Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 9, с. 521 – 526

Взаимодействие ускорительных нейтрино с ядрами ^{127}I

Ю. С. Лютостанский[+1)], А. Н. Фазлиахметов[+*], Г. А. Коротеев[*], В. Н. Тихонов[+]

[+]Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

[*]Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 сентября 2025 г.
После переработки 1 сентября 2025 г.
Принята к публикации 19 сентября 2025 г.

Изучается взаимодействие нейтрино с энергией до 55 МэВ от ускорителя Spallation Neutron Source (SNS) с перспективным детектором на основе изотопа ^{127}I в Национальной лаборатории в Ок-Ридже, США. Рассчитывается резонансная структура зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ с учетом высоколежащих резонансов и ее влияние на сечение захвата ускорительных нейтрино $\sigma(E)$ ядром ^{127}I. Проанализировано влияние Гамов-Теллеровского резонанса GTR-1 и лежащего выше второго нового резонанса GTR-2 на энергетическую зависимость $\sigma(E)$. Также впервые учтено влияние высоколежащего аналогового резонанса AR-2. Получено, что при расчетах сечения $\sigma(E)$ вклад GTR-1 варьируется от 60 % до ≈ 80 %, вклад GTR-2 около 12 %, и вклад от AR-2 не превышает 10%. Проанализирован вклад высоколежащих резонансов в сечение захвата нейтрино с эмиссией нейтронов (ν, n) и $(\nu, 2n)$ с образованием изотопов ^{126}I и ^{125}I. Сравнения проведенных разными методами расчетов сечений взаимодействия ускорительных нейтрино с экспериментальными данными, показали совпадение при энергиях до отрыва нейтрона $E_x < S_{1n}$ и сильное расхождение при бóльших энергиях, что трудно объяснить. Необходимо новое измерение сечений при энергиях $E_x > S_{1n}$.

DOI: 10.31857/S0370274X25110011

1. Введение. Новый нейтринный детектор на основе изотопа ^{127}I, недавно был использован коллаборацией COHERENT для измерения сечения захвата на потоке нейтрино от ускорителя Spallation Neutron Source (SNS). Впервые было измерено сечение захвата электронных нейтрино от распада π^+ мезонов от ускорителя SNS с энергией до 55 МэВ. Эксперимент проводился в Национальной лаборатории в Ок-Ридже, США (Oak Ridge National Laboratory) [1]. Ранее, в начале 2000-х гг., в Национальной лаборатории в Лос-Аламосе, США (Los Alamos National Laboratory) на потоке нейтрино от ускорителя Los Alamos Meson Physics Facility (LAMPF) были проведены измерения сечения захвата нейтрино на прототипе йодного радиохимического детектора солнечных нейтрино [2]. В этом эксперименте рассматривались только переходы в связные состояния ^{127}Xe, и не исследовались процессы, связанные с возбуждением ядра ^{127}Xe выше энергии отрыва одного или двух нейтронов.

Йодный детектор авторами было предложено использовать несколько лет ранее для измерения солнечных нейтрино [3–5] с более мягким спектром. Для расчетов с ускорительными нейтрино более жестких спектров пришлось пересчитать зарядово-обменные силовые функции ядра ^{127}I и рассчитать сечения захвата таких жестких нейтрино.

Йод является одной из самых тяжелых мишеней, для которых были измерены низкоэнергетические (≤ 50 МэВ) неупругие процессы взаимодействия нейтрино с ядром [1]. Кроме того, в этом эксперименте [1] сечение захвата на ^{127}I было измерено в диапазоне до $E_\nu \approx 55$ МэВ, и были измерены сечения испускания нулевого нейтрона, одного и более нейтронов. Были проведены расчеты сечений захвата ускорительных нейтрино на ^{127}I [1, 6, 7] и было отмечено [7], что такие расчеты сечений на ядре очень важны, поскольку экспериментальных измерений этих сечений для источников нейтрино/антинейтрино наземного базирования в диапазонах низких и промежуточных энергий очень мало.

