ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2019, том 83, № 4, с. 539–543

УДК 539.173,621.039

СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО ЯДРАМИ И ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ РЕЗОНАНСЫ

© 2019 г. Ю. С. Лютостанский[1, *], А. П. Осипенко[1], В. Н. Тихонов[1]

[1]Федеральное государственное бюджетное учреждение "Национальный исследовательский центр "Курчатовский Институт", Москва, Россия

*E-mail: lutostansky@yandex.ru

Поступила в редакцию 01.10.2018 г.
После доработки 15.10.2018 г.
Принята к публикации 19.11.2018 г.

Резонансная структура зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ и ее влияние на сечения нейтринного захвата изотопов ^{71}Ga, ^{98}Mo и ^{127}I исследованы в рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем. В расчетах силовой функции $S(E)$ представлены гамов-теллеровский, аналоговый и, расположенные ниже пигми-резонансы. Проведены расчеты сечений захвата $\sigma(E)$ солнечных нейтрино для рассматриваемых трех изотопов с учетом резонансной структуры силовой функции $S(E)$ и проанализировано влияние каждого резонанса на энергетическую зависимость $\sigma(E)$. Получено, что при расчетах сечения $\sigma(E)$ необходимо учитывать все зарядово-обменные резонансы в силовой функции $S(E)$. Не учет даже высоколежащих резонансов приводит к недобору в сечении $\sigma(E)$, что может повлиять и на интерпретацию экспериментальных данных.

DOI: 10.1134/S0367676519040173

ВВЕДЕНИЕ

В нейтринной физике и астрофизике большое значение имеет процесс взаимодействия нейтрино с веществом. Знание сечения захвата нейтрино атомными ядрами важно как для моделирования процессов в детекторах, так и для решения астрофизических задач, в частности, связанных с нуклеосинтезом химических элементов. В большинстве задач сечения захвата $\sigma(E)$ нейтрино необходимо рассчитывать и учитывать структуру зарядово-обменной силовой функции $S(E)$, которая имеет резонансный характер.

Исследование резонансной структуры силовых функций $S(E)$ является важной задачей и для вычисления сечений реакций перезарядки, например (p,n), (n,p), $(^3\mathrm{He},t)$, $(t,^3\mathrm{He})$, $(^6\mathrm{Li}, ^6\mathrm{He})$ и др., и в том числе реакций обратного бета-распада, которые могут использоваться в детекторах нейтрино. Учет зарядово-обменных резонансов в силовых функциях может существенно изменить результат вычисления сечения реакции. В резонансной структуре силовой функции $S(E)$ выделены, гамов-теллеровский резонанс (GTR) [1], аналоговый резонанс (AR) [2] и пигми-резонансы (PR) [3]. Недавно [3], эти резонансы детально исследовались для девяти изотопов олова в рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем (ТКФС) и были рассчитаны энергии и матричные элементы этих коллективных состояний. Сравнение с экспериментальными данными, полученными в реакции перезарядки Sn(^{3}He,t)Sb с энергией $E(^3\mathrm{He}) = 200$ МэВ на девяти изотопах олова [4], показало хорошую точность расчетов энергий зарядово-обменных резонансов со среднеквадратичными отклонениями 0.23 МэВ для AR, 0.29 МэВ для GTR и $\delta E < 0.40$ МэВ для PR. Тот же метод расчета используется и в данной работе в расчетах зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ и сечений $\sigma(E)$ нейтринного захвата для изотопов ^{71}Ga, ^{98}Mo и ^{127}I. Проведены расчеты сечений захвата $\sigma(E)$ солнечных нейтрино для рассматриваемых трех изотопов с учетом резонансной структуры силовой функции $S(E)$ и проанализировано влияние каждого резонанса на энергетическую зависимость $\sigma(E)$. Получено, что при расчетах сечения $\sigma(E)$ необходимо учитывать все зарядово-обменные резонансы в силовой функции $S(E)$.

