Письма в ЖЭТФ, том 111, вып. 11, с. 723 – 727 © 2020 г. 10 июня

Новые возможности йодного детектора при регистрации солнечных нейтрино

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

[+]*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*

[×]*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}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}Xe при захвате энергичных солнечных нейтрино ядром ^{127}I и последующей эмиссией нейтрона из образующегося ^{127}Xe. Проведенные расчеты с учетом энергии отрыва нейтрона – S_n в ядре ^{127}Xe показывают, что учет энергии S_n приводит к уменьшению скорости захвата нейтрино, особенно для борных и hep нейтрино и отношение изотопов ^{126}Xe/^{127}Xe является индикатором этих жестких нейтрино. Отмечено, что при образовании изотопа ^{126}Xe происходит гамма-эмиссия с определенной энергией. Получено, что анализ изотопного отношения ^{126}Xe/^{127}Xe в газовой смеси образующегося ксенона и регистрация гамма-эмиссии в ^{126}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 ν-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 ≈ 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}Cl с порогом регистрации $Q = 813.87 \pm 0.20$ кэВ [3]. Позднее началась реализация галий-германиевого метода для измерения солнечных нейтрино [4, 5]. Низкопороговый детектор реакции $^{71}\mathrm{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\mathrm{Ge}$ был установлен в подземной лаборатории и был хорошо защищен от космических лучей (подробнее см. обзор О. Г. Ряжской [6]).

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

$$\nu_e + {}^{127}\mathrm{I} \rightarrow e^- + {}^{127}\mathrm{Xe} \qquad (1)$$

должно быть существенно больше, чем на хлоре ^{37}Cl, и объем йодного детектора можно сделать во много раз бо́льшим, 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}Xe. Позже в 1991 г. эти расчеты были уточнены [9] с учетом особенностей нормировки силовой функции $S(E)$ и

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

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

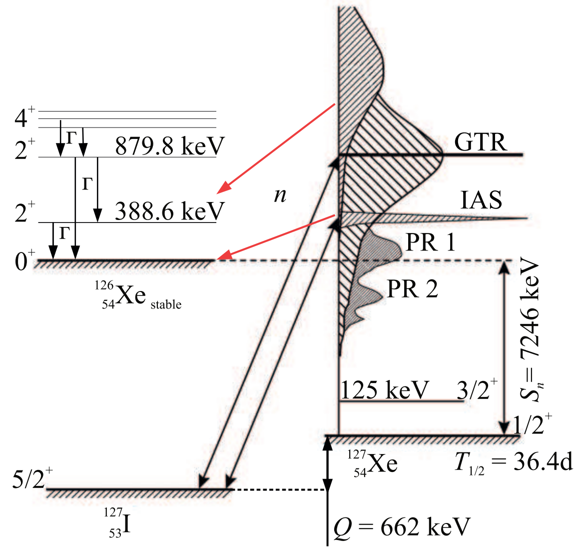

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема зарядово-обменных возбуждений ядра ^{127}Xe в реакции $^{127}\mathrm{I}(p,n)^{127}\mathrm{Xe}$ с распадом высоколежащих возбуждений в стабильный изотоп ^{126}Xe с эмиссией нейтрона. Обозначены гигантский гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (IAS) и расположенные ниже пигми-резонансы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

2. Зарядово-обменная силовая функция изотопа ^{127}Xe. Результаты расчетов зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ изотопа ^{127}Xe представлены на рис. 2 вместе с экспериментальными данными по $^{127}\mathrm{I}(p,n)^{127}\mathrm{Xe}$ реакции [11]. Выделены гигантский гамов-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]:

$$V_{pn} = e_q V^{\omega}_{pn} + \sum_{p'n'} F^{\omega}_{np,n'p'} \rho_{p'n'},$$
$$V^h_{pn} = \sum_{p'n'} F^{\omega}_{np,n'p'} \rho^h_{p'n'}, \qquad (2)$$

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

$$F_{\omega} = C_0(f'_0 + g'_0(\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2))(\boldsymbol{\tau}_1\boldsymbol{\tau}_2)\delta(r_1 - r_2), \qquad (3)$$