Спектр ускорительных нейтрино гораздо более жесткий (до ~ 55 МэВ [6, 7]), чем спектр солнечных нейтрино до ~ 20 МэВ [8] (см. рис. 1), и это предполагает знание спектра зарядово-обменных возбуждений и силовой функции $S(E)$ до энергий, которые раньше не учитывались ни в экспериментах, ни в расчетах. Представленные в настоящей работе расчеты показывают, что выше известных аналогового (обозначим AR-1) и Гамов-Теллеровского резонан-

1)e-mail: lutostansky@yandex.ru

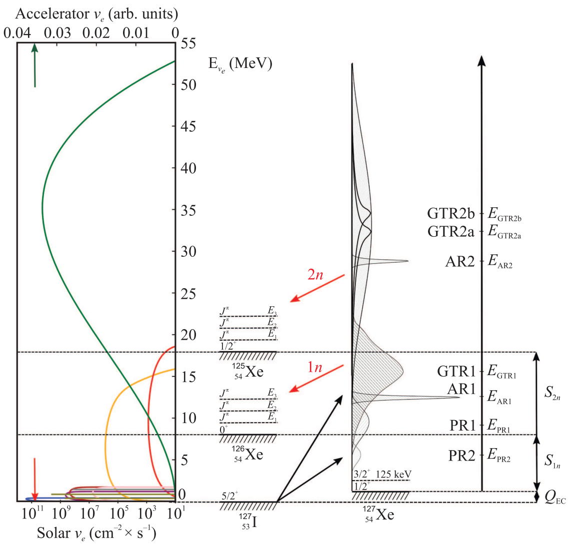

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема зарядово-обменных возбуждений в реакции ^{127}I(ν_e, e^-)^{127}Xe с распадами высоколежащих возбуждений ^{127}Xe в изотопы ^{126}Xe и ^{125}Xe с эмиссией одного и двух нейтронов. S_{1n} и S_{2n} – энергии отрыва одного и двух нейтронов в ядрах ^{127}Xe. Слева расположены спектры солнечных (до 18 МэВ) и ускорительных (до 55 МэВ) нейтрино – зеленая кривая

са (обозначим GTR-1) должны быть расположены двойные резонансы AR-2 и GTR-2, связанные с одночастичными спин-изоспиновыми переходами через оболочку с изменениями главного квантового числа, см. рис. 1.

На рисунке 1 показана схема зарядово-обменных возбуждений в реакции ^{127}I(ν_e, e^-)^{127}Xe с распадами высоколежащих возбуждений в изотопы ^{126}Xe и ^{125}Xe с эмиссией одного и двух вторичных нейтронов при возбуждениях дочернего ядра ^{127}Xe с энергиями выше $S_{1n} = 7.246$ МэВ и $S_{2n} = 17.264$ МэВ соответственно [9]. Энергетический порог $Q_{\rm EC} = 662.3$ кэВ [9] определяется из разности масс соседних ядер-изобар. Для ускорительных нейтрино его влияние мало́, а для солнечных – существенно, так как исключает влияние малоэнергичных *pp*-нейтрино [4, 5], которых на порядки больше. Обозначены два гигантских Гамов-Теллеровских резонанса – GTR-1 и GTR-2, а также два аналоговых резонанса – AR-1 и AR-2. Обозначены и расположенные ниже, пигми-резонансы – PR. Все эти резонансы составляют основу зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ изотопа ^{127}I и вносят основной вклад в сечения взаимодействия нейтрино с ядром ^{127}I. Также в одной энергетической шкале представлены спектры ускорительных и солнечных нейтрино, что позволяет определить, какие участки силовой функции $S(E)$ вносят основной вклад в процесс взаимодействия разных типов нейтрино.

Силовая функция $S(E)$ была измерена давно, в 1999 г. в реакции ^{127}I$(p,n)^{127}$Xe [10] до энергии 20 МэВ, и на сегодняшний день – это единственное измерение $S(E)$. Как было отмечено в [10], сравнение с экспериментальной зависимостью силовой функции $S(E)$ показало, что лучшая предсказательная точность оказалась у наших более ранних расчетов [3] по сравнению с другими расчетами [11, 12].

