов для медицины и промышленности, радиационные испытания современных материалов и оборудования, нейtronографию, нейtron-захватную терапию. Наибольший выход нейтронов на единицу тока пучка заряженных частиц при относительно низких энергиях дает реакция $T(d, n)$, а с энергией 0.7 МэВ – реакция $\text{Li}(d, n)$. Взаимодействие дейtronов с энергией меньше 2.2 МэВ с природным литием приводит к десяти ядерным реакциям, в пяти из которых образуются нейтроны. Знание сечения реакций важно для оценки спектра нейтронов при радиационных испытаниях материалов, для рассмотрения возможности использования лития в качестве материала первой стенки и расчета энергетического баланса термоядерного реактора. Однако данные о сечении этих ядерных реакций либо скучны и противоречивы, либо отсутствуют.

В данной работе представлены и обсуждаются результаты измерения сечения реакций ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$, проведенные на ускорительном источнике нейтронов с использованием разработанного спектрометрического радиометра быстрых нейтронов РБН-А1 с двумя синтезированными из плазменного разряда (CVD) спектрометрическими алмазными детекторами.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследование проведено на ускорительном источнике нейтронов VITA в Институте ядерной физики СО РАН (Новосибирск, Россия) [1, 2]. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией 1 формируют пучок дейtronов, который направляют на лицевую мишень 6 через 1 мм коллиматор 3. Пучок дейtronов отличает высокая монохроматичность – 0.1%, высокая стабильность – 0.1% и возможность изменять его энергию до 2.1 МэВ. Ток пучка дейtronов перед коллиматором измеряют бесконтактным датчиком тока NPCT (Bergoz Instrumentation, Франция) 2 [3] и на лицевой мишени калиброванным сопротивлением, подключенным к мишенному узлу, электрически изолированному от установки, используя последний как глубокий цилиндр Фарадея.

Лицевая мишень представляет собой медный диск диаметром 144 мм и толщиной 8 мм. На одну сторону диска по центру в круге диаметром 84 мм методом тер-

¹⁾ Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии “Росатом” “Проектный центр ИТЭР”, Москва, Россия.

²⁾ Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия.

³⁾ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.

⁴⁾ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

* E-mail: S.Meshaninov@iterrf.ru

** E-mail: taskaev@inp.nsk.su

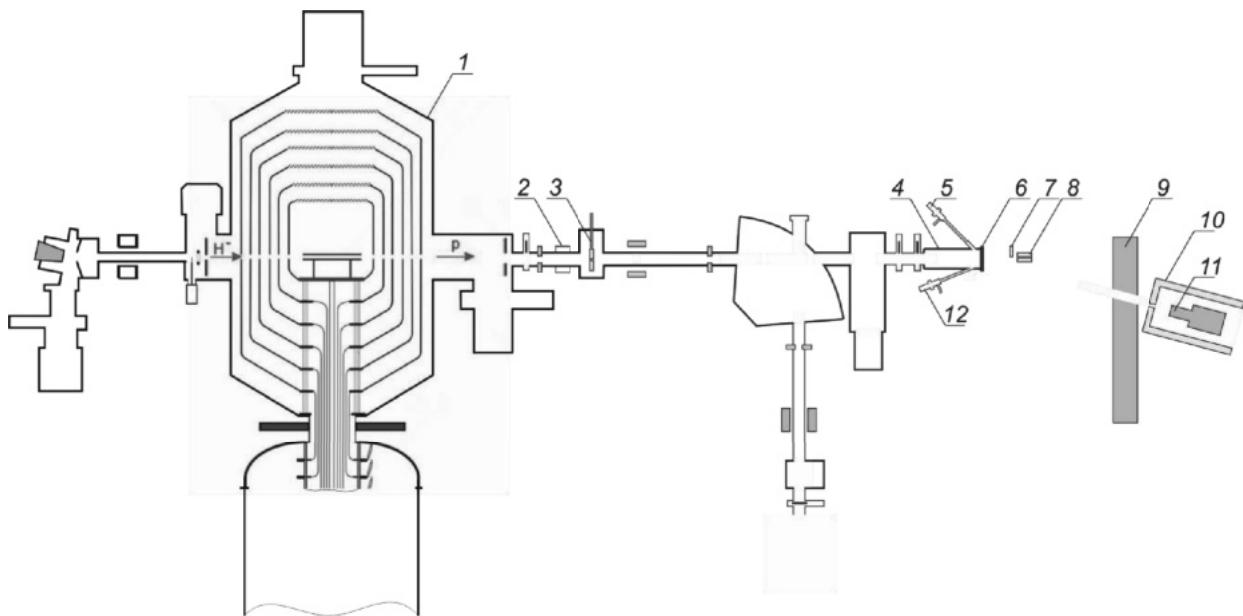


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией, 2 – бесконтактный датчик тока, 3 – охлаждаемый коллиматор, 4 – мишенный узел, 5 и 12 – α -спектрометр, 6 – литиевая мишень, 7 – временно размещаемый лист свинца, 8 – спектрометрические радиометры быстрых нейтронов с алмазным детектором, 9 – временно возводимая бетонная стена, 10 – свинцовый коллиматор, 11 – γ -спектрометр.

мического напыления в вакууме наносят визуально однородный слой лития кристаллической плотности. С обратной стороны медного диска внутри диаметра 122 мм сделаны спиралевидные каналы для охлаждения водой, эту сторону медного диска прижимают алюминиевым диском толщиной 16 мм. Литиевая мишень интегрирована в мишенный узел, оснащенный шибером и окнами для наблюдения за поверхностью мишени. Для напыления используют природный литий производства Новосибирского завода химконцентратов, в котором содержание собственно лития равно 99.956%, остальные 0.044% – примеси Na, K, Ca, Mg, Mn, Fe, Al, SiO₂ и N. Содержание лития-7 в природном литии варьируется от 92.4% [4] до 92.58% [5]. Мы будем полагать эту величину равной среднему значению, а именно 92.5%.

Толщина слоя лития измерена предложенным и реализованным *in situ* методом [6] и составила 1.79 ± 0.07 мкм. Подробное описание измерения толщины литиевого слоя приведено в работах [7, 8].

Плотность потока нейтронов и их энергия измерены с помощью двух радиометров быстрых нейтронов РБН-А1 со спектрометрическими алмазными детекторами, изготовленных в частном учреждении Государственной корпорации по атомной энергии “Росатом” “Проектном центре ИТЭР” (Москва) [9]. В одном из них, обозначаемом РБН-А1-001, детектор АД-1 изготовлен из монокристаллической CVD-пластинки размером $4.5 \times 4.5 \times 0.5$ мм³ компанией “Element Six” (площадь контактов 12.25 мм²). В другом, обозначаемом РБН-А1-003, детектор В68 изготовлен из монокристаллической CVD-пленки разме-

ром $4.0 \times 4.0 \times 0.09$ мм³ (площадь контактов 9 мм²), выращенной на алмазной подложке с проводимостью р-типа и концентрацией бора 0.01% [10]. Для детекторов АД-1 и В68 эффективность сбора заряда составляет 98% и 97%, чувствительность к 14.7 МэВ нейтронам – 8.3×10^{-5} см² и 4.0×10^{-6} см², энергетическое разрешение для моноэнергетической нейтронной линии 14.1 МэВ, полученное на дейтерий-тритиевом генераторе ИНГ-077 под углом 90° к его оси, – 134 и 214 кэВ соответственно. Комплект радиометра быстрых нейтронов включает в себя детектор, выносной зарядочувствительный предусилитель, коаксиальный кабель длиной 20 м и блок обеспечения, состоящий из блока электропитания и усилителя формирователя, АЦП usb-8к-в1 (АО НПЦ “Аспект”, Дубна) и специально разработанного программного обеспечения.

Детекторы (8 на рис. 1) размещают параллельно оси дейтонного пучка за литиевой мишенью на некотором расстоянии и под различными углами относительно нее, при этом плоскости пластин алмазных детекторов перпендикулярны конусам регистрации. Начиная с энергии дейтонного пучка 1 МэВ между детектором большего объема АД-1 и мишенью размещают свинцовую пластину толщиной 3 мм для подавления низкоэнергетического γ -излучения. В случае, когда алмазный детектор был расположен перпендикулярно оси дейтонного пучка, между ним и мишенью находилась часть медного фланца толщиной 67 мм.

Калибровка энергетической шкалы спектрометрических радиометров проведена с помощью образцового спектрометрического источника ²²⁶Ra (паспорт № 2627/5, 12.09.2022) активностью 28.47 кБк, из-

лучающего α -частицы с энергией 4.75, 5.45, 5.97 и 7.65 МэВ. При калибровке спектрометрических радиометров на воздухе учитывают экспериментально определенные изменения энергий α -частиц при прохождении 2 мм воздуха — расстояния от поверхности α -источника до поверхности чувствительного элемента детектора. Дополнительно для калибровки спектрометрического радиометра с детектором АД-1 используют образцовый спектрометрический источник конверсионных электронов ${}^{137}\text{Cs}$ (паспорт № 1050/4, 21.10.2014) активностью 32.3 кБк, характеризующийся энергией электронов внутренней конверсии с K -оболочки 624 кэВ. Зависимость энергии E от номера канала N рассчитывают автоматически в программном обеспечении “Аспект контроль”, полагая ее полиномом второго порядка: E [кэВ] = $64.3 + 5.91 \times N - 1.75 \times 10^{-4} \times N^2$ для радиометра с детектором АД-1 и E [кэВ] = $48.8 + 6.07 \times N - 2.45 \times 10^{-4} \times N^2$ для радиометра с детектором В68.

Определение чувствительности спектрометрического радиометра РБН-А1-001 с детектором АД-1 проведено на нейтронном дейтерий-тритиевом генераторе ИНГ-07Т. Амплитудный спектр детектора измерен на расстоянии 5 см от мишени генератора на его оси. Контроль плотности нейтронного потока в этой точке осуществлен с использованием активационного детектора из алюминия — диска диаметром 31 мм и толщиной 1 мм. Плотность потока рассчитана по измеренным значениям наведенной активности ${}^{24}\text{Na}$ из реакции ${}^{27}\text{Al}(n, \alpha){}^{24}\text{Na}$ и составила $(8.59 \pm 0.29) \times 10^5 \text{ c}^{-1} \text{ см}^{-2}$ (3.4%), соответствующая чувствительность радиометра с детектором АД01 составила $(8.36 \pm 0.33) \times 10^{-5} \text{ см}^2$ (4.0%). Средняя энергия нейтронного потока определена из амплитудного спектра радиометра РБН-А1-001 (рис. 2) и составила 14.63 МэВ. Правый пик амплитудного спектра алмазного детектора обусловлен пороговой реакцией ${}^{12}\text{C}(n, \alpha_0){}^9\text{Be}$ (энергия порога — 5.7 МэВ) [11–14], поэтому для восстановления высокоэнергетической части нейтронного спектра необходимо сместить соответствующую часть измеренного амплитудного спектра на 5.7 МэВ и провести нормировку на сечение этой реакции и чувствительность детектора.

На рис. 2 также приведен нейтронный спектр дейтерий-тритиевого генератора ИНГ-07Т под углом 90°, позволяющий определить энергетическое разрешение (без учета уширения энергетической линии 14.1 МэВ самим генератором), составившее 0.95% для спектрометрического радиометра РБН-А1-001 с детектором АД-1.

Аналогично проведена калибровка чувствительности РБН-А1-003 с детектором В68, в результате которой определена чувствительность к нейтронному потоку со средней энергией 14.59 МэВ, составившая $(4.04 \pm 0.17) \times 10^{-6} \text{ см}^2$ (4.3%).

3. РЕАКЦИИ

Взаимодействие дейтронов с энергией меньше 2.2 МэВ с ядрами природного лития приводит к следующим ядерным реакциям [1]:

- 1 ${}^7\text{Li} + d = n + {}^8\text{Be} + 15.028 \text{ МэВ},$
 ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha + 0.094 \text{ МэВ};$
- 2 ${}^7\text{Li} + d = n + \alpha + \alpha + 15.121 \text{ МэВ};$
- 3 ${}^7\text{Li} + d = \alpha + {}^5\text{He} + 14.162 \text{ МэВ},$
 ${}^5\text{He} \rightarrow n + \alpha + 0.957 \text{ МэВ};$
- 4 ${}^6\text{Li} + d = \alpha + \alpha + 22.38 \text{ МэВ};$
- 5 ${}^6\text{Li} + d = n + {}^7\text{Be} + 3.385 \text{ МэВ};$
- 6 ${}^6\text{Li} + d = p + {}^7\text{Li} + 5.028 \text{ МэВ};$
- 7 ${}^6\text{Li} + d = p + {}^7\text{Li}^* + 4.550 \text{ МэВ};$
- 8 ${}^6\text{Li} + d = t + p + \alpha + 2.6 \text{ МэВ};$
- 9 ${}^6\text{Li} + d = t + {}^5\text{Li} + 0.595 \text{ МэВ},$
 ${}^5\text{Li} \rightarrow \alpha + p + 1.965 \text{ МэВ};$
- 10 ${}^6\text{Li} + d = {}^3\text{He} + {}^5\text{He} + 0.840 \text{ МэВ},$
 ${}^5\text{He} \rightarrow n + \alpha + 0.957 \text{ МэВ}.$

Данные о сечении этих реакций скучны и зачастую отсутствуют. В базе данных ENDF/B приведены данные только для двух реакций: ${}^6\text{Li}(d, \alpha)\alpha$ и ${}^6\text{Li}(d, p){}^7\text{Li}$, в базе данных TENDL — эти же реакции, но со ссылкой на то, что они взяты из базы данных ENDF/B, в базе данных JENDL данные отсутствуют. В библиотеках EXFOR и IBANDL приводят данные из оригинальных статей, и в этих библиотеках, помимо данных о реакциях ${}^6\text{Li}(d, \alpha)\alpha$ и ${}^6\text{Li}(d, p){}^7\text{Li}$, есть данные о сечении реакций ${}^7\text{Li}(d, \alpha){}^5\text{He}$ (${}^5\text{He} \rightarrow \alpha + n$) и ${}^6\text{Li}(d, p){}^7\text{Li}^*$. Таким образом, из 10 ядерных реакций взаимодействия дейтрана с природным литием, из которых в пяти испускаются нейтроны, имеются данные о сечении только четырех ядерных реакций, в одной из которых испускается нейтрон. В недавней работе [8] представлены результаты измерения сечения этих четырех реакций, а также реакции ${}^7\text{Li}(d, n)2\alpha$, обеспечивающей наибольший выход нейтронов. В настоящей работе предметом исследования является измерение сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$, характеризующееся наибольшей энергией генерируемых нейтронов. Оставшиеся две реакции генерации нейтронов, ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}$ и ${}^6\text{Li}(d, {}^3\text{He}){}^5\text{He}$ (${}^5\text{He} \rightarrow \alpha + n$), сложны для измерения из-за низкой энергии продуктов реакции, но из-за низкого содержания изотопа ${}^6\text{Li}$ в природном литии могут давать небольшой вклад в суммарный выход нейтронов. Таким образом, в настоящей работе добавляются данные о реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$, что позволяет достовернее оценить выход и энергетический спектр нейтронов в высокоэнергичной части спектра.

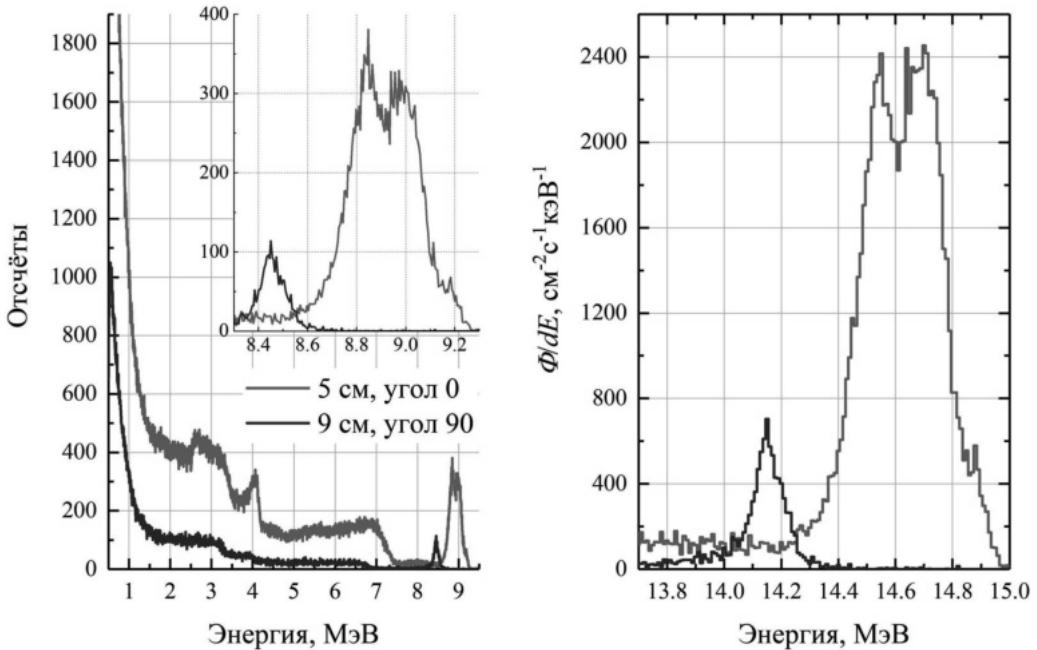


Рис. 2. Амплитудный спектр радиометра быстрых нейтронов с алмазным детектором АД-1 под облучением нейтронным спектром дейтерий-тритиевого генератора ИНГ-07Т под углом 0° или 90° относительно его оси и восстановленная по нему часть нейтронного спектра, где Φ/dE – плотность потока, нормированная на энергетическую ширину канала.

4. ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ

Сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ измерено следующим образом. Тонкий слой лития литиевой мишени облучают пучком дейтронов и регистрируют амплитудные спектры алмазных детекторов радиометра быстрых нейтронов в определенном телесном угле. Дифференциальное сечение реакции в лабораторных координатах $d\sigma/d\Omega$ определено по формуле:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e\Phi}{nl_{\text{Li}}I_d\Omega_{\text{lab}}} \frac{1}{(1 - k_{\text{abs}})},$$

где e – заряд электрона, n – плотность ядер ${}^7\text{Li}$, равная $(4.251 \pm 0.004) \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$, l_{Li} – толщина слоя лития, равная $(1.79 \pm 0.07) \times 10^{-4} \text{ см}$, I_d – ток дейтронов, k_{abs} – коэффициент ослабления нейтронного потока при прохождении моноэнергетического нейтронного потока сквозь конструкционные материалы, Ω_{lab} – телесный угол (табл. 1, [15]), Φ – плотность потока нейтронов, определяемая по формуле:

$$\Phi = \frac{Y}{Tk(\sigma_{12}\text{C})},$$

где $k(\sigma_{12}\text{C})$ – чувствительность детектора радиометра, зависящая от сечения реакции ${}^{12}\text{C}(n, \alpha_0){}^9\text{Be}$, Y – экспериментально определенное количество полезных событий в области анализа, T – время измерения.

Для определения коэффициента ослабления нейтронного потока со средней энергией 14.6 МэВ проведены дополнительные измерения плотности ней-

тронного потока под дейтерий-тритиевым генератором ИНГ-07Т. Между мишенью генератора и детектором размещены материалы, соответствующие конструкции нейтронного источника VITA при различных положениях детектора, после чего проведены измерения амплитудного спектра алмазного детектора АД-1 в составе радиометра РБН-А1-001. Поскольку не представляется возможным экспериментальное определение коэффициента ослабления моноэнергетического нейтронного потока разной энергии, то коэффициенты ослабления при различной энергии нейтронного потока определены с помощью нормировки коэффициента ослабления нейтронного потока со средней энергией 14.55–14.59 МэВ на относительное изменение значений полного сечения взаимодействия нейтронов с соответствующими материалами. Значения полного сечения взаимодействия нейтронов с соответствующими материалами определено в соответствии с их изотопным составом (изотопный состав природной меди: ${}^{63}\text{Cu}$ (69.1%) и ${}^{65}\text{Cu}$ (30.9%), дюрали: ${}^{27}\text{Al}$ (90–95%), свинца: ${}^{206}\text{Pb}$ (46.2%) и ${}^{208}\text{Pb}$ (52.4 %)). Расчет коэффициента ослабления моноэнергетического нейтронного потока при прохождении конструкционных материалов с незначительными изменениями толщины так же произведен с помощью нормировки на относительное изменение плотности потока нейтронов, полученного из экспоненциального закона ослабления плотности потока нейтронов [16]. Результаты вычислений представлены в табл. 1.

Таблица 1. Значения нормировочных коэффициентов

Средняя энергия дейтерона в реакции, кэВ	РБН-А1-001 с детектором АД-1			РБН-А3-001 с детектором В68		
	телесный угол, $\times 10^{-2}$ ср	коэффициент ослабления мо- ноэнергетического нейтронно- го потока с образованием Be		телесный угол, $\times 10^{-2}$ ср	коэффициент ослабления мо- ноэнергетического нейтронно- го потока с образованием Be	
		в основном состоянии	в 1-м возбужден- ном состоянии		в основном состоянии	в 1-м возбужден- ном состоянии
333	1.060	0.234	—	5.327	0.291	—
441	2.118	0.258	—	1.978	0.274	—
760	1.266	0.260	0.278	5.327	0.289	0.303
864	1.940	0.648	0.676	5.327	0.289	0.302
962	3.660	0.280	0.296	3.909	0.241	0.253
1064	3.660	0.280	0.296	3.909	0.241	0.252
1170	3.660	0.279	0.296	3.909	0.240	0.252
1270	3.660	0.279	0.295	3.909	0.240	0.251
1372	3.660	0.279	0.295	3.909	0.239	0.250
1473	3.660	0.278	0.295	3.909	0.239	0.250
1573	3.660	0.278	0.294	3.909	0.238	0.249
1674	3.660	0.278	0.294	3.909	0.238	0.249
1776	3.660	0.278	0.293	3.909	0.238	0.248
1877	3.660	0.278	0.293	3.909	0.238	0.248
1977	3.660	0.277	0.293	3.909	0.237	0.247
2078	3.660	0.277	0.293	3.909	0.237	—

5. РЕАКЦИЯ ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$

Реакция ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ приводит к образованию нейтрона и ядра берилля, при этом ядро берилля может находиться как в основном, так и в возбужденном состоянии: $\Gamma_{\text{Be}} \sim 10$ эВ, $E_{\text{Be}^*} \approx 2.9$ МэВ при $\Gamma_{\text{Be}^*} \sim 0.8$ МэВ. Типичный амплитудный спектр детектора, расположенного под углом 90° относительно оси дейтерий-тритиевого нейтронного генератора под моноэнергетическим нейтронным пучком с энергией 14.1 МэВ, представлен на рис. 2, а амплитудный спектр под мишенью установки VITA представлен на рис. 3а.

Восстановление высокоэнергетической части нейтронных спектров проведено нормировкой спектрального отклика алмазного детектора на сечение реакции ${}^{12}\text{C}(n, \alpha_0){}^9\text{Be}$ с учетом энергетического порога 5.7 МэВ. Использовано сечение реакции из работы [13], поскольку оно определено с меньшей погрешностью на схожем по качеству материале. Правый пик нейтронного спектра обусловлен нейтронами, образованными в реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии. В интервале энергий 6–8 МэВ амплитудных спектров алмазного детектора заметен дополнительный горб, обусловленный нейтронами из той же реакции, но с образованием ${}^8\text{Be}^*$ в первом возбужденном состоянии, который будет рассмотрен ниже. Высокоэнергетический пик аппроксимирован распределением Гаусса с фиксацией

положения его центра, ширины на половине высоты и площади (табл. 2 и 3). Также в амплитудных спектрах заметны две ступени – в области 1.5–4 МэВ и 1–1.5 МэВ, которые соответствуют нейтронным группам с более низкой энергией, но их анализ в данной работе проводиться не будет.

Проведено сравнение экспериментально полученных данных средней энергии нейтронного потока с результатами расчета кинематики реакции ${}^7\text{Li} + d = n + {}^8\text{Be} + 15.028$ МэВ [17] для обоих алмазных детекторов. Помимо хорошего соответствия с расчетными значениями у обоих спектрометрических радиометров видно небольшое, но увеличивающееся с ростом энергии дейтеронов отклонение, которое может быть обусловлено как погрешностью калибровки, так и физическими параметрами установки VITA (например, изменением фокусировки пучка дейтеронов при увеличении его энергии, что приводит к фактическому изменению расстояния от источника нейтронов до детектора с изменением угла). Ширина резонанса с образованием ядра берилля в основном состоянии весьма мала и составляет около 10 эВ [16], поэтому можно утверждать, что ширина экспериментально полученного пика определена энергетическим разрешением самого детектора, потерей энергии дейтеронов в мишени и размытием спектра нейтронов при прохождении сквозь конструкционные материалы от мишени до детектора, которым можно пренебречь. В ре-

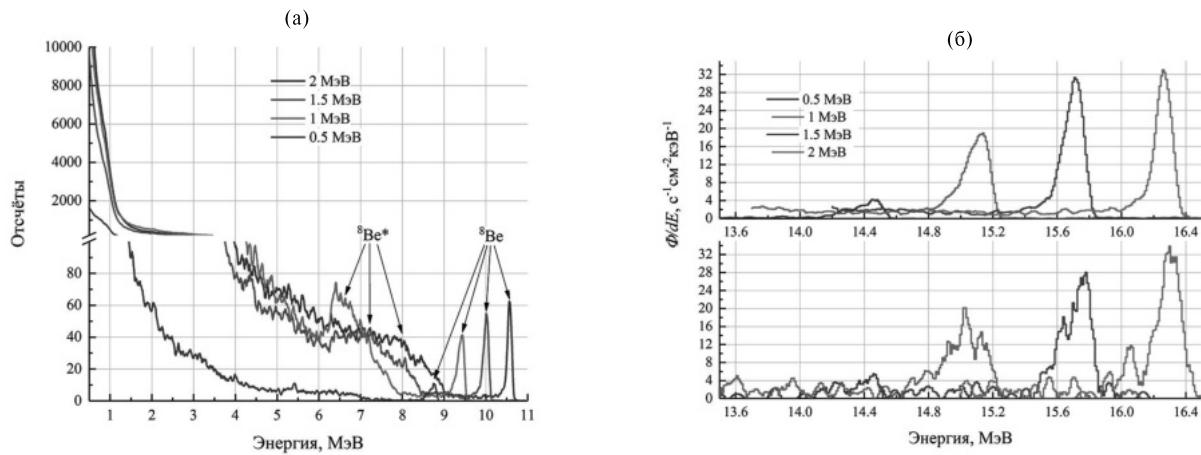


Рис. 3. а – Амплитудные спектры радиометра быстрых нейтронов с алмазным детектором большого размера АД-1 под облучением установки VITA при разных значениях энергии налетающих дейtronов. б – Спектры нейтронов, полученные из этих (сверху) и аналогичных им амплитудных спектров алмазных детекторов разной чувствительности (АД-1 – сверху и В68 – снизу), где Φ/dE – плотность потока, нормированная на энергетическую ширину канала.

