

## Новые возможности йодного детектора при регистрации солнечных нейтрино

Ю. С. Люгостанский<sup>+1)</sup>, Г. А. Коротеев\*, Н. В. Клочкова<sup>+</sup>, А. П. Осипенко<sup>+</sup>, В. Н. Тихонов<sup>+</sup>,  
А. Н. Фазлиахметов\*<sup>×</sup>

<sup>+</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

\* Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)”, 117303 Москва, Россия

<sup>×</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 апреля 2020 г.

После переработки 20 апреля 2020 г.

Принята к публикации 23 апреля 2020 г.

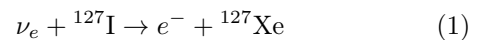
Исследование резонансной структуры зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$  показывает ее сильное влияние на сечение захвата  $\sigma(E)$  солнечных нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$ . Для йодного детектора проанализировано влияние каждого резонанса на энергетическую зависимость  $\sigma(E)$ . Показано, что при расчетах сечения  $\sigma(E)$  необходимо учитывать все высоколежащие зарядово-обменные резонансы, а самые энергичные резонансы в силовой функции  $S(E)$  определяют образование стабильного изотопа  $^{126}\text{Xe}$  при захвате энергичных солнечных нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$  и последующей эмиссией нейтрона из образующегося  $^{127}\text{Xe}$ . Проведенные расчеты с учетом энергии отрыва нейтрона  $-S_n$  в ядре  $^{127}\text{Xe}$  показывают, что учет энергии  $S_n$  приводит к уменьшению скорости захвата нейтрино, особенно для борных и бер нейтрино и отношение изотопов  $^{126}\text{Xe}/^{127}\text{Xe}$  является индикатором этих жестких нейтрино. Отмечено, что при образовании изотопа  $^{126}\text{Xe}$  происходит гамма-эмиссия с определенной энергией. Получено, что анализ изотопного отношения  $^{126}\text{Xe}/^{127}\text{Xe}$  в газовой смеси образующегося ксенона и регистрация гамма-эмиссии в  $^{126}\text{Xe}$  открывают новые возможности йодного детектора при регистрации солнечных нейтрино и позволяют выделить важную борную компоненту солнечного спектра.

DOI: 10.31857/S1234567820110014

**1. Введение.** При моделировании детекторов нейтрино, основанных на реакции  $\nu$ -захвата необходимо рассчитывать сечения захвата нейтрино  $\sigma(E)$  и учитывать резонансную структуру зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$ , которая определяет энергетическую зависимость  $\sigma(E)$ . Это особенно важно для детекторов, имеющих порог регистрации нейтрино, превышающий граничную энергию  $(p + p)$ -реакции  $\approx 420$  кэВ, так как эти  $(pp)$ -нейтрино вносят основной вклад в суммарный солнечный спектр, превышающий на порядки вклады от других реакций, в которых образуются солнечные нейтрино. Первым таким методом детектирования является хлор-аргоновый радиохимический метод, предложенный в 1946 г. Б. М. Понтекорво [1], позднее реализованный Р. Дэвисом [2] в США и использующий изотоп  $^{37}\text{Cl}$  с порогом регистрации  $Q = 813.87 \pm 0.20$  кэВ [3]. Позднее началась реализация галлий-германиевого

метода для измерения солнечных нейтрино [4, 5]. Низкопороговый детектор реакции  $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$  был установлен в подземной лаборатории и был хорошо защищен от космических лучей (подробнее см. обзор О. Г. Рязской [6]).