2. Резонансные зарядово-обменные возбуждения изотопа ^{127}I. Анализ экспериментальных данных [10] в сравнении с нашими микроскопическими расчетами [3–5] показал, что резонансные возбуждения вносят основной вклад во взаимодействие солнечных нейтрино с ядрами йодного детектора. Анализ взаимодействия этого детектора с более жесткими ускорительными нейтрино приводится в настоящей статье.

В результате обработки экспериментальных данных по реакции ^{127}I$(p,n)^{127}$Xe [10] до энергии 20 МэВ [4, 5], были выделены три типа резонансов – Гамов-Теллеровский – GTR, аналоговый – AR и, расположенные ниже, пигми-резонансы – PR. Проведенные микроскопические расчеты объяснили природу и структуру этих резонансов. Но для анализа экспериментов с ускорительными нейтрино с энергией до ~ 55 МэВ, полученных ранее данных по силовой функции $S(E)$ оказалось недостаточно и были проведены расчеты до 55 МэВ.

В этих новых расчетах в рамках микроскопического подхода с использованием модели Саксона–Вудса для расчетов одночастичной структуры было получено, что выше Гамов-Теллеровского и аналогового резонансов должны быть расположены вторичные резонансы – GTR-2 и AR-2, связанные с соответствующими разрешенными одночастичными переходами с правилами отбора $\Delta j = 0, \pm 1$, но с изменением главного квантового числа $\Delta n = 1$. В изотопе ^{127}I – это переходы: 1) одночастичные $(n-p)$ – переходы, формирующие AR-2 резонанс, с $\Delta j = 0$, это $(2-3)s_{1/2}$, $(1-2)d_{3/2}$, $(1-2)d_{5/2}$, $(1-2)f_{7/2}$, $(1-2)f_{5/2}$, $(2-3)p_{3/2}$, $(2-3)p_{1/2}$; 2) одночастичные $(n-p)$ – переходы формирующие GTR-2 резонанс, переходы двух типов – с $\Delta j = +1$, это $(2p_{1/2} - 3p_{3/2})$, $(1d_{3/2} - 2d_{5/2})$, $(1f_{5/2} - 2f_{7/2})$ и переходы с $\Delta j = -1$, это $(2p_{3/2} - 3p_{1/2})$, $(1d_{5/2} - 2d_{3/2})$, $(1f_{7/2} - 2f_{5/2})$. Таким образом, резонанс GTR-2 должен распадаться на две компоненты с энергией спин-орбитального расщепления. Но эти переходы должны быть подавленными с феноменологическим фактором в $(E_{\rm GTR2}/E_{\rm GTR1})^{(2\Delta n+1)}$ раз.

Расчеты зарядово-обменных возбуждений изотопов ^{127}I проводились в микроскопической теории конечных Ферми-систем (ТКФС) [13] как в [4, 5], плюс с учетом высоколежащих возбуждений до 55 МэВ. Система секулярных уравнений ТКФС для эффективного поля решалась для разрешенных переходов с локальным нуклон-нуклонным взаимодействием F_ω в форме Ландау–Мигдала [13]:

$$F_\omega = C_0(f_0' + g_0'(\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2))(\boldsymbol{\tau}_1\boldsymbol{\tau}_2)\delta(r_1 - r_2), \qquad (1)$$

где $C_0 = (d\rho/d\varepsilon_F)^{-1} = 300\,\text{МэВ}\cdot\text{фм}^3$ (ρ – средняя плотность ядерной материи), f_0' и g_0' – параметры, соответственно, изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействия квазичастиц. Здесь использовались значения $f_0' = 1.351$ и $g_0' = 1.214$, полученные ранее в [14] из анализа расчетных и экспериментальных данных по энергиям аналоговых (38 ядер) и Гамов-Теллеровских (20 ядер) резонансов.

В расчетах были получены энергии и матричные элементы зарядово-обменных возбуждений изотопа ^{127}I до 55 МэВ: $E_{\text{GTR1}} = 14.8$ МэВ, $E_{\text{PR1}} = 8.34$ МэВ, $E_{\text{PR2}} = 6.0$ МэВ, $E_{\text{AR1}} = 12.68$ МэВ, $E_{\text{GTR2a}} = 30.8$ МэВ, $E_{\text{GTR2b}} = 34.3$ МэВ, $E_{\text{AR2}} = 28.7$ МэВ. Явно выделяются Гамов-Теллеровские – GTR, аналоговые – AR и пигми – PR резонансы, для которых были построены огибающие кривые с уширением по формулам Брейт–Вигнера, как в [4, 5] (см. рис. 2b).