МЕТОД РАСЧЕТА

Аналоговый гамов-теллеровский резонанс и другие зарядово-обменные возбуждения ядер описываются в ТКФС системой уравнений для эффективного поля [5]:

$$V_{pn} = e_q V^{\omega}_{pn} + \sum_{p'n'} \Gamma^{\omega}_{np,n'p'} \rho_{p'n'}, \quad V^{h}_{pn} = \sum_{p'n'} \Gamma^{\omega}_{np,n'p'} \rho^{h}_{p'n'},$$
$$d^{1}_{pn} = \sum_{p'n'} \Gamma^{\xi}_{np,n'p'} \varphi^{1}_{p'n'}, \quad d^{2}_{pn} = \sum_{p'n'} \Gamma^{\xi}_{np,n'p'} \varphi^{2}_{p'n'}. \qquad (1)$$

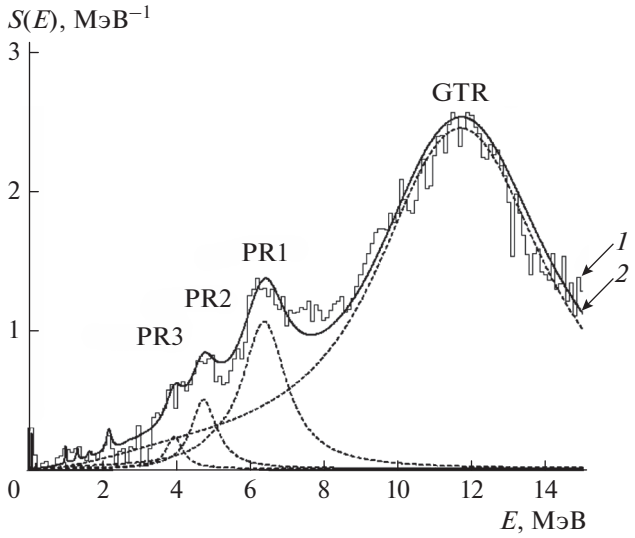

Рис. 1. Зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ изотопа ^{71}Ge для гамов-теллеровских (GT)-возбуждений. Сплошные линии: *1* – экспериментальные данные [8], *2* – наш расчет по ТКФС; пунктир – резонансы GTR, PR1, PR2 и PR3.

Здесь V_{pn} и V_{pn}^{h} – эффективные поля квазичастиц и дырок в ядре, V_{pn}^{ω} – внешнее зарядово-обменное поле, d_{pn}^{1} и d_{pn}^{2} – эффективные вершины, описывающие изменение спаривательной щели Δ во внешнем поле, Γ^{ω} и Γ^{ξ} – амплитуды эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия в каналах частица-дырка и частица-частица; ρ, ρ^{h}, φ^{1} и φ^{2} – соответствующие переходные плотности (подробнее см. [6]). Эффекты изменения спаривательной щели во внешнем поле пренебрежимо малы, т.е. $d_{pn}^{1} = d_{pn}^{2} = 0$, что оправдано в нашем случае для внешних полей с нулевыми диагональными элементами.

В расчетах использовалось локальное нуклон-нуклонное взаимодействие Γ^{ω} в форме Ландау–Мигдала [5]:

$$\Gamma^{\omega} = C_0\left(f_0' + g_0'(\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2)\right)(\vec{\tau}_1\vec{\tau}_2)\,\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \qquad (2)$$

куда входят константы $f_0' = 1.35$ изоспин-изоспинового и $g_0' = 1.22$ спин-изоспинового взаимодействия квазичастиц, которые являются феноменологическими параметрами и подбираются из сравнения с экспериментальными данными, как в [2, 3]. Матричные элементы нормировались согласно правилу сумм для GT-переходов, как в [7]:

$$\Sigma M_i^2 = e_q^2 3(N - Z) \approx \int_0^{E_{max}} S_{\beta}(E)dE, \qquad (3)$$

где эффективный заряд полагался равным $e_q = 0.9$. Здесь E_{max} – максимальная энергия, учитываемая в расчетах или в эксперименте. В настоящих расчетах использовалось значение $E_{max} = \infty$ (хорошая сходимость интеграла (3) наблюдалась уже при значении $E_{max} = 50$ МэВ), а в экспериментах величина E_{max} обычно не превышает 20 МэВ [8–10].

