

УДК 539.173:621.039

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРИНО С СИСТЕМОЙ Ga–Ge И ЯДЕРНЫЕ РЕЗОНАНСЫ

© 2020 г. Г. А. Коротеев¹, Н. В. Ключкова², А. П. Осипенко², Ю. С. Лютостанский²,
В. Н. Тихонов², А. Н. Фазлиахметов^{1, 3, *}

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)”, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
“Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: fazliakhmetov@phystech.edu

Поступила в редакцию 02.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 27.04.2020 г.

Представлены расчеты сечения захвата солнечных нейтрино $\sigma(E_\nu)$ ядром ^{71}Ga . В расчетах использовались экспериментальные данные по силовой функции $S(E)$, полученные в зарядово-обменных реакциях $^{71}\text{Ga}(p, n)^{71}\text{Ge}$ и $^{71}\text{Ga}(^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$. В рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем проведены расчеты зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ для ^{71}Ga . Исследовано влияние резонансной структуры $S(E)$ на рассчитываемое сечение $\sigma(E_\nu)$. Показано, что резонансная часть добавляет порядка 5% к скорости реакции, оцененной только с учетом дискретных состояний.

DOI: 10.31857/S0367676520080190

ВВЕДЕНИЕ

Процесс взаимодействия нейтрино с веществом имеет большое значение в нейтринной физике и астрофизике. В большинстве задач необходимо рассчитывать сечения захвата нейтрино $\sigma(E)$ и учитывать структуру зарядово-обменной силовой функции $S(E)$, определяющей величину и энергетическую зависимость $\sigma(E)$.

Первым в качестве вещества детектора нейтрино было предложено использовать изотоп ^{37}Cl . Хлор-аргоновый радиохимический метод, предложенный в 1946 г. Б.М. Понтекорво [1] был позднее реализован Р. Дэвисом [2] в США. Однако большие космические фоны сильно мешали проведению измерений, и началась реализация галлий-германиевого метода для измерения солнечных нейтрино [3, 4]. Низкопороговый детектор реакции $^{71}\text{Ga}(\nu, e^-)^{71}\text{Ge}$ был установлен в подземной лаборатории и был хорошо защищен от космических лучей (подробнее см. обзор О.Г. Ряжской [5]).

Изучение реакции захвата нейтрино ядром ^{71}Ga представляет особый интерес и это во многом связано с известными результатами экспериментов SAGE [6] и GALLEX [7], продемонстрировавших несоответствие теоретических оценок экспериментальным данным.

Попытки объяснения данной аномалии, в частности, породили обширную литературу, в которой рассматриваются сценарии осцилляций нейтрино в стерильное состояние [8, 9]. Однако обсуждение проблем, связанных с этой гипотезой, выходит за рамки данной статьи.

Первые расчеты силовой функции $S(E)$ и сечения $\sigma(E_\nu)$ для галлиевого детектора были проведены более тридцати лет назад с участием автора настоящей статьи [10].

В настоящей работе мы анализируем сечения реакций $^{71}\text{Ga}(p, n)^{71}\text{Ge}$ и $^{71}\text{Ga}(^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$ путем изучения зарядово-обменной силовой функции ^{71}Ge . Такой подход позволяет одинаково использовать как экспериментальные данные, так и теоретические предсказания, например, в теории конечных ферми-систем, представленные здесь. Полученные оценки в целом согласуются с известными результатами, полученными ранее [11, 12], при этом демонстрируя, за счет каких факторов возможна их корректировка в сторону увеличения.

СТРУКТУРА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА ^{71}Ge

Структура уровней возбуждения ядра ^{71}Ge экспериментально изучалась в зарядово-обменной

реакции (p, n) [13] (пунктирная линия на рис. 1) и $(^3\text{He}, t)$ (сплошная линия на рис. 1) [14]. Также показаны результаты $(^3\text{He}, t)$ [15] (прерывистая линия на рис. 1), в которых несколько иначе учитывался вылет гамма-квантов. Экспериментальные данные приведены к одним масштабам.