На рисунке 2 представлены спектры солнечных [8] и ускорительных [6] нейтрино (рис. 2a), зарядово-обменные экспериментальные [10] и расчетные силовые функции $S(E)$ изотопа ^{127}I (наблюдаемые в ^{127}Xe) – рис. 2b. Такое сочетание двух графиков позволяет понять, какие вклады во взаимодействие нейтрино с детектором вносят различные участки резонансной структуры силовой функции $S(E)$. Видно, что для расчетов и анализа взаимодействия солнечных нейтрино с ядрами ^{127}I достаточно знания силовой функции $S(E)$ до энергии 20 МэВ. Однако для расчетов и анализа взаимодействия ускорительных нейтрино до энергии 55 МэВ силовая функция должна быть известна до таких высоких энергий.

Таким образом, представленные расчеты силовой функции $S(E)$ изотопа ^{127}I при больших энергиях позволяют рассчитывать взаимодействие ускорительных нейтрино с йодным детектором. Также можно проанализировать, какой вклад вносят различные резонансы в интервалы энергий, ограниченные энергиями отрыва нейтронов в дочернем ядре ^{127}Xe, и сравнить с экспериментальными данными и другими расчетами (см. ниже).

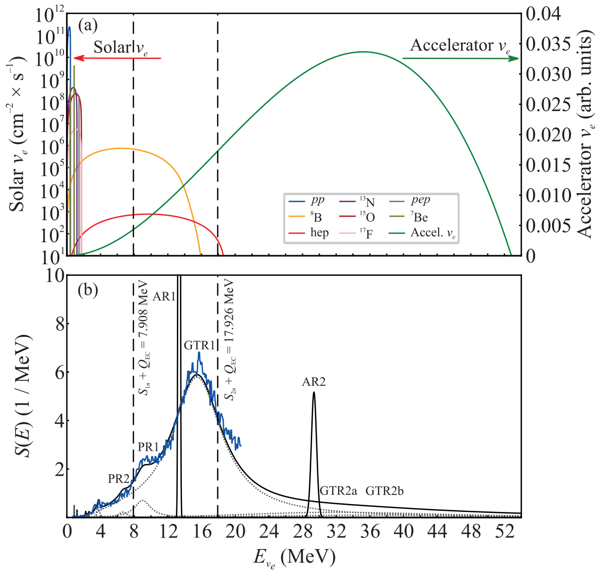

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Энергетические спектры солнечных [8] и ускорительных [6] нейтрино. (b) – Зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ для GT и AR-возбуждений ^{127}I . Сплошные линии: синие – экспериментальные данные по реакции $^{127}\text{I}(p,n)^{127}\text{Xe}$ [10]; черные – наш расчет по ТКФС; пунктир – резонансы GTR-1, GTR-2, PR1, PR2 и PR3

3. Сечения и скорости захвата ускорительных нейтрино йодным детектором. Зависимость сечения $\sigma(E)$ реакции $^{127}\text{I}(\nu_e,\ e^-)^{127}\text{Xe}$ от энергии налетающего нейтрино E_ν, имеет вид:

$$\sigma\left(E_\nu\right) = \frac{\left(G_F g_A\right)^2}{\pi c^3 \hbar^4}\int_0^{E_\nu - Q} E_e p_e F\left(Z, A, E_e\right) S(x)\,dx$$

$$E_e = E_\nu - Q - x + m_e c^2, \quad c p_e = \sqrt{E_e^2 - \left(m_e c^2\right)^2}, \qquad (2)$$

где $F(Z, A, E_e)$ – функция Ферми, $S(E)$ – силовая функция, $G_F/(\hbar c)^3 = 1.1663787(6)\cdot 10^{-5}\,\text{ГэВ}^{-2}$ – константа слабого взаимодействия и $g_A = -1.2754 \pm 0.0013$ – аксиально-векторная константа из [15].