Формула для сечения реакции (ν_e, e^-), зависящего от энергии налетающего нейтрино E_ν, имеет вид [7]:

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

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

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 [11].

РЕЗОНАНСНАЯ СТРУКТУРА ЗАРЯДОВО-ОБМЕННОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ ИЗОТОПОВ ^{71}Ga, ^{98}Mo, ^{127}I

Зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ изотопов ^{71}Ga, ^{98}Mo и ^{127}I рассчитывалась по теории конечных ферми-систем (ТКФС) как описано выше. При этом наблюдалась резонансная структура $S(E)$ в дочерних изотопах ^{71}Ge, ^{98}Tc и ^{127}Xe, которая четко видна и в экспериментальных данных. Подобная резонансная структура была проанализирована ранее на изотопах олова [3], где были выделены гамов-теллеровский, аналоговый и три пигми-резонанса (PRi, $i = 1, 2, 3$). В рассматриваемых здесь силовых функциях мы также выделяем эти резонансы. На рис. 1–3 представлены экспериментальные и расчетные силовые функции $S(E)$ для гамов-теллеровских возбуждений рассматриваемых изотопов, а изобарические аналоговые резонансы (узкие высокоторчащие пики) на этих рисунках мы представлять не стали. Их влияние на сечения нейтринного захвата обсудим ниже.

Силовая функция $S(E)$ изотопа ^{71}Ge для GT-возбуждений представлена на рис. 1, где выделены отдельно GT-резонансы, в том числе и три пигми-резонанса. Расчитанные энергии резонансов: $E_{\rm GTR} = 12.02$ МэВ, $E_{\rm PR1} = 6.34$ МэВ, $E_{\rm PR2} = 4.70$ МэВ и $E_{\rm PR3} = 3.92$ МэВ, экспериментальное значение $E_{\rm GTR} = 11.75$ МэВ [8] получено в реакции ^{71}Ga$(p,n)^{71}$Ge, т.е. разница с расчетным значением невелика и равна 0.27 МэВ. Значения энергий $E_{\rm PR1}$ и $E_{\rm PR3}$ близки к значениям, расчитанным в [3] и [12]. В районе 10 МэВ в наших расчетах есть резонанс с энергией 10.66 МэВ, который также

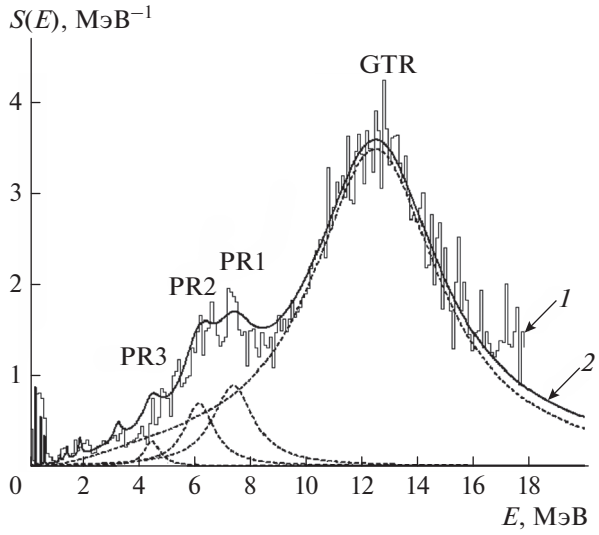

Рис. 2. Зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ изотопа ^{98}Tc для GT-возбуждений. Сплошные линии: *1* – экспериментальные данные [10], *2* – наш расчет по ТКФС; пунктир – резонансы GTR, PR1, PR2 и PR3.