В 1988 г. В. Хакстон [7] обратил внимание на то, что сечение  $\sigma(E)$  в реакции на йоде  $^{127}\text{I}$ :



должно быть существенно больше, чем на хлоре  $^{37}\text{Cl}$ , и объем йодного детектора можно сделать во много раз большим, чем хлорного. Эта реакция имеет более низкий порог  $Q = 662.3 \pm 0.20$  кэВ [3], что увеличивает сечение нейтринного захвата  $\sigma(E)$ . Но расчетов сечения  $\sigma(E)$  реакции (1) в то время приведено не было, а были сделаны только оценки, и в следующем году были проведены расчеты с участием автора [8], с учетом резонансной структуры зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$  дочернего ядра  $^{127}\text{Xe}$ . Позже в 1991 г. эти расчеты были уточнены [9] с учетом особенностей нормировки силовой функции  $S(E)$  и

<sup>1)</sup>e-mail: lutostansky@yandex.ru

был учтен *quenching*-эффект (подробнее см. в [10]). Несколько лет позже в 1999 г. силовая функция  $S(E)$  была измерена в реакции  $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$  [11] и наши прогнозы [8, 9] неплохо совпали с экспериментальными данными. Также необходимо отметить расчеты Енгеля, Питтеля и Вогеля (J. Engel, S. Pittel, P. Vogel) [12, 13], проведенные в то же время. Как было позже опубликовано в [11], сравнение с экспериментальной зависимостью функции  $S(E)$  показало, что лучшая предсказательная точность оказалась у расчетов [9].

Однако в предыдущих расчетах не учитывалась возможность образования стабильного изотопа  $^{126}\text{Xe}$  в реакции (1) – захвата нейтрино в йодном детекторе. Высоколежащие зарядово-обменные резонансы в силовой функции  $S(E)$  определяют образование стабильного изотопа  $^{126}\text{Xe}$  при захвате энергичных солнечных нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$  и последующей эмиссией нейтрона из образующегося  $^{127}\text{Xe}$ . Проведенные расчеты с учетом энергии отрыва нейтрона в ядре  $^{127}\text{Xe}$ ,  $S_n = 7246 \pm 5$  кэВ [14], показывают, что учет энергии  $S_n$  приводит к уменьшению скорости захвата нейтрино с образованием  $^{127}\text{Xe}$ , особенно для борных и гер нейтрино, которые участвуют, в основном, в образовании  $^{126}\text{Xe}$ , и отношение изотопов  $^{126}\text{Xe}/^{127}\text{Xe}$  является индикатором этих жестких нейтрино. Таким образом, анализ изотопного отношения  $^{126}\text{Xe}/^{127}\text{Xe}$  в газовой смеси образующегося ксенона открывает новые возможности йодного детектора при регистрации солнечных нейтрино и позволяет выделить важную борную компоненту солнечного  $\nu_e$ -спектра.

На рисунке 1 показаны возбужденные состояния ядра-изобары  $^{127}\text{Xe}$ , различные участки спектра возбуждений и изотопы, образующиеся в результате нейтринных захватов ядром  $^{127}\text{I}$  и последующих распадов. Возбужденные состояния ядра  $^{127}\text{Xe}$  с энергией, превышающей  $S_n$ , будут распадаться с эмиссией нейтрона в стабильный изотоп  $^{126}\text{Xe}$  и, таким образом, в реакции (1) захвата нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$  будут образовываться два изотопа  $^{127}\text{Xe}$  и  $^{126}\text{Xe}$ . Легкого стабильного изотопа  $^{126}\text{Xe}$  будет образовываться значительно меньше, но он останется в ксеноновой фракции после длительной выдержки и после распада изотопа  $^{127}\text{Xe}$  ( $T_{1/2} = 36.4$  дн.). Кроме того, как видно из рис. 1, при образовании изотопа  $^{126}\text{Xe}$  происходит гамма-эмиссия с энергией  $E_1 = 388.6$  кэВ с низколежащего возбужденного состояния  $2^+$   $^{126}\text{Xe}$  на основное состояние  $0^+$ . Таким образом, анализ изотопного отношения  $^{126}\text{Xe}/^{127}\text{Xe}$  в газовой смеси образующегося ксенона и регистрация гамма-эмиссии в  $^{126}\text{Xe}$  открывают новые возможности йодного детектора при регистрации солнеч-