Таблица 2. Измеренная с помощью РБН-А1-001 с детектором АД-1 плотность потока нейтронов реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$

Энергия налетающего дейтрана, МэВ	Средняя потеря энергии дейтрана в мишени, кэВ	Угол от оси, град	Расстояние, см	Средний ток пучка, мкА	Живое время, с	Положение пика нейтронов, МэВ	ШНПВ пика нейтронов, кэВ	Плотность потока нейтронов, $\text{с}^{-1}\text{см}^{-2}$
0.4	72	9	9.7	1.745	5399.58	14.36	153	92
0.5	63	29	6.85	1.823	5398.12	14.52	218	877
0.8	47	30	8.87	1.692	5396.32	14.63	207	2182
0.9	43	90	7.16	1.815	5396.02	13.93	130	1303
1	41	20	5.2	1.915	5388.01	15.24	197	3754
1.1	38	20	5.2	1.741	5387.57	15.37	158	3840
1.2	37	20	5.2	1.825	5390.15	15.50	171	3944
1.3	34	20	5.2	1.815	5390.88	15.63	153	4397
1.4	32	20	5.2	1.872	5390.91	15.76	154	4822
1.5	31	20	5.2	1.859	5390.45	15.88	146	4884
1.6	29	20	5.2	1.810	5389.61	16.00	140	4969
1.7	28	20	5.2	1.903	5387.53	16.13	128	5418
1.8	27	20	5.2	1.853	5385.4	16.25	122	5035
1.9	26	20	5.2	1.879	5385.18	16.37	127	4654
2	25	20	5.2	1.905	5385.08	16.48	119	4347
2.1	24	20	5.2	1.827	5383.76	16.60	126	4327

зультате оценки на интервале энергий налетающих дейтранов от 1 до 2 МэВ ширина на полувысоте пика детектора РБН-А1-001 уменьшается с 1.2% до 0.75%.

Полученные данные позволяют определить дифференциальное сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии. Поскольку дифференциальные сечения, измеренные с помощью обоих детекторов, не отличаются друг от друга в пределах погрешностей, то данную реакцию можно считать изотропной (рис. 4, табл. 4 и 5).

Погрешность измерения сечения определяется погрешностью измерения толщины лития (4%), погрешностью определения чувствительности детекторов (не выше 4.3%), погрешностью установки детектора (не более 2%), погрешностью определения коэффициента ослабления моноэнергетического нейтронного потока при прохождении сквозь конструкционные материалы (4%), погрешностью определения плотности атомных ядер лития (1%) и стандартной погрешностью (1–1.5%); в общей сложности это

Таблица 3. Измеренная с помощью РБН-А1-003 с детектором В68 плотность потока нейтронов реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ (живое время составляло 5399.3 с)

Энергия дейтрана, МэВ	Угол от оси, град	Расстояние, см	Средний ток пучка, мКА	Положение пика нейтронов, МэВ	ШНПВ пика нейтронов, кэВ	Плотность потока нейтронов, $\text{с}^{-1}\text{см}^{-2}$
0.4	38	4.3	1.745	14.31	153	1920
0.5	32	7.09	1.823	14.36	321	1308
0.8	38	4.3	1.692	14.58	250	7583
0.9	38	4.3	1.815	14.70	232	6267
1	13	5.03	1.915	15.02	325	5134
1.1	13	5.03	1.741	15.24	216	5683
1.2	13	5.03	1.825	15.35	242	5248
1.3	13	5.03	1.815	15.58	217	4913
1.4	13	5.03	1.872	15.61	225	6060
1.5	13	5.03	1.859	15.73	217	5749
1.6	13	5.03	1.810	15.87	170	4586
1.7	13	5.03	1.903	15.96	184	5932
1.8	13	5.03	1.853	16.05	200	5996
1.9	13	5.03	1.879	16.15	212	4714
2	13	5.03	1.905	16.30	170	6089
2.1	13	5.03	1.827	16.41	189	5455

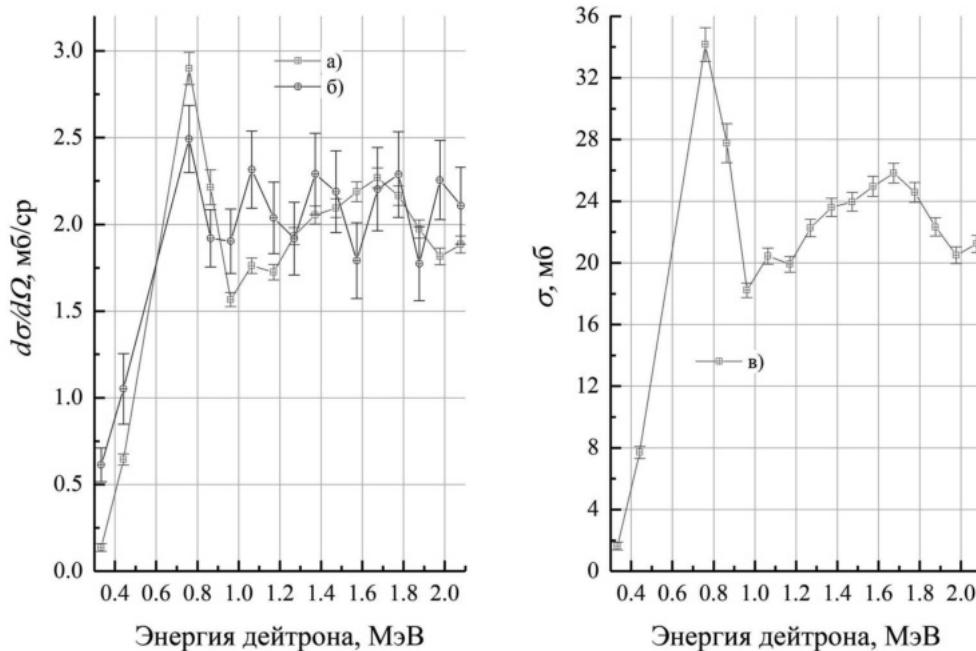


Рис. 4. Дифференциальные (*a*, *b*) и эффективное парциальное (*c*) сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии, определенные по амплитудным спектрам двух разных алмазных детекторов с указанием статистической погрешности.

не более 7.6%. Погрешность определения угла составляет $\pm 1^\circ$. Погрешность определения сечения реакции ${}^{12}\text{C}(n, \alpha_0){}^9\text{Be}(\delta_{c12})$ и статистическая погрешность ($d\sigma_i/d\Omega_i$) указаны в табл. 4, 5.

Основные работы, в которых проводили абсолютные измерения эффективного парциального сечения ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ${}^8\text{Be}$ – это работы [18–21],

включенные в базу данных EXFOR [22]. Только в двух работах [20, 21] на основании измерения углового энергетического распределения плотности нейтронного потока измерено эффективное парциальное сечение этой реакции. Относительные угловые энергетические распределения плотности нейтронного потока слабо коррелируют друг с другом, а вы-

Таблица 4. Дифференциальное сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии

E , кэВ	θ_1 , град	$d\sigma_1/d\Omega_1$, мбн/ср	$\Delta d\sigma_1/d\Omega_1$, мбн/ср	θ_2 , град	$d\sigma_2/d\Omega_2$, мбн/ср	$\Delta d\sigma_2/d\Omega_2$, мбн/ср	δ_{c12} , %
333	9	0.12	0.02	38	0.40	0.06	6.3
441	29	0.57	0.03	32	0.67	0.13	6.4
760	30	3.28	0.10	38	1.86	0.14	6.4
864	90	1.73	0.08	38	1.53	0.13	6.6
962	20	1.74	0.04	13	1.64	0.16	6.4
1064	20	1.96	0.05	13	1.95	0.19	6.6
1170	20	1.87	0.05	13	1.69	0.17	6.8
1270	20	1.96	0.05	13	1.51	0.16	6.8
1372	20	2.06	0.05	13	1.79	0.18	6.8
1473	20	2.17	0.06	13	1.73	0.19	7.0
1573	20	2.37	0.06	13	1.49	0.18	7.0
1674	20	2.55	0.06	13	1.90	0.21	7.0
1776	20	2.50	0.06	13	2.01	0.22	7.0
1877	20	2.38	0.06	13	1.62	0.19	6.8
1977	20	2.35	0.06	13	2.15	0.22	6.8
2078	20	2.27	0.06	13	2.01	0.21	6.9

Таблица 5. Эффективное парциальное сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии

E , кэВ	ΔE , кэВ	σ_1 , мбн	δ_{st} , %	δ_{12} , %
333	72	1.64	15.7	6.3
441	63	7.71	5.1	6.4
760	47	34.16	3.2	6.4
864	43	27.77	4.6	6.6
962	41	18.23	2.6	6.4
1064	38	20.44	2.5	6.6
1170	37	19.91	2.6	6.8
1270	34	22.27	2.5	6.8
1372	32	23.60	2.5	6.8
1473	31	23.96	2.6	7.0
1573	29	24.97	2.6	7.0
1674	28	25.83	2.5	7.0
1776	27	24.57	2.6	7.0
1877	26	22.34	2.6	6.8
1977	25	20.51	2.6	6.8
2078	24	21.24	2.6	6.9

явленные зависимости у разных авторов разные и могут быть обусловлены характерным для их установок ослаблением нейтронного потока при прохождении сквозь конструкционные материалы. По дифференциальному сечениям наибольшее совпадение, полученных в настоящей работе результатов при энергиях дейtronов 0.4–0.5 МэВ наблюдается с результатами Dai Nengxiong [19], измеренных под углом 90°, при энергиях дейtronов 0.8–1.5 МэВ – с результатата-

ми Бочкирева [18], измеренных под углом 0°, и при энергиях дейtronов 1.5–2.1 МэВ с результатами Осетинского [21], измеренных под углом 120°. Эффективное парциальное сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии находится ниже значений, измеренных в работах [20, 21]. Поскольку углы, на которых были расположены оба детектора относительно пучка налетающих дейtronов, не сильно отличаются друг от друга, то предположение об изотропности данной реакции может оказаться ошибочным. Результаты измерений относительных угловых энергетических распределений плотности нейтронного потока, соответствующих ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии, в ряде работ других авторов также можно считать изотропными в пределах погрешности измерения [20, 21, 23–25].

6. РЕАКЦИЯ ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$

Реакция ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ приводит к образованию нейтрона и ядра бериллия в первом возбужденном состоянии $E_{{}^8\text{Be}^*} \approx 2.9$ МэВ при $\Gamma_{{}^8\text{Be}^*} \sim 0.8$ МэВ. Восстановление высокоэнергетической части нейтронных спектров, обусловленное этим каналом ядерной реакции, осложнено не только наложением на нейтронную группу с широким энергетическим распределением из реакции ${}^7\text{Li}(d, na){}^4\text{He}$, но и наложением на амплитудные спектры, обусловленные более высокоэнергетической частью нейтронного спектра, включая рассмотренную выше реакцию с образованием ядра ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии (каналы реакции ${}^{12}\text{C}(n, 3\alpha)$ на алмазе). Наиболее верным решением бы-

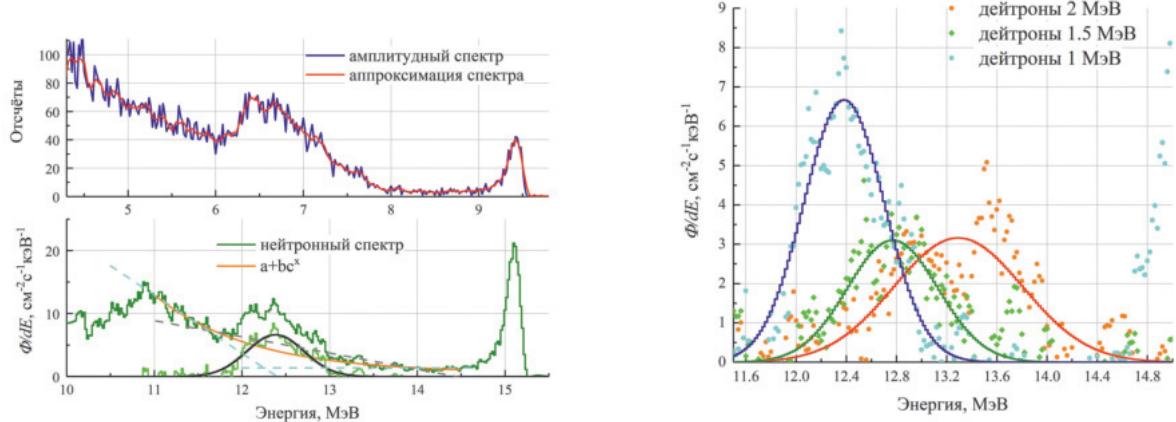


Рис. 5. *a* – Сверху амплитудный спектр алмазного детектора большего объема (АД-1) под облучением установки VITA при 1 МэВ налетающих дейtronов (синий цвет), его аппроксимация функцией отклика алмазного детектора (красный) и внизу восстановленный нейтронный спектр (зеленый), где Φ/dE – плотность потока, нормированная на энергетическую ширину канала. На нижнем графике также представлена аппроксимирующая функция фона $y = a + b \cdot c^x$ (оранжевый цвет), предельные аппроксимирующие функции фона из двух прямых (голубая штриховая кривая) и одной прямой (серая штриховая), выделенный пик, соответствующий ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ (салатовый цвет), его аппроксимация распределением Гаусса (черный). *б* – Выделенные нейтронные спектры, полученные с помощью РБН-А1-001, соответствующие первому уровню возбуждения ядра ${}^8\text{Be}^*$ с их аппроксимацией распределением Гаусса для энергии налетающих дейtronов 1, 1.5 и 2 МэВ.

ло бы использовать экспериментальные спектральные отклики под моноэнергетическими нейтронными пучками, полученными, например, в работе [13], но, к сожалению, в полной мере они не приведены, поэтому применен традиционный способ восстановления нейтронных спектров на основе функции отклика алмазного детектора, полученной с помощью кода ПО Geant4. Рассчитанная с помощью ПО Geant4 [26] функция отклика алмазного детектора связывает между собой групповой спектр налетающих на детектор нейтронов и амплитудный спектр детектора (среднее количество отсчетов в каналах условного АЦП, где номер канала соответствует величине оставленной продуктами реакции энергии). Недостаток данного способа помимо высокой погрешности заключается в том, что при восстановлении нейтронного спектра наблюдается достаточно сильное расхождение результатов расчета с экспериментальными данными с появлением дополнительных экстремумов, ничем в действительности не обусловленных в области ожидаемого нейтронного пика из ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ [26].

Характерный амплитудный спектр алмазного детектора под облучением установки VITA при 1 МэВ энергии налетающих дейtronов с результатом восстановления нейтронных спектров в области энергий, соответствующих ядерной реакции с образованием первого возбужденного состояния ядра бериллия, представлен на рис. 5.

С помощью аппроксимации амплитудных спектров при разных энергиях налетающих дейtronов функци-

ей отклика алмазного детектора получены энергетические спектры нейтронов (рис. 5а снизу), в окрестности ожидаемого пика выделен фон в виде функции $\Phi(E) = a + b \cdot c^E$, соответствующий широкому энергетическому нейтронному распределению из реакции ${}^7\text{Li}(d, na){}^4\text{He}$ и рассеянной компоненте нейтронной группы, соответствующей образованию ядра ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии, разница между ними позволила выделить нейтронный пик, обусловленный нейтронной группой, соответствующей образованию ядра ${}^8\text{Be}^*$ в первом возбужденном состоянии (рис. 5б). Для оценки погрешности неопределенности функции фона рассмотрены две дополнительные функции, соответствующие предельным значениям интеграла пика, соответствующего ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ (рис. 5а снизу). Важно отметить, что пик в районе 11 МэВ обусловлен не физическими явлениями, а несовершенством аппроксимации функцией отклика алмазного детектора. Погрешность неопределенности функции фона является доминирующей и определена как среднеквадратическое отклонение интеграла пика, соответствующего ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$, полученного с использованием трех разных функций.

Поскольку стабильность и высокая величина энергетического разрешения спектрометра при изменении энергии дейтонного пучка подтверждается нейтронным пиком, соответствующим ядерной реакции с образованием ядра ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии, то представляется возможным определить среднюю энергию возбуждения ядра ${}^8\text{Be}^*$ и ее среднюю ширину.

Таблица 6. Измеренная с помощью РБН-А1-001 плотность потока нейтронов реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ (средняя потеря энергии дейтрана в мишени, угол от оси, расстояние до мишени, средний ток пучка и живое время приведены в соответствующих столбцах табл. 3 и 4)

Энергия налетающего дейтрана, МэВ	РБН-А1-001 с детектором АД-1			РБН-А1-003 с детектором В68		
	положение пика нейтронов, МэВ	ШНПВ пика нейтронов, кэВ	плотность потока нейтронов, $\text{с}^{-1}\text{см}^{-2}$	положение пика нейтронов, МэВ	ШНПВ пика нейтронов, кэВ	плотность потока нейтронов, $\text{с}^{-1}\text{см}^{-2}$
0.8	12.26	0.33	243	12.04	1.21	3662
0.9	11.10	0.77	1084	12.10	0.53	3263
1	12.38	0.77	5418	12.50	1.21	9342
1.1	12.38	0.92	9441	12.51	1.10	14573
1.2	12.52	0.93	5084	12.65	0.84	6144
1.3	12.61	0.88	4255	12.45	1.15	4920
1.4	12.71	0.87	3281	12.85	1.16	9072
1.5	12.76	0.90	2900	13.24	1.56	9292
1.6	12.95	0.95	2880	13.14	1.36	7282
1.7	12.92	1.16	3391	13.11	1.66	10618
1.8	13.07	1.32	4533	13.53	1.04	5798
1.9	13.23	1.38	3960	13.49	1.22	9145
2	13.30	1.21	4061	13.60	0.99	7034
2.1	13.37	1.09	3083			

По полученным спектрометрическим радиометром РБН-А1-001 результатам энергия первого возбужденного состояния ядра ${}^8\text{Be}^*$ составила 2.88 ± 0.13 МэВ, а ее ширина 0.96 ± 0.27 МэВ. Получено хорошее совпадение при сравнении экспериментально полученных данных средней энергии нейтронного потока с результатами расчета кинематики реакции ${}^7\text{Li} + d = n + {}^8\text{Be} + 15.028$ МэВ [17] с учетом энергии на возбуждение ядра ${}^8\text{Be}^*$ 2.88 МэВ для обоих алмазных детекторов (табл. 6).

Полученные данные позволяют определить дифференциальное сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ с образованием ${}^8\text{Be}^*$ в первом возбужденном состоянии. При энергии пучка налетающих дейтранов с энергией 400 и 500 кэВ нейтронного пика, соответствующего образованию ${}^8\text{Be}^*$, не обнаружено. Дифференциальные сечения, полученные с помощью детектора малого объема, обладают большим разбросом и малой достоверностью из-за недостаточного для восстановления нейтронных спектров количества отсчетов, но тем не менее показывают хорошее совпадение с результатами измерений, полученными с помощью детектора большего объема АД1 особенно в области энергий 0.7–1.1 МэВ. Эффективное парциальное сечение реакции определяем, считая реакцию изотропной (рис. 6, табл. 7).

Погрешность измерения сечения определяется погрешностью определения толщины лития (4%), погрешностью определения чувствительности детекторов (не выше 4.3%), погрешностью установки детек-

торов (не более 2%), погрешностью определения коэффициента ослабления моноэнергетического нейтронного потока при прохождении сквозь конструкционные материалы (4%), погрешностью определения плотности ядер Li (1%), суммой погрешности определения сечения ядерных нейтронных реакций на углероде из базы данных ENDF/B-VIII.0, используемых в ПО Geant4, и погрешности аппроксимации (не более 20% + 5%) и стандартной погрешностью (1–1.5 %); в общей сложности это не более 26.1%. Погрешность определения угла составляет $\pm 1^\circ$. Корень суммы квадратов статистической погрешности и погрешности неопределенности функции фона ($\Delta d\sigma_i/d\Omega_i, \Delta\sigma$) указан в табл. 7.

Основные работы, в которых проводились абсолютные измерения сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ с образованием ${}^8\text{Be}^*$, – это работы [18–21], включенные в базу данных EXFOR [22]. Только в двух работах [20, 21] на основании измерения углового энергетического распределения плотности нейтронного потока измерено эффективное парциальное сечение этой реакции. Угловые распределения сечения реакции, также как и для случая образования ядра ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии, слабо коррелируют друг с другом, а выявленные зависимости у разных авторов разные и могут быть обусловлены характерным для их установок ослаблением нейтронного потока при прохождении сквозь конструкционные материалы, энергетическим разрешением используемых ими детекторов и алгоритмом выделения нейтронного пика от ядерной

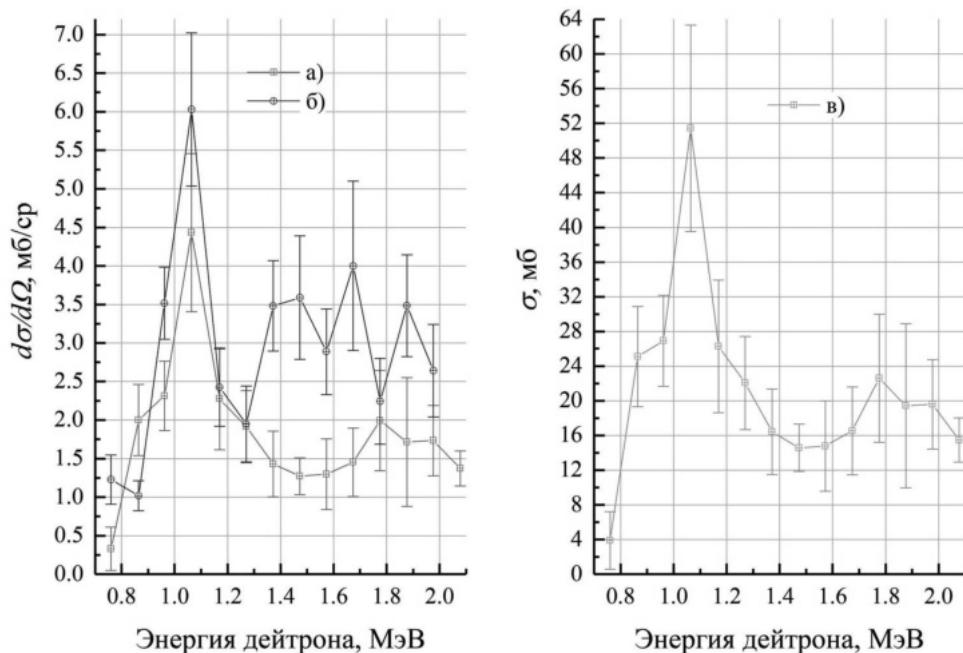


Рис. 6. Дифференциальные (*a*, *б*) и эффективное парциальное сечение (*в*) реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ с образованием ${}^8\text{Be}^*$ в первом возбужденном состоянии, определенные по измерениям спектров отклика двух алмазных детекторов разной чувствительности с указанием корня суммы квадратов статистической погрешности и погрешности неопределенности функции фона.

Таблица 7. Дифференциальное и интегральное сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ с образованием ${}^8\text{Be}^*$ в первом возбужденном состоянии

$E, \text{кэВ}$	$\Delta E, \text{кэВ}$	$\theta_1, \text{град}$	$d\sigma_1/d\Omega_1, \text{мбн/ср}$	$\Delta d\sigma_1/d\Omega_1, \text{мбн/ср}$	$\sigma, \text{мбн}$	$\Delta\sigma, \text{мбн}$
760	47	30	0.33	0.28	3.91	3.3
864	43	90	2.00	0.46	25.1	5.8
962	41	20	2.31	0.45	26.9	5.2
1064	38	20	4.43	1.03	51.8	11.9
1170	37	20	2.28	0.66	26.3	7.6
1270	34	20	1.91	0.47	22.1	5.4
1372	32	20	1.43	0.43	16.4	4.9
1473	31	20	1.27	0.24	14.6	2.7
1573	29	20	1.30	0.46	14.8	5.2
1674	28	20	1.45	0.44	16.5	5.1
1776	27	20	1.99	0.65	22.6	7.4
1877	26	20	1.71	0.84	19.4	9.5
1977	25	20	1.73	0.46	19.6	5.2
2078	24	20	1.37	0.23	15.5	2.5

реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ на фоне остальных составляющих амплитудных спектров. Значения как дифференциальных, так и эффективных парциальных сечений, полученных в данной работе, лежат существенно ниже измеренных другими авторами величин, что обусловлено использованием более качественного спектрометрического оборудования и последующей об-

работки полученных данных. Положение резонансного максимума этой ядерной реакции выше, чем у всех предыдущих исследователей, что указывает на то, что, в отличие от них, анализируемый пик на амплитудных спектрах детектора не содержит в себе отсчетов, обусловленных вкладом ядерных реакций ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с резонансным максимумом ниже

0.8 МэВ и $^7\text{Li}(d, n\alpha)^4\text{He}^*$ со смесью резонансных максимумов ниже 1.1 МэВ [8].

Предположение об изотропности данной реакции может оказаться ошибочным, но и результаты измерений углового распределения парциального сечения реакции $^7\text{Li}(d, n)^8\text{Be}^*$ с образованием $^8\text{Be}^*$ в первом возбужденном состоянии другими авторами можно считать изотропными в пределах погрешности измерения [20, 21, 24, 28].