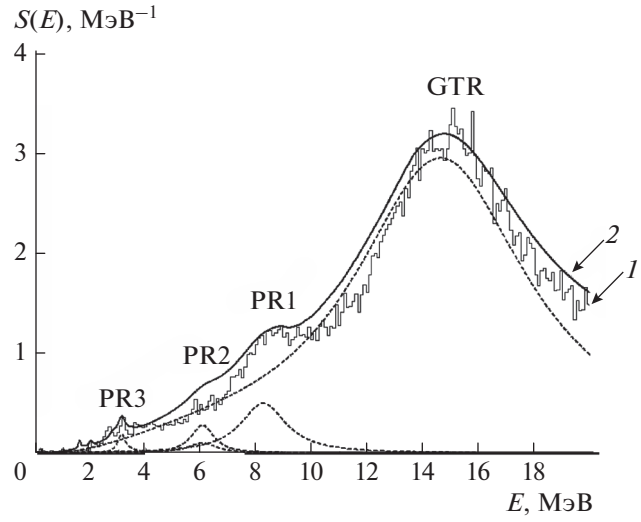

Рис. 3. Зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ изотопа ^{127}Xe для GT-возбуждений. Сплошные линии: *1* – экспериментальные данные [9], *2* – наш расчет по ТКФС; пунктир – резонансы GTR, PR1, PR2 и PR3.

есть в расчетах [6] и интерпретируется как расщепление GTR за счет парных корреляций. Экспериментальное значение суммы всех $B(GT)$ или M^2_{GT} составляет 60 ± 9% от значения $3(N - Z) = 27$ при суммировании до 15 МэВ [8], т.е. наблюдается существенный недобор (*quenching*-эффект). Наше полное значение $\Sigma M_i^2 = e_q^2 3(N - Z) = 21.87$ или 81%, от $3(N - Z)$, что соответствует e_q^2 при $e_q = 0.9$. При замене суммирования ΣM_i^2 на интегрирование, согласно (3) до энергии $E_{max} = 15$ МэВ (см. рис. 1), получим значение 69%, близкое к экспериментальному.

Силовая функция $S(E)$ изотопа ^{98}Tc для GT-возбуждений представлена на рис. 2, где выделены GT-резонансы, в том числе и три пигми-резонанса. Расчитанные энергии резонансов: $E_{\mathrm{GTR}} = 12.45$, $E_{\mathrm{PR1}} = 7.32$, $E_{\mathrm{PR2}} = 6.10$ и $E_{\mathrm{PR3}} = 4.40$ МэВ, а экспериментальное значение $E_{\mathrm{GTR}} \sim 12.3$ МэВ [10], т.е. разница с расчетным значением невелика и равна 0.15 МэВ. Экспериментальное значение суммы всех $B(GT)$ или M^2_{GT} составляет 67 ± 8% от $3(N - Z) = 42$ при суммировании до 18 МэВ [10], т.е. наблюдается *quenching*-эффект. Наше полное значение $\Sigma M_i^2 = e_q^2 3(N - Z) = 34.02$ или 81% от $3(N - Z)$ при $e_q = 0.9$. При замене суммирования ΣM_i^2 на интегрирование согласно (5) до энергии $E_{max} = 18$ МэВ, как в эксперименте [10] (см. рис. 2), получим значение 67%, равное экспериментальному.

Силовая функция $S(E)$ изотопа ^{127}Xe для GT-возбуждений представлена на рис. 3, где выделены GT-резонансы, в том числе и три пигми-резонанса. Расчитанные энергии резонансов: $E_{\mathrm{GTR}} = 14.60$ МэВ, $E_{\mathrm{PR1}} = 8.23$ МэВ, $E_{\mathrm{PR2}} = 6.0$ МэВ и $E_{\mathrm{PR3}} = 3.08$ МэВ, а экспериментальное значение $E_{\mathrm{GTR}} = 14.5 \pm 0.2$ МэВ [9] получено в реакции ^{127}I$(p,n)^{127}$Xe, т.е. разница с расчетным значением невелика и равна 0.10 МэВ. Экспериментальное значение суммы всех $B(GT)$ или M^2 составляет 85% от $3(N - Z) = 63$ при суммировании до 20 МэВ [9], т.е. наблюдается *quenching*-эффект. Наше полное значение $\Sigma M_i^2 = e_q^2 3(N - Z) = 51.03$ или 81% от $3(N - Z)$ при $e_q = 0.9$, что соответствует данным эксперимента и объясняет *quenching*-эффект.