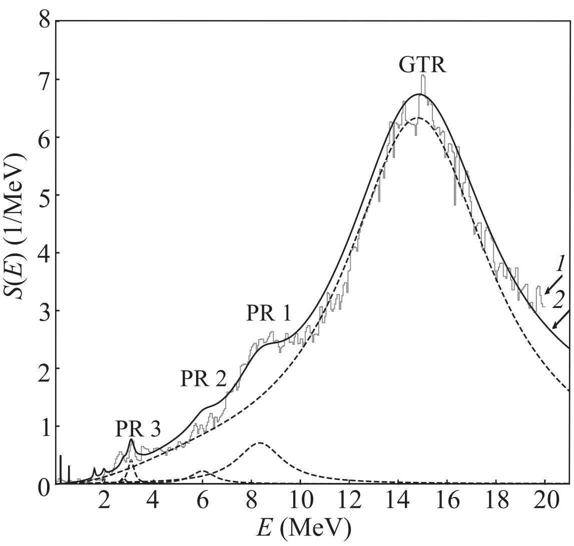

Рис. 2. Зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ изотопа ^{127}Xe для GT-возбуждений ^{127}I. Сплошные линии: *1* – экспериментальные данные по реакции $^{127}\mathrm{I}(p,n)^{127}\mathrm{Xe}$ [11], *2* – наш расчет по ТКФС; пунктир – резонансы GTR, PR1, PR2 и PR3

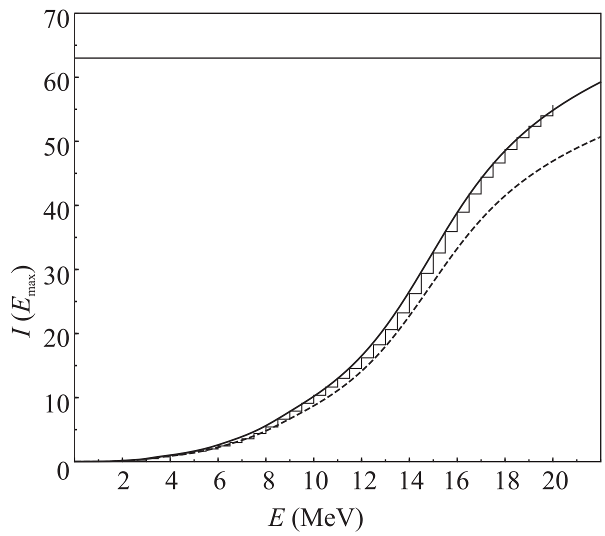

Рис. 3. Зависимость величины интеграла $I(E_{\max})$ (4) от переменного значения энергии $E_{\max}$ для изотопа ^{127}Xe. Ступеньки – экспериментальные данные [11], сплошная линия – расчет $e_q = 0.9$, пунктир – расчет с $e_q = 0.8$, горизонтальная линия – значение правила сумм, равное $3(N-Z) = 63$

где $C_0 = (d\rho/d\varepsilon_F)^{-1} = 300$ МэВ 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 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:

$$\sum M_i^2 = q[3(N-Z)] = e_q^2[3(N-Z)] \approx$$

$$\approx \int_0^{E_{\max}} S(E)dE = I(E_{\max}). \qquad (4)$$

Здесь $E_{\max}$ – максимальная энергия, учитываемая в расчетах или в эксперименте, $S(E)$ – зарядово-обменная силовая функция. В настоящих расчетах использовалось значение $E_{\max} = 20$ 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}Xe. Как видно, экспериментальные данные лучше всего в данном случае описываются расчетами со значениями эффективого заряда $e_q = 0.9$ ($q = 0.81$). В эксперименте [11] для ^{127}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 бóльшей части характерно для более легких, чем ^{127}I, ядер и частично связано с неучетом в эксперименте высоколежащих (выше GTR) возбуждений.

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

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

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

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

Сечения нейтринного захвата $\sigma(E)$ ядром ^{127}I в реакции $^{127}\mathrm{I}(\nu_e, e^-)^{127}\mathrm{Xe}$ 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}I. Указаны скорости захвата нейтрино с учетом (R-total) и без учета GTR и GTR + PR1. Расчеты проводились с экспериментальной силовой функцией $S_{\rm exp}(E)$ без учета и с учетом энергии отрыва нейтрона в ядре ^{127}Xe