Ферми-функция описывает взаимодействие вылетающего электрона с кулоновским полем ядра, и ее значение напрямую влияет на величину $\sigma(E)$. Точный расчет $F(Z, A, E_e)$ довольно трудоемок и требует учета поправок на размер и распределение заряда в ядре, экранировку заряда орбитальными электронами и другие эффекты. Существующие таблицы этой функции (Суслова [16], Янеке [17]), полученные численным решением уравнения Дирака в кулоновском поле ядра, рассчитаны только до энергий вылетающего электрона $E_e \approx 10{-}15$ МэВ, что значительно меньше необходимого нам диапазона энергий при захвате нейтрино от ускорителя. Необходимо также

Таблица 1. Усредненные по спектру сечения захвата нейтрино в единицах 10^{-40} см^2. $\langle\sigma(0n)\rangle$ – сечение с учетом переходов только в связные состояния ^{127}Xe без вылета нейтронов, $\langle\sigma(\geq 1n)\rangle$ – сечение переходов в ^{126}Xe и ^{125}Xe с вылетом одного ($\langle\sigma(1n)\rangle$) или двух ($\langle\sigma(2n)\rangle$) нейтронов. $\langle\sigma\rangle_{\mathrm{COHERENT}}$ – экспериментальные результаты коллаборации COHERENT [1]. $\langle\sigma\rangle_{\mathrm{MARLEY}}$ – теоретические расчеты COHERENT, выполненные с помощью Монте-Карло симуляции MARLEY (из приложения к [1]). $\langle\sigma\rangle_{\mathrm{LAMPF}}$ – результаты измерений на прототипе йодного радиохимического детектора солнечных нейтрино в Лос-Аламосе [2]. $\langle\sigma\rangle_{\mathrm{TFFS}}$ – наш расчет с использование $S(E)$, полученной в микроскопической ТКФС [13]

	$\langle\sigma(0n)\rangle$	$\langle\sigma(\geq 1n)\rangle$
$\langle\sigma\rangle_{\mathrm{COHERENT}}$	$5.2^{+3.4}_{-3.1}$	$2.2^{+3.5}_{-2.2}$
$\langle\sigma\rangle_{\mathrm{MARLEY}}$	$2.3^{+0.2}_{-1.7}$	$\langle\sigma(1n)\rangle = 18.9^{+1.0}_{-5.3}$ $\langle\sigma(2n)\rangle = 0.8^{+0.1}_{-0.4}$
$\langle\sigma\rangle_{\mathrm{LAMPF}}$	2.84 ± 0.91(stat.) ± 0.25(syst.)	–
$\langle\sigma\rangle_{\mathrm{TFFS}}$	1.94	$\langle\sigma(1n)\rangle = 16.07$ $\langle\sigma(2n)\rangle = 2.88$

отметить работу [18], в которой были рассмотрены поправки к форме бета-спектра и Ферми-функции в аналитическом виде. В недавнем исследовании [19] нами было показано, что разные варианты расчета функции Ферми дают значения, различающиеся вплоть до $\approx 15\,\%$ для $E_e < 10{-}15$ МэВ.

В данной работе использовалась линейная экстраполяция значений Ферми-функции из [16]. Экстраполировались значения $p_e \cdot F(Z, A, E_e)$, так как эта функция растет практически линейно на отрезке от 8 МэВ и до граничной энергии из таблиц [16]. Существующие на сегодняшний день аппроксимации поведения Ферми-функции при больших энергиях электронов [20] не согласуются с расчетными значениями $F(Z, A, E_e)$ (например, [16, 17]) для $E_e < 10$ МэВ [21]. Таким образом, на данный момент нет табличных значений Ферми-функции для диапазона энергий электронов при захвате нейтрино от ускорителя.

Усредненные по энергетическому спектру сечения захвата нейтрино были рассчитаны согласно формуле:

$$\langle\sigma\rangle = \int_0^{E_\nu^{\max}} \sigma(E_\nu) p(E_\nu) dE_\nu, \qquad (3)$$

где $p(E_\nu)$ – спектр электронных нейтрино от распадов π^+ мезонов, аналитическая форма которого взята из [7].