В спектре возбужденных состояний ядра ^{71}Ge выделяются дискретные уровни и область непрерывных резонансных состояний, в которой различимы широкий гигантский резонанс Гамова–Теллера (ГТР с энергией $E_{\text{GTR}} = 11.75$ МэВ [13]) и аналоговый резонанс (АР, узкий пик с энергией $E_{\text{IAS}} = 8913$ кэВ [14]). Энергии отрыва соответствуют $S_n = 7415.94$ кэВ для нейтрона [16]. При зарядово-обменных возбуждениях ^{71}Ga с энергией большей энергии отрыва нейтрона S_n дочернее ядро ^{71}Ge переходит в стабильное ядро ^{70}Ge . Несмотря на то, что энергия S_n меньше энергии ГТР ($S_n < E_{\text{GTR}}$), часть резонансной силовой функции $S(E)$ попадает в интересующую нас область значений энергий с $E < S_n$.

МЕТОД РАСЧЕТА СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ (ν_e, e^-)

Зависимость полного сечения $\sigma_{\text{total}}(E_\nu)$ реакции захвата (ν_e, e^-) от энергии налетающего нейтрино E_ν с учетом взаимодействия с резонансными состояниями ядра запишется как:

$$\sigma_{\text{total}}(E_\nu) = \sigma_{\text{discr}}(E_\nu) + \sigma_{\text{res}}(E_\nu), \quad (1)$$

где $\sigma_{\text{discr}}(E_\nu)$ – дискретная часть, определяемая табличным спектром возбуждений [13] с $E_{\text{max}} = 3$ МэВ. Резонансная и дискретная части сечения равны нулю ($\sigma_{\text{res}}(E_\nu) = \sigma_{\text{discr}}(E_\nu) = 0$) при энергиях нейтрино, меньших пороговой энергии $Q_{\text{EC}} = 232.6$ кэВ [16].

При $E_\nu > Q_{\text{EC}}$ дискретное сечение может быть записано как [17]:

$$\sigma_{\text{discr}}(E_\nu) = \frac{1}{\pi} \sum_k G_F^2 \cos^2 \theta_C p_e E_e F(Z, E_e) \times [B(F)_k + \left(\frac{g_A}{g_V}\right)^2 B(GT)_k], \quad (2)$$

где полная энергия вылета образовавшегося электрона $E_e = E_\nu - Q_{\text{EC}} - E + m_e c^2$ (при условии, что $E_e - m_e c^2 > 0$), p_e – импульс электрона, $F(Z, E_e)$ – функция Ферми [18], G_F – фермиевская константа, θ_C – угол Кабиббо, $B(F)_k, B(GT)_k$ – фермиевский и гамов-теллеровский матричные элементы [19].

При $E_\nu > Q_{\text{EC}}$, резонансное сечение определяется как:

$$\sigma_{\text{res}}(E_\nu) = \frac{1}{\pi} \int_{\epsilon_{\text{min}}}^{\epsilon_{\text{max}}} G_F^2 \cos^2 \theta_C p_e E_e F(Z, E_e) S(E) dE, \quad (3)$$

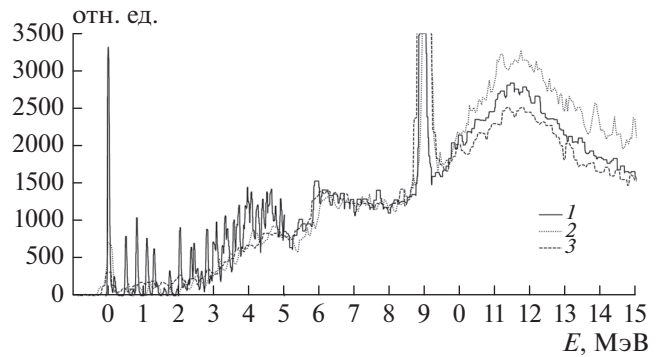


Рис. 1. Структура уровней возбуждения ядра ^{71}Ge : 1 – реакция $^{71}\text{Ga}(^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$ [13], 2 – реакция $^{71}\text{Ga}(^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$ [14], 3 – реакция $^{71}\text{Ga}(p, n)^{71}\text{Ge}$ [12]. Экспериментальные данные приведены к одному масштабу.

где пределы интегрирования $\epsilon_{\text{min}}, \epsilon_{\text{max}}$ задаются выбранной областью энергий, на которой учитывается вклад непрерывной зарядово-обменной силовой функции $S(E)$. В нашей оценке $\sigma_{\text{res}}(E_\nu)$ используются значения $\epsilon_{\text{min}} = 3$ МэВ, $\epsilon_{\text{max}} = S_n$.