СЕЧЕНИЯ НЕЙТРИННОГО ЗАХВАТА ИЗОТОПОВ ^{71}Ga, ^{98}Mo, ^{127}I

Сечения нейтринного захвата $\sigma(E)$ изотопов ^{71}Ga, ^{98}Mo и ^{127}I были рассчитаны, как описано выше, согласно (4) с экспериментальными зарядово-обменными силовыми функциями $S(E)$ (см. рис. 1–3) и с силовыми функциями $S(E)$, расчитанными по ТКФС [13]. Для анализа влияния зарядово-обменных резонансов на величину сечения $\sigma(E)$ были также проведены расчеты без учета GTR и без учета пигми-резонансов.

На рис. 4 представлены численные значения отклонений расчетных сечений $\sigma_i(E)$ от полного расчитанного сечения $\sigma_{tot}(E)$ реакций ^{71}Ga$(\nu_e,e^-)^{71}$Ge – *1*,

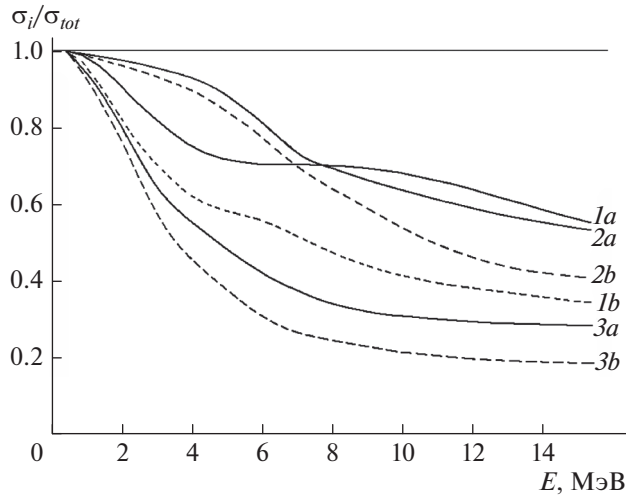

Рис. 4. Отношения расчетных сечений $\sigma_i(E)$ реакции нейтринного захвата, нормированных на полное сечение $\sigma_{tot}(E)$ рассчитанных по ТКФС: *1* – для ^{71}Ga(ν_e,e^-)^{71}Ge-реакции, *2* – для ^{98}Mo(ν_e,e^-)^{98}Tc-реакции, *3* – для ^{127}I(ν_e,e^-)^{127}Xe-реакции. Сплошная линия (*a*) – расчеты без учета GTR, штриховая (*b*) – расчеты без учета GTR и PR1.

^{98}Mo(ν_e,e^-)^{98}Tc – *2* и ^{127}I(ν_e,e^-)^{127}Xe – *3*, нормированных на полное сечение $\sigma_{tot}(E)$ с силовыми функциями $S(E)$, расчитанными по ТКФС. Расчеты сечения нейтринного захвата $\sigma(E)$ с силовой функцией $S(E)$, полученой в ТКФС-подходе, неплохо описывают расчеты с экспериментальной силовой функцией. Так, например, для реакции *1* на ^{71}Ga максимальное расхождение полного сечения в 20–25% наблюдается в районе 1.7–3 МэВ, а при энергиях, больших 4.5 МэВ, расхождения не превышают 5%. Для этой реакции из рис. 4 видно, что только не учет гамов-теллеровского резонанса дает уменьшение сечения нейтринного захвата $\sigma(E)$ на 25% уже при E_ν = 4 МэВ, неучет только двух резонансов GTR и PR1 уменьшает сечение $\sigma(E)$ на ~20–60% при изменении энергии нейтрино в интервале 2–12 МэВ. Для реакции *2* на ^{98}Mo только не учет гамов-теллеровского резонанса дает уменьшение сечения $\sigma(E)$ на 16% при E_ν = 6 МэВ и на 45% при E_ν = 14 МэВ. Как видно на рис. 4, наиболее сильное влияние резонансов наблюдается в реакции *3* на ^{127}I. Так, неучет гамов-теллеровского резонанса дает уменьшение сечения нейтринного захвата $\sigma(E)$ на 19% при E_ν = 2 МэВ и на 69% при E_ν = 14 МэВ, а неучет только двух резонансов GTR и PR1 уменьшает сечение $\sigma(E)$ от ~25 до ~80% при изменении энергии нейтрино в интервале 2–12 МэВ.