Лишь в одной работе [28] говорится о наблюдении ядерной реакции $^7\text{Li}(d, n)^8\text{Be}^{**}$ с образованием второго возбужденного состояния $^8\text{Be}^{**}$ с энергией 11.7 МэВ, но выглядит это несколько самонадеянно, поскольку помимо широкого нейтронного распределения $^7\text{Li}(d, n\alpha)^4\text{He}$ как раз в этой области энергий должен наблюдаваться пик от $^6\text{Li}(d, n)^7\text{Be}$ реакции, не говоря про фоновое гамма-излучение и вклад от более высокоэнергетических нейтронных ядерных реакций. На основании вышеизложенного можно утверждать, что в рассматриваемом энергетическом интервале определены все эффективные парциальные сечения ядерной реакции $^7\text{Li}(d, n)^8\text{Be}$.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерены эффективные парциальные сечения ядерных реакций $^7\text{Li}(d, n)^8\text{Be}$ с образованием ядра Be в основном и первом возбужденном состояниях. Измерены энергия и ширина первого возбужденного энергетического уровня ядра $^8\text{Be}^*$. Показаны преимущества и возможности применения спектрометрических алмазных детекторов в составе радиометра быстрых нейtronов РБН-А1 (“Проектный центр ИТЭР”, Троицк, Россия, [9]).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-72-30005, <https://rscf.ru/project/19-72-30005/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С. Ю. Таскаев, Ускорительный источник нейтронов VITA (Физматлит, Москва, 2024).
2. S. Taskaev, E. Berendeev, M. Bikchurina, T. Bykov, D. Kasatov, I. Kolesnikov, A. Koshkarev, A. Makarov, G. Ostreinov, V. Porosev, S. Savinov, I. Shchudlo, E. Sokolova, I. Sorokin, T. Sycheva, and G. Verkhovod, *Biology* **10**, 350 (2021).
3. <https://www.bergoz.com/products/npct/>
4. P. de Groot, *Handbook of Stable Isotope Analytical Techniques* (Elsevier, 2009), Vol. II.
5. K. Lieberman et al., *Experientia* **42**, 985 (1986).
6. D. Kasatov, Ia. Kolesnikov, A. Koshkarev, A. Makarov, E. Sokolova, I. Shchudlo, and S. Taskaev, *J. Instrum.* **15**, P10006 (2020).
7. S. Taskaev, M. Bikchurina, T. Bykov, D. Kasatov, Ia. Kolesnikov, A. Makarov, G. Ostreinov, S. Savinov, and E. Sokolova, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **525**, 55 (2022).
8. S. Taskaev, M. Bikchurina, T. Bykov, D. Kasatov, Ia. Kolesnikov, G. Ostreinov, S. Savinov, and E. Sokolova, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **554**, 1654460 (2024).
9. <https://fgis.gost.ru/fundmetrology/registry/4/items/1414010>
10. А. В. Красильников, Н. Б. Родионов, А. П. Большаков, В. Г. Ральченко, С. К. Вартапетов, Ю. Е. Сизов, С. А. Мещанинов, А. Г. Трапезников, В. П. Родионова, В. Н. Амосов, Р. А. Хмельницкий, А. Н. Кириченко, *ЖТФ* **92**, 596 (2022).
11. D. Rigamonti, L. Giacomelli, G. Gorini, M. Nocente, M. Rebai, M. Tardocchi, M. Angelone, P. Batistoni, A. Cufar, Z. Ghani, S. Jednorog, A. Klix, E. Laszynska, S. Loreti, M. Pillon, S. Popovichev, N. Roberts, D. Thomas and JET Contributors, *Meas. Sci. Technol.* **29**, 045502 (2018), <https://doi.org/10.1088/1361-6501/aaa675>
12. А. В. Красильников, В. Б. Квасков, Природные алмазы России (Полярон, Москва, 1997), с. 131.
13. S. A. Kuvin, H. Y. Lee, B. DiGiovine, A. Georgiadou, S. Mosby, D. Votaw, M. White, and L. Zavorka, *Phys. Rev. C* **104**, 014603 (2021), <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.104.014603>
14. D. Rigamonti, A. Dal Molin, A. Muraro, M. Rebai, L. Giacomelli, G. Gorini, M. Nocente, E. Perelli Cippo, S. Conroy, G. Ericsson, J. Eriksson, V. Kiptily, Z. Ghani, Z. Stancar, M. Tardocchi and JET Contributors, *Nucl. Fusion* **64**, 016016 (2024), <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ad0a49>
15. Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* (WILEY John Wiley & Sons, 2010), 4th ed.
16. Ю. М. Широков, Н. П. Юдин, Ядерная физика (Наука, Москва, 1980).
17. <https://skisickness.com/2020/02/kinematics/>
18. О. В. Бочкарев, В. А. Вуколов, Е. А. Колтыдин и др., Препринт Нейтроны из реакции $^7\text{Li} + \text{D}$ в интервале энергии дейtronов 0.7–12.1 МэВ (РНЦ “Курчатовский институт”, Москва, 1994).
19. Dai Nengxiong, Qi Bujia, Mao Yajun, Zhuang Fei, Yao Jinzhang, and Wang Xiaozhong, *Chin. J. Nucl. Phys.* **9**, 103 (1987).
20. C. Nussbaum, *Helvetica Phys. Acta* **42**, 361 (1969), <https://doi.org/10.5169/seals-114072>
21. Г. М. Осетинский, Б. Сикора, Я. Тыкэ, Б. Фрыщин, Исследование реакции $^7\text{Li}(d, n)^8\text{Be}$ (Дубна, 1970).
22. <https://www-nds.iaea.org/exfor/ibandl.htm>
23. C. H. Johnson and C. C. Trail, *Phys. Rev.* **133**, B1183 (1964), <https://doi.org/10.1103/PhysRev.133.B1183>
24. Yan Chen, Sun Hancheng, Na Xiangyin, Ma Weiyi, Cui Yunfeng, and Hu Xuanwen, *Chin. J. Nucl. Phys.* **2**, 137 (1980).
25. C. Milone and R. Potenza, *Nucl. Phys.* **84**(1), 25 (1966), [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(66\)90430-5](https://doi.org/10.1016/0029-5582(66)90430-5)

26. J. Allison et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **835**, 186 (2016), <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125>
27. С. А. Мещанинов, Н. Б. Родионов, А. В. Красильников, В. О. Сабуров, Е. И. Казаков, А. А. Лычагин, С. Р. Корякин, Ю. А. Кашук, Р. Н. Родионов,
28. В. Н. Амосов, А. С. Джурек, Исследование характеристик поля 14.7 МэВ нейтронов алмазным детектором, ПТЭ (2024) (в печати).
28. J. Juna and K. Konecny, Zentralinst. f. Kernforschung, Rossendorf Reports **122**, 195 (1966).

MEASUREMENT OF CROSS-SECTION OF THE ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ REACTIONS AT THE DEUTERON ENERGIES FROM 0.4 to 2.1 MeV

S. A. Meshchaninov¹⁾, A. V. Krasilnikov¹⁾, N. B. Rodionov¹⁾, Y. A. Kashchuk¹⁾, S. Y. Obudovsky¹⁾, A. S. Dzhurik¹⁾, T. M. Kormilitsyn¹⁾, R. N. Rodionov¹⁾, V. N. Amosov¹⁾, G. E. Nemtsev¹⁾, M. I. Bikchurina^{2),3)}, T. A. Bykov^{2),3)}, G. D. Verkhovod^{2),3)}, D. A. Kasatov^{2),3)}, Ia. A. Kolesnikov^{2),3)}, G. M. Ostreinov^{2),3)}, E. O. Sokolova^{2),3)}, S. Yu. Taskaev^{2),3),4)}

¹⁾Institution “Project Center ITER”, State Atomic Energy Corporation “Rosatom”, Moscow, Russia

²⁾Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, Russia

³⁾Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia

⁴⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

Obtaining intense neutron fluxes are required for production of radioactive isotopes, radiation testing of promising materials, neutron diffraction, neutron capture therapy and other applications. The interaction of deuterons with lithium is characterized by a high neutron yield, a wide variety of reactions, but the available experimental data on the reaction cross-section are scarce and contradictory, which does not allow reliable estimation of the yield and spectrum of generated neutrons. In this work, effective partial cross-sections of the nuclear reactions ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ with the formation of the Be nucleus in the ground and first excited states at deuteron energies from 0.4 to 2.1 MeV were measured at accelerator based neutron source VITA using developed RBN-A1 fast neutron spectrometric radiometer. It is shown that measurements by the fast detector radiometer with two diamond spectrometric detectors provide a number of advantages over the traditionally used measuring path scintillation detector. Analysis of the high-energy part of the amplitude spectra of diamond detectors, determined by the reactions ${}^{12}\text{C}(n, \alpha){}^9\text{Be}$ and ${}^{12}\text{C}(n, \alpha){}^9\text{Be}^*$, made it possible to measure the effective partial cross sections of the nuclear reaction ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ with the formation of the Be nucleus in the ground and especially in the first excited state.

ВНУТРЕННИЙ ФОН ДЕТЕКТОРА ОТ ДВУХНЕЙТРИННОГО ДВОЙНОГО БЕТА-РАСПАДА ПРИ ПОИСКЕ БЕЗНЕЙТРИННОГО ДВОЙНОГО БЕТА-РАСПАДА ^{150}Nd

© 2024 г. А. Р. Амирасланова²⁾, З. А. Ахматов²⁾, И. Р. Барабанов^{1),2)}, А. В. Вересникова^{1),2),*},
В. И. Гуренцов^{1),2)}, А. М. Гангапшев^{1),2)}, Д. М. Кабардова²⁾, В. В. Казалов^{1),2)}, З. Х. Калажоков²⁾,
А. А. Каншаов²⁾, Г. Я. Новикова^{1),2)}, Д. А. Текуева^{1),2)}, М. Ш. Тхазаплижев²⁾, Е. А. Янович^{1),2)}

Поступила в редакцию 10.07.2024 г.; после доработки 10.07.2024 г.; принята к публикации 10.07.2024 г.

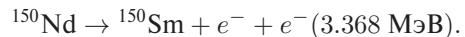
Рассчитан внутренний фон детектора, возникающий при поиске безнейтринного двойного бета-распада изотопа ^{150}Nd , от двухнейтринного бета-распада того же изотопа. Расчет выполнен для детектора на основе жидкого неодимсодержащего органического сцинтиллятора объемом в несколько литров при различных конфигурациях детектора и концентрациях Nd вплоть до 5.5 г/л. Получены ограничения на чувствительность детектора при поиске безнейтринного двойного бета-распада изотопа ^{150}Nd .

DOI: 10.31857/S0044002724060116, EDN: HOVEGD

1. ВВЕДЕНИЕ

Поиск безнейтринного двойного бета-распада ($0\nu 2\beta$ -распада) ядер – одна из наиболее актуальных и интересных задач современной физики низких энергий [1]. Открытие и измерение скорости $0\nu 2\beta$ -распада позволит установить природу нейтрино (дираковская или майорановская) [2], а также вычислить абсолютную величину эффективной массы нейтрино. Таким образом, регистрация безнейтринного двойного бета-распада будет означать открытие “новой физики” [3]. Большое количество экспериментов с изотопами различных элементов нацелено на достижение более высокого предела периода полураспада $T_{1/2}(0\nu)$. Среди наиболее перспективных кандидатов по поиску $0\nu 2\beta$ -распада является ядро изотопа неодима – ^{150}Nd – благодаря большой энергии перехода ($Q\beta\beta = 3.368 \text{ МэВ}$) и высокому атомному номеру. Высокая энергия $0\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd повышает вероятность его наблюдения при значительном улучшении фоновых условий эксперимента и повышении энергетического разрешения детектора. При этом, учитывая важность проблемы, особенно в случае положительного результата, желательно его подтверждение в различных типах экспериментов [4, 5].

В настоящей работе мы рассматриваем возможность создания детектора с неодимсодержащим жидким органическим сцинтиллятором (Nd-OC) для регистрации $0\nu 2\beta$ -распада изотопа ^{150}Nd :



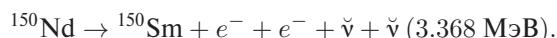
При $0\nu 2\beta$ -распаде изотопа ^{150}Nd образуются два электрона с суммарной энергией 3.368 МэВ.

Органические сцинтилляторы по сравнению с другими типами детекторов (криогенными и ионизационными) имеют, как правило, худшее разрешение. Однако возможность создания крупномасштабных установок с более высокой чистотой по радиоактивным примесям позволяет рассматривать жидкие сцинтилляционные детекторы в качестве перспективных.

Рассматриваемая задача по созданию детектора на основе Nd-OC ранее исследовалась в работах [5–7].

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

В качестве прототипа крупномасштабного детектора создается детектор в рамках проекта “Новые методы исследования безнейтринного двойного бета-распада” с цилиндрической сцинтилляционной ячейкой диаметром 10 см и длиной 30 см из оптического кварца или органического стекла и аналогичной ячейкой с квадратным сечением. Конечное энергетическое разрешение детектора приводит к возникновению принципиально неустранимого фона от двухнейтринного двойного бета-распада ($2\nu 2\beta$ -распада) исследуемого изотопа с той же самой максимальной суммарной энергией:



В предыдущей статье авторов [8] представлены подробные расчеты, выполненные методом Монте-Карло, ожидаемого энергетического разрешения детектора для двух типов неодимсодержащего жидкого

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

²⁾ Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х.М. Бербекова, Нальчик, Россия.

* E-mail: annaveresnikova@gmail.com

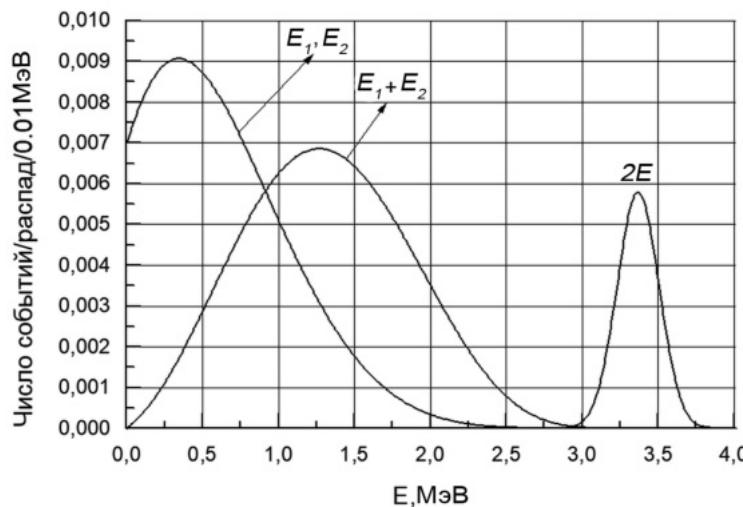


Рис. 1. Спектр одиночных электронов E_1, E_2 (2), спектр суммарной энергии двух электронов $E_1 + E_2$ (3) без учета влияния кулоновского поля и энергетического разрешения. $2E$ – распределение сигнала от $0\nu2\beta$ -распада с учетом энергетического разрешения.

органического сцинтиллятора на основе LAB (линейного алкилбензола) и PC (псевдокумола). Используя эти результаты и известный период полураспада $2\nu2\beta$ -распада (9.11×10^{18} , лет [9]), рассчитаны возникающий внутренний фон и ограничения на чувствительность детектора.

При $2\nu2\beta$ -моде распада ^{150}Nd вероятность перехода на основной уровень дочернего ядра, проинтегрированная по импульсам нейтрино и углу разлета электронов [10, 11], равна:

$$dW(E_1, E_2) = \text{Const} F(E_1, Z) F(E_2, Z) (E_1 + 1)^2 \times (E_2 + 1)^2 (E_0 - E_1 - E_2)^5 dE_1 dE_2, \quad (1)$$

где E_1, E_2 – кинетические энергии электронов, $E_0 = 3.368$ МэВ – их максимальная энергия в единицах массы электрона,

$$F(E, Z)$$

есть фактор, учитывающий влияние кулоновского поля ядра на отдельный электрон. Спектр одиночных электронов из работы [10] представлен выражением

$$dW(E_1) = \text{Const} F(E_1, Z) (E_1 + 1)^2 (E_0 - E_1)^6 \times [(E_0 - E_1)^2 + 8(E_0 - E_1) + 28] dE_1. \quad (2)$$

В сцинтилляционном детекторе регистрируется суммарная энергия двух электронов. Получить такой спектр можно моделированием случайной последовательности процесса $2\nu2\beta$ -распада. Бета-распад ядра можно представить как случайный процесс последовательного излучения двух электронов и регистрации их суммарной энергии. Моделирование случайных процессов сводится к моделированию последовательностей случайных событий. Существуют известные процедуры моделирования произвольного

распределения случайной величины при помощи генератора случайных чисел, равномерно распределенных на отрезке (0–1), например, метод обратной функции [12].

Случайная последовательность $2\nu2\beta$ -распада состоит из трех случайных событий:

- 1) генерации случайного значения энергии первого электрона E_1 , распределенной по формуле (2);
- 2) генерации случайного значения энергии второго электрона E_2 , распределенной по формуле (1) при фиксированном значении энергии первого электрона E_1 ;
- 3) определения случайного значения суммарной энергии электронов $E = E_1 + E_2$.

3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При наборе статистики 109 событий бета-распада ^{150}Nd с максимальной энергией электронов 3,368 МэВ без учета фактора кулоновского поля ядра был получен спектр суммарной энергии двух электронов, который с высокой точностью описывается следующей функцией:

$$\Phi(E) = E(E^4 + 10E^3 + 40E^2 + 60E + 30)(E_0 - E)^5, \\ E = (E_1 + E_2). \quad (3)$$

Аналогичный результат ранее был получен в работе [11]. Эти спектры представлены на рис. 1.

В численных расчетах для учета влияния кулоновского поля на отдельный электрон были использованы таблицы функций $F(E, Z)$ из работы [13].

На рис. 2 представлена зависимость $F(E, Z)$ от энергии одиночного электрона для изотопа ^{150}Nd .

На рис. 3 представлен спектр суммарной энергии двух электронов без учета $\Phi(E)$ и с учетом $\Phi_F(E)$ фактора $F(E, Z)$, который хорошо описывается в области

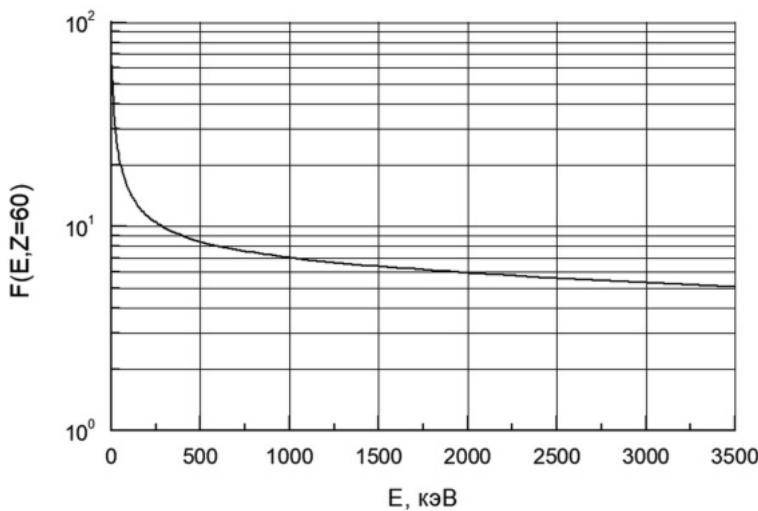


Рис. 2. Зависимость $F(E, Z)$ от энергии одиночного электрона для изотопа ^{150}Nd .

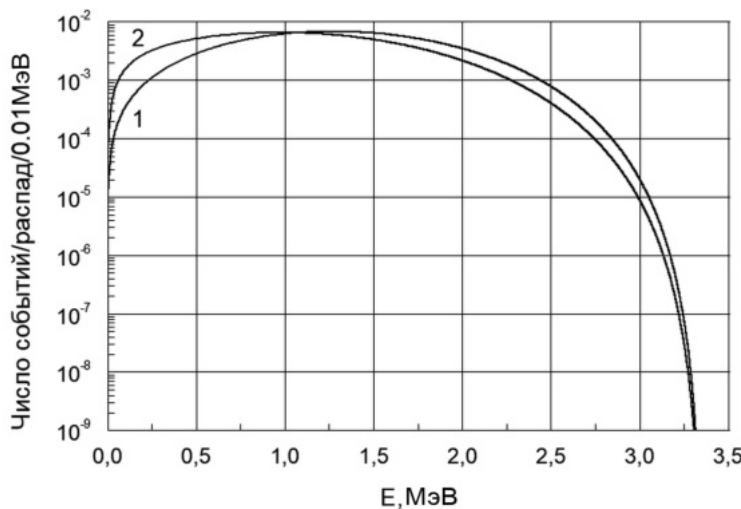


Рис. 3. 1 – $\Phi(E)$ спектр суммарной энергии двух бета-электронов (3), 2 – $\Phi_F(E, Z)$ с учетом влияния кулоновского поля $F(E, Z)$ без учета энергетического разрешения (4).

энергии (1–3.368) МэВ функцией

$$\Phi_F(E) = E(E^4 + 0.492E^3 + 1496E^2 + 0.0059E + 5102) \times (E_0 - E)^5, \quad E = (E_1 + E_2). \quad (4)$$

При расчете внутреннего фона детектора от двухнейтринной моды $2\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd мы использовали энергетическое разрешение, полученное ранее для двух детекторов [8]:

- 1) цилиндрический с диаметром 10 см и длиной 30 см;
- 2) с квадратным сечением $10 \times 10 \text{ см}^2$ и длиной 30 см.

Детекторы заполнены сцинтиллятором, содержащим ^{150}Nd с концентрацией (0.7, 1.8, 3.3, 5.5) г/л. Расчет проведен для двух типов сцинтилляторов: LAB (линейный алкил бензол) и PC (псевдокумол).

На рис. 4 в качестве примера показан вклад событий от двухнейтринной моды $2\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd без

учета и с учетом энергетического разрешения цилиндрического детектора при концентрации ^{150}Nd в LAB-сцинтилляторе 5.5 г/л в область безнейтринного распада.

Как видно из рис. 4, спектр внутреннего фона детектора в области $0\nu 2\beta$ -распада круто падает. Поэтому выбор асимметричной области регистрации событий $0\nu 2\beta$ -распада может обеспечить лучшее отношение эффект/фон и, как следствие, более высокую чувствительность детектора к $0\nu 2\beta$ -распаду.

Результаты расчета для различных конфигураций детектора и составов Nd-ОС представлены в табл. 1, 2.

В первом столбце табл. 1, 2 представлена область регистрации $0\nu 2\beta$ -распада в долях σ в энергетическом распределении $0\nu 2\beta$, во втором столбце число событий от $2\nu 2\beta$ -распада, попадающих в область регистрации на один распад ^{150}Nd , и в третьем столбце до-

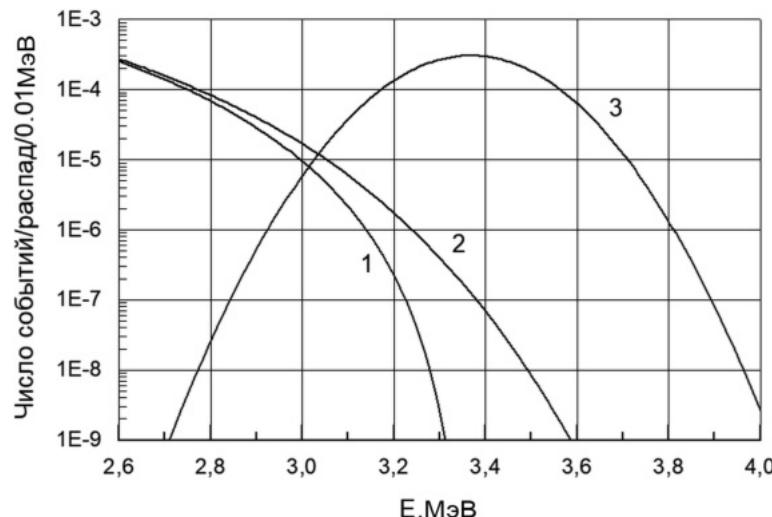


Рис. 4. Вклад спектра 2v2 β -моды распада в область 0v2 β -распада для цилиндрического детектора при концентрации ^{150}Nd 5.5 г/л. 1 — спектр суммарной энергии двух бета-электронов с учетом влияния кулоновского поля $F(E, Z)$ без учета энергетического разрешения. 2 — этот же спектр с учетом энергетического разрешения. 3 — энергетическое распределение двух бета-электронов при безнейтринной моде распада 0v2 β .

Таблица 1. Вклад моды 2v2 β -распада в область регистрации 0v2 β на один распад ^{150}Nd для цилиндрического детектора, сцинтилляторов LAB и PC и оценка достижимого предела периода полураспада 0v2 β

Интервал регистрации события 0v2 β	Вклад моды 2v2 β в область регистрации 0v2 β		Достижимый предел полураспада $0v2\beta T_{1/2} \times 10^{-25}$	
	LAB	PC	LAB	PC
0—2 σ	6.01E-7	3.84E-7	46.8	73.2
—0.5 σ —2 σ	2.04E-6	1.31E-6	19.5	30.3
—1.0 σ —2 σ	6.19E-6	3.94E-5	7.7	12.1
—1.5 σ —2 σ	1.8E-5	1.06E-5	2.9	5
—2.0 σ —2 σ	4.29E-5	3E-5	1.3	1.8

Таблица 2. Вклад моды распада 2v2 β в область регистрации 0v2 β на один распад ^{150}Nd для детектора с квадратным сечением, сцинтилляторов LAB и PC и оценка достижимого предела периода полураспада 0v2 β

Интервал регистрации события 0v2 β	Вклад моды 2v2 β в область регистрации 0v2 β		Достижимый предел полураспада $0v2\beta T_{1/2} \times 10^{-25}$	
	LAB	PC	LAB	PC
0—2 σ	7.62E-7	6.15E-7	41.4	51.3
—0.5 σ —2 σ	2.69E-6	2.01E-6	16.6	22.2
—1.0 σ —2 σ	8.33E-6	6.26E-6	6.4	8.5
—1.5 σ —2 σ	2.3E-5	1.79E-5	2.6	3.3
—2.0 σ —2 σ	5.71E-5	4.61E-5	1.1	1.3

стижимый предел для периода 0v2 β -полураспада при экспозиции один год, в предположении, что вклад 2v2 β -распада известен и является единственным источником фона.

На рис. 5, 6 и в табл. 3 для интервала (—1.0 σ —2 σ) представлена зависимость фона от концентрации неодима для двух детекторов и сцинтилляторов LAB и PC.

Полученные результаты показывают, что даже на сравнительно небольшом детекторе можно достичь

предела для 0v2 β -полураспада на уровне 7×10^{26} лет, что существенно лучше современного достигнутого предела 1.8×10^{22} лет [9].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена возможность создания детектора на основе неодимсодержащего жидкого органического сцинтиллятора для регистрации 0v2 β -распада изотопа ^{150}Nd . Рассчитан фон, возникающий при регистрации

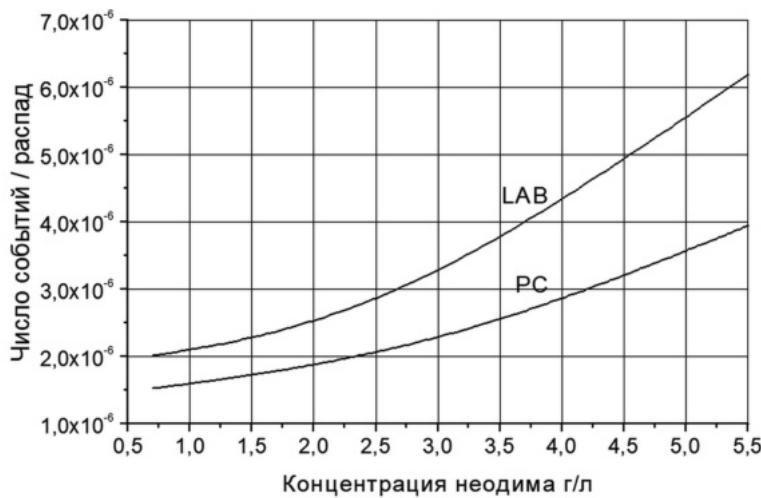


Рис. 5. Вклад моды распада $2\nu 2\beta$ в область регистрации $0\nu 2\beta$ на один распад ^{150}Nd для цилиндрического детектора в зависимости от его концентрации в сцинтилляторах LAB и PC. Область регистрации $0\nu 2\beta$ ($-1.0 \sigma - 2\sigma$).

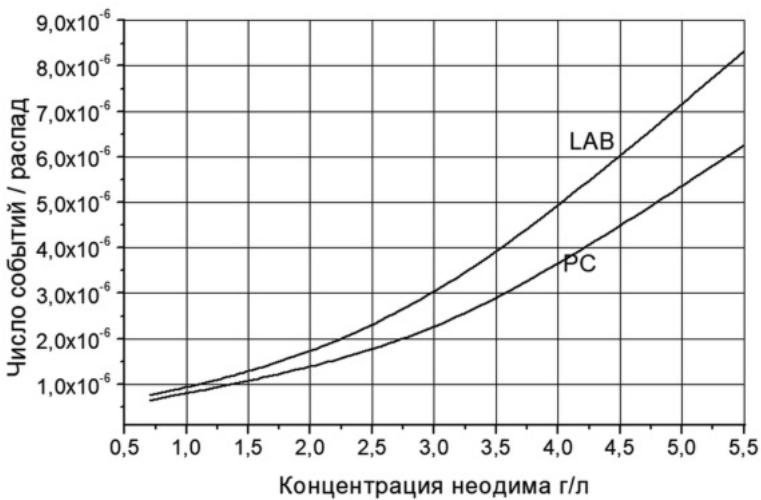


Рис. 6. Вклад моды распада $2\nu 2\beta$ в область регистрации $0\nu 2\beta$ на один распад ^{150}Nd для детектора с квадратным сечением в зависимости от его концентрации в сцинтилляторах LAB и PC. Область регистрации $0\nu 2\beta$ ($-1.0 \sigma - 2\sigma$).