В таблице 1 приведены результаты наших расчетов, усредненных по спектру сечений захвата нейтрино с учетом силовой функции $S(E)$, полученной в микроскопической ТКФС [13] – $\langle\sigma\rangle_{\mathrm{TFFS}}$, и их сравнение с расчетными значениями и экспериментальными измерениями других научных групп. Сечения рассчитывались для нескольких энергетических диапазонов: $\langle\sigma(0n)\rangle$ – энергия возбуждения ядра $E_x < S_{1n}$, переходы в ^{127}Xe без вылета нейтрона; $\langle\sigma(1n)\rangle$ – энергия возбуждения ядра $S_{1n} < E_x < S_{2n}$, переходы в ^{126}Xe с вылетом одного нейтрона; $\langle\sigma(2n)\rangle$ – энергия возбуждения ядра $E_x > S_{2n}$, переходы в ^{125}Xe с вылетом двух нейтронов. Эти диапазоны были выбраны для удобства сравнения с результатами других групп: [1], [2] и [7].

Для значений сечения без вылета нейтронов $\langle\sigma(0n)\rangle$ наши рассчитанные значения хорошо согласуются как с результатами Монте-Карло симуляции MARLEY (см. приложение к [1]), так и с экспериментальными измерениями, полученными в двух различных экспериментах: в Ок-Ридже [1] и Лос-Аламосе [2]. Противоположная ситуация для сечений переходов в ^{126}Xe и ^{125}Xe с вылетом одного и более нейтронов $\langle\sigma(\geq 1n)\rangle$: результаты измерений коллаборации COHERENT – $\langle\sigma\rangle_{\mathrm{COHERENT}}$ [1] – существенно расходятся как с результатами MARLEY – $\langle\sigma\rangle_{\mathrm{MARLEY}}$ (см. приложение к [1]), так и с нашими расчетными значениями – $\langle\sigma\rangle_{\mathrm{TFFS}}$. При этом наши значения хорошо согласуются с результатами MARLEY.

Тем же коллективом авторов из группы COHERENT было обнаружено аналогичное расхождение экспериментально измеренного и теоретически рассчитанного сечений $\langle\sigma(\geq 1n)\rangle$ для свинца [22]. Причины такого расхождения между экспериментом и теорией до конца не понятны. Сами авторы в [1] в качестве возможного объяснения предлагают подавление значения константы аксиального взаимодействия g_A в ядре (quenching effect). Теоретические расчеты, сделанные в таком предположении Matti Hellgren и Jouni Suhonen [7], показывают хорошее согласие с измерениями COHERENT для $\langle\sigma(\geq 1n)\rangle$, но, как отмечают сами авторы, значительно расходятся с результатами измерений сечения для $\langle\sigma(0n)\rangle$ в Лос-Аламосе [2]: $\langle\sigma(0n)\rangle = 6.1 \times 10^{-40}$ см^2 [7].

Существенной проблемой для теоретических расчетов сечения захвата нейтрино является отсутствие экспериментальных данных по зарядово-обменным

Таблица 2. Вклады AR1, AR2, GTR1, GTR2, PR1 и PR2 резонансов в сечение захвата нейтрино $\langle\sigma\rangle_{\mathrm{TFFS}}$ для разных энергетических диапазонов возбуждения ядра E_x. Значения сечений даны в единицах 10^{-40} см^2

	$E_x < S_{1n}$	$S_{1n} < E_x < S_{2n}$	$E_x > S_{2n}$
$\langle\sigma\rangle_{\mathrm{TFFS}}$	1.94	16.07	2.88
$\langle\sigma\rangle_{\mathrm{TFFS}}$ contribution of AR1	0	5.42	0
$\langle\sigma\rangle_{\mathrm{TFFS}}$ contribution of AR2	0	0	0.23
$\langle\sigma\rangle_{\mathrm{TFFS}}$ contribution of GTR1	1.36	9.81	2.28
$\langle\sigma\rangle_{\mathrm{TFFS}}$ contribution of GTR2	0.02	0.16	0.36
$\langle\sigma\rangle_{\mathrm{TFFS}}$ contribution of PR1	0.24	0.65	0
$\langle\sigma\rangle_{\mathrm{TFFS}}$ contribution of PR2	0.16	0.02	0

GT-состояниям для энергий возбуждения ядра выше 20 МэВ. Как отмечалось ранее, единственные доступные данные на сегодняшний день – это измерения в 1999 г. в реакции $^{127}\mathrm{I}(p,n)^{127}\mathrm{Xe}$ [10]. Для настоящих исследований, связанных с ускорительными нейтрино с энергиями до 55 и более МэВ, результаты (p,n) эксперимента [10] являются недостаточными и необходим более точный эксперимент, например, на реакции $^{127}\mathrm{I}(^3\mathrm{He},\,t)^{127}\mathrm{Xe}$ при бóльших энергиях.