Экспериментальные данные с разрешением 45 кэВ в зарядово-обменных реакциях на ^{71}Ga были получены на циклотроне университета Осакки в реакции $^{71}\text{Ga}(^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$ [14]. Было распознано 20 дискретных уровней возбуждения ниже энергии 3 МэВ (рис. 2a) и определены $B(GT)_k$. Эти данные были использованы для построения экспериментальной силовой функции, как для дискретной, так и для непрерывной части спектра.

Силовая функция ГТ-состояний в резонансной области энергий может быть представлена как сумма силовых функций отдельных резонансов, в нашем случае ГТР и пигми-резонансов (ПР1, ПР2). Декомпозиция экспериментального спектра на отдельные резонансы представлена на рис. 2a. В резонансной области энергий силовая функция $S(E)$ имеет вид:

$$S(E) = M_i^2 \frac{\Gamma_i}{(E - \omega_i)^2 + \Gamma_i^2}. \quad (4)$$

Для учета фона от квазисвободных состояний использовалась формула [20]:

$$\frac{d^2 \sigma_{\text{QF}}}{dE d\Omega} = N_{\text{QF}} \frac{1 - \exp[(E_t - E_o)/T]}{1 + \exp\left[\frac{E_t - E_{\text{QF}}}{W}\right]^2}, \quad (5)$$

где параметры N_{QF} и E_{QF} подбирались во время фитирования, значения остальных переменных были выбраны согласно [20].

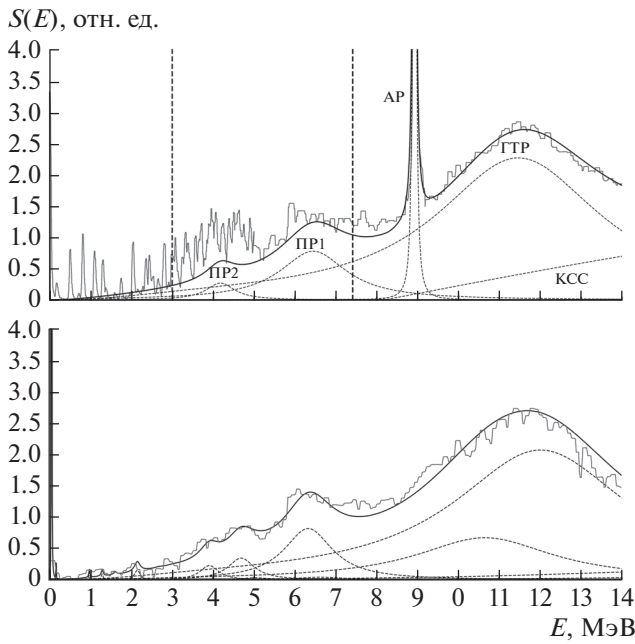


Рис. 2. *a* – Экспериментальная зарядово-обменная силовая функция ядра ^{71}Ge . Серым показаны экспериментальные измерения [13]. Черная линия показывает результат фитирования силовой функции. Вертикальными линиями ограничен энергетический диапазон от 3 МэВ до S_n . *б* – Расчет зарядово-обменной силовой функции, выполненный в теории конечных ферми-систем (ТКФС) [22].

Нормировка проводилась согласно правилу ГТ-сумм:

$$\sum M_i^2 = \sum_k B(GT)_k + \int_{\Delta_{min}}^{\Delta_{max}} S(E) = 3(N - Z)q_{exp} = 27q_{exp}, \quad (6)$$

где $\Delta_{min} = 3$ МэВ, $\Delta_{max} = 30$ МэВ – максимальная экспериментально известная энергия спектра возбуждений ядра ^{71}Ge , q_{exp} – “экспериментальный” параметр quenching-эффекта [21] (недобор в правиле сумм и в (6)). Он введен как множитель, учитывающий все факторы, влияющие на несоответствие обработки экспериментальных данных правилу сумм.