Таблица 3. Вклад моды распада $2\nu 2\beta$ в область регистрации $0\nu 2\beta$ на один распад ^{150}Nd для цилиндра и детектора с квадратным сечением в зависимости от его концентрации в сцинтилляторах LAB и PC; область регистрации $0\nu 2\beta$ ($-1.0 \sigma - 2\sigma$)

Концентрация	Цилиндр LAB	Цилиндр PC	Квадратное	Квадратное
0.7	2.01E-6	1.52E-6	7.54E-7	6.42E-7
1.8	2.33E-6	1.81E-6	1.42E-6	1.22E-6
3.3	3.41E-6	2.44E-6	3.22E-6	2.32E-6
5.5	6.19E-6	3.94E-6	8.33E-6	6.26E-6

безнейтринного двойного бета-распада от двухнейтринного двойного бета-распада изотопа ^{150}Nd . Расчет выполнен для детектора на основе жидкого неодимсодержащего органического сцинтиллятора объемом в несколько литров при различных конфигурациях детектора и концентрациях неодима вплоть до 5,5 г/л.

Показано, что при выбранных параметрах детектора поиск $0\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd возможен вплоть до 7×10^{26} лет.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ, проект FZZR-2022-0004.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. S. Barabash, Phys. Usp. **57**, 482 (2014).
2. M. J. Dolinski, A. W. P. Poon, and W. Rodejohann, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **69**, 219 (2019).
3. A. Giuliani, J. J. Gomez Cadenas, S. Pascoli, E. Previtali, R. Saakyan, K. Schaeffner, and S. Schoenert, arXiv: 1910.04688.
4. В. Д. Ашитков, А. С. Барабаш, В. Я. Браднова, В. А. Дитлов, В. В. Дубинина, Н. П. Егоренкова, С. И. Коновалов, Е. А. Пожарова, Н. Г. Полухина, В. А. Смирнитский, Н. И. Старков, М. М. Чернявский, Т. В. Щедрина, В. И. Юматов, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, 22 (2011) [Bull. Lebedev Phys. Inst. **38**, 297 (2011)].
5. В. Д. Ашитков, А. С. Барабаш, В. Я. Браднова, Л. А. Гончарова, О. И. Орурк, Е. А. Пожарова, Н. Г. Полухина, В. А. Смирнитский, Н. И. Старков, Тан Найнг Со, В. И. Юматов, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 12, 49 (2013) [Bull. Lebedev Phys. Inst. **40**, 357 (2013)].
6. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, Г. Я. Новикова, Е. А. Янович, ПТЭ, № 4, 82 (2017) [Instrum. Exp. Tech. **60**, 533 (2017)].
7. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, Г. Я. Новикова, Е. А. Янович, Письма в ЭЧАЯ 15, 502 (2018) [Phys. Part. Nucl. Lett. **15**, 630 (2018)].
8. И. Р. Барабанов, А. В. Вересникова, Ю. М. Гаврилюк, В. И. Гуренцов, А. М. Гангапшев, В. В. Казалов, Г. Я. Новикова, З. Х. Калажоков, Д. А. Текуева, М. Ш. Тхазаплижев, Е. А. Янович, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 11, 57 (2023) [Bull. Lebedev Phys. Inst. **50**, 491 (2023)].
9. J. Argyriades et al. (NEMO Collab.), Phys. Rev. C **80**, 032501(R) (2009).
10. М. Г. Щепкин, УФН **143**, 513 (1984).
11. M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura, K. Okuda, and E. Takasugi, Prog. Theor. Phys. **66**, 1739 (1981).
12. С. М. Ермаков, Метод Монте-Карло и смежные вопросы, 2-е изд. (Наука, Москва, 1975).
13. Б. С. Джелепов, Л. Н. Зырянова, Ю. П. Суслов, Бета-спектры. Функции для анализа бета спектров и электронного захвата (Наука, Ленинград, 1972).

INTERNAL BACKGROUND FROM TWO NEUTRINO DOUBLE BETA DECAY IN SEARCH FOR NEUTRINOLESS DOUBLE BETA DECAY ^{150}Nd

A. R. Amiraslanova²⁾, Z. A. Akhmatov²⁾, **I. R. Barabanov**^{1),2)}, A. V. Veresnikova^{1),2)}, V. I. Gurentsov^{1),2)},
A. M. Gangapshev^{1),2)}, D. M. Kabardova²⁾, V. V. Kazalov^{1),2)}, G. Ya. Novikova^{1),2)}, Z. K. Kalazhokov²⁾,
A. A. Kanshaov²⁾, D. A. Tekueva^{1),2)}, M. Sh. Tkazapilizhev²⁾, E. A. Yanovich^{1),2)}

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

²⁾Kabardino-Balkarian State University, Nalchik, Russia

The internal background of the detector arising during the search for neutrinoless double beta decay of the isotope ^{150}Nd , from two neutrino beta decay of the same isotope, has been calculated. The calculation was performed for a detector based on liquid neodymium containing organic scintillator with a volume of several liters at various detector configurations and Nd concentrations up to 5.5 g/l. Limits on the sensitivity of the detector in searching for neutrinoless double beta decay of isotope ^{150}Nd have been obtained.

ИЗМЕРЕНИЕ РАДИОАКТИВНОСТИ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ НИЗКОФОНОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ПОМОЩЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ГАММА-СПЕКТРОМЕТРА

© 2024 г. А. В. Вересникова^{1),2)}, Ю. М. Гаврилюк¹⁾, А. М. Гангапшев^{1),2)}, В. В. Казалов^{1),2),3),*},
М. М. Кочкаров^{1),2)}, Д. С. Калашников²⁾, Э. Л. Бербеков²⁾

Поступила в редакцию 06.09.2024 г.; после доработки 06.09.2024 г.; принята к публикации 06.09.2024 г.

Для создания прототипа детектора на основе неодимсодержащего жидкого органического сцинтиллятора для поиска безнейтринного двойного бета-распада ^{150}Nd выполнены измерения спектров от радиоактивных примесей различных материалов с помощью низкофоновых полупроводниковых гамма-спектрометров в Бакансской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН, используемых для изготовления детектора. Рассмотрена возможность использования технологии 3D-печати в низкофоновых условиях. Это потенциально позволит создать конструкционные элементы детекторов с рекордно низким содержанием радиоактивных примесей для экспериментов в области нейтринной астрофизики, поиска темной материи, безнейтринного двойного бета-распада и других низкофоновых экспериментов. Измерены активности радиоактивных примесей в деталях, изготовленных из пластика на 3D-принтере, которые предполагается использовать при создании прототипа детектора и его низкофоновой защиты.

DOI: 10.31857/S0044002724060129, EDN: HOUJRM

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одним из важнейших направлений в физике является поиск двойного безнейтринного бета-распада ($0\nu 2\beta$ -распад). Для проведения таких исследований необходимо минимизировать уровень радиоактивного фона. Отбор наиболее чистых конструктивных материалов является необходимым, поскольку достигнутый уровень фона определяет конечную чувствительность эксперимента к исследуемым физическим процессам. Это достигается различными способами: размещением установок в подземных лабораториях, тщательным отбором конструкционных материалов, использованием методик активного подавления фона.

Однако для проектов нового поколения требуется еще большее снижение уровня естественного радиоактивного фона. Конструкционные материалы как самого детектора, так и окружающих его элементов защиты являются неустранимыми источниками фона. Поэтому важно не только искать новые, все более низкофоновые материалы, но и обеспечивать отсутствие радиоактивных загрязнений при обработке и производстве деталей [1].

В качестве прототипа крупномасштабного детектора создается детектор в рамках проекта “Новые методы исследования безнейтринного двойного бета-

распада”, направленного на создание нового сцинтилляционного детектора для поиска безнейтринного двойного бета-распада ^{150}Nd [2].

При $0\nu 2\beta$ -распаде изотопа ^{150}Nd образуются два электрона с суммарной энергией 3.368 МэВ. Высокая энергия $0\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd повышает вероятность его наблюдения при значительном улучшении фоновых условий эксперимента и повышении энергетического разрешения детектора.

В область исследования также попадают распады от естественных долгоживущих радиоактивных элементов ^{238}U , ^{232}Th и ^{40}K . Излучения от этих распадов создают радиоактивный фон для основных измерений. Поскольку указанные выше элементы присутствуют в различных количествах в любых материалах, единственным методом снижения естественного радиационного фона является использование материалов с минимальным содержанием радиоактивных примесей. Данный прототип позволит также изучить влияние радиоактивного загрязнения используемых материалов, а также влияние материалов низкофоновой защиты: меди, свинца, и др. на фон экспериментальной установки.

К настоящему времени накоплена обширная информация о содержании радиоактивных элементов в различных конструкционных материалах (металлы, пластмассы, диэлектрики и др.), жидкостях и промышленных изделиях (радиодетали, разъемы, кабели и др.). Она позволяет выбирать тип низкофонового материала. Однако отклонение уровня радиоактивной загрязненности конкретного материала может существенно отличаться от среднего. Поэтому каждый

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

²⁾ Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х.М. Бербекова, Нальчик, Россия.

³⁾ Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

* E-mail: vvk1982@mail.ru

раз необходимо проводить дополнительный отбор.

На данный момент широкое распространение получили аддитивные технологии 3D-печати. Использование технологий 3D-печати может позволить избежать механической обработки изготавливаемых деталей, что предотвращает потенциальное дополнительное загрязнение элементов в процессе производства, сокращает его длительность и уменьшает количество этапов при финальной очистке деталей перед монтажом детекторов. Современный 3D-принтер — это компактное устройство, которое можно разместить в “чистой комнате”, соблюдая все требования, применимые при “чистых” работах, включая контроль доступа к нему. Если использовать подобный принтер исключительно для изготовления деталей, необходимых в данном эксперименте, то возможность внесения загрязнений на этапе производства сводится к минимуму. Возможности 3D-печати позволяют создавать конструкционные элементы любой сложности, допустимой механической прочности при малом количестве используемого вещества, изготовления деталей в сжатые сроки.

Поэтому применение 3D-печати представляется интересным и перспективным методом изготовления различных конструкционных элементов низкофоновых детекторов и узлов низкофоновой защиты для планируемых экспериментов по поиску темной материи, безнейтринного двойного бета-распада и др.

Материалы, которые используются при 3D-печати в основном представлены пластиками (полиэтилен, нейлон и др.) или компаундами из пластика и органических соединений или/и металлов (например, медь, титан). Они могут содержать малое количество ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K в силу искусственного происхождения. Так же можно предположить, что красители и различные добавки, применяемые при изготовлении филаментов для 3D-печати, могут загрязнять исходные пластики изотопами из рядов ^{238}U , ^{232}Th или же изотопами искусственного происхождения, например, ^{137}Cs .

Для определения содержания и/или активности радиоактивных изотопов (р.и.) используются разные методы: измерение гамма-квантов от распадов р.и. с помощью гамма-спектрометров на основе сцинтилляционных кристаллов [3] или полупроводниковых детекторов [4, 5], методы ICP-MS-спектрометрии [6], нейтронно-активационный анализ [7]. Наибольшей чувствительностью для таких измерений обладают низкофоновые подземные спектрометры на основе полупроводниковых гамма-детекторов из особо чистого германия (ОЧГ).

2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВОК

Полупроводниковые детекторы (ППД) ионизирующего излучения представляют собой детекторы ядерного излучения с рабочим веществом из полупроводника, обычно кремния или германия [8]. В гамма-спектрометрии наибольшее распространение получи-

ли ППД на основе ОЧГ. Данные детекторы представляют собой PiN-диоды цилиндрической формы с полукосиальным отверстием из ОЧГ, размещенные в специальном криостате и охлаждаемые до температуры жидкого азота. Охлаждение детектора позволяет снизить количество свободных зарядов в основном объеме детектора и, соответственно, обеспечить малый темновой ток в кристалле [8, 9].

ППД обладают рядом принципиальных преимуществ перед другими детекторами ионизирующего излучения [8]:

1. Небольшая энергия, расходуемая на образование электронно-дырочной пары, ~3 эВ для германия, обеспечивает, при прочих условиях, хорошее энергетическое разрешение полупроводниковых детекторов по сравнению с газонаполненными или сцинтилляционными детекторами.
2. Высокая плотность полупроводникового материала, для германия $\rho = 5.323 \text{ г/см}^3$, обеспечивает высокую эффективность регистрации ионизирующего излучения.
3. Так как носители заряда (электроны и дырки) имеют сравнимые по величине подвижности, то время сортирования зарядов на электродах не сильно различается, в результате чего не возникает серьезных трудностей с регистрацией частиц, проникающих на неодинаковую глубину в детектор.

В низкофоновой лаборатории глубокого заложения БНО ИЯИ РАН [10, 11] на разных глубинах в метрах водного эквивалента (м в.э.) расположены несколько низкофоновых гамма-спектрометров на основе ОЧГ-детекторов, используемых для прецизионного исследования радиоактивности различных материалов.

Для контроля радиационной чистоты исходных материалов, используемых для изготовления прототипа детектора для регистрации безнейтринного двойного бета-распада ^{150}Nd , и приготовления пластика, деталей, напечатанных на 3D-принтере, подготовлена аппаратура для измерения радиоактивных примесей на предельно низком уровне (<1 мБк/кг).

2.1. Низкофоновый гамма-спектрометр “СНЕГ”

Для измерения удельной активности радиоактивных примесей в исследуемом образце используется низкофоновая установка “СНЕГ”, основанная на одном низкофоновом ОЧГ-спектрометре [12]. Он расположен в низкофоновой лаборатории глубокого заложения на глубине 4900 м в.э. в одном из боксов. Общий вид низкофоновой установки приведен на рис. 1.

Сосуд Дьюара объемом 80 л стоит на подставке, в который погружен вертикальный участок хладопровода детектора на основе чистого германия (ОЧГ-детектора). Ge-кристалл ($d = 65 \text{ мм}$, $h = 67 \text{ мм}$)

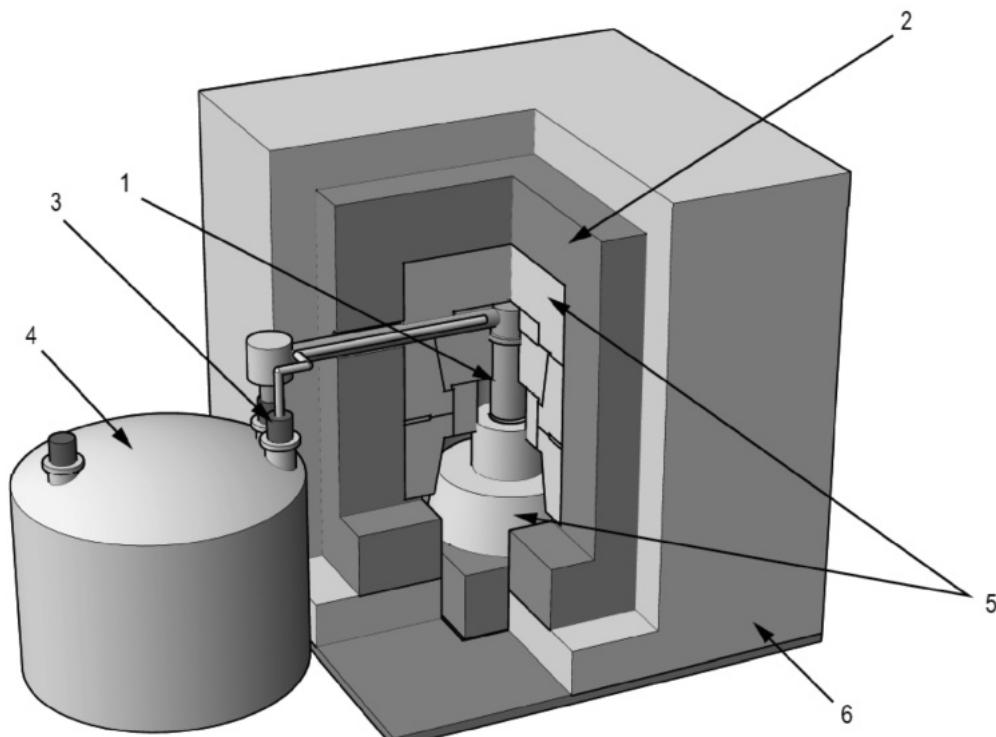


Рис. 1. Общий вид подземной измерительной установки “СНЕГ” с низкофоновым ОЧГ-спектрометром: 1 – ОЧГ-детектор, 2 – свинец, 3 – продувочная труба, 4 – сосуд Дьюара с жидким азотом, 5 – медь, 6 – полиэтилен.

расположен на дне вертикального медного вакуумированного цилиндрического ($d = 80$ мм) кожуха, присоединенного к торцу горизонтального участка хладопровода, проложенного в канале низкофоновой защиты. Головная часть детектора находится внутри защиты, состоящей из 50–80 мм полизтилена, 1 мм кадмия, 150 мм свинца, 180 мм меди. Вокруг головки детектора имеется полость для размещения образцов. Геометрия полости может изменяться путем заполнения части объема цилиндром из высокочистой меди. Образцы в рабочий объем загружаются снизу. Для этого часть дна защиты сделана выдвижной и смонтирована на платформе лифтового подъемника. Образец строго заданных предельных размеров размещается в специальном углублении верхней медной части перемещаемого блока защиты.

С целью удаления из рабочей полости радиоактивного газа ^{222}Rn , присутствующего в воздухе, внутренний объем защиты продувается парами жидкого азота, выходящими из сосуда Дьюара. Пары заводятся по медной трубке через верхний канал с хладопроводом и свободно выходят через щели в дне защиты. Верхняя часть медной слоя защиты герметизирована с помощью полиэтиленовой пленки и герметика.

2.2. Низкофоновый гамма-спектрометр “НИКА-1”

Экспериментальная установка представляет собой низкофоновую защиту, состоящую из 8 см борированного полизтилена, 23 см свинца и 12 см меди [4].

В центре медного блока защиты имеется прямоугольная полость размерами $30 \times 30 \times 30$ см 3 , в которой располагается головная часть сверхнизкофонового полупроводникового детектора из сверхчистого герmania. Масса детектора около 1 кг. Защитный кожух сделан из высокочистой электролитической меди. Детектор охлаждается через хладопровод, выведенный наружу защиты и опущенный в сосуд Дьюара с жидким азотом. Выходящие из сосуда пары жидкого азота используются для продувки рабочей полости. Детектор изготовлен из герmania, обогащенного изотопом ^{76}Ge . Геометрия расположения детектора в рабочей полости показана на рис. 2.

2.3. Спектрометрическая электроника спектрометров “СНЕГ” и “НИКА-1”

Спектрометры “СНЕГ” и “НИКА-1” оснащены одинаковым комплектом электроники. Для подачи высоковольтного и низковольтного напряжения на детектор используется двухканальная настольная система фирма CAEN DT5780 [13]. Данная система представляет собой многоканальный 16К-анализатор (МКА), включающий в себя 14-битный 100 МГц оцифровщик импульсов. Данный анализатор позволяет подавать высокое и низкое напряжение для питания ОЧГ-детектора и одновременно снимать сигналы с этого детектора. С помощью данного МКА можно производить запись информации с гамма-спектрометра в двух вариантах: сохранение спектра

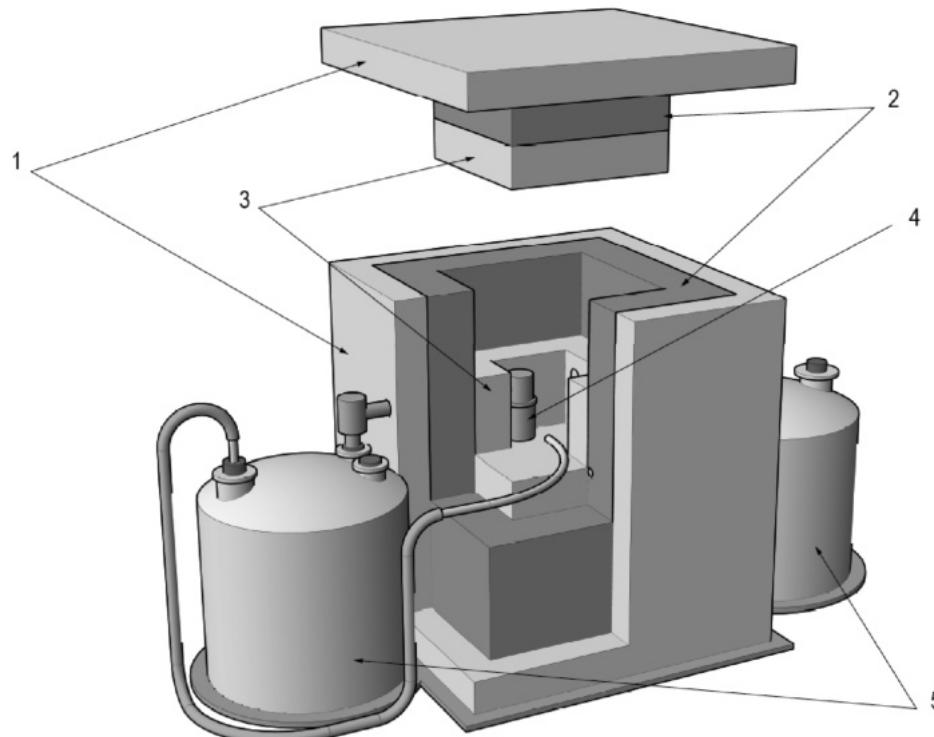


Рис. 2. Геометрия расположения ОЧГ-детектора в рабочей низкофоновой защите: 1 – борированный полиэтилен, 2 – свинец, 3 – медь, 4 – ОЧГ-детектор, 5 – сосуд Дьюара с жидким азотом.

амплитуд импульсов или запись в общий файл каждого отдельного импульса с ОЧГ-детектора для последующего оффлайн анализа. При построении спектров анализируется полная форма импульса и из анализа исключаются неионизационные импульсы от на-водок и пробоев. Их форма имеет специфические особенности.

2.4. Низкофоновые гамма-спектрометры “НИКА-2”

В состав установки “НИКА-2” входят два низкофоновых гамма-спектрометра идентичной конструкции производства компании РАДЭК [14]. Основой гамма-спектрометра является спектрометрический блок детектирования гамма-излучения CANBERRA с германиевым детектором SEGe-типа [15]. Параметры детектора приведены в табл. 1.

Диапазон энергий регистрируемых гамма-квантов составляет от 40 кэВ до 10 МэВ, а относительная эффективность регистрации составляет не менее 20%. Спектрометрические блоки снабжены горизонтальными интегральными криостатами с сосудами Дьюара объемом 30 л для охлаждения ОЧГ-кристаллов до рабочей температуры.

Для защиты от радиоактивного излучения, вызванного распадами радиоактивных изотопов природного характера, — ^{238}U , ^{232}Th , их дочерних продуктов, ^{40}K , в скальных породах, окружающих рабочее помещение низкофоновой камеры, а также от распа-

дов ^{222}Rn в воздухе помещения, детекторы окружены низкофоновой защитой, состоящей из борированного полиэтилена, 10 см свинца и 10 см меди марки “M1”. Гамма-спектрометры “НИКА-2” имеют идентичную конструкцию низкофоновой защиты, представленной на рис. 3.

Детекторы “НИКА-2” оснащены спектрометрическими устройствами СПУ-01М [16], предназначенными для регистрации и анализа энергетических спектров ионизирующих излучений. В СПУ-01М используется 16-разрядный аналого-цифровой преобразователь поразрядного уравновешивания и 8192-канальный амплитудный анализатор. Блок питания СПУ-01М обеспечивает как питание устройства, так и блока ППД, в том числе и высокого напряжения (до 5000 В). Для работы с СПУ-01М используется программное обеспечение (ПО) “ASW2” [17]. Данное ПО обеспечивает одновременное и независимое управление всеми подключенными анализаторами и спектрометрическими устройствами и предоставляет все необходимые для прикладной спектрометрии инструменты. В ПО “ASW2” реализованы различные алгоритмы для определения активности в исследуемых образцах. Для анализа спектров с ППД имеется отдельный инструментарий (поиск пиков, аппроксимация гауссом, идентификация и т.п.).

Для проведения Монте-Карло-моделирования и расчета функции отклика детектора используется ПО

Таблица 1. Параметры ОЧГ-детектора установки “НИКА-2”

Модель	Относительная эффективность регистрации, %, не менее	ПШПВ* для пика, кэВ, не более		Отношение пик/комптон, не менее	Отношение ПШПВ/ПШДВ** для пика 1332 кэВ	Диаметр камеры детектора, мм
		122 кэВ	1332 кэВ			
GC2018	20	0.850	1.8	50	1.90	76

Примечание. *Полная ширина на полувысоте. **Полная ширина на 1/10 высоте.

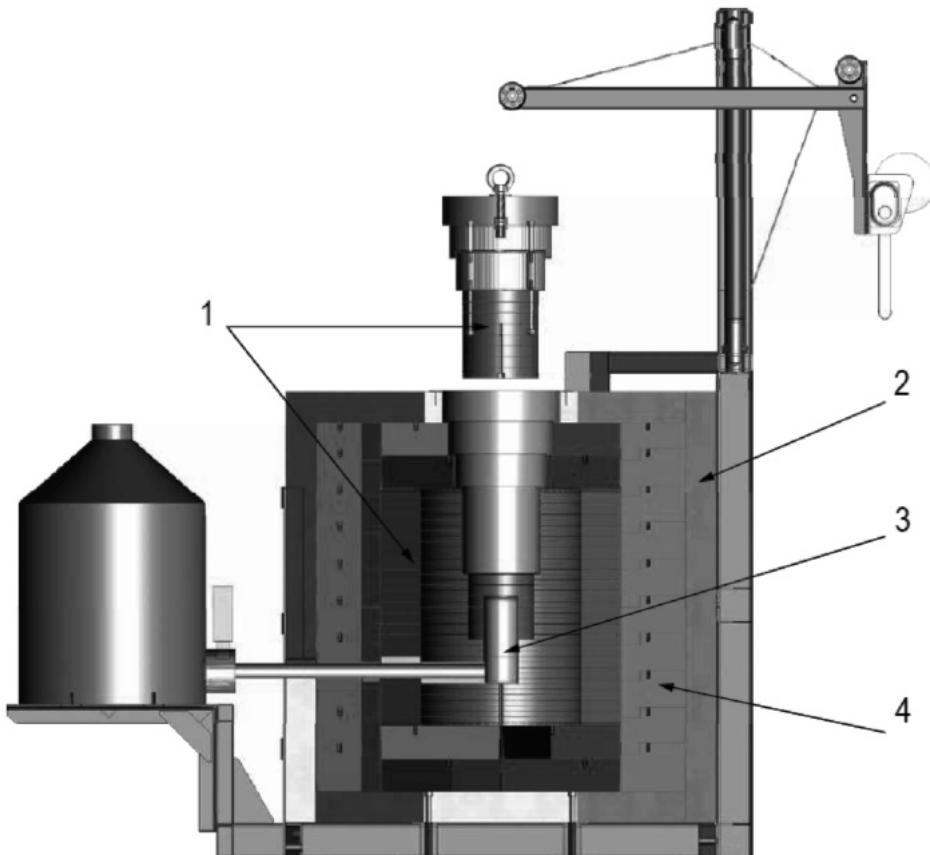


Рис. 3. Низкофоновая защита гамма-спектрометров установки “НИКА-2”: 1 – медь марки “М1”, 2 – полиэтилен, 3 – ОЧГ-детектор, 4 – свинец.

“МСС-МТ” [18]. В ПО “МСС-МТ” реализована возможность создавать подробную сложную геометрическую модель детектора, проводить расчеты и получать результаты в необходимой форме.

3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКА ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

Перед началом измерения снимаются характеристики образца: геометрические размеры, вес. Данные характеристики потребуются в дальнейшем для моделирования и расчетов эффективности регистрации гамма-линий от радиоактивных источников в образце. Для проведения измерений образец помещается во внутреннюю полость низкофоновой защиты. Расположение образца в защите фотографируются либо зарисовываются, данный параметр так же необходим для моделирования.