Для расчетов сечений захвата солнечных нейтрино и анализа влияния зарядово-обменных резонансов важно правильно смоделировать поток солнечных нейтрино. В настоящее время существует достаточно большое количество моделей Солнца. Они отличаются друг о друга относительной концентрацией гелия, элементов тяжелее гелия (металличностью) или может отличаться концентрация какого-то отдельного элемента в какой-либо части Солнца (в центре, на поверхности). Также в разных моделях возможны разные размеры конвективной зоны Солнца и параметр непрозрачности среды. Наиболее актуальные модели на сегодня BS05(OP), BS05(AGS, OP), BS05(AGS, OPAL), разработанные группой Бакала [14]. Также существуют еще более новые модели, разработанные другой группой, такие как B16-GS98, B16-AGSS09met и др. [15]. Несмотря на то, что модели B16 более новые, чем BS05(OP), и также достаточно хорошо согласуются с наблюдательными данными, в нашей статье приведены данные BS05(OP) и, так как все модели отличаются только нормировкой потоков нейтрино от каждой ядерной реакции в Солнце, то достаточно легко пересчитать данные для другой модели.

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

$$R = \int_0^{E_{max}} \rho_{solar}(E_\nu)\sigma_{total}(E_\nu)dE_\nu, \qquad (5)$$

где для энергии E_{max} можно ограничиться *hep* нейтрино (реакция ^{3}He + $p \to {}^4$He + $e^+ + \nu_e$) с $E_{max} \leq$ $\leq$ 18.79 МэВ или борными нейтрино (реакция ^{8}B $\to$ $\to {}^8$Be + $e^+ + \nu_e$) с $E_{max} \leq$ 16.36 МэВ [14]. В данной работе интегрирование в (5) проводилось до энергии E_{max} = 20 МэВ. Скорость захвата солнечных нейтрино в SNU (стандартная солнечная единица соответствущая количеству событий в секунду на 10^{36} ядер мишени) на рассматриваемых трех изотопах приведена в табл. 1. Также указаны скорости захвата без учета GTR и без GTR- и PR1-резонансов и уменьшения скоростей захвата (в %) без учета GTR и GTR + PR1. В зависимости от энергии порога Q (ν_e,e^-) реакции для разных изотопов (для ^{71}Ga Q = 232.62 кэВ, для ^{98}Mo Q = 1684 кэВ и для ^{127}I Q = 662.3 кэВ [16]) нейтрино разных типов дают различные вклады. Наибольшие вклады дают борные нейтрино и для них влияние GTR- и PR1-резонансов наибольшее.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано влияние резонансной структуры зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ на сечения нейтринного захвата изотопов ^{71}Ga, ^{98}Mo и ^{127}I. В рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем проведены расчеты силовой функции $S(E)$ и в расчетах представлены гамов-

Таблица 1. Скорость захвата R солнечных нейтрино (в SNU) на изотопах ^{71}Ga, ^{98}Mo и ^{127}I. В скобках указаны уменьшения (в %) скоростей захвата без учета GTR и GTR + PR1

Изотоп	*pp*	B-8	*hep*	N-13	O-15	F-17	Total
^{71}Ga	11.9	15.9	0.088	0.59	0.91	0.023	29.4
R без GTR	11.9	10.63(−33)	0.053(−40)	0.58(−1)	0.861(−4)	0.022	24.0(−18)
R без GTR и PR1	11.9	6.76(−57)	0.033(−62)	0.57(−3)	0.824(−8)	0.021	20.1(−31)
	B-8	***hep***	**O-15**	**F-17**		**Total**	
^{98}Mo	18.92	0.108	0.0002	10^{-5}		19.029	
R без GTR	12.515(−34)	0.057(−47)	0.0002	10^{-5}		12.572(−34)	
R без GTR и PR1	10.778(−43)	0.043(−60)	0.0002	10^{-5}		10.822(−43)	
	B-8	***hep***	**N-13**	**O-15**	**F-17**	**Total**	
^{127}I	13.724	0.086	0.07	0.209	0.005	14.094	
R без GTR	4.580(−67)	0.025(−71)	0.069(−1.5)	0.197(−6)	0.00499	4.876(−65)	
R без GTR и PR1	3.023(−78)	0.015(−83)	0.068(−3)	0.193(−8)	0.0049(−2)	3.305(−77)	