Скорость захвата нейтрино на ^{127}I без учета отрыва нейтрона в ядре ^{127}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}I с учетом отрыва нейтрона в ядре ^{127}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, бо́льших 6 МэВ, расхождения не превышают 10 %. Неучет только двух резонансов ГТР и PR1 уменьшает сечение $\sigma(E)$ на величину от ~ 25 до ~ 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:

$$R = \int\limits_0^{E_{\rm max}} \rho_{\rm solar}(E_\nu)\sigma_{\rm total}(E_\nu)dE_\nu, \qquad (6)$$

где для энергии $E_{\rm max}$ можно ограничиться hep нейтрино (реакция $^3{\rm He} + p \to {}^4{\rm He} + e^+ + \nu_e$) с $E_{\rm max} \leq$ ≤ 18.79 МэВ или борными нейтрино (реакция $^8{\rm B} \to$ $\to {}^8{\rm Be} + e^+ + \nu_e$) с $E_{\rm max} \leq 16.36$ 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 $^{127}{\rm I}(\nu_e, e^-)^{127}{\rm Xe}$ 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. Сусловым [23]. Расхождения рассчитываемого сечения поглощения (и соответственно R-total) в 10–14 % наблюдается по всей области энергий налетающих солнечных нейтрино. В расчетах, представленных в табл. 1 использовались экспериментальные $S_{\rm exp}(E)$ силовые функции ^{127}Xe, как без учета энергии отрыва нейтрона до энергии $E_{\rm max} = 20$ МэВ в (6), так и до энергии отрыва нейтрона в ядре ^{127}Xe $E_{\rm max} = S_n$, равной $S_n = 7246$ кэВ [14]. Так как возбужденные состояния с энергиями, бо́льшими S_n, быстро распадаются с вылетом нейтронов и образованием изотопа ^{126}Xe, то это уменьшает сечения $\sigma_i(E)$ и скорость захвата нейтрино R на ≈ 15 % (от R-total), и особенно величину R для борных нейтрино на ≈ 17 % (от R-total).

В этих расчетах с $S_{\rm exp}(E)$ выделялись гигантский GTR и пигми PR резонансы, аппроксимированные по Брейт–Вигнеру (B-W) с шириной Γ, 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}I, равном $Q = 662.3$ кэВ [3], наиболее интенсивные солнечные нейтрино (pp) отсекаются, что приводит к еще бо́льшему 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 ≈ 72 и ≈ 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 $S_{\rm calc}(E)$ [22] подтверждают выводы о сильном влиянии высоколежащих зарядово-обменных резонансов.

4. Заключение. Анализ спектра зарядово-обменных возбуждений изотопа ^{127}I показывает наличие резонансных состояний с большой энергией возбуждения E_x в дочернем ядре ^{127}Xe (см. рис. 1), которые оказывают сильное влияние на сечение захвата $\sigma(E)$ солнечных нейтрино ядром ^{127}I. Проведенные расчеты с учетом энергии отрыва нейтрона – S_n в ядре ^{127}Xe показывают, что при возбуждениях с энергией $E_x > S_n$ происходит эмиссия нейтрона из ядра ^{127}Xe с образованием стабильного изотопа ^{126}Xe. Таким образом, эмиссия нейтрона при распаде высоколежащих возбуждений ^{127}Xe приводит к уменьшению скорости захвата нейтрино, особенно для борных и hep нейтрино и отношение изотопов $m(\mathrm{Xe}) = {}^{126}\mathrm{Xe}/{}^{127}\mathrm{Xe}$ является индикатором этих жестких нейтрино. Приведенные расчеты как с экспериментальной силовой функцией $S_{\mathrm{exp}}(E)$ (см. табл. 1), так и с теоретической $S_{\mathrm{calc}}(E)$ [22] показывают, что, несмотря на малость этого отношения $m(\mathrm{Xe}) \approx 15\,\%$, 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}Xe с энергией $E_1 = 388.6$ кэВ (см. рис. 1). Согласно расчетам, количество таких распадов n_γ будет $n_\gamma \approx 79$ на 100 образовавшихся ядер ^{126}Xe (из них 98 % определяются борными нейтрино, а 2 % – hep 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 $^{126}\mathrm{Xe}/^{127}\mathrm{Xe}$ в газовой смеси образующегося ксенона и регистрация гамма-эмиссии в ^{126}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. Толоконникову 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. B. 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. Ряжская, 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* $^{127}\mathrm{I}(\nu, e^-)^{127}\mathrm{Xe}$. *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).