Таблица 1. Зависимость скорости захвата солнечных нейтрино от значения quenching-параметра q_{exp} в единицах SNU. R_{discr} – соответствует учету только дискретных уровней, R_{3-Sn} – от только резонансных состояний с энергией от 3 МэВ до S_n

Скорость захвата, [SNU]	Расчет с экспериментальной силовой функцией		[14]
	$q_{exp} = 1$	$q_{exp} = 0.5$	
R_{discr}	119.5	119.5	115.9
R_{3-Sn}	14.2	7.0	6.5
R_{total}	133.7	126.5	122.4

Для интересующего нас диапазона энергий от $\epsilon_{min} = 3$ МэВ до $\epsilon_{max} = S_n$ силовая функция запишется как сумма вкладов от ГТР и двух верхних пигми-резонансов:

$$S(E) = S(E)_{GTR} + S(E)_{PR1} + S(E)_{PR2}. \quad (7)$$

На рис. 2б показан результат расчета зарядово-обменной силовой функции, выполненный в теории конечных ферми-систем (ТКФС). В расчетах было использовано локальное нуклон-нуклонное взаимодействие Γ^ω в форме Ландау–Мигдала [22]:

$$\Gamma^\omega = C_0(f'_0 + g'_0(\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2))(\vec{\tau}_1\vec{\tau}_2)\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \quad (8)$$

где $f'_0 = 1.35$ и $g'_0 = 1.22$ – константы спин-спинового и спин-изоспинового взаимодействия квазичастиц, которые являются феноменологическими параметрами и подбираются из сравнения с экспериментальными данными либо из соображений симметрии. Форма пиков определялась согласно (4). Ширина определялась согласно соотношению $\Gamma_i(\epsilon) \approx \alpha\epsilon^2$, численное значение $\alpha \approx 0.018$ МэВ $^{-1}$ взято из [23].

РЕЗУЛЬТАТЫ

Скорость захвата нейтрино вычисляется через свертку сечений с плотностями потока налетающих солнечных нейтрино:

$$R = \int_0^{E_{max}} \rho_{solar}(E_\nu)\sigma_{total}(E_\nu)dE_\nu, \quad (7)$$

где для энергии E_{max} можно ограничиться *hep*-нейтрино (реакция $^3\text{He} + p \rightarrow ^4\text{He} + e^+ + \nu_e$) с $E_{max} \leq 18.79$ МэВ.

Наиболее актуальные экспериментальные измерения [14] дают оценку в 122.4 SNU (см. табл. 1), где 1 SNU = 10^{-36} 1/(нуклон·с), в том числе 6.5 SNU за счет резонансной части спектра возбуждений. В статье [14] используются экспериментальные данные по потокам солнечных нейтрино.

Приведенная в данной работе оценка скорости реакции с теми же потоками нейтрино отличается от [14] как в области энергий от 0 до 3 МэВ, так и от 3 МэВ до S_n . Это связано с разными примененными методиками обработки данных в области дискретных состояний. А в области резонанс-

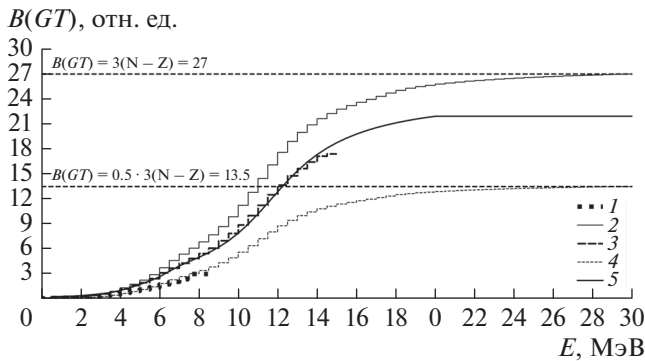


Рис. 3. Кумулятивная сумма $B(GT)$. 1 – [13], 2 и 4 – результат фитирования экспериментальной силовой функции при $q_{exp} = 1$ и $q_{exp} = 0.5$ соответственно, 3 – [12], 5 – расчет зарядово-обменной силовой функции, выполненный в теории конечных ферми-систем (ТКФС) [22].

ных состояний мы используем предположение о пигми-структуре непрерывных возбужденных состояний, что позволяет свести вопрос о точном значении скорости реакции к оценке quenching-параметра.