теллеровский, аналоговый и расположенные ниже пигми-резонансы. Сравнение расчетов функции $S(E)$ с экспериментальными данными демонстрирует хорошее совпадение как по энергиям, так и по высотам резонансных пиков.

Проведены расчеты сечений нейтринного захвата $\sigma(E)$ и показано сильное влияние резонансной структуры на величины рассчитываемых $\sigma(E)$, особенно в области больших энергий. Проведены расчеты сечений захвата $\sigma(E)$ солнечных нейтрино для трех рассматриваемых изотопов с учетом резонансной структуры силовой функции $S(E)$ и проанализировано влияние каждого резонанса на энергетическую зависимость $\sigma(E)$. Получено, что при расчетах сечения $\sigma(E)$ необходимо учитывать все зарядово-обменные резонансы в силовой функции $S(E)$. Неучет даже одного высоколежащего гамов-теллеровского резонанса приводит к существенному уменьшению скорости захвата солнечных нейтрино от 17% для ^{71}Ga до 65% для ^{127}I, в основном за счет энергичных борных нейтрино.

В расчетах не учитывалось влияние осцилляций нейтрино. Нейтринные осцилляции уменьшают количество электронных нейтрино, которые долетают до Земли, из-за их превращения в другие типы нейтрино. Однако в нашем случае, когда анализируются относительные соотношения, демонстрирующие влияние резонансов, осцилляций нейтрино можно не учитывать.

Авторы благодарны А.К. Выборову, Л.В. Инжечику, Г.А. Коротееву и А.Н. Фазлиахметову за стимулирующие дискуссии и помощь в работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 18-02-00670.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 173; *Gaponov Yu.V., Lyutostanskii Yu.S.* // JETP Lett. 1972. V. 15. P. 120.
2. *Лютостанский Ю.С., Тихонов В.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. С. 556; *Lutostansky Yu. S., Tikhonov V.N.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. P. 373.
3. *Лютостанский Ю.С.* // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. С. 9; *Lutostansky Yu.S.* // JETP Lett. 2017. V. 106. P. 7.
4. *Pham K., Jänecke J., Roberts D.A. et al.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 526.
5. *Мигдал А.Б.* Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983. 432 с.
6. *Borzov I.N., Fayans S.A., Trykov E.L.* // Nucl. Phys. A 1995. V. 584. P. 335.
7. *Lutostansky Yu.S., Shulgina N.B.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 430.
8. *Krofcheck D., Shgarbaker E., Rapaport J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 1051.
9. *Palarczyk M., Rapaport J., Hautala C. et al.* // Phys. Rev. 1999. V. 59. P. 500.
10. *Rapaport J., Welch P., Bahcall J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 2325.
11. *Patrignani C. et al.* (*Particle Data Group*). // Chin. Phys. C. 2016. V. 40. P. 100001.
12. *Frekers D., Ejiri H., Akimune H. et al.* // Phys. Lett. B. 2011. V. 706, P. 134.
13. *Лютостанский Ю.С., Тихонов В.Н.* // ЯФ. 2018. Т. 81. С. 515; *Lutostansky Yu.S., Tikhonov V.N.* // Phys. of Atomic Nucl. 2018. V. 81. P. 540.
14. *Bahcall J.N., Serenelli A.M., Basu S.* // Astrophys. J. Lett. 2005. V. 621. L85.
15. *Vinyoles N.* // Astrophys. J. 2017. V. 835.
16. *Wang M., Audi G., Wapstra A.H. et al.* // Chin. Phys. C. 2012. V. 36. P. 1603.