Накопленные за время измерений экспериментальные данные представляются в виде энергетических спектров. Для того чтобы исключить из спектра исследуемого образца события, связанные с фоном установки, из него вычитается спектр, набранный без исследуемого образца.

Расчет значений удельной активности изучаемого изотопа проводится по следующей методике:

- геометрия образца, его расположение относительно детектора, материал и масса, характеристики детектора вводятся в лист параметров пакета Geant4 [19] моделирования физических процессов в детекторе, и с его помощью рассчитывается с учетом самопоглощения излучения в образце полная эффективность регистрации детектором излучения соответствующей энергии от источника, равномерно распределенного по объему образца;
- определяется площадь соответствующей линии в

разностном спектре, и с учетом эффективности вычисляется полное количество испущенных образцом гамма-квантов в единицу времени;

— с учетом коэффициента выхода гамма-квантов на один распад данного изотопа определяется его удельная активность на единицу массы образца.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Для подтверждения или опровержения предположения о радиоактивной чистоте пластиков (филаментов) был проведен отбор группы образцов пластика. С целью изучения возможности применения материалов 3D-печати полный список отобранных образцов пластика приводится в табл. 2. Образцы представляют собой как напечатанные изделия, так и исходное сырье.

- Образцы № 1 и № 2 представляют собой готовые изделия, напечатанные на 3D-принтере из PET-G пластика фирмы Bestfilament [20];
- Образец № 3 — Полифениленсульфон марки PPSU Radel R-5600 фирмы Solvay (Бельгия) [21];
- Образец № 4 — Полиэфирэфиркетон (ПЭЭК), синтезированный Центром прогрессивных материалов и аддитивных технологий КБГУ [22]. Синтез ПЭЭК осуществляли методом поликонденсации по реакции нуклеофильного замещения при молярном соотношении мономеров 4,4'-дифторбензофенона и гидрохинона 1.0 : 1–1.04 : 1 в присутствии натрия углекислого и калия углекислого в соотношении 0.2 : 0.8 в дифенилсульфоне в токе инертного газа с непрерывным перемешиванием при постепенном повышении температуры до 305–320 °C. Механические свойства образцов ПЭЭК получены методом литья под давлением и 3D-печатью;
- Образец № 5 — Полифениленсульфон, синтезирован Центром прогрессивных материалов и аддитивных технологий КБГУ с добавлением 0.4% углеродных нанотрубок производства ООО “НаноТехЦентр” (Россия). Синтез полифениленсульфона осуществлялся в N, N-диметилацетамиде с использованием 4,4'-дигидроксидифенила и 4,4'-дихлордифенилсульфона в качестве мономеров при температуре 165 °C;
- Образцы № 6 (полиэтилентерефталат) и № 7 (поликарбонат) синтезированы Центром прогрессивных материалов и аддитивных технологий КБГУ;
- Образец № 8 изготовлен на 3D-принтере из SLA-фотополимера, синтезированном Центром прогрессивных материалов и аддитивных технологий КБГУ. Смесь состоит из мономеров, олиго-

меров и фотоинициаторов. Олигомеры представляют собой эпоксидные смолы, уретаны, простые полиэфиры или сложные полиэфиры, каждый из которых придает определенные свойства полученному материалу. Обычно каждый из этих олигомеров функционализирован акрилатом. Примерами фотоинициаторов могут быть бензофенон, ксантоны и хиноны, при этом общими донорными соединениями являются алифатические амины;

- Образец № 9, кварцевый лом, был предоставлен компанией “КВАРЦ-ПРОМ”, производителем изделий из кварца [23]. Кварц был исследован, поскольку прототип детектора содержит цилиндрическую сцинтиляционную ячейку из оптического кварца.

Спектры излучения от радиоактивных примесей представлены на рис. 4. Полученные удельные активности радиоактивных примесей в исследуемых образцах приведены в табл. 3.

Из табл. 2 и 3 видно, что для изготовления прототипа детектора необходимо использовать материалы с наименьшим содержанием урана, тория и продуктов их радиоактивного распада. Конструкционные материалы детектора или низкофоновой защиты, изготовленные методом 3D-печати, могут быть загрязнены дочерними продуктами распада ^{222}Rn или другими радиоактивными изотопами, которые могут присутствовать в воздухе во время изготовления. В связи с этим 3D-печать должна выполняться в беспылевой зоне и, желательно, в азотной или аргоновой атмосфере, либо в воздухе, очищенном от радона.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для получения принципиально новых результатов в экспериментах по поиску двойного безнейтринного бета-распада следующего поколения необходимо минимизировать уровень радиоактивного фона. Этого можно достичь, в частности, за счет использования новых, более низкофоновых, конструкционных материалов для изготовления детекторов, применяемых в эксперименте, а также современных методов их производства. В настоящей работе представлены результаты исследования содержания радиоактивных примесей в образцах, приготовленных из пластика на 3D-принтере, а также других конструкционных материалов, которые предполагается использовать при создании прототипа детектора безнейтринного двойного бета-распада и его радиационной защиты. При этом образцы представляют собой как напечатанные изделия, так и исходное сырье.

Показано, что 3D-печать должна выполняться в чистой зоне и, желательно, в азотной или аргоновой атмосфере, либо в воздухе, очищенном от радона.

Таблица 2. Основные характеристики исследуемых образцов

№	Образец	Описание образца
1	Белый пластик (PET-G)	полиэтилентерефталат гликоль-модифицированный, $(C_{10}H_8O_4)_n$, температура плавления – 260 °C, ρ : 1.27–1.29 г/см ³ , цвет белый
2	Полупрозрачный пластик (PETG)	полиэтилентерефталат гликоль-модифицированный, $(C_{10}H_8O_4)_n$, температура плавления – 260 °C, ρ : 1.27–1.29 г/см ³ , полупрозрачный
3	PPSU Radel	полифенилсульфон Radel®(PPSU), температура плавления – 207 °C, ρ : 1.01 г/см ³ ; цвет бежевый
4	Пластик марки 343 × 6Б ПЭЭК	полиэфирэфиркетон $C_{19}H_{14}O_3$, температура плавления – 260 °C, ρ : 1.3 г/см ³ , цвет серый
5	Полифениленсульфон	синтез полифениленсульфона осуществлялся в N,N-диметилацетамиде с использованием 4,4'-дигидроксидифенила и 4,4'-дихлордифенилсульфона в качестве мономеров при температуре 165 °C, $(C_6H_4SO_2)_n$, ρ : 1.29 г/см ³ ; цвет черный
6	Полиэтилентерефталат (ПЭТ)	Полиэтилентерефталат, $(C_{10}H_8O_4)$, температура плавления – 260 °C, ρ : 1.4 г/см ³ ; оптически прозрачный
7	Поликарбонат	сложные полиэфиры угольной кислоты и двухатомных спиртов, $(C_4H_6O_3)_n$, температура плавления – >310 °C, ρ : 1.2 г/см ³ ; оптически прозрачный
8	SLA (фотополимерная смола)	смесь состоит из мономеров, олигомеров и фотоинициаторов, оптически непрозрачный
9	Кварц	полиморфная модификация диоксида кремния, SiO_2 , температура плавления – 1700 °C, ρ : 2.65 г/см ³ ; оптически прозрачный

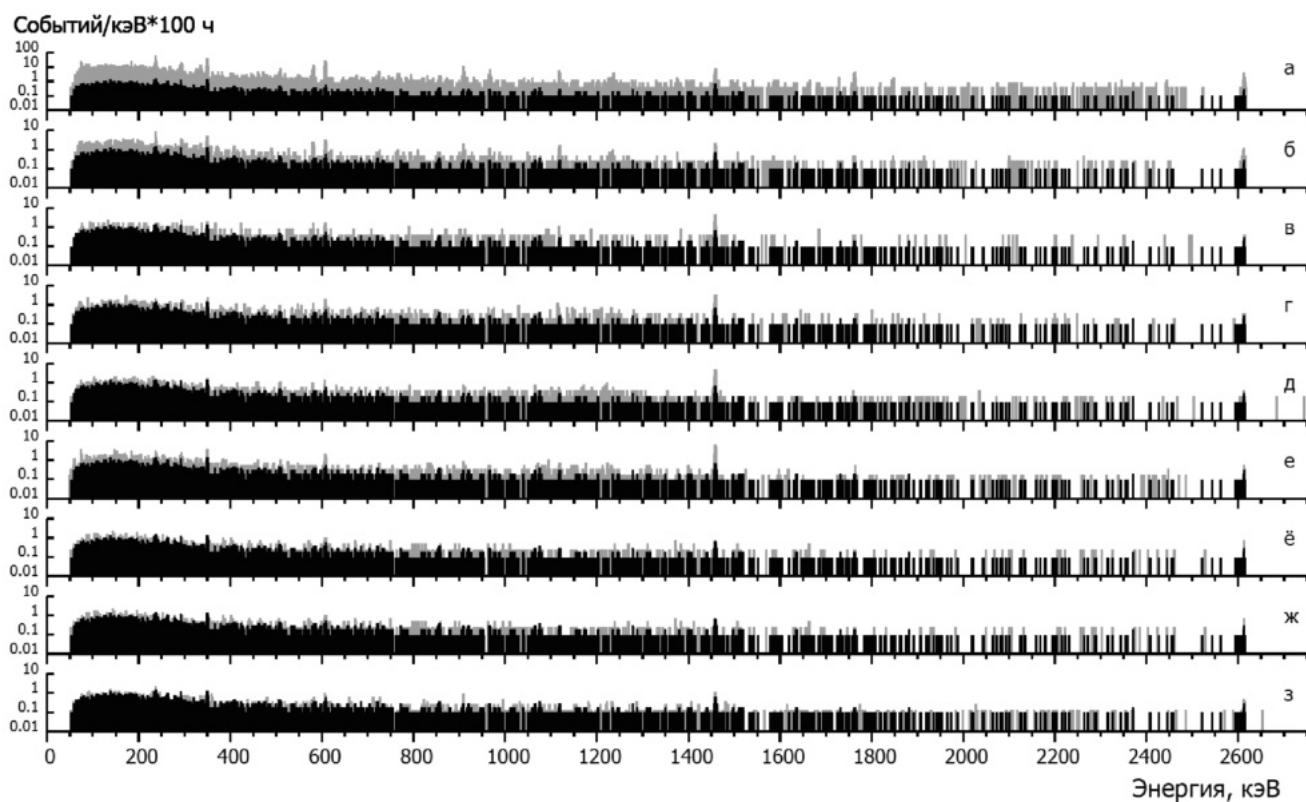


Рис. 4. Сравнение спектров образцов (серый) и спектра фона (черный). Спектры образцов приведены в порядке, соответствующем табл. 2: а – образец кварца; б – WtF – образец белого пластика; в – StF – образец полупрозрачного пластика; г – PPSU – образец пластика PPSU Radel; д – PEEK – образец пластика 343 × 6Б ПЭЭК; е – ТаунитМ – образец Таунит-M; ё – РК – образец поликарбоната; ж – PET – образец ПЭТ; з – образец пластика SLA. Спектры нормированы на 100 ч.

Таблица 3. Активность радиоактивных изотопов в образцах (мБк/кг); пределы установлены на 90% уровне достоверности

Образец	Изотопы			
	^{226}Ra (^{214}Bi)	^{228}Ac	^{40}K	^{208}Tl
Активность радиоактивных изотопов (мБк/кг)				
1 Белый пластик	14.2 ± 3.2	15 ± 5	62 ± 20	7 ± 1.5
2 Полупрозрачный пластик (PETG)	5.5 ± 2.6	≤ 2.4	110 ± 30	≤ 1.49
3 PPSU Radel	33 ± 12	≤ 26.1	900 ± 200	12.9 ± 6.2
4 Пластик марки	10.9 ± 6.5	23 ± 11	950 ± 100	≤ 12.2
5 Полифениленсульфон	65.41 ± 1.9	≤ 50	2000 ± 200	≤ 24.3
6 Полиэтилентерефталат (ПЭТ)	≤ 17.5	≤ 10.5	≤ 50	≤ 9
7 Поликарбонат	≤ 18.5	≤ 10	≤ 49	≤ 9.5
8 SLA (фотополимерная смола)	≤ 40	≤ 50	≤ 300	≤ 50
9 Кварц	161 ± 13	140 ± 22	500 ± 100	45 ± 8.5

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ, проект FZZR-2022-0004.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Н. С. Румянцева, К. Н. Гусев, Вестн. Международного ун-та природы, общества и человека “Дубна”, № 2(47), 29 (2020).
- I. R. Barabanov, A. V. Veresnikova, Yu. M. Gavrylyuk, V. I. Gurentsov, A. M. Gangapshev, V. V. Kazalov, G. Ya. Novikova, Z. Kh. Kalajokov, D. A. Tekueva, M. Sh. Thazaplichev, and E. A. Yanovich, Bull. Lebedev Phys. Inst. **50**, 491 (2023).
- Ю. К. Акимов, Фотонные методы регистрации излучений (ОИЯИ, Дубна, 2006).
- Ю. М. Гаврилюк, А. М. Гангапшев, А. М. Гежаев, В. В. Казалов, А. А. Клименко, В. В. Кузьминов, С. И. Панасенко, С. С. Раткевич, А. А. Смольников, К. В. Эфендиев, С. П. Якименко, Препринт ИЯИ РАН 1236/2009 (Москва, 2009).
- A. Agrawal, V. V. Alenkov, P. Aryal, H. Bae, J. Beyer, B. Bhandari, R. S. Boiko, K. Boonin, O. Buzanov, C. R. Byeon, N. Chanthima, M. K. Cheoun, J. S. Choe, S. Choi, S. Choudhury, J. S. Chung, et al., Front. Phys. **12**, 1362209 (2024).
- O. Gileva, J. S. Choe, Y. D. Kim, M. H. Lee, D. S. Leonard, K. A. Shin, and H. Yeon, Appl. Radiat. Isotop. **194**, 110673 (2023).
- Нейтронно-активационный анализ, <https://www.iaea.org/ru/temy/neutronno-aktivacionnyy-analiz>
- Ю. К. Акимов, О. В. Игнатьев, А. И. Калинин, В. Ф. Кушнирук, Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике (Энергоатомиздат, Москва, 1989).
- С. А. Балдин, Н. А. Вартанов, Ю. В. Ерыхайлов, Л. М. Иоаннесянц, Прикладная спектрометрия с полупроводниковыми детекторами (Атомиздат, Москва, 1974).
- Баксанская нейтринная обсерватория ИЯИ РАН, <https://www.inr.ru/bno/>
- Ju. M. Gavriljuk, A. M. Gangapshev, A. M. Gezhaev, V. V. Kazalov, V. V. Kuzminov, S. I. Panasenko, S. S. Ratkевич, A. A. Smolnikov, and S. P. Yakimenko, Nucl. Instrum. Methods A **729**, 576 (2013).
- O. A. Busanov, R. A. Etezov, Yu. M. Gavriljuk, A. M. Gezhaev, V. V. Kazalov, V. N. Kornoukhov, V. V. Kuzminov, P. S. Moseev, S. I. Panasenko, S. S. Ratkевич, and S. P. Yakimenko, EPJ Web Conf. **65**, 03002 (2014).
- CAEN DT5780, <https://www.caen.it/products/dt5780/>
- НТЦ “РАДЭК”, <https://www.radek.ru/>
- Блоки детектирования спектрометрические с германиевыми детекторами, www.canberra.ru
- Устройство спектрометрическое СПУ-01М НТЦ “РАДЭК”, <https://www.radek.ru/product/Komplektuyuschie-izdelya-i-bloki/108/>
- Программа “ASW2” НТЦ “РАДЭК”, <https://www.radek.ru/product/Programmnoe-obespechenie/95/>
- Программа “MCC-MT” НТЦ “РАДЭК”, <https://www.radek.ru/product/Programmnoe-obespechenie/84/>
- S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, et al., Nucl. Instrum. Methods A **506**, 250 (2003).
- Bestfilament, <https://bestfilament.ru/>
- PPSU Radel R-5600, <https://www.syensqo.com/en/brands/radel-ppsu>
- Центр прогрессивных материалов и аддитивных технологий КБГУ, <https://cpmat.ru/produkciya/>
- КВАРЦ-ПРОМ, <https://www.quartz-prom.com/>

MEASUREMENT OF RADIOACTIVITY OF MATERIALS FOR LOW-BACKGROUND EXPERIMENTS USING A SEMICONDUCTOR GAMMA-RAY SPECTROMETER

V. Veresnikova^{1),2)}, Yu. M. Gavril'yuk¹⁾, A. M. Gangapshev^{1),2)}, V. V. Kazalov^{1),2),3)},
M. M. Kochkarov^{1),2)}, D. S. Kalashnikov²⁾, E. L. Berbekov²⁾

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

²⁾ Kabardino-Balkarian State University named after H.M. Berbekov, Nalchik, Russia

³⁾ National Research Nuclear University "MEPhI", Moscow, Russia

To create a prototype of a detector based on a neodymium-containing liquid organic scintillator for the search for neutrinoless double beta decay of ^{150}Nd , measurements of the spectra of radioactive impurities from various materials used in the manufacture of the detector were carried out using low-background semiconductor gamma spectrometers at the Baksan Neutrino Observatory INR RAS. The potential use of 3D printing in low-background conditions was considered. This could potentially allow the creation of detector structural elements with a record-low content of radioactive impurities for experiments in neutrino astrophysics, dark matter searches, neutrinoless double-beta decay experiments. The activity of radioactive impurities in plastic parts produced on a 3D printer, which were intended for use in creating a prototype of a detector and its low-background shielding, were measured.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ МЕЧЕНИЯ НЕЙТРИНО ДЛЯ БЛИЖНЕГО ДЕТЕКТОРА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ P2O

© 2024 г. В. Н. Горячев¹⁾, Ф. Н. Новоскольцев¹⁾, Р. Ю. Синюков¹⁾, А. А. Соколов^{1),*}

Поступила в редакцию 27.07.2024 г.; после доработки 05.09.2024 г.; принята к публикации 05.09.2024 г.

В данной работе описываются метод мечения нейтрино в нейтринных экспериментах и принципы его реализации. Метод мечения нейтрино заключается в кинематической реконструкции реакции образования нейтрино – распада $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + v_\mu(\bar{v}_\mu)$ – по измерению параметров заряженных частиц – родительского мезона и мюона – с использованием станции мечения. Это позволяет с хорошей точностью восстановить энергию, направление и точку образования нейтрино. Представлены описание метода мечения нейтрино, потенциальные преимущества полученного пучка для экспериментов с короткой и длинной базой. Рассмотрена схема станции мечения нейтрино и промоделирована ее работа.

DOI: 10.31857/S0044002724060132, EDN: HOTXMF

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдение осцилляций нейтрино явилось наиболее важным открытием последних десятилетий в области физики частиц. В настоящее время в физике нейтрино происходит переход от наблюдения отдельных экспериментальных аномалий в область точных исследований с прочным теоретическим обоснованием. Для феноменологического описания осцилляций используется схема с тремя активными нейтрино (v_e , v_μ и v_τ), связанными с массовыми состояниями (v_1 , v_2 и v_3) через 3×3 -матрицу смешивания Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты (ПМНС) [1–4]. Структура матрицы ПМНС определяется тремя углами смешивания θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} и фазой, отражающей несохранение комбинированной четности (нарушение CP -инвариантности) у лептонов.

Дальнейшие исследования свойств нейтрино связаны с решением фундаментальных проблем астрофизики и космологии, с пониманием роли нейтрино на ранних стадиях эволюции Вселенной, включая нейтрино в формирование наблюдаемой барионной асимметрии, возможной связи этой асимметрии с предполагаемым CP -нарушением в лептонном секторе. Продвинуться в этих вопросах можно, изучая осцилляции нейтрино в экспериментах с энергией $\mathcal{O}(10)$ ГэВ, генерируемых на ускорителе. В подобных экспериментах обычно используются два нейтринных детектора. Первый из них (“ближний” детектор) устанавливается вблизи ускорителя $\mathcal{O}(100–1000)$ м и применяется для определения характеристик начального пучка нейтрино. Второй размещается далее по направлению нейтрино и измеряет их поток после осцилляций. Для изучения стандартных осцилляций нейтрино в этом эксперименте расстояние, на которое они распространяются, должно

составлять $\mathcal{O}(100–1000)$ км. Это нейтринные эксперименты с длинной базой (LBNE). Эксперименты с короткой базой нейтрино (SBNE), в которых используется только “ближний” детектор, возможно также применять для поиска нестандартных осцилляций.

В SBNE- и LBNE-экспериментах параметры нейтрино определяются на основе измерения конечного состояния нейтринного взаимодействия в детекторе. В данной работе рассматривается метод “меченых” нейтрино, позволяющий уточнять эти параметры. Метод заключается в кинематической реконструкции параметров нейтрино в реакции их образования $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + v_\mu(\bar{v}_\mu)$ путем измерения здесь параметров заряженных частиц.

Схема LBNE-эксперимента P2O (см. ниже) и формирование пучков нейтрино для этого эксперимента описаны в разд. 2. Описание метода мечения нейтрино, потенциальные преимущества полученного пучка для экспериментов с короткой и длинной базой, а также оценки его наиболее важных технических характеристик представлены в разд. 3. В разд. 4 описано моделирование системы мечения нейтрино для ближнего детектора, представлены основные характеристики полученного нейтринного пучка. В разд. 5 представлены результаты исследования и обсуждаются перспективы нейтринных экспериментов с использованием меченых нейтрино.

2. НЕЙТРИННЫЙ КАНАЛ НА У-70 ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА P2O

Несколько лет назад была высказана идея об использовании нейтринного пучка от ускорителя У-70, направленного в Средиземное море для регистрации нейтрино строящимся вблизи побережья Франции глубоководным детектором ORCA (Oscillation Research with Cosmics in the Abyss) для проведения экспериментов по определению иерархии масс нейтри-

¹⁾ НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ, Протвино, Россия.

* E-mail: sokolov_a@ihep.ru

но и поиска нарушения CP -инвариантности в лептонном секторе [5]. Было показано, что ускоритель У-70 может генерировать в распадах π - и K -мезонов нейтрино с энергией около нескольких ГэВ, что оптимально для проведения эксперимента. Пучок нейтрино в эксперименте имеет базу 2595 км, близкую к “магической” величине 2540 км [6, 7]. Таким образом, планируемый эксперимент, получивший название Р2О (Protvino-to-ORCA), будет обладать уникальными характеристиками даже при относительно низкой интенсивности пучка У-70 (90 кВт) в первой фазе эксперимента. Для реализации проекта необходимо сооружение нового нейтринного канала на ускорителе У-70, который также сможет обеспечить богатую научную программу исследований на короткой базе, на площадке в Протвино.

Для измерения фазы CP -нарушения с хорошей точностью важным является создание нейтринного канала в эксперименте Р2О, обеспечивающего формирование нейтринного пучка с узким или хорошо измеренным энергетическим спектром. Получить пучок нейтрино с хорошо измеренным энергетическим спектром возможно с помощью восстановления кинематики распадов $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + v_\mu(\bar{v}_\mu)$, в которых рождаются нейтрино (пучок меченых нейтрино). Идея пучка меченых нейтрино [8] состоит в том, что одновременно с регистрацией нейтринного взаимодействия в детекторе при помощи специальной станции мечения измеряются характеристики заряженных частиц в соответствующей реакции распада родительского $\pi(K)$ -мезона $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + v_\mu(\bar{v}_\mu)$. По этим измерениям оказывается возможным с хорошей точностью восстановить энергию, направление и точку образования нейтрино.

Специализированные пучки мюонных нейтрино на протонных ускорителях высоких энергий образуются при взаимодействии пучка протонов, выведенного из ускорителя, с мишенью. Это взаимодействие обеспечивает образование заряженных π - и K -мезонов, которые затем отбираются по знаку заряда, фокусируются в нужном импульсном и угловом интервалах и направляются в вакуумированный распадный канал длиной $\mathcal{O}(100)$ м, в котором они могут распадаться, образуя нейтрино. Фокусируя мезоны определенного импульса, а также изменяя длину распадного канала, можно отбирать нейтрино различных энергий и, соответственно, изменять энергию полученного нейтринного пучка. Основные моды распада мезонов с образованием нейтрино – это $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + v_\mu(\bar{v}_\mu)$. Таким образом, пучки нейтрино, сформированные на ускорителях, в основном состоят из мюонных нейтрино $v_\mu(\bar{v}_\mu)$, в которых имеется также небольшая примесь ($\sim 0.5\text{--}1\%$) электронных нейтрино $v_e(\bar{v}_e)$ от распадов $\mu^\pm \rightarrow e^\pm v_e(\bar{v}_e) \bar{v}_\mu(v_\mu)$, $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm v_e(\bar{v}_e)$. Распределение нейтрино по энергии зависит от параметров нейтринного канала и может иметь как широкий, т.е. покрывающий большой диапазон энергии, так и

узкий спектр, содержащий нейтрино в небольшой области энергии.

Свободный распадный участок заканчивается адронным и мюонным поглотителем. В эксперименте обычно формируется только пучок нейтрино или антинейтрино. Схема изначального нейтринного канала ИФВЭ представлена на рис. 1.

Для создания современного нейтринного канала в ИФВЭ предполагается использовать медленно выведенный из ускорителя У-70 пучок протонов с энергией 60 ГэВ и интенсивностью до 10^{13} частиц за цикл длительностью около 9 с. Принципиальная оптическая схема нейтринного канала, основные расчетные характеристики формируемых пучков, параметры пучков нейтрино на дальнем детекторе, расположенным на расстоянии 2595 км от конца распадного участка канала, представлены в работе [9].

При создании принципиальной оптической схемы нейтринного канала значительное внимание уделялось уменьшению плотности потока родительских $\pi(K)$ -мезонов в пучке, для чего использовались три способа. Во-первых, частицы в пучке были разнесены во времени, для чего рассматривался вывод протонов из ускорителя в течение нескольких секунд (медленный вывод) вместо традиционно используемого вывода в несколько микросекунд. Во-вторых, частицы в пучке были разнесены в пространстве с помощью соответствующей адаптации поперечного профиля пучка. Так же родительские частицы были так отобраны по импульсу, чтобы оставались только $\pi(K)$ -мезоны, которые образуют нейтрино в диапазоне энергий, оптимальном для изучаемых явлений. Такая селекция по импульсу позволяет снизить плотность потока частиц на один–два порядка за счет удаления заряженных частиц с малым импульсом.

Для фокусировки растянутого во времени пучка $\pi^\pm(K^\pm)$ использовались квадрупольные линзы [10]. Более того, с помощью квадрупольей можно также сформировать канал, который одновременно фокусирует как $\pi^+(K^+)$, так и $\pi^-(K^-)$. Такая опция может быть полезной для пучка меченых нейтрино, где киральность нейтрино возможно определять в каждом событии распада $\pi(K)$.