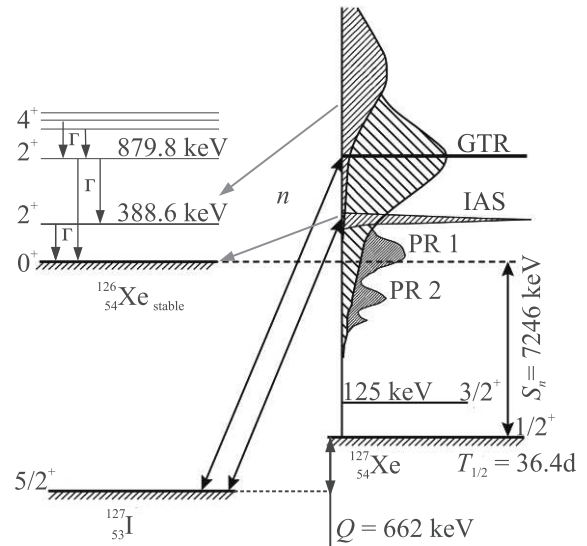


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема зарядово-обменных возбуждений ядра  $^{127}\text{Xe}$  в реакции  $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$  с распадом высоколежащих возбуждений в стабильный изотоп  $^{126}\text{Xe}$  с эмиссией нейтрона. Обозначены гигантский гамма-теллеровский (GTR), аналоговый (IAS) и расположенные ниже пигми-резонансы (PR).  $S_n$  – энергия отрыва нейтрона в ядре  $^{127}\text{Xe}$

ных нейтрино и позволяют выделить важную борную компоненту солнечного спектра.

**2. Зарядово-обменная силовая функция изотопа  $^{127}\text{Xe}$ .** Результаты расчетов зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$  изотопа  $^{127}\text{Xe}$  представлены на рис. 2 вместе с экспериментальными данными по  $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$  реакции [11]. Выделены гигантский гамма-теллеровский резонанс – GTR и три пигми-резонанса PR1, PR2 и PR3, аппроксимированные по Брейт–Вигнеру (B-W), как в [9].

Зарядово-обменные возбуждения ядер описываются в микроскопической теории конечных ферми-систем (ТКФС) системой уравнений для эффективного поля [15]:

$$V_{pn} = e_q V_{pn}^\omega + \sum_{p'n'} F_{np,n'p'}^\omega \rho_{p'n'}, \quad (2)$$

$$V_{pn}^h = \sum_{p'n'} F_{np,n'p'}^\omega \rho_{p'n'}^h,$$

где  $V_{pn}$  и  $V_{pn}^h$  – эффективные поля квазичастиц и дырок в ядре,  $V_{pn}^\omega$  – внешнее зарядово-обменное поле. Система секулярных уравнений (2) решалась для разрешенных переходов с локальным нуклон-нуклонным взаимодействием  $F^\omega$  в форме Ландау–Мигдала [15]:

$$F_\omega = C_0(f'_0 + g'_0(\sigma_1 \sigma_2))(\tau_1 \tau_2) \delta(r_1 - r_2), \quad (3)$$

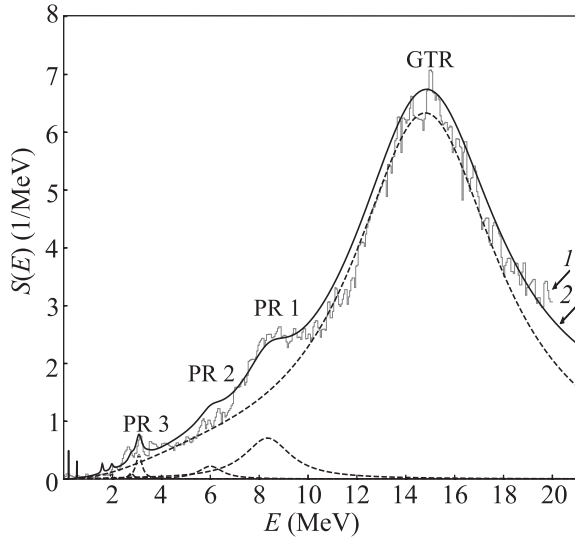


Рис. 2. Зарядово-обменная силовая функция  $S(E)$  изотопа  $^{127}\text{Xe}$  для GT-возбуждений  $^{127}\text{I}$ . Сплошные линии: 1 – экспериментальные данные по реакции  $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$  [11], 2 – наш расчет по ТКФС; пунктир – резонансы GTR, PR1, PR2 и PR3

где  $C_0 = (d\rho/d\varepsilon_F)^{-1} = 300 \text{ МэВ фм}^3$  ( $\rho$  – 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 недавно [16] из анализа расчетных и экспериментальных данных по энергиям аналоговых (38 ядер) и гамов-теллеровских (20 ядер) резонансов.