В таблице 2 приведен вклад AR1, AR2, GTR1, GTR2, PR1 и PR2 резонансов в сечение захвата нейтрино в трех энергетических интервалах возбуждения ядра: до отрыва нейтрона $E_x < S_{1n}$, отрыв одного нейтрона $S_{1n} < E_x < S_{2n}$, отрыв двух нейтронов $E_x > S_{2n}$. Во всех трех интервалах доминирующим является вклад от GTR1: 70 % – при $E_x < S_{1n}$, 61 % – при $S_{1n} < E_x < S_{2n}$, 79 % – при $E_x > S_{2n}$. Резонансы PR1 и PR2 дают значительный вклад в сечение только при возбуждении ядра до энергии отрыва нейтрона: 20 % – в диапазоне $E_x < S_{1n}$ и только около 4 % – при $S_{1n} < E_x < S_{2n}$. Резонанс AR1 дает вклад в диапазоне энергий возбуждения ядра $S_{1n} < E_x < S_{2n}$: 34 %, вклад AR2 – в сечение около 8 % при $E_x > S_{2n}$. В этом же диапазоне – $E_x > S_{2n}$ – заметен вклад в сечение GTR2 резонансов: 12.5 %.

Таким образом, как показывают расчеты (см. табл. 2), определяющий вклад во всех трех энергетических интервалах дает резонанс GTR1, а при энергиях $S_{1n} < E_x < S_{2n}$ существенный вклад дает AR1 резонанс. Вклады вторичных резонансов GTR2 и AR2 заметны только при больших энергиях $E_x > S_{2n}$ и не являются определяющими.

4. Заключение. Изучено взаимодействие энергичных нейтрино от ускорителя SNS в Oak Ridge National Laboratory USA с перспективным детектором на основе изотопа ^{127}I. В микроскопической ТКФС была рассчитана резонансная структура зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ с учетом высоколежащих резонансов: GTR1, AR1, PR1, PR2 и вторичных резонансов – GTR-2 и AR-2. Используя полученную силовую функцию $S(E)$, были рассчитаны усредненные по спектру сечения $\langle\sigma(E_\nu)\rangle$ захвата электронных нейтрино от ускорителя SNS с энергией до 55 МэВ в трех энергетических диапазонах возбуждения ядра.

Для значений сечения без вылета нейтронов $\langle\sigma(0n)\rangle$ наши результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными измерениями [1] и [2]. Рассчитанные сечения для событий с вылетом одного или более нейтронов $\langle\sigma(\geq 1n)\rangle$ согласуются с результатами Монте-Карло симуляции MARLEY, но расходятся с измерениями группы COHERENT [1]. Такое расхождение можно частично объяснить как новыми эффектами в теории ядра – подавление константы аксиального взаимодействия g_A в ядре (quenching effect), так и, частично, неопределенностями в расчете, связанными с экстраполяцией значений Ферми-функции из [16], и отсутствием экспериментальных данных по зарядово-обменным GT-состояниям для энергий возбуждения ядра ^{127}Xe выше 20 МэВ. Необходимо новое измерение силовой функции $S(E)$ с высоким энергетическим разрешением, например, на реакции $^{127}\mathrm{I}(^3\mathrm{He},\,t)^{127}\mathrm{Xe}$ при бóльших энергиях.