3. МЕТОД МЕЧЕНИЯ НЕЙТРИНО

3.1. Концептуальное описание

В экспериментах параметры нейтрино извлекаются на основе измерения конечного состояния нейтринного взаимодействия в детекторе. Точность восстановления энергии нейтрино, измерения фонов в современных экспериментах невелика: $\mathcal{O}(10\text{--}20)\%$. Возможность извлечения полезной дополнительной информации из измерения параметров заряженных частиц в распаде $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + v_\mu(\bar{v}_\mu)$ позволит улучшить качество нейтринных экспериментов. Идея мечения нейтрино была предложена достаточно дав-

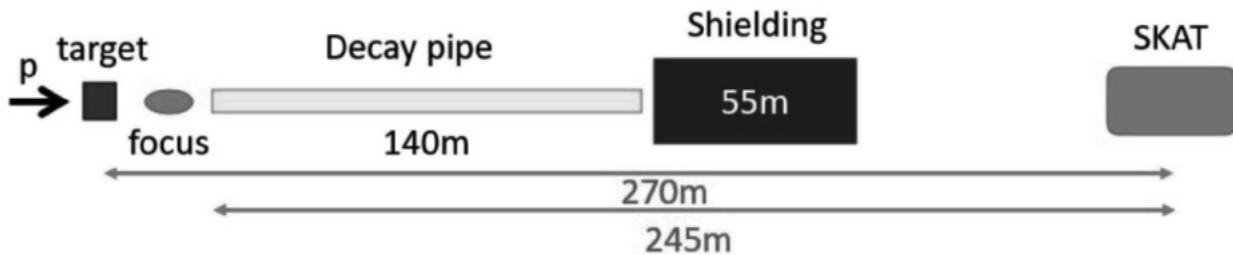


Рис. 1. Схема нейтринного канала ИФВЭ.

но [8], но так и не была полностью реализована в эксперименте¹. Метод мечения нейтрино заключается в кинематической реконструкции реакции образования нейтрино – распада $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ – по измерению параметров входящей и выходящей заряженных частиц. Это позволяет с хорошей точностью восстановить энергию, направление и точку образования нейтрино.

Возможность реконструкции заряженных частиц опирается на последние достижения и продолжающиеся разработки в области кремниевых детекторов частиц, которые могут работать при высоком потоке частиц. Метод мечения позволяет индивидуально реконструировать практически все нейтрино в пучке и определить параметры частиц с беспрецедентной точностью. По временным и угловым совпадениям нейтрино, взаимодействующее в детекторе, может быть индивидуально ассоциировано с распадом $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$, в котором оно образовалось, и с соответствующим меченым нейтрино.

Система мечения нейтрино состоит из двух станций мечения, т.е. из спектрометров для измерения импульса родительского $\pi(K)$ -мезона и импульса мюона в реакции распада $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$. Схема одной из станций мечения, спектрометра для измерения импульсов родительского $\pi(K)$ -мезона, представлена на рис. 2.

Этот спектрометр (см. рис. 2) состоит из двух идентичных плоских магнитов с противоположным направлением магнитного поля, а также координатных плоскостей (трекеров), измеряющих направление трека частицы до и после магнитов. Такая система не меняет угла мезона, а его импульс можно вычислить по смещению трека до и после магнитов. Два магнита используются для того, чтобы сформированный вдоль оси канала мезонный пучок не разбрасывался магнитом по углу и не поглощался на стенках распадного канала.

Станция мечения для измерения импульсов родительских частиц располагается в начале распадного участка, чтобы уменьшить долю их распадов до изме-

¹ В эксперименте на ускорителе У-70 в ИФВЭ [11] несколько событий взаимодействия нейтрино в детекторе были ассоциированы с μ^+ от распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$.

рения их импульсов в станции. Станция мечения для измерения импульсов образовавшихся мюонов располагается в конце распадного участка, чтобы увеличить долю помеченных распадов $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$. Эта станция мечения (мюонный спектрометр) имеет аналогичное устройство, однако в ней достаточно использовать только один магнит. Импульс мюона определяется здесь измерением отклонения направления мюона после прохождения магнита станции.

Информации об измеренных импульсах мезона и мюона достаточно, чтобы вычислить энергию и направление нейтрино, образованного в данной реакции.

В качестве трекеров можно использовать кремниевые пиксельные детекторы. Их непрерывное совершенствование [12–14] позволяет использовать пучковые трекеры при все более высоких плотностях потоков частиц, так что становится возможным их использование при создании нейтринного канала, где поток родительских мезонов может достигать $10^{10}–11$ частиц/цикл. Спектрометры с такими трекерами позволяют реконструировать практически все распады $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$. Используя эту информацию, для каждого распада можно сформировать меченое нейтрино со следующими измеренными параметрами:

- мюонное квантовое число, определяемое образованным заряженным лептоном,
- киральность, определяемая электрическим зарядом родительского мезона,
- направление и энергия, обеспечивающие сохранение импульса и энергии в реакции распада.

3.2. Ожидаемые преимущества метода мечения нейтрино

Метод мечения нейтрино дает следующие преимущества. Во-первых, он позволяет восстановить параметры значительной доли нейтрино в пучке. Во-вторых, он позволяет отследить каждое взаимодействующее меченое нейтрино от точки его регистрации в детекторе до его образования в распаде $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow$

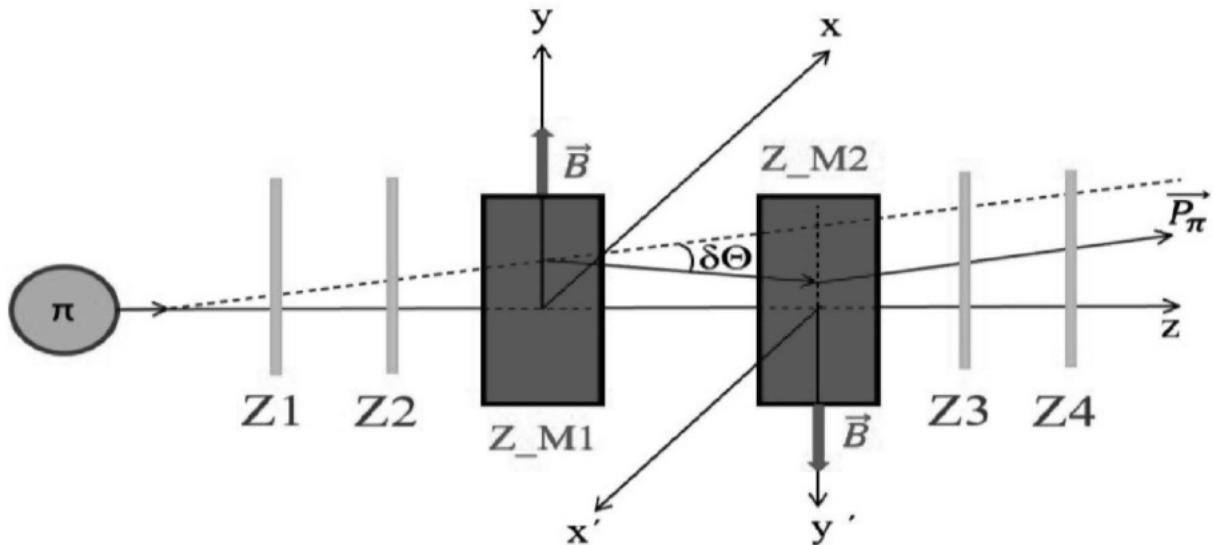


Рис. 2. Схема станции для измерения импульсов заряженных $\pi(K)$ -мезонов. Z_1, Z_2, Z_3, Z_4 – z -координаты расположения координатных XY -плоскостей (трекеров), измеряющих координаты прохождения треков от заряженных частиц. Z_M1, Z_M2 – z -координаты расположения отклоняющих магнитов, \vec{B} – величина индукции магнитного поля в магнитах.

$\rightarrow \mu^\pm + v_\mu(\bar{v}_\mu)$. Это дает возможность, в свою очередь, точно реконструировать импульсы взаимодействующих меченых нейтрино, используя кинематику распада родительского мезона. Эти преимущества позволяют улучшить измерение потока нейтрино, подавить фоновый пучок v_e , улучшить реконструкцию энергии нейтрино, идентификацию лептонного числа нейтрино, моделирование взаимодействия нейтрино с ядрами.

Детальное описание преимуществ пучка меченых нейтрино представлено в работе [15].

4. СИСТЕМА МЕЧЕНИЯ НЕЙТРИНО ДЛЯ БЛИЖНЕГО ДЕТЕКТОРА

Для оценки возможностей системы мечения и определения характеристик нейтринного пучка в ближнем детекторе была создана программа на базе пакета GEANT, моделирующая работу распадного канала с системой мечения. Длина распадного канала принималась равной 100 м. Расстояние от конца распадного канала до ближнего детектора – 100 м. Поперечные размеры координатных пиксельных детекторов в системе мечения (см. рис. 2) составляют $50 \times 50 \text{ см}^2$. Каждый магнит здесь имеет длину магнитной дорожки по пучку 1 м, магнитная индукция в них составляет 1 Тл.

Для моделирования использовалась упрощенная схема расчета, в которой источниками мюонных нейтрино являются только распады $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + v_\mu$. Вклад остальных источников нейтрино составляет порядка нескольких процентов в общем пучке и на данном этапе не рассматривается. Все пионы, попадаю-

щие при транспортировке по каналу в вещество, выбывают из рассмотрения. Используемый пучок родительских π^+ -мезонов сформирован в канале, разработанном авторами данной работы и описанном в статье [9]. Пространственное и угловое распределение пучка π^+ -мезонов на входе в распадный канал представлено на рис. 3.

Используя на входе расчетные параметры пионного пучка после его формирования, программа моделирования проводит трассировку пионов по распадной части канала и моделирует $\pi \rightarrow \mu v_\mu$ распад. Энергетический спектр нейтрино, попадающих в ближний детектор, представлен на рис. 4. Число нейтрино от нормировано на 10^{13} протонов, падающих на мишень. Общее число нейтрино, попадающих в детектор равно 2×10^9 , их средняя энергия равна 3.85 ГэВ.

Нужно отметить, что не все нейтрино, попадающие в детектор, будут помечены (т. е. не всегда будет возможность определить их энергию и направление при помощи системы мечения), так как соответствующие им мюоны от π -распадов не всегда попадают в μ -спектрометр. На рис. 5 представлено энергетическое распределение меченых нейтрино. Суммарное число таких событий равно 6.2×10^8 (при 10^{13} протонов на мишени) и составляет 31% от общего числа нейтрино, попадающих в детектор.

4.1. Точность восстановления параметров нейтрино в ближнем детекторе

Рассмотрим простейший случай, когда распавшийся пийон и образовавшийся мюон однозначно идентифицируются в системе мечения, а ошибки координатных детекторов вызываются только кулоновским

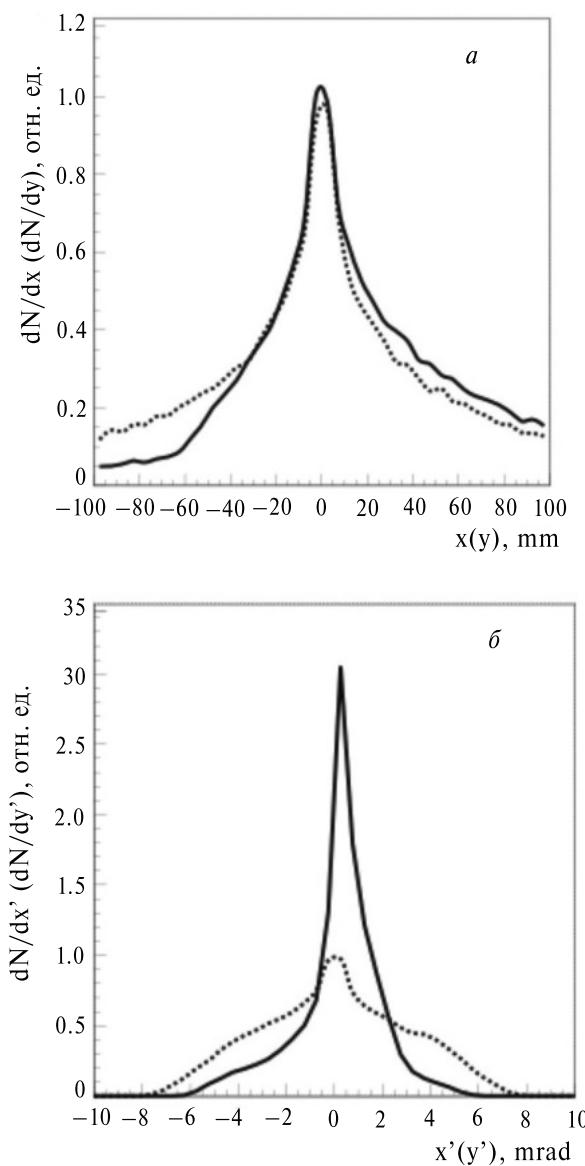


Рис. 3. Распределения π -мезонов по координатам (а) и углам (б) в начале распадного участка канала: сплошная кривая — горизонтальная плоскость, точечная — вертикальная плоскость.

рассечением заряженных частиц в веществе детекторов. Программа моделирования дает информацию о сгенерированных параметрах пиона, а также мюона и нейтрино от его распада. При транспортировке частиц по системе мечения выдается информация о координатах заряженных треков, измеряемых трекерами. Учитывая также отклонение треков в магнитах пионной и мюонной станции мечения, можно вычислить импульсы исходного π -мезона и мюона от его распада. Продолжая восстановленные треки пиона и мюона до их пересечения, получаем координаты точки распада π^+ -мезона. Используя законы сохранения энергии-импульса, вычисляем энергию и направле-

ние нейтрино. Сравнивая восстановленные и сгенерированные параметры нейтрино, получаем оценки точности восстановления этих параметров.

На рис. 6 представлены ожидаемые координатное разрешение точки входа нейтрино в ближний детектор и его энергетическое разрешение.

RMS для энергетического разрешения нейтрино составляет 3.4%, а для разрешения X, Y координат точки входа в детектор — 64 мм. Учет размеров пикселя кремниевого детектора приводит к тому, что энергетическое разрешение ухудшается до 4% для пикселя с размером 0.1 мм, для пикселя 0.2 мм оно составляет 5.2%.

4.2. Восстановление $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ распада

Были проведены расчеты загрузок координатных плоскостей спектрометров мечения для выбранной системы формирования пучка. При сбросе 10^{13} протонов на мишень загрузки пионного спектрометра составляют 6×10^{10} заряженных частиц на плоскость, для координатных плоскостей мюонного спектрометра они примерно равны 2.6×10^{10} частиц на плоскость. Загрузки в мюонном спектрометре вызваны в основном нераспавшимися пионами, а загрузки от мюонов составляют 3.4×10^9 частиц на плоскость. Если консервативно принять, что временное разрешение кремниевых детекторов равно 100 пикосекунд (10^{-10} с) [12], а растяжка пучка равна 1 с, то число треков, попадающих во временное окно спектрометра 100 пикосекунд и, следовательно, не разделяющихся по времени, будет составлять в среднем:

~6 треков за сброс для пионного спектрометра,
~3 трека за сброс для мюонного спектрометра.

Для восстановления импульсов частиц прежде всего нужно правильно связать треки до и после магнитов в каждом из спектрометров, а для восстановления характеристик нейтрино нужно правильно связать треки пиона и мюона от его распада. Таким образом, нужно найти критерии связывания треков при переборке всех вариантов сработавших пикселей.

Рассмотрим критерий отбора треков, которые можно будет использовать при восстановлении импульса частиц. Сформированный пучок π^+ -мезонов направлен в основном по оси OZ , магнитное поле в магнитах станции мечения направлено по оси OY , поэтому магнитное поле не поворачивает трек в YZ -проекции и его хиты в трекерах до и после магнитов лежат на одной прямой в YZ -плоскости с точностью до кулоновского рассеяния. Следовательно, для восстановления треков можно перебирать все хиты в трекерах в YZ -проекции до и после магнитов, проводить через них прямые и отбирать треки, имеющие “хорошую” сумму квадратов отклонений координат хитов от прямой Δ^2 . На рис. 7 представлено распределение Δ^2 для истинных и ложных треков при загрузке 6 частиц за 10^{-10} с, полученное при моделировании системы мечения.

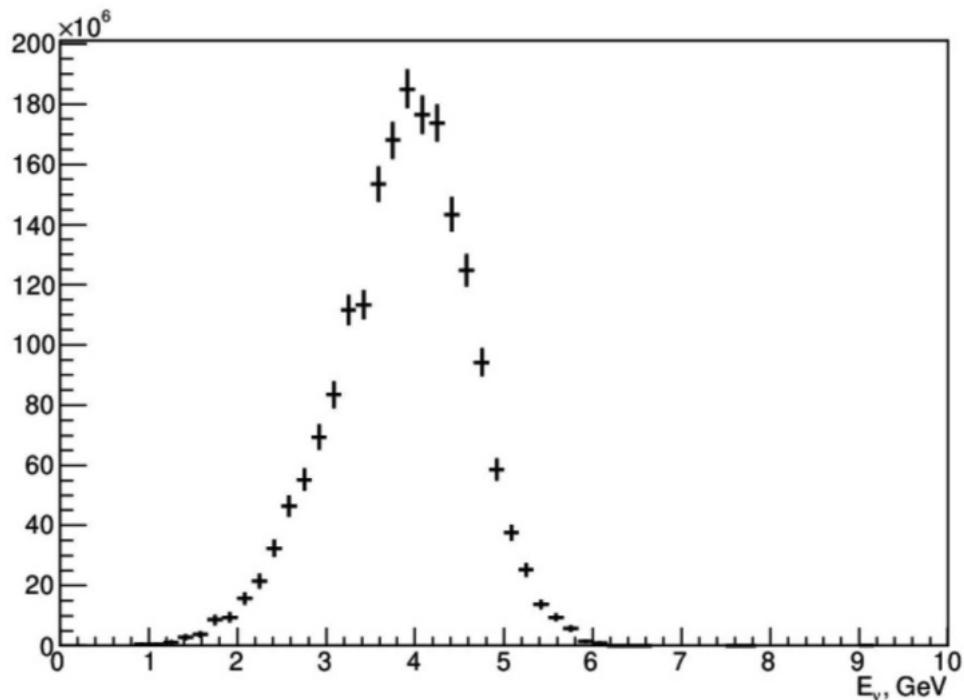


Рис. 4. Энергетический спектр нейтрино, попадающих в ближний детектор.

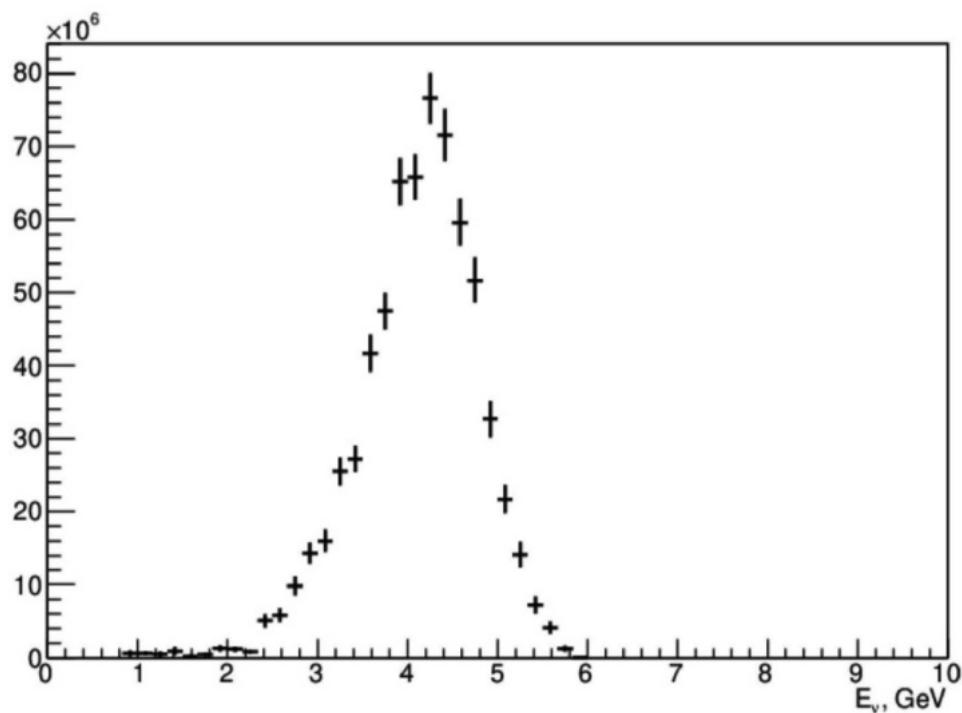


Рис. 5. Энергетический спектр меченых нейтрин, попадающих в ближний детектор.

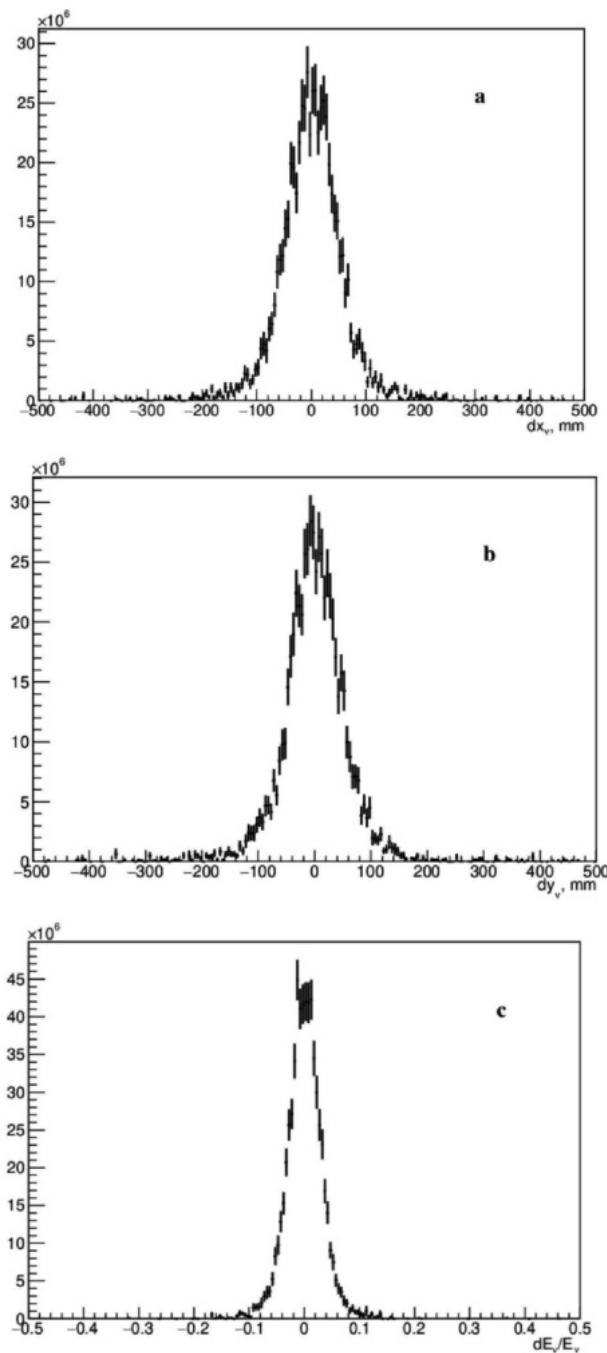


Рис. 6. Координатное разрешение точки входа в ближний детектор (а, б) и энергетическое разрешение (в) меченых нейтрино.

Если в качестве критерия отбора выбрать $\Delta^2 < 0.04 \text{ mm}^2$, то ему будут удовлетворять 98% “истинных” треков (однако при этом 30% “временных окон” будут содержать ложные треки).

Для дальнейшего подавления ложных треков в пионном спектрометре можно проверять восстановленные треки на параллельность до и после магнитов спектрометра в XZ -проекции. Пиксельная структу-

ра координатных детекторов позволяет автоматически получать по известным пикселям трека в YZ -проекции соответствующий трек в XZ -проекции. На рис. 8 показано распределение по разности тангенсов угла наклона трека Δk до и после магнитов для истинных и ложных треков.

Совместное использование критериев $\Delta^2 < 0.04 \text{ mm}^2$ в YZ -проекции и $|\Delta k| < 0.5 \times 10^{-3}$ в XZ -проекции приводит к эффективности регистрации истинных треков 97%, тогда как ложные треки будут содержать только 2.5% “временных окон”.

Чем больше загрузка каждой координатной плоскости не разделенными по времени хитами, тем большее число вариантов существует и тем больше вероятность получить “случайный” трек, удовлетворяющий критерию отбора $\Delta^2, |\Delta k|$. Например, при загрузке пионного спектрометра в 9 треков во временном окне спектрометра ложные треки будут содержаться уже в 6.4% “временных окон”.

4.3. Удаление из мюонного спектрометра треков от нераспавшихся пионов

Процедура связывания мюона и его родительского пионна будет несколько сложнее. Сначала нужно очистить мюонный спектрометр от попадающих в него треков нераспавшихся пионов, что сократит число последующих переборов. Для этого нужно восстановить импульс и направление трека на входе в мюонный спектрометр в предположении, что это пион, и сравнить их с параметрами трека, выходящего из пионного спектрометра. Если они совпадают – необходимо отбрасывать такие треки. На рис. 9 показаны распределения разности параметров прямых начального (на выходе из π -спектрометра) и конечного (на выходе в μ -спектрометр) трека для событий, когда пион не распался и попал в мюонный спектрометр. Прямые задавались в виде $z = k_x \cdot x + b_x$ в XZ -проекции и $z = k_y \cdot y + b_y$ в YZ -проекции.

Если отбрасывать события с $|\Delta kx| < 0.0004$ и $|\Delta bx| < 15 \text{ мм}$, то будет отброшено 97.5% событий с нераспавшимся пионом в конечном спектрометре, и только 0.95% событий, когда в спектрометр попадает мюон. Если использовать только критерий $|\Delta kx| < 0.0004$, то будет отброшено 98.6% с нераспавшимся пионом и 1.1% событий с мюоном в спектрометре. Нужно иметь в виду, что только ~40% нейтрино, попадающих в ближний детектор, сопровождаются регистрацией мюона в мюонном спектрометре. В остальных 60% случаев мюон не регистрируется в мюонном спектрометре, в этом случае энергия нейтрино в станции мечения не восстанавливается.

Здесь также уместно рассмотреть, какова будет оптимальная длина распадного канала меченых нейтрино при использовании рассматриваемых параметров пучка родительских частиц, станций мечения. На рис. 10 представлена зависимость числа меченых

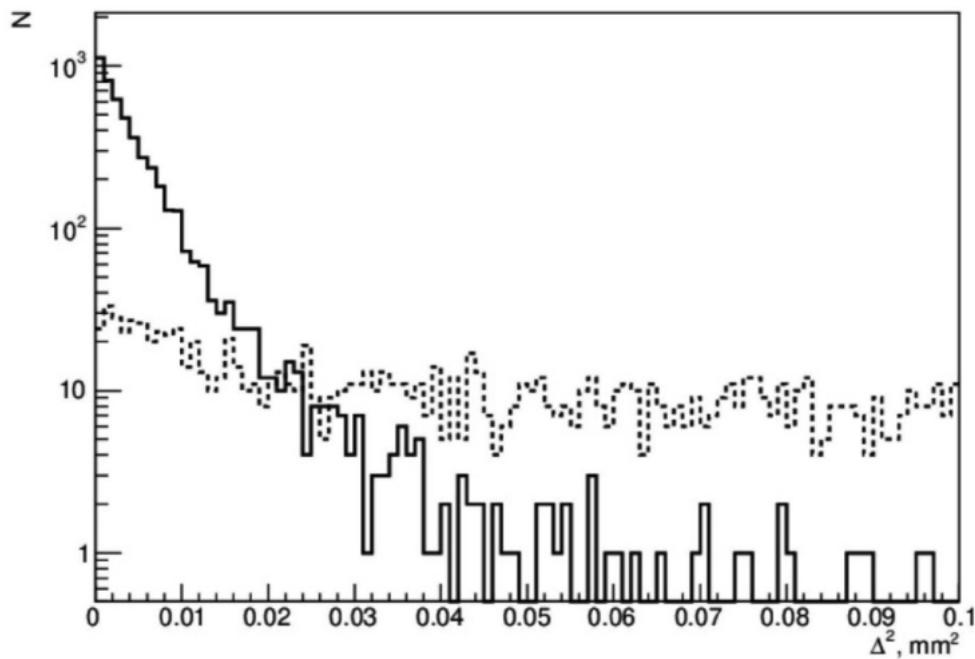


Рис. 7. Распределение Δ^2 для истинных (сплошная кривая) и ложных (точечная) треков при загрузке системы мечения 6 частиц/ 10^{-10} с.