Нормировалась силовая функция, как в [9], согласно правилу сумм для GT-переходов:

$$\sum M_i^2 = q[3(N - Z)] = e_q^2[3(N - Z)] \approx \int_0^{E_{\max}} S(E) dE = I(E_{\max}). \quad (4)$$

Здесь  $E_{\max}$  – максимальная энергия, учитываемая в расчетах или в эксперименте,  $S(E)$  – зарядово-обменная силовая функция. В настоящих расчетах использовалось значение  $E_{\max} = 20 \text{ МэВ}$ , как в эксперименте [11]. Параметр  $q < 1$  определяет quenching-эффект – недобор в правиле сумм до максимального теоретического значения  $3(N - Z)$  [17] при  $q = 1$ . В ТКФС  $q = e_q^2$ , где  $e_q$  – эффективный заряд [15].

На рисунке 3 представлена зависимость величины интеграла  $I(E_{\max})$  (4) от переменного значения энергии  $E_{\max}$  для изотопа  $^{127}\text{Xe}$ . Как видно, экспериментальные данные лучше всего в данном случае описываются расчетами со значениями эффективного

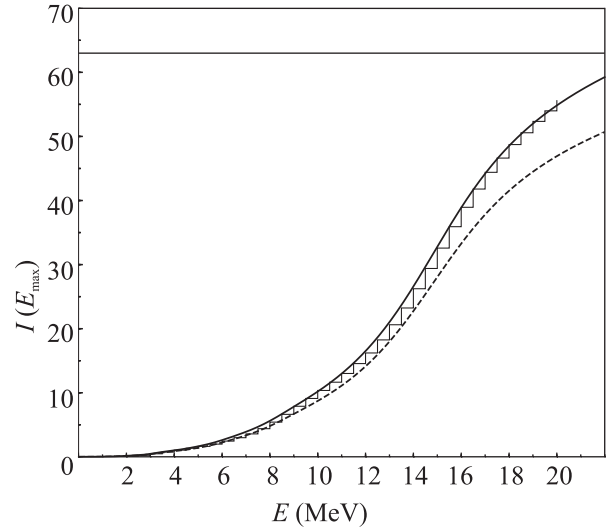


Рис. 3. Зависимость величины интеграла  $I(E_{\max})$  (4) от переменного значения энергии  $E_{\max}$  для изотопа  $^{127}\text{Xe}$ . Ступеньки – экспериментальные данные [11], сплошная линия – расчет  $e_q = 0.9$ , пунктир – расчет с  $e_q = 0.8$ , горизонтальная линия – значение правила сумм, равное  $3(N - Z) = 63$

заряда  $e_q = 0.9$  ( $q = 0.81$ ). В эксперименте [11] для  $^{127}\text{I}$  было получено  $q = 0.85$ , что близко к расчетному значению. Отметим, что для других ядер расчетные значения  $e_q$  отличаются от 0.9, в основном, в меньшую сторону [10, 18]. Это в большей части характерно для более легких, чем  $^{127}\text{I}$ , ядер и частично связано с учетом в эксперименте высоколежащих (выше GTR) возбуждений.

**3. Сечения захвата солнечных нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$ .** Формула для сечения  $\sigma(E)$  реакции  $(\nu_e, e^-)$  (1), зависящего от энергии налетающего нейтрино  $E_\nu$ , имеет вид [9]:

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

$$E_e = E_\nu - Q - x + m_e c^2, \quad c p_e = \sqrt{E_e^2 - (m_e c^2)^2}, \quad (5)$$

где  $F(Z, A, E_e)$  – функция Ферми,  $S(E)$  – силовая функция,  $G_F/(\hbar c)^3 = 1.1663787(6) \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$  – фермиевская константа слабого взаимодействия,  $g_A = -1.2723(23)$  – аксиально-векторная константа из [19].