Был оценен вклад резонансов в сечение захвата нейтрино в трех энергетических интервалах возбуждения ядра: до энергии отрыва нейтрона $E_x < S_{1n}$, выше энергии отрыва одного и ниже энергии отрыва второго нейтрона $S_{1n} < E_x < S_{2n}$, выше энергии отрыва двух нейтронов $E_x > S_{2n}$. Показано существенное влияние Гамов-Теллеровского резонанса GTR1 и аналогового резонанса AR1 на энергетическую зависимость $\sigma(E)$ при энергиях $E_x < S_{2n}$. При бóльших энергиях $E_x > S_{2n}$ незначительное влияние оказывают новые резонансы GTR2 и AR2 на энергетическую зависимость $\sigma(E)$.

Таким образом, сравнение проведенных разными методами расчетов сечений взаимодействия ускорительных нейтрино с экспериментальными данными показали совпадение при энергиях до отрыва нейтрона $E_x < S_{1n}$ и сильное расхождение при бóльших энергиях, что трудно объяснить. Необходимо новое измерение сечений при энергиях $E_x > S_{1n}$.

Авторы благодарны М. Д. Скорохватову, С. В. Толоконникову, А. М. Коновалову, А. П. Осипенко и Н. В. Клочковой за стимулирующие дискуссии и помощь в работе.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Федерального государственного бюджетного учреждения "Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт" и Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт ядерных исследований Российской академии наук. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

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

1. P. An, C. Awe, P. S. Barbeau et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **131**, 221801 (2023).
2. J. R. Distel, B. T. Cleveland, K. Lande, C. K. Lee, P.Ṡ. Wildenhain, G. E. Allen, and R. L. Burman, Phys. Rev. C **68**, 054613 (2003).
3. Yu. S. Lutostansky and N. B. Shul'gina, Phys. Rev. Lett. **67**, 430 (1991).
4. Ю. С. Лютостанский, Г. А. Коротеев, Н. В. Клочкова, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, А. Н. Фазлиахметов, Письма в ЖЭТФ **111**(11), 723 (2020).
5. Yu. S. Lutostansky, A. N. Fazliakhmetov, G. A. Koroteev, N. V. Klochkova, A. Yu. Lutostansky, A. P. Osipenko, and V. N. Tikhonov, Phys. Lett. B **826**, 136905 (2022).
6. D. Akimov, P. An, C. Awe et al. (Collaboration), Phys. Rev. D **106**, 032003 (2022).
7. M. Hellgren and J. Suhonen. Phys. Rev. C **109**, 035802 (2024).
8. Дж. Бакал, Нейтринная астрофизика, пер. с англ., Мир, М. (1993) [J. N. Bahcall, *Neutrino astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge (1989)].
9. M. Wang, W. J. Huang, F. G. Kondev, G. Audi, and S. Naimi, Chin. Phys. C **45**, 30003 (2021).
10. M. Palarczyk, J. Rapaport, C. Hautala et al. (Collaboration), Phys. Rev. C **59**, 500 (1999).
11. J. Engel, S. Pittel, and P. Vogel, Phys. Rev. Lett. **67**, 426 (1991).
12. J. Engel, S. Pittel, and P. Vogel, Phys. Rev. C **50**, 1702 (1994).
13. А. Б. Мигдал, *Теория конечных Ферми-систем и свойства атомных ядер*, Наука, М. (1983).
14. Ю. С. Лютостанский, Ядерная физика **83**, 34 (2020).
15. S. Navas, C. Amsler, T. Gutsche et al. (Collaboration), Phys. Rev. D **110**, 030001 (2024).
16. Б. С. Джелепов, Л. Н. Зырянова, Ю. П. Суслов, *Бета-процессы*, Наука, Л. (1972).
17. H. Behrens and J. Janecke, *Numerical Tables for Beta-Decay and Electron Capture*, ed. by H. Schopper, Springer, Berlin (1969).
18. L. Hayen, N. Severijns, K. Bodek, D. Rozpedzik, and X. Mougeot, Rev. Mod. Phys. **90**, 015008 (2018).
19. А. Н. Фазлиахметов, Ю. С. Лютостанский, Г. А. Коротеев, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, ЭЧАЯ **54**(3), 668 (2023).
20. J. Engel, Phys. Rev. C **57**, 2004 (1998).
21. S. Gardiner, Phys. Rev. C **103**, 044604 (2021).
22. P. An, C. Awe, P. S. Barbeau et al. (Collaboration), Phys. Rev. D **108**, 072001 (2023).