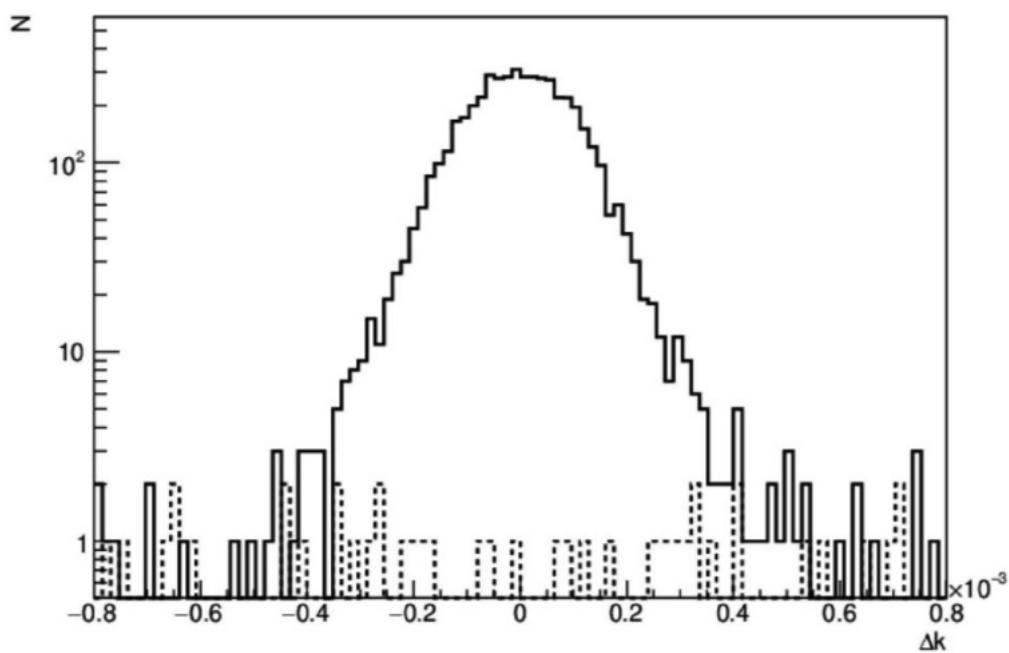


Рис. 8. Распределение по разности тангенсов угла наклона трека Δk до и после магнитов для истинных (сплошная кривая) и ложных (точечная) треков.

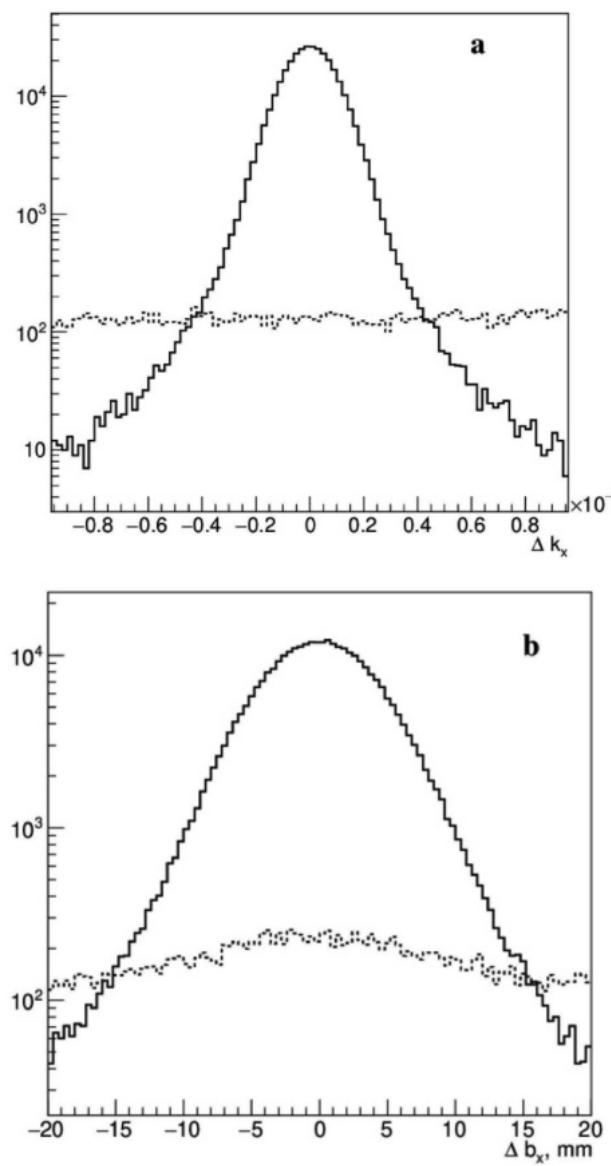


Рис. 9. Распределения разности параметров прямых $|\Delta k_x|$ (а), $|\Delta b_x|$ (б) начального (на выходе из π -спектрометра) и конечного (на входе в μ -спектрометр) треков для событий, когда пион не распался и попал в мюонный спектрометр (сплошная кривая) и для событий, когда пион распался и мюон попал в конечный спектрометр (точечная).

нейтрино в детекторе как функция длины системы мечения (расстояния от начала π -спектрометра до конца μ -спектрометра).

Из данной зависимости видно, что оптимальной длиной системы мечения для рассматриваемого канала для создания пучка меченых нейтрино максимальной интенсивности будет длина $L \sim 65$ м (в данном исследовании использовалась длина $L = 100$ м).

4.4. Восстановление энергии и направления нейтрино станцией мечения

Далее для различных выбранных π/μ -комбинаций необходимо восстановить энергию и направление образованного нейтрино и сравнить их с параметрами реального нейтринного взаимодействия, зарегистрированного в детекторе.

Временное разрешение нейтринных детекторов заметно хуже, чем у кремниевых детекторов. Принимая в качестве оценки точности временной привязки взаимодействия в нейтринном детекторе величину 1 нс, получим, что взаимодействию в детекторе будут соответствовать около 60 треков в пионном спектрометре и 30 треков в мюонном спектрометре – от 10 срабатываний станций мечения. Близкая к 100% эффективность отсеивания пионов, проходящих через оба спектрометра не распадаясь, приводит к тому, что число треков в пионном спектрометре уменьшится примерно в 2 раза, а в мюонном спектрометре останется 3–4 трека, соответствующих нейтринному событию в детекторе. Отметим, что для отбора меченых нейтрино необходимо перебирать не все π/μ -пары благодаря более точной временной привязке между пионными и мюонными треками в системе мечения.

Если восстановлено несколько нейтринных кандидатов в системе мечения в пределах временного окна нейтринного события в детекторе, то отобрать нужный кандидат можно будет, сравнивая реальное и предсказанное для данного нейтрино значение поперечных координат взаимодействия в детекторе. При восстановлении возможны ложные ассоциации, когда для восстановления параметров нейтрино будет выбрана неправильная π/μ -пара. Вероятность такого перепутывания растет с увеличением интенсивности протонного пучка, что приводит к ухудшению разрешения восстановленного нейтрино по энергии. На рис. 11 показано энергетическое разрешение событий от меченых нейтрино в детекторе с учетом ложной ассоциации π/μ -пар при трех вариантах интенсивности протонного пучка: $(0.17 \times 10^{13}, 0.33 \times 10^{13}, 1.0 \times 10^{13})$ частиц в 1 с, что соответствует $\sim(1, 2, 6)$ трекам во временном окне пионного спектрометра. Отбирались события, где поперечная координата реального и предсказанного нейтринного взаимодействия совпадают с точностью до 15 см.

Каждое распределение содержит пик, хорошо описываемый распределением Гаусса с $\sigma \sim 0.03$, и подложку, вызванную ложными $\pi\mu$ -парами, которая увеличивается с ростом интенсивности протонного пучка. Наличие этой подложки приводит к тому, что RMS для этих распределений составляют 0.035, 0.051, 0.119 соответственно.

Зависимость RMS энергетического разрешения событий меченых нейтрино от количества треков во временном окне пионного спектрометра представлена на рис. 12.

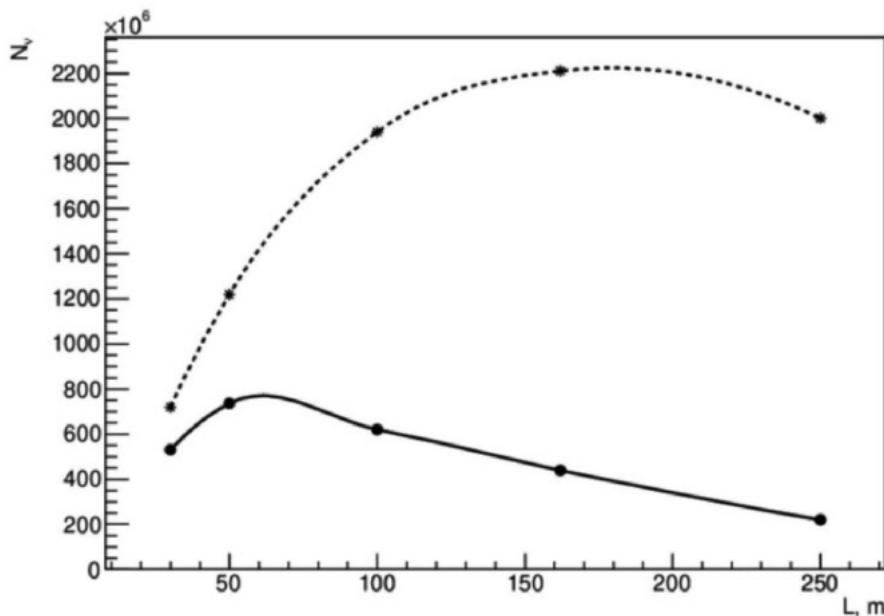


Рис. 10. Зависимость числа нейтрино в детекторе ($2 \times 2 \text{ м}^2$, 100 м до конца станции мечения) от длины системы мечения. Верхняя кривая — полное число нейтрино в детекторе, нижняя кривая — число меченых нейтрино. Эти числа нормированы на 10^{13} протонов, сброшенных на мишень.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕЧЕНЫХ НЕЙТРИНО В НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

В данной работе рассмотрены метод мечения нейтрино в нейтринных экспериментах и принципы его реализации. Метод мечения нейтрино заключается в кинематической реконструкции реакции образования нейтрино — распада $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + v_\mu(\bar{v}_\mu)$ — по измерению параметров заряженных частиц (родительского мезона и мюона) с использованием станции мечения. Это позволяет с хорошей точностью восстановить точку образования нейтрино, его направление и энергию. Точность измерения энергии меченых нейтрино превосходит точность, основанную на измерении энергии взаимодействия нейтрино в детекторе.

Метод мечения нейтрино имеет много преимуществ. Точное знание источника нейтрино позволяет значительно уменьшить систематические неопределенности и вклад фоновых процессов при исследовании нейтринных осцилляций. Эти исследования также выигрывают благодаря хорошему энергетическому разрешению, позволяющему в полной мере использовать энергетическую зависимость вероятности осцилляций. Наконец, метод мечения позволит значительно улучшить точность измерения сечений взаимодействия нейтрино с веществом, а также уточнить феноменологические модели, используемые для извлечения энергии нейтрино в нейтрино-ядерных взаимодействиях, что будет важно для следующих поколений LBNE.

Реализация этой методики требует создания таких нейтринных каналов, в которых плотность потока родительских мезонов остается в пределах возможностей кремниевых детекторных технологий, которые применяются в станциях мечения нейтрино. Автоматами была разработана принципиальная оптическая схема такого канала [9]. Здесь предполагается использовать медленно выведенный из ускорителя У-70 ИФВЭ пучок протонов с энергией 60 ГэВ и интенсивностью до 10^{13} частиц за цикл длительностью около 9 с. Формируется пучок родительских мезонов с большим поперечным размером и импульсами мезонов, которые образуют нейтрино в диапазоне энергий, оптимальном для изучаемых явлений. В предложенной схеме канала используются только базовые и доступные элементы, такие как диполи и квадрупольи. Более того, с помощью квадрупольей можно также сформировать канал, который одновременно фокусирует как $\pi^+(K^+)$, так и $\pi^-(K^-)$ [16]. Такую опцию желательно иметь для пучка меченых нейтрино, где киральность нейтрино возможно определять в каждом событии.

В работе рассмотрена схема станции мечения нейтрино и промоделирована ее работа. Пучки меченых нейтрино могут быть применены в эксперименте с длинной базой с использованием черенковского детектора на природной воде мегатонного масштаба. Преимущества такой схемы заключаются в том, что ограниченная чувствительность детектора компенсируется возможностями меченых нейтрино и наоборот. Действительно, “грубость” крупноячеистого водного черенковского детектора преодолевается превосходной точностью мечения, и, наоборот, ограничение по-

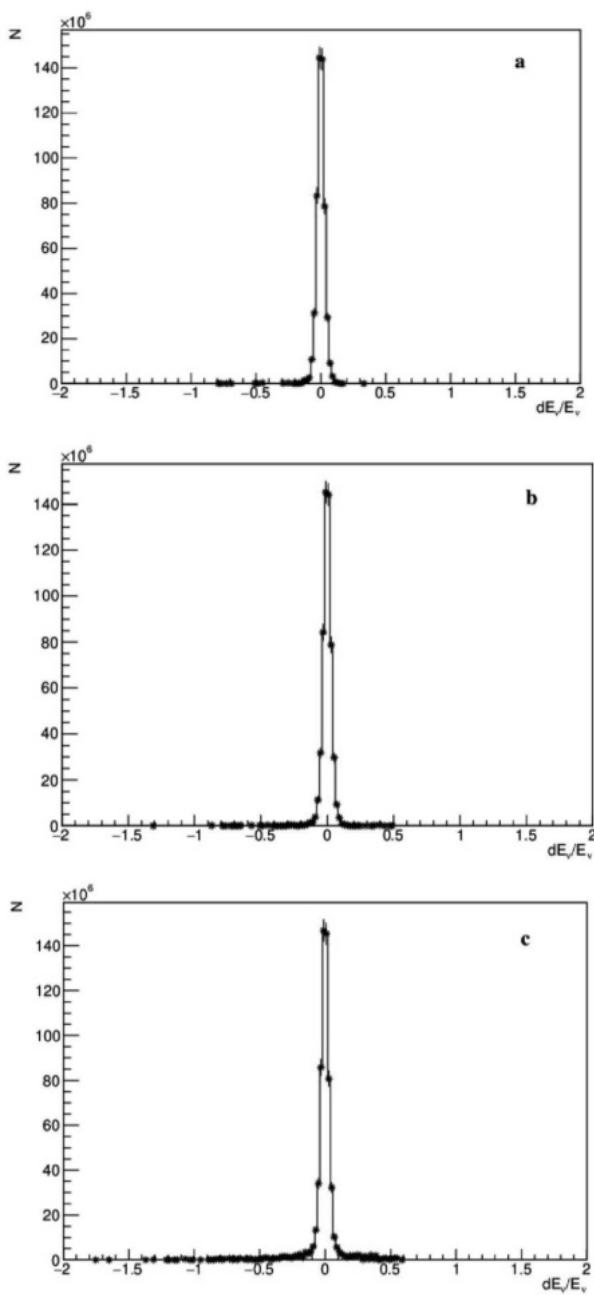


Рис. 11. Энергетическое разрешение событий от меченых нейтрино в детекторе с учетом ложной ассоциации π/μ -пар при трех вариантах интенсивности протонного пучка: 0.17×10^{13} (а), 0.33×10^{13} (б), 1.0×10^{13} частиц в секунду (в), что соответствует $\sim(1, 2, 6)$ трекам во временном окне пионного спектрометра.

тока нейтрино, накладываемое процедурой мечения, компенсируется практически неограниченными размерами детектора.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-00107).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ **33**, 549 (1957).
- Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ **34**, 247 (1958).
- Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962). <https://doi.org/10.1143/ptp.28.870>
- Б. М. Понтекорво, ЖЭТФ **53**, 1717 (1967).
- A. V. Akindinov, E. G. Anassontzis, G. Anton, M. Ardid, J. Aublin, B. Baret, V. Bertin, S. Bourret, C. Bozza, M. Bruchner, R. Bruijn, J. Brunner, M. Chabab, N. Chau, A. S. Chepurnov, M. Colomer Molla, et al., Eur. Phys. J. C **79**, 758 (2019). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7259-5>
- S. K. Raut, R. S. Singh, and S. U. Sankar, Phys. Lett. B **696**, 227 (2011). <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.12.029>
- A. Dighe, S. Goswami, and S. Ray, Phys. Rev. Lett. **105**, 261802 (2010). <https://doi.org/10.1103/physrevlett.105.261802>
- B. Pontecorvo, Lett. Nuovo Cimento **25**, 257 (1979). <https://doi.org/10.1007/bf02813638>
- Ф. Н. Новоскольцев, Р. Ю. Синюков, А. А. Соколов, Изв. РАН. Сер. физ. **87**, 1120 (2023). <https://doi.org/10.31857/S0367676523702010>
- D. C. Carey, R. J. Stefanski, and L. C. Teng, IEEE Trans. Nucl. Sci. **18**, 755 (1971). <https://doi.org/10.1109/tns.1971.4326174>
- V. B. Anikeev, S. V. Belikov, S. N. Gurzhiev, A. G. Denisov, S. P. Denisov, N. N. Fedjakin, V. I. Kochetkov, V. M. Korablev, V. I. Koreshov, V. V. Lipaev, S. V. Los, V. N. Mikhailin, A. M. Rybin, A. N. Sytin, A. G. Bogdanov, T. M. Kirina, et al., Nucl. Instrum. Methods A **419**, 596 (1998). [https://doi.org/10.1016/s0168-9002\(98\)00837-7](https://doi.org/10.1016/s0168-9002(98)00837-7)
- G. Aglieri Rinella, D. Alvarez Feito, R. Arcidiacono, C. Biino, S. Bonacini, A. Ceccucci, S. Chiozzi, E. Cortina Gil, A. Cotta Ramusino, H. Danielsson, J. Degrange, M. Fiorini, L. Federici, E. Gamberini, A. Gianoli, J. Kaplon, et al., JINST **14**, P07010 (2019). <https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/07/P07010>
- A. Lai, IEEE, Sydney, NSW, Australia, 1 (2018).
- H.F.W. Sadrozinski, S. Ely, V. Fadeyev, Z. Galloway, J. Ngo, C. Parker, B. Petersen, A. Seiden, A. Zatserklyaniy, N. Cartiglia, F. Marchetto, M. Bruzzi, R. Mori, M. Scaringella, and A. Vinattieri, Nucl. Instrum. Methods A **730**, 226 (2013). <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.06.033>
- M. Perrin-Terrin, Eur. Phys. J. C **82**, 465 (2022). <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10397-8>
- F. N. Novoskoltsev, R. Yu. Sinyukov, and A. A. Sokolov, Phys. At. Nucl. **86**, 1450 (2023). <https://doi.org/10.1134/s1063778824010393>

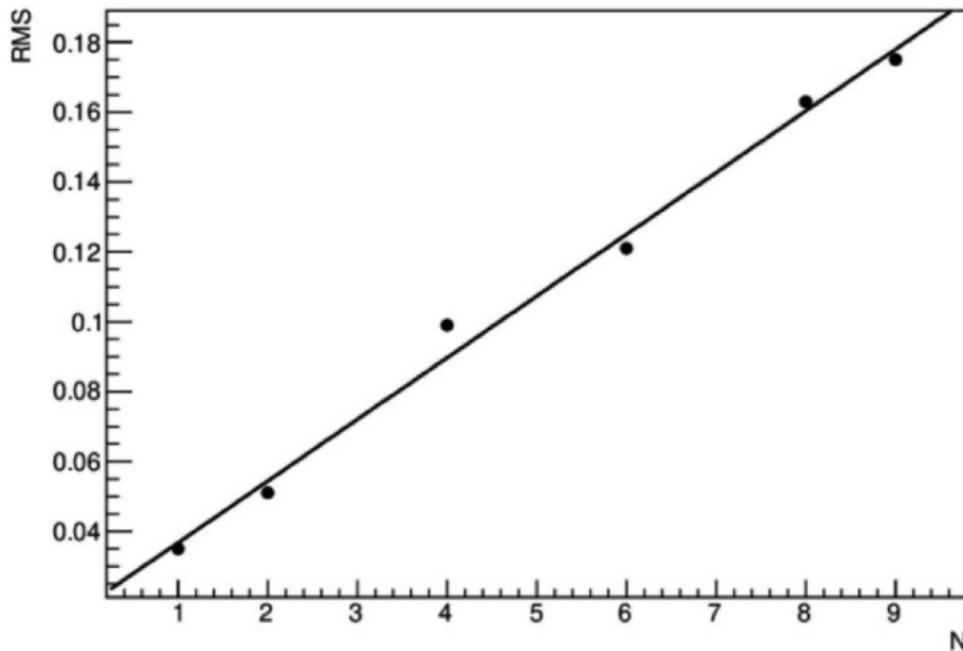


Рис. 12. Зависимость RMS энергетического разрешения событий меченых нейтрино от количества треков N во временном окне пионного спектрометра (точки). Результат фита соответствующей зависимости представлен прямой.

MODELLING OF THE NEUTRINO TAGGING SYSTEM FOR THE NEAR DETECTOR IN THE P2O EXPERIMENT

V. N. Goryachev¹⁾, F. N. Novoskoltsev¹⁾, R. Yu. Sinyukov¹⁾, A. A. Sokolov¹⁾

¹⁾*National Research Center “Kurchatov Institute” – IHEP, Protvino, Russia*

This paper describes the method of neutrino tagging in neutrino experiments and the principles of its realization. The neutrino tagging method consists in the kinematic reconstruction of the neutrino formation reaction – the decay $\pi^\pm(K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ – by measuring the parameters of the charged particles – parent meson and muon – using a tagging station. This allows us to recover the energy, direction and point of neutrino formation with a high accuracy. A description of the neutrino tagging method and the potential advantages of the resulting beam for short-base experiments are presented. The scheme of the neutrino tagging station is considered and its operation is modeled.

РЕЛЯТИВИСТСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ЧЕТЫРЕХНУКЛОННОЙ СИСТЕМЫ

© 2024 г. Сергей Бондаренко¹⁾, Сергей Юрьев^{1,*}

Поступила в редакцию 17.04.2024 г.; после доработки 06.06.2024 г.; принята к публикации 10.06.2024 г.

В работе проводится обобщение четырехчастичного интегрального уравнения Фаддеева–Якубовского на релятивистский случай. Полученная система интегральных уравнений решается методом итераций, и находится энергия связи и амплитуды состояний ядра гелия-4. В качестве потенциала NN -взаимодействия используется одноранговый сепарабельный потенциал Ямагучи. В расчетах рассматриваются только состояния с нулевым орбитальным моментом – S -состояния. Результаты расчета сравниваются с нерелятивистскими расчетами и с экспериментальным значением.

DOI: 10.31857/S0044002724060147, EDN: НОТQCI

1. ВВЕДЕНИЕ

Прогресс в применении уравнения Бете–Солпитера для изучения релятивистских двухчастичных систем, в частности, дейтрана при высоких энергиях [1], а также изучение релятивистских эффектов в формализме Бете–Солпитера–Фаддеева (БСФ) для трехнуклонных ядер (гелион и тритон) (энергия связи, амплитуды состояний и электромагнитные формфакторы) [2, 3] ставят вопрос о релятивистском обобщении уравнения Фаддеева–Якубовского (ФЯ) для описания релятивистских четырехнуклонных систем.

Необходимость таких исследований индуцируется в том числе постоянным ростом энергий сталкивающихся в ускорителях частиц и тем самым увеличением количества экспериментальных данных. Это имеет отношение и для ядер гелия-4.

За основу в нашей работе взято нерелятивистское уравнение ФЯ [4] в интегральной форме для компонент полной четырехчастичной t -матрицы. Этот формализм имеет богатую историю и развит на достаточно хорошем уровне с теоретической точки зрения, и успешно применен, в частности, к ядру гелия-4 (см. обзор [5]).

В нашей работе мы проводим обобщение нерелятивистского уравнения ФЯ на релятивистский случай методом, который был успешно применен для случая трех частиц [6]. Далее мы решаем полученную систему интегральных уравнений методом итераций и тем самым находим энергию связи и амплитуды состояний ядра гелия-4. В качестве потенциала NN -взаимодействия мы используем одноранговый сепарабельный потенциал Ямагучи. Использование сепарабельного потенциала позволяет избавиться от одного интегрирования в интегральном уравнении,

¹⁾ Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

* E-mail: yurev@jinr.ru

что существенно облегчает вычисления. В численных расчетах мы ограничиваемся рассмотрением только парного S -состояния, а также схемы связи “3 + 1”, оставив рассмотрение схемы “2 + 2” для следующей работы.

2. ФОРМАЛИЗМ

2.1. Релятивистское обобщение уравнения Фаддеева–Якубовского в операторном виде

Уравнение для четырехчастичной релятивистской t -матрицы для связанного состояния четырех частиц в операторном виде может быть записано следующим образом:

$$T = VGT, \quad (1)$$

где V – потенциал взаимодействия четырех частиц, G – четырехчастичный пропагатор.

Как и в нерелятивистском случае это уравнение имеет сингулярное ядро и не может иметь корректного решения. Для того чтобы привести это уравнение к пригодному для решения виду, как и в нерелятивистском случае, необходимо применить к нему процедуру преобразования Фаддеева и Якубовского. В случае парного взаимодействия между частицами системы (отсутствие трех- и четырехчастичных взаимодействий) ядро взаимодействия может быть записано в виде

$$V = \sum_{(ij)} V_{ij}, \quad (2)$$

где V_{ij} обозначает взаимодействие между частицами i и j двухчастичной подсистемы. В этом случае четырехчастичная t -матрица может быть записана в следующем виде:

$$T = \sum_{(ij)} T^{(ij)}, \quad (3)$$

где

$$T^{(ij)} = V_{ij} G_{ij} T. \quad (4)$$

Подставляя (3) в правую часть (4) и проводя преобразования, получаем следующее уравнение на компоненты $T^{(ij)}$:

$$T^{(ij)} = T_{ij}G_{ij} \sum_{(i'j') \neq (ij)} T^{(i'j')}, \quad (5)$$

где T_{ij} — двухчастичная t -матрица, удовлетворяющая уравнению Бете—Солпитера:

$$T_{ij} = V_{ij} + V_{ij}G_{ij}T_{ij}. \quad (6)$$

Уравнение (5) все еще достаточно сингулярно, чтобы иметь корректное решение, поэтому, используя метод, предложенный Якубовским [4], $T^{(ij)}$ может быть представлена в следующем виде:

$$T^{(ij)} = T^{(ijk,l)} + T^{(ijl,k)} + T^{(ij,lk)}, \quad (7)$$

где:

$$T^{(ijk,l)} = T_{ij}G_{ij}(T^{(ki)} + T^{(jk)}), \quad (8)$$

$$T^{(ijl,k)} = T_{ij}G_{ij}(T^{(li)} + T^{(jl)}), \quad (9)$$

$$T^{(ij,lk)} = T_{ij}G_{ij}T^{(lk)}. \quad (10)$$

Первые два члена в (7) отвечают схеме сложения “3 + 1”, т.е. когда взаимодействие частиц системы происходит сначала между двумя частицами, далее к ней подключается третья, и с получившейся трехчастичной подсистемой взаимодействует четвертая частица. Последний член отвечает типу сложения “2 + 2”, т.е. когда взаимодействие частиц системы происходит сначала между двумя частицами, в двух двухчастичных подсистемах, а далее происходит взаимодействие между этими подсистемами.