Сечения нейтринного захвата  $\sigma(E)$  ядром  $^{127}\text{I}$  в реакции  $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$  рассчитаны с экспериментальными зарядово-обменными силовыми функциями  $S(E)$  и с силовыми функциями  $S(E)$ , полученными в ТКФС подходе (см. рис. 2). Для анализа влияния зарядово-обменных резонансов на величину сечения  $\sigma(E)$  были также проведены расчеты

**Таблица 1.** Скорости захвата  $R$  солнечных нейтрино (в SNU) на изотопе  $^{127}\text{I}$ . Указаны скорости захвата нейтрино с учетом ( $R$ -total) и без учета GTR и GTR + PR1. Расчеты проводились с экспериментальной силовой функцией  $S_{\text{exp}}(E)$  без учета и с учетом энергии отрыва нейтрона в ядре  $^{127}\text{Xe}$

Скорость захвата нейтрино на $^{127}\text{I}$ без учета отрыва нейтрона в ядре $^{127}\text{Xe}$								
	B-8	hep	N-13	O-15	F-17	Be-7	pep	Total
$R$ -total	32.000	0.199	0.170	0.574	0.015	3.029	0.863	36.850
$R$ без GTR	8.909	0.045	0.168	0.542	0.014	3.010	0.807	13.496
$R$ без GTR и PR1	3.64	0.010	0.166	0.528	0.013	3.001	0.781	8.140
Скорость захвата нейтрино на $^{127}\text{I}$ с учетом отрыва нейтрона в ядре $^{127}\text{Xe}$								
	B-8	hep	N-13	O-15	F-17	Be-7	pep	Total
$R$ -total	26.592	0.112	0.170	0.574	0.015	3.029	0.863	31.355
$R$ без GTR	7.274	0.027	0.168	0.542	0.014	3.01	0.807	11.843
$R$ без GTR и PR1	3.611	0.010	0.166	0.528	0.013	3.001	0.781	8.111

без учета GTR и без учета пигми-резонансов. Максимальное расхождение полного сечения в 30–15% наблюдается в районе 1.5–2.5 МэВ, а при энергиях, больших 6 МэВ, расхождения не превышают 10%. Неучет только двух резонансов ГТР и PR1 уменьшает сечение  $\sigma(E)$  на величину от  $\sim 25$  до  $\sim 80\%$  при изменении энергии нейтрино в интервале 2–12 МэВ.

Скорость захвата нейтрино  $R$  (число поглощенных нейтрино за единицу времени) связана с потоком солнечных нейтрино и сечением поглощения следующей формулой:

$$R = \int_0^{E_{\text{max}}} \rho_{\text{solar}}(E_\nu) \sigma_{\text{total}}(E_\nu) dE_\nu, \quad (6)$$

где для энергии  $E_{\text{max}}$  можно ограничиться hep нейтрино (реакция  $^3\text{He} + p \rightarrow ^4\text{He} + e^+ + \nu_e$ ) с  $E_{\text{max}} \leq 18.79$  МэВ или борными нейтрино (реакция  $^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$ ) с  $E_{\text{max}} \leq 16.36$  МэВ и в расчетах использовалась солнечная модель Бакала [20]. Скорость захвата солнечных нейтрино представлена в SNU – это стандартная солнечная единица, соответствующая количеству событий в секунду на  $10^{36}$  ядер мишени.