В таблице приведено сравнение оценки скорости захвата в единицах SNU из [14] с расчетами на основе экспериментальной зарядово-обменной силовой функции с разными оценками quenching-параметра q_{exp} . R_{discr} – соответствует учету только дискретных уровней, R_{3-Sn} – от только резонансных состояний с энергией от 3 МэВ до S_n . Резонансная часть дает дополнительный вклад порядка 5%.

На рис. 3 показаны зависимости кумулятивной суммы $B(GT)$, определенные в разных экспериментах и разных теоретических аппроксимациях: расчет зарядово-обменной силовой функции, выполненный в теории конечных ферми-систем (ТКФС) [22] (линия 5 на рис. 3), воспроизводит экспериментальные результаты из [13].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен расчет скорости захвата солнечных нейтрино ядрами ^{71}Ga . В расчетах использовались экспериментальные данные по силовой функции $S(E)$, полученные в зарядово-обменных реакциях $^{71}\text{Ga}(p, n)^{71}\text{Ge}$ и $^{71}\text{Ga}(^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$. Сечения захвата нейтрино $\sigma(E_\nu)$ определялись методом ядерных силовых функций $S(E)$ с учетом дискретных и непрерывных состояний возбужденного дочернего ядра-изобары ^{71}Ga . В рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем проведены расчеты зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ для ^{71}Ga . Исследовалось влияние резонансной структуры силовой функции $S(E)$ на рассчитываемое

сечение $\sigma(E_\nu)$. Показано, что резонансная часть дает дополнительный вклад порядка 5%.

Авторы благодарят И.Н. Борзова, А.К. Выбора, Л.В. Инжечика, С.В. Семенова, С.В. Фомичева, И.В. Панова и В.В. Хрущёва за стимулирующие дискуссии и помощь в работе. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-00670). Исследование поддержано МФТИ в рамках программы “50top100”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pontecorvo B. Report PD-205. Chalk River: Chalk River Laboratory, 1946.
2. Davis R.Jr. // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 12. № 11. P. 303.
3. Кузьмин В.А. Препринт № 62. М.: ФИАН, 1964.
4. Kuzmin V.A. // Phys. Lett. 1965. V. 17. P. 27.
5. Ряжская О.Г. // УФН. 2018. Т. 188. № 9. С. 1010; Ryazhskaya O.G. // Phys. Usp. 2018. V. 61. P. 912.
6. Abdurashitov J.N., Gavrin V.N., Gorbachev V.V. et al. // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. Art. № 015807.
7. Hampela W., Handta J., Heusser G. et al. // Phys. Lett. B. 1999. V. 447. P. 127.
8. Barinov V., Gavrin V., Gorbachev V. et al. // arXiv: 1905.07437. 2019.
9. Kostensalo J., Suhonen J., Giunti C. et al. // arXiv: 1906.10980. 2019.
10. Боровой А.А., Лютостанский Ю.С., Панов И.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 521; Borovoi A.A., Lutostansky Yu.S., Panov I.V. et al. // JETP Lett. 1987. V. 45. № 11. P. 665.
11. Лютостанский Ю.С., Тихонов В.Н. // ЯФ. 2018. Т. 81. С. 515; Lutostansky Yu. S., Tikhonov V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. P. 540.
12. Лютостанский Ю.С., Осипенко А.П., Тихонов В.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. С. 539; Lutostansky Yu.S., Osipenko A.P., Tikhonov V.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. P. 488.
13. Krofcheck D., Sugarbaker E., Rapaport J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. № 10. P. 1051.
14. Frekers D., Adachi T., Akimune H. et al. // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. Art. № 034608.
15. Ejiri H., Akimune H., Arimoto Y. et al. // Phys. Lett. B. 1998. V. 433. P. 257.
16. <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.
17. Ejiri H. // Phys. Rep. 2000. V. 338. P. 265.
18. Behrens M., Janecke J. Elementary particles, nuclei and atoms. Landolt-Bornstein Group I: Nucl. Phys. and Techn. V. 4. Springer, 1969.
19. Bahcall. J. Neutrino astrophysics. Cambridge: Univ. Press. 1989. 590 p.
20. Janecke J, Pham K., Roberts D.A. et al. // Phys. Rev. C. 1993. V. 48. № 6. P. 2828.
21. Arima A. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 649. P. 260.
22. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983. 430 с.
23. Lutostansky Yu.S., Shulgina N.B. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 430.