Так как $V_{ij} = V_{ji}$ и как следствие $T_{ij} = T_{ji}$, то имеет место следующее свойство: $T^{(ijk,l)} = T^{(jik,l)}$ и $T^{(ij,kl)} = T^{(ji,kl)} = T^{(ij,lk)} = T^{(ji,lk)}$.

Подставляя (7) в (8) и (10), можно получить систему уравнений на компоненты полной четырехчастичной t -матрицы $T^{(ijk,l)}$ и $T^{(ij,kl)}$ в следующем виде:

$$\begin{aligned} T^{(ijk,l)} &= \\ &= M_{ij,ij}G_{ij}\left(T^{(kjl,i)} + T^{(ikl,j)} + T^{(jk,l)} + T^{(ki,jl)}\right) + \\ &+ M_{ij,jk}G_{jk}\left(T^{(jil,k)} + T^{(ikl,j)} + T^{(ki,jl)} + T^{(ij,kl)}\right) + \\ &+ M_{ij,ki}G_{ki}\left(T^{(jil,k)} + T^{(kjl,i)} + T^{(ij,kl)} + T^{(jk,il)}\right), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} T^{(ij,kl)} &= N_{ij,ij}G_{ij}\left(T^{(lkj,i)} + T^{(kli,j)}\right) + \\ &+ N_{ij,kl}G_{kl}\left(T^{(jil,k)} + T^{(ijk,l)}\right), \end{aligned}$$

где M и N удовлетворяют уравнению Фаддеевского типа — неоднородному уравнению Бете—Солпитера—Фаддеева [6]:

$$M_{\alpha,\beta} = T_{\alpha}\delta_{\alpha,\beta} + T_{\alpha}G_{\alpha} \sum_{\gamma \neq \alpha} M_{\gamma,\beta}, \quad (12)$$

где $\alpha, \beta, \gamma = ij, jk, ki$

$$N_{\alpha,\beta} = T_{\alpha}\delta_{\alpha,\beta} + T_{\alpha}G_{\alpha} \sum_{\gamma \neq \alpha} N_{\gamma,\beta}, \quad (13)$$

где $\alpha, \beta, \gamma = ij, kl$.

Системы из связанных уравнений (11)–(13) есть релятивистское обобщение уравнения Фаддеева—Якубовского.

2.2. Релятивистское обобщение уравнения Фаддеева—Якубовского в интегральном виде

Релятивистское обобщение системы уравнений Фаддеева—Якубовского для связанного состояния четырех частиц в интегральном виде, полученное на основании операторного уравнения (11), может быть записано следующим образом:

$$\begin{aligned} T^{(ijk,l)}(k_1, k_2, k_3, k_4) &= \int \frac{dk'_1}{(2\pi)^4} \frac{dk'_2}{(2\pi)^4} \frac{dk'_3}{(2\pi)^4} \frac{dk'_4}{(2\pi)^4} \times \\ &\times M_{ij,ij}(k_1, k_2, k_3, k_4; k'_1, k'_2, k'_3, k'_4, K^2) \times \\ &\times G_{ij}(k'_i, k'_j) T^{(kjl,i)}(k'_1, k'_2, k'_3, k'_4) + \dots, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T^{(ijk,l)}(k_1, k_2, k_3, k_4) &= \int \frac{dk'_1}{(2\pi)^4} \frac{dk'_2}{(2\pi)^4} \frac{dk'_3}{(2\pi)^4} \frac{dk'_4}{(2\pi)^4} \times \\ &\times N_{ij,ij}(k_1, k_2, k_3, k_4; k'_1, k'_2, k'_3, k'_4, K^2) \times \\ &\times G_{ij}(k'_i, k'_j) T^{(lkj,i)}(k'_1, k'_2, k'_3, k'_4) + \dots, \end{aligned} \quad (14)$$

где $G_{ij}(k'_i, k'_j) = S(k'_i)S(k'_j)$, $S(k'_j)$ — функция Грина свободного нуклона. В работе для простоты используется скалярный пропагатор для нуклона.

Вместо импульсов k_1, k_2, k_3, k_4 удобно использовать импульсы Якоби (для частиц с равной массой), для схемы сложения “3 + 1”:

$$k_{ij} = \frac{1}{2}(k_i - k_j), \quad (15)$$

$$p_{ij,k} = \frac{1}{3}(k_i + k_j) - \frac{2}{3}k_k, \quad (16)$$

$$q_{ijk,l} = \frac{1}{4}(k_i + k_j + k_k) - \frac{3}{4}k_l, \quad (17)$$

и для схемы сложения “2 + 2”:

$$k_{ij} = \frac{1}{2}(k_i - k_j), \quad (18)$$

$$k_{kl} = \frac{1}{2}(k_k - k_l), \quad (19)$$

$$s_{ij,kl} = \frac{1}{2}(k_i + k_j - k_k - k_l), \quad (20)$$

$$K = k_i + k_j + k_k + k_l. \quad (21)$$

В этом случае можно записать:

$$\begin{aligned} M_{ij,ij}(k_1, k_2, k_3, k_4; k'_1, k'_2, k'_3, k'_4) &= \\ &= M_{ij,ij}(k_{ij}, p_{ij,k}, q_{ijk,l}; k'_{ij}, p'_{ij,k}, q'_{ijk,l}) = \\ &= M_{ij,ij}(k_{ij}, p_{ij,k}; k'_{ij}, p'_{ij,k}) \delta(q_{ijk,l} - q'_{ijk,l}) \end{aligned} \quad (22)$$

и

$$\begin{aligned} N_{ij,ij}(k_1, k_2, k_3, k_4; k'_1, k'_2, k'_3, k'_4) &= \\ N_{ij,ij}(k_{ij}, k_{kl}, s_{ij,kl}; k'_{ij}, k'_{kl}, s'_{ij,kl}) &= \quad (23) \\ = N_{ij,ij}(k_{ij}, k_{kl}; k'_{ij}, k'_{kl})\delta(s_{ij,kl} - s'_{ij,kl}) \end{aligned}$$

Выражая импульсы Якоби с различными индексами друг через друга и подставляя в уравнение (14), а также используя (22) и (23), получаем следующую систему уравнений, описывающую четырехчастичную связанную систему в релятивистском случае:

$$\begin{aligned} T_M(k, p, q) &= \int \frac{dk'}{(2\pi)^4} \frac{dq'}{(2\pi)^4} S(K/4 - q') S(k' + q/2 + \\ &+ \frac{1}{2}q' + K/4) \left[M(k, p; \mathcal{K}, \mathcal{P}) T_M \left(k', q + \frac{1}{3}q', q' \right) + \right. \\ &\quad \left. + M(k, p; \mathcal{K}_1, \mathcal{P}_1) T_N \left(k', q - \frac{1}{2}q', q' \right) \right], \\ T_N(k, \kappa, s) &= \int \frac{dk'}{(2\pi)^4} \frac{dq'}{(2\pi)^4} S(K/4 - q') S(K/4 + q' + s), \\ N \left(k, \kappa; \frac{1}{2}s + q', k' \right) T_M \left(k', -s - \frac{2}{3}q', q' \right), \quad (24) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{K} &= -\frac{1}{2}k' - \frac{1}{4}q - \frac{3}{4}q', \quad \mathcal{K}_1 = \mathcal{K} - \frac{3}{4}q, \\ \mathcal{P} &= k' - \frac{1}{6}q - \frac{1}{2}q', \quad \mathcal{P}_1 = \mathcal{P} + \frac{1}{2}q. \end{aligned}$$

M удовлетворяет следующему уравнению:

$$\begin{aligned} M(k, p; k', p') &= 2(2\pi)^4 t(k, k', Z_{qp}) \delta(p - p') + \\ &+ \int \frac{d^4 p''}{(2\pi)^4} S \left(\frac{1}{4}K + \frac{1}{3}q - p'' \right) S \left(\frac{1}{4}K + \frac{1}{3}q + p + p'' \right) \times \\ &\quad \times 2t(k, \frac{1}{2}p + p'', Z_{qp}) M(p + \frac{1}{2}p'', p''; k', p'), \quad (25) \end{aligned}$$

где t – двухчастичная t -матрица и $Z_{qp} = \frac{1}{2}K + \frac{2}{3}q + p$. N удовлетворяет следующему уравнению:

$$\begin{aligned} N(k, \kappa; k', \kappa') &= (2\pi)^4 2t(k, k', Z_s) [\delta(\kappa - \kappa') + \delta(\kappa + \kappa')] + \\ &+ \int \frac{d^4 k''}{(2\pi)^4} S \left(\frac{1}{4}K + \frac{1}{2}s - k'' \right) S \left(\frac{1}{4}K + \frac{1}{2}s + k'' \right) \times \\ &\quad \times t(k, k'', Z_s) N(\kappa, k''; k', \kappa'), \quad (26) \end{aligned}$$

где $Z_s = \frac{1}{2}K + s$.

2.3. Уравнение в случае сепарабельного потенциала

В настоящей работе используется потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия в сепарабельном виде:

$$v(k, k') = \lambda g(k)g(k'), \quad (27)$$

где $g(k)$ – так называемый формфактор потенциала. Используется сепарабельный потенциал первого ранга с формфактором Ямагучи:

$$g(k) = 1/(k^2 - \beta^2 + i0) \quad (28)$$

с параметрами потенциала λ и β , подбираемыми таким образом, чтобы вычисленные двухчастичные наблюдаемые совпадали с соответствующими экспериментальными данными.

В этом случае двухчастичная t -матрица тоже имеет сепарабельный вид:

$$t(k, k', Z_{qp}) = \tau(Z_{qp}) g(k) g(k'). \quad (29)$$

Подставляя двухчастичную t -матрицу в сепарабельном виде в уравнения (25) и (26) для M и N , получаем, что M и N будут иметь вид

$$M(k, p; k', p') = 2\tau(Z_{qp}) g(k) g(k') [(2\pi)^4 \delta(p - p') + \tau(Z_{qp'}) X(p, p')], \quad (30)$$

$$N(k, \kappa; k', \kappa') = 2\tau(Z_s) g(k) g(k') [(2\pi)^4 [\delta(\kappa - \kappa') + \delta(\kappa + \kappa')]] + \tau(Z_s) Y(\kappa, \kappa'), \quad (31)$$

где X и Y удовлетворяют следующим интегральным уравнениям:

$$X(p, p') = U(p, p') + \int \frac{d^4 p''}{(2\pi)^4} U(p, p'') \tau(Z_{qp''}) X(p'', p'), \quad (32)$$

$$Y(\kappa, \kappa') = W(\kappa, \kappa') + \int \frac{d^4 \kappa''}{(2\pi)^4} W(\kappa, \kappa'') \tau(Z_s) Y(\kappa'', \kappa'), \quad (33)$$

и U и W имеют вид

$$\begin{aligned} U(p, p') &= S \left(\frac{1}{4}K + \frac{1}{3}q - p' \right) S \left(\frac{1}{4}K + \frac{1}{3}q + p + p' \right) \times \\ &\quad \times g \left(\frac{1}{2}p + p' \right) 2g \left(p + \frac{1}{2}p' \right), \quad (34) \end{aligned}$$

$$W(\kappa, \kappa') = S \left(\frac{1}{4}K + \frac{1}{2}s - \kappa' \right) S \left(\frac{1}{4}K + \frac{1}{2}s + \kappa' \right) g(\kappa) g(\kappa'). \quad (35)$$

В данных выражениях M , N , X , Y , U и W зависят от q , s и K как от параметров, поэтому эта зависимость не отражена в них явно. Подставляя M в виде (30) и N в виде (31) в уравнение (24), получаем следующие выражения для T_M и T_N :

$$T_M(k, p, q) = g(k) Q(p, q), \quad (36)$$

$$T_N(k, \kappa, s) = g(k) R(\kappa, s). \quad (37)$$

При этом Q и R удовлетворяют следующей системе интегральных уравнений:

$$\begin{aligned} Q(p, q) &= \tau(Z_{qp}) \int \frac{dq'}{(2\pi)^4} [X(p, \frac{1}{3}q + q') Q(q + \frac{1}{3}q', q') + \\ &+ X(p, -\frac{2}{3}q + q') R(q - \frac{1}{2}q', q')], \quad (38) \end{aligned}$$

$$R(\kappa, s) = 2\tau(Z_s) \int \frac{dq'}{(2\pi)^4} Y\left(\kappa, \frac{1}{2}s + q'\right) Q\left(-s - \frac{2}{3}q', q'\right).$$

Ядра интегральных уравнений (38), (32) и (33) имеют полюса и разрезы из нуклонных пропагаторов S , формфакторов потенциала g , а также функции τ , которые не позволяют применить к ним стандартные методы решения интегральных уравнений. Но в случае связанного состояния четырех частиц от этих сингулярностей можно избавиться, применяя процедуру поворота Вика таким же образом, как это было сделано в случае решения задачи для релятивистской системы трех частиц [6].

Далее, для того чтобы привести уравнение к виду, пригодному для решения, необходимо провести парциальное разложение, чтобы выделить амплитуды, относящиеся к состояниям с определенными орбитальными моментами. В данной работе рассматриваются только состояния с нулевыми орбитальными моментами, а именно, состояния 1S_0 и 3S_1 .

С учетом этого система (38) будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} Q_i(p, q) = & \tau_i(Z_{qp}) \sum_j \int \frac{dq'}{(2\pi)^4} \left[X_{ij}\left(p, \frac{1}{3}q + q'\right) \times \right. \\ & \times Q_j\left(q + \frac{1}{3}q', q'\right) + X_{ij}\left(p, -\frac{2}{3}q + q'\right) R_j\left(q - \frac{1}{2}q', q'\right) \left. \right], \end{aligned} \quad (39)$$

$$\begin{aligned} R_i(\kappa, s) = & 2\tau_i(Z_s) \int \frac{dq'}{(2\pi)^4} Y_{ii}\left(\kappa, \frac{1}{2}s + q'\right) \times \\ & \times Q_i\left(-s - \frac{2}{3}q', q'\right). \end{aligned}$$

При этом X_{ij} и Y_{ii} удовлетворяют следующим системам интегральных уравнений:

$$\begin{aligned} X_{ij}(p, p') = & U_{ij}(p, p') + \\ & + \sum_k \int \frac{d^4 p''}{(2\pi)^4} U_{ik}(p, p'') \tau_k(Z_{qp''}) X_{kj}(p'', p'), \end{aligned} \quad (40)$$

$$\begin{aligned} Y_{ii}(\kappa, \kappa') = & W_{ii}(\kappa, \kappa') + \\ & + \int \frac{d^4 \kappa''}{(2\pi)^4} W_{ii}(\kappa, \kappa'') \tau_i(Z_s) Y_{ii}(\kappa'', \kappa'), \end{aligned} \quad (41)$$

где U_{ij} и W_{ii} имеют вид

$$\begin{aligned} U_{ij}(p, p') = & C_{ij} S\left(\frac{1}{4}K + \frac{1}{3}q - p'\right) S\left(\frac{1}{4}K + \frac{1}{3}q + p + p'\right) \times \\ & \times g_i\left(\frac{1}{2}p + p'\right) 2g_i\left(p + \frac{1}{2}p'\right), \end{aligned} \quad (42)$$

$$\begin{aligned} W_{ii}(\kappa, \kappa') = & S\left(\frac{1}{4}K + \frac{1}{2}s - \kappa'\right) \times \\ & \times S\left(\frac{1}{4}K + \frac{1}{2}s + \kappa'\right) g_i(\kappa) g_i(\kappa'), \end{aligned} \quad (43)$$

а C_{ij} – матрица спин-изоспиновых коэффициентов пересвязки, описывающая спин-изоспиновую структуру системы трех частиц [5, 7].

3. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ, РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Системы интегральных уравнений в данной работе решаются методом итераций, а сами интегралы вычисляются, используя квадратурный метод, т.е. интеграл заменяется суммой (гауссова квадратура).

На первом этапе при определенном значении полной энергии системы s ($K = (\sqrt{s}, 0)$) итерационным методом решается система уравнений (40) для функции X на сетке по переменным p_0, q_0, q'_0, p, q, q' и $y = \cos\vartheta_{qq'}$. Далее решается система уравнений (39) для функции Q , в ядро которого входит функция X , найденная путем решения системы (40). При этом на каждой итерации необходимо знать значение функции в точке $q + \frac{1}{3}q'$, которая находится вне узлов сетки квадратурного разложения. Для того чтобы найти это значение, на каждой итерации производится интерполяция. Сходимость итерационной процедуры отражена на рис. 1, который иллюстрирует зависимость отношения двух последовательных итераций от номера итерации для уравнения (39). Данный рисунок показывает, что на первых итерациях отношение двух последующих итераций меняется хаотично, на шестой итерации начинается процесс быстрой сходимости к единице (при искомом значении энергии связи или к другому числу при произвольно взятой энергии) и на десятой итерации уже визуально не отличим от единицы. Номер итерации, на которой итерационную процедуру необходимо останавливать, зависит от того, какая точность вычислений должна быть достигнута. В расчетах данной статьи в качестве решения использу-

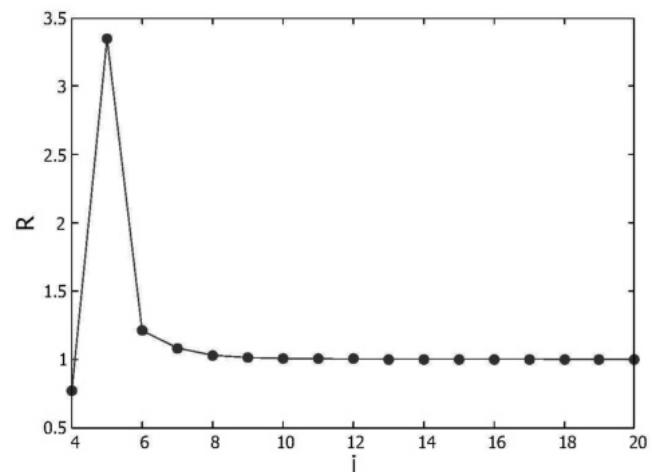


Рис. 1. Релятивистский случай четырех частиц. Сходимость итерационной процедуры – значение отношения последующих итераций $R = Q_i(p, q; s) / Q_{i+1}(p, q; s)$ в зависимости от номера итерации i .

зовались функции, полученные на двадцатой итерации.

Система однородных интегральных уравнений (39) является интегральным уравнением с параметром s и имеет решение не при всех значениях этого параметра, а лишь при тех, которые удовлетворяют условию

$$\lim_{i \rightarrow \infty} \frac{Q_i(p, q; s)}{Q_{i+1}(p, q; s)} = 1, \quad (44)$$

где i — номер итерации. Это условие используется для поиска энергии связи системы четырех частиц [6] — варьируя энергию системы необходимо добиться выполнения данного условия. Результат отображен на рис. 2.

Из рисунка видно, что имеется только одно пересечение графика с нулем. Таким образом, при энергиях ниже энергии связи тритона наблюдается только одно основное связанное состояние. Для поиска энергии возбужденных связанных состояний необходимо изменить метод решения системы интегральных уравнений. По этой причине в данной работе рассматривается только основное состояние.

Для расчета интегралов на лучах от $[0, \pm\infty)$ использовалось преобразование переменных интегрирования вида $y = Cx/(1-x)$, где переменная x принимает значения $[0, 1]$, а C выбирается таким образом, чтобы интеграл имел оптимальную сходимость.

Так как в нашей задаче интегралы вычисляются квадратурным методом, то очевидно, что чем больше точек сетки используется, тем более точным будет результат вычисления. С другой стороны, при увеличении числа точек сетки квадратурного разложения на 1 время счета увеличивается приблизительно в 2 раза. Рис. 3 иллюстрирует зависимость полученного значения для энергии связи от количества точек сетки

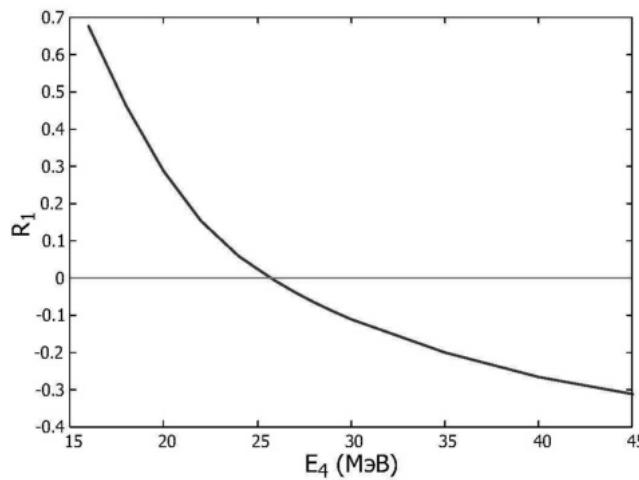


Рис. 2. Значение, к которому сходится функция $R_1 = Q_{20}(p, q; s)/Q_{19}(p, q; s) - 1$ на двадцатой итерации, где уже достигнута высокая степень асимптотического насыщения в зависимости от энергии четырехчастичной системы. Значение “0” соответствует связанному состоянию.

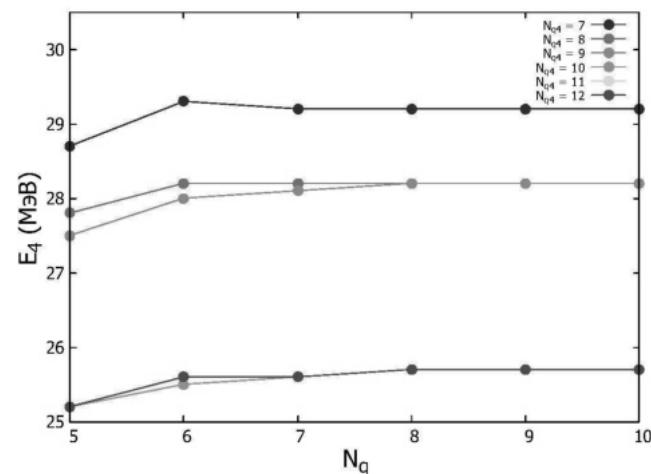


Рис. 3. Значение энергии связи ядра гелия-4 E_4 в релятивистском случае в зависимости от количества точек по q и q_4 в квадратурном разложении интегралов интегрального уравнения.

по импульсу q , при этом каждая линия соответствует количеству точек сетки по переменной интегрирования q_4 . Из этого графика видно, что для вычисления энергии связи с точностью до 1 МэВ минимальной рабочей сеткой является $(N_{q_4}, N_q) = (10, 8)$.

В данной работе вычисление энергии связи производится с точностью до 1 МэВ, так как использование сепарабельного потенциала первого ранга делает более точные расчеты бессмысленными. К тому же было сделано довольно грубое, но уместное на данном этапе исследования предположение опустить члены уравнения, соответствующие типу построения связанного состояния из составляющих “2 + 2”.

Основной результат работы — результат вычисления энергии связи ядра гелия-4, иллюстрирует табл. 1 (округленные до 1 МэВ). Эксперимент дает 28.3 МэВ для энергии связи гелия-4. Из таблицы видно, что в случае, когда мы рассматриваем состояния 1S_0 и 3S_1 , результат вычислений ближе к экспериментальным данным, чем в случае рассмотрения только одного 3S_1 -состояния. Такой результат не является неожиданным, так как и в случае рассмотрения трехчастичной задачи наблюдается такое же различие. Так же видно различие между расчетом с использованием релятивистского обобщения уравнения ФЯ и расчетом с использованием оригинального квантовомеханического уравнения ФЯ. Это различие составляет порядка 9 МэВ. То, что в случае рассмотрения состояний 1S_0 и 3S_1 для релятивистского случая было получено значение, очень близкое к экспериментальному значению, является случайным, так как результат рассмотрения задачи трех частиц показывает, что использование одноранговых потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия дает разброс энергии связи в несколько МэВ. Более точные резуль-

Таблица 1. Энергия связи гелия-4

Состояние	Нерелятивистский расчет	Релятивистский расчет
3S_1	47 МэВ	59 МэВ
$^1S_0, ^3S_1$	19 МэВ	26 МэВ

таты могут быть получены с использованием мультиранговых сепарабельных потенциалов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было проведено обобщение уравнения Фаддеева–Якубовского, применяемого для изучения нерелятивистских квантово-механических четырехчастичных систем на релятивистский случай. Полученное уравнение было применено для вычисления энергии связи ядра гелия-4. В качестве потенциала NN -взаимодействия использовался одноранговый сепарабельный потенциал Ямагучи. Решение системы интегральных уравнений проводилось методом итераций, в результате чего была найдена энергия связи ядра гелия-4 и амплитуды его 1S_0 - и 3S_1 -состояний, которые в дальнейшем могут быть использованы для расчета зарядового формфактора этого ядра. Полученный результат был сравнен с нерелятивистским расчетом и с экспериментальными данными. На основании результата исследования можно заключить, что получены реалистичные результаты, находящиеся в пределах разброса результатов различных нерелятивистских расчетов. На основании этого можно заключить, что при дальнейшем развитии и усовершенствовании рассматриваемого формализма можно будет получить результаты, более приближенные к экспериментальным данным, как это было при релятивистском

исследовании систем трех нуклонов [2, 3].

В рамках дальнейшего развития рассматриваемого формализма планируется учесть в уравнении компоненты, соответствующие типу построения связанного состояния из составляющих “2 + 2”. Модифицируя метод решения системы интегральных уравнений, мы также сможем получить значение энергии связи для возбужденных состояний ядра гелия-4. Так как потенциал Ямагучи является довольно простым, и результаты, полученные с его помощью, не претендуют на высокую точность, то в дальнейшем мы планируем использовать мультиранговые потенциалы NN -взаимодействия нуклонов. После этого так же будет уместным провести более точный расчет и, следовательно, необходимо будет увеличить число точек в квадратурном разложении интегралов уравнения. Так же планируется использовать полученные при решении интегральных уравнений амплитуды состояния ядра для расчета формфакторов с их дальнейшим анализом, в том числе путем сравнения с нерелятивистскими расчетами и с экспериментальными данными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. G. Bondarenko, V. V. Burov, A. V. Molochkov, G. I. Smirnov, and H. Toki, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **48**, 449 (2002); nucl-th/0203069.
2. S. Bondarenko, V. Burov, and S. Yurev, *Nucl. Phys. A* **1004**, 122065 (2020); arXiv: 2010.15540.
3. S. Bondarenko, V. Burov, and S. Yurev, *Nucl. Phys. A* **1014**, 122251 (2021); arXiv: 2102.06061.
4. O. A. Yakubovsky, *Sov. J. Nucl. Phys.* **5**, 937 (1967).
5. В. Ф. Харченко, ЭЧАЯ 10, 884 (1979) [*Phys. Part. Nucl.* **10**, 349 (1979)].
6. G. Rupp and J. A. Tjon, *Phys. Rev. C* **37**, 1729 (1988).
7. B. F. Gibson and D. R. Lehman, *Phys. Rev. C* **14**, 685 (1976); *Phys. Rev. C* **15**, 2257 (Erratum) (1977).

RELATIVISTIC EQUATION FOR A FOUR-NUCLEON SYSTEM

Serge Bondarenko¹⁾, Sergei Yurev¹⁾

¹⁾Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

The paper generalizes the four-particle integral Faddeev–Yakubovsky equation to the relativistic case. The obtained system of integral equations is solved by the iteration method and the binding energy and amplitudes of states of the helium-4 nucleus are found. The rank-one separable Yamaguchi potential is used as the NN interaction potential. In the calculations the only states with zero orbital momentum are considered – S states. The results of the calculation are compared with non-relativistic calculations and experimental value.