Численные значения расчетных скоростей захвата солнечных нейтрино  $R$  в реакции  $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$  представлены в табл. 1 (в SNU). Расчеты сечений проводились с использованием функции Ферми как в [21], в отличие от расчетов [22], где использовалась Ферми-функция, полученная Ю. П. Суловым [23]. Расхождения рассчитываемого сечения поглощения (и соответственно  $R$ -total) в 10–14% наблюдаются по всей области энергий налетающих солнечных нейтрино. В расчетах, представленных в табл. 1 использовались экспериментальные  $S_{\text{exp}}(E)$  силовые функции  $^{127}\text{Xe}$ , как без учета энергии отрыва нейтрона до энергии  $E_{\text{max}} = 20$  МэВ в (6), так и до энергии отрыва нейтрона в ядре  $^{127}\text{Xe}$   $E_{\text{max}} = S_n$ , равной

$S_n = 7246$  кэВ [14]. Так как возбужденные состояния с энергиями, большими  $S_n$ , быстро распадаются с вылетом нейтронов и образованием изотопа  $^{126}\text{Xe}$ , то это уменьшает сечения  $\sigma_i(E)$  и скорость захвата нейтрино  $R$  на  $\approx 15\%$  (от  $R$ -total), и особенно величину  $R$  для борных нейтрино на  $\approx 17\%$  (от  $R$ -total).

В этих расчетах с  $S_{\text{exp}}(E)$  выделялись гигантский GTR и пигми PR резонансы, аппроксимированные по Брейт–Вигнеру (B-W) с шириной  $\Gamma$ , полученной фитированием экспериментальных данных [11], с использованием формулы [15]:  $\Gamma(E_x) = \alpha E_x^2$ , где  $\alpha = 0.0165$ . Отметим, что при энергетическом пороге для  $^{127}\text{I}$ , равном  $Q = 662.3$  кэВ [3], наиболее интенсивные солнечные нейтрино ( $pp$ ) отсекаются, что приводит к еще большему влиянию высоколежащих резонансов в силовой функции  $S(E)$ . Так неучет GTR приводит к сильному сокращению сечения и скорости захвата на 63.4 и 62.2% в обоих случаях расчетов (с учетом и без энергии отрыва нейтрона). Особенно сильное влияние на величину  $R$  оказывает учет резонансов для энергичных борных нейтрино, их неучет уменьшает  $R$ -total на  $\approx 72$  и  $\approx 73\%$  соответственно. Неучет сразу двух резонансов GTR и PR1 сильно уменьшает рассчитываемую величину  $R$ -total в 4.5–3.9 раз (см. табл. 1). Расчеты с теоретическими силовыми функциями  $S_{\text{calc}}(E)$  [22] подтверждают выводы о сильном влиянии высоколежащих зарядово-обменных резонансов.

**4. Заключение.** Анализ спектра зарядово-обменных возбуждений изотопа  $^{127}\text{I}$  показывает наличие резонансных состояний с большой энергией возбуждения  $E_x$  в дочернем ядре  $^{127}\text{Xe}$  (см. рис. 1), которые оказывают сильное влияние на сечение захвата  $\sigma(E)$  солнечных нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$ . Проведенные расчеты с учетом энергии отрыва нейтрона –  $S_n$  в ядре  $^{127}\text{Xe}$  показывают, что при возбуждениях с энергией  $E_x > S_n$  происходит эмиссия нейтрона из ядра  $^{127}\text{Xe}$  с образованием

стабильного изотопа  $^{126}\text{Xe}$ . Таким образом, эмиссия нейтрона при распаде высоколежащих возбуждений  $^{127}\text{Xe}$  приводит к уменьшению скорости захвата нейтрино, особенно для борных и гер нейтрино и отношение изотопов  $m(\text{Xe}) = ^{126}\text{Xe}/^{127}\text{Xe}$  является индикатором этих жестких нейтрино. Приведенные расчеты как с экспериментальной силовой функцией  $S_{\text{exp}}(E)$  (см. табл. 1), так и с теоретической  $S_{\text{calc}}(E)$  [22] показывают, что, несмотря на малость этого отношения  $m(\text{Xe}) \approx 15\%$ , его можно будет определить экспериментально и оценить вклад жестких нейтрино в солнечном спектре.

Также тонким экспериментом является измерение гамма-излучения при распаде первого возбужденного состояния образовавшегося конечного ядра  $^{126}\text{Xe}$  с энергией  $E_1 = 388.6$  кэВ (см. рис. 1). Согласно расчетам, количество таких распадов  $n_\gamma$  будет  $n_\gamma \approx 79$  на 100 образовавшихся ядер  $^{126}\text{Xe}$  (из них 98% определяются борными нейтрино, а 2% – гер нейтрино). Это крайне мало и потребует длительной экспозиции в экспериментах с йодным детектором при высоких фонах. Насколько это реально в настоящее время, покажут последующие исследования.

Таким образом, получено, что анализ изотопного отношения  $^{126}\text{Xe}/^{127}\text{Xe}$  в газовой смеси образующегося ксенона и регистрация гамма-эмиссии в  $^{126}\text{Xe}$  открывают новые возможности йодного детектора при регистрации солнечных нейтрино и позволяют выделить важную борную компоненту солнечного спектра.

Авторы благодарны Д. Н. Абдурашитову, И. Н. Борзову, А. К. Выборову, В. Н. Гаврину, Л. В. Инжечику, А. Ю. Лютостанскому, С. В. Толконникову и Н. Б. Шульгиной за стимулирующие дискуссии и помощь в работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 18-02-00670, гранта Отделения Нейтринных Процессов НИЦ Курчатовский Институт и программы 5-100 МФТИ.

1. В. Pontecorvo, *Report PD-205*, Chalk River Laboratory, Chalk River (1946); воспроизведено в: J. N. Bahcall,

*Neutrino Astrophysics*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1989); Б. Понтекорво, *Избранные труды*, Под общ. ред. С. М. Биленького, Наука, М. (1997), т. 1, с. 31.

2. R. Jr. Davis, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 303 (1964).

3. M. Wang, G. Audi, F. G. Kondev, W. J. Huang, S. Naimi, and X. Xu, *Chin. Phys. C* **41**(3), 030003 (2017).

4. В. А. Кузьмин, *Препринт # 62*, ФИАН, М. (1964).

5. V. A. Kuzmin, *Phys. Lett.* **17**, 27 (1965).

6. О. Г. Рязская, *УФН* **188**(9), 1010 (2018).

7. W. C. Haxton, *Phys. Rev. Lett.* **60**(9), 768 (1988).

8. Ю. С. Лютостанский, Н. Б. Шульгина, *Силовая Функция Ксенона-127 и Сечение Реакции  $^{127}\text{I}(\nu, e^-)^{127}\text{Xe}$* . *Препринт ИАЭ - 4876/2*, ЦНИИатом-информ, М. (1989).

9. Yu. S. Lutostansky and N. B. Shul'gina, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 430 (1991).

10. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, *ЯФ* **81**, 515 (2018).

11. M. Palarczyk, J. Rapaport, C. Hautala et al. (Collaboration), *Phys. Rev. C* **59**, 500 (1999).

12. J. Engel, S. Pittel, and P. Vogel, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 426 (1991).

13. J. Engel, S. Pittel, and P. Vogel, *Phys. Rev. C* **50**, 1702 (1994).

14. <https://www-nds.iaea.org>.

15. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер*, Наука, М. (1983).

16. Ю. С. Лютостанский, *ЯФ* **83**, 34 (2020).

17. A. Arima, *Nucl. Phys. A* **649**, 260 (1999).

18. Ю. С. Лютостанский, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, *Изв. РАН. Сер. Физ.* **83**, 519 (2019).

19. C. Patrignani, K. Agashe, G. Aielli et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C* **40**, 100001 (2016).

20. J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu, *Astrophys. J. Lett.* **621**, 85 (2005).

21. H. Behrens and J. Jänecke, *Numerical Tables for Beta Decay and Electron Capture*, Springer, Berlin (1969).

22. Ю. С. Лютостанский, Г. А. Коротеев, Н. В. Клочкова, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, А. Н. Фазлиахметов, *ЯФ* **83**, 208 (2020).

23. Ю. П. Суслов, *Изв. АН СССР, Сер. Физ.* **32**, 213 (1968).