

# СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО ЯДРОМ $^{76}\text{Ge}$ И ВЫСОКОЛЕЖАЩИЕ ГАМОВ-ТЕЛЛЕРОВСКИЕ РЕЗОНАНСЫ

© 2019 г. А. К. Выборов<sup>1),2)\*</sup>, Л. В. Инжечик<sup>1)</sup>, Г. А. Коротеев<sup>1)</sup>,  
Ю. С. Лютостанский<sup>3)</sup>, В. Н. Тихонов<sup>3)</sup>, А. Н. Фазлиахметов<sup>1),2)</sup>

Поступила в редакцию 26.03.2019 г.; после доработки 26.03.2019 г.; принята к публикации 26.03.2019 г.

Представлены расчеты сечения захвата солнечных нейтрино  $\sigma(E_\nu)$  ядром  $^{76}\text{Ge}$ . Исследовалось влияние Гамов-Теллеровских резонансов на скорость захвата нейтрино в реакции  $^{76}\text{Ge}(\nu, e^-)^{76}\text{As}$ . Показано, что вклад от высоколежащих Гамов-Теллеровских резонансов в зарядово-обменной силовой функции дает увеличение скорости захвата солнечных нейтрино от 25% до 50% в зависимости от способа нормировки и учета *quenching*-эффекта.

DOI: 10.1134/S0044002719050131

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В современных и планируемых экспериментах по поиску двойного безнейтринного бета-распада возникает задача определения количества фоновых событий, индуцированных солнечными нейтрино. Эксперименты типа GERDA (LEGEND) используют детекторы из сверхчистого кристаллического  $^{76}\text{Ge}$  в качестве мишени для изучения распада  $^{76}\text{Ge}$  в  $^{76}\text{Se}$ . Безнейтринный двойной бета-распад ядра  $^{76}\text{Ge}$  будет зафиксирован, если суммарная энергия вылетающих бета-электронов окажется равной 2039 кэВ (см. рис. 1). Захват солнечных нейтрино ядром  $^{76}\text{Ge}$  имитирует этот сигнал, создавая тем самым практически неустранимый экспериментальный фон.

На первой стадии эксперимента GERDA [1] нейтрино-индуцированные фоновые события внесли несущественный вклад в общий уровень фона. Для экспериментов следующего поколения (LEGEND) [2] оценка сечения нейтрино-ядерной реакции  $(\nu, e^-)$  требует отдельного исследования.

Наиболее прямым из доступных в современных экспериментах методов является изучение зарядово-обменной силовой функции в процессах  $(p, n)$  [3] или  $(^3\text{He}, t)$  [4], которая определяет структуру возбужденных состояний дочернего

ядра и, что особенно важно, структуру зарядово-обменных ядерных резонансов [5, 6]. В работах [7, 8] было показано, что резонансные состояния непрерывного спектра вносят существенную поправку к значению сечения, рассчитанного только с учетом индивидуальных состояний. Данная работа продолжает исследование структуры высоколежащих GT-резонансов (гигантского Гамов-Теллеровского (GTR) и высоколежащих пигми-резонансов (PR)) и их вклада в сечение  $\sigma(E_\nu)$  реакции  $^{76}\text{Ge}(\nu, e^-)^{76}\text{As}$ .

В работе применяется подход Гапонова [9], в котором рассчитывается вклад возбужденных состояний промежуточного ядра  $^{76}\text{As}$ . Конечное при двойном бета-распаде изотопа  $^{76}\text{Ge}$  ядро  $^{76}\text{Se}$  образуется и при нейтринном захвате на начальном ядре  $^{76}\text{Ge}$  с последующим распадом образовавшегося ядра-изобары  $^{76}\text{As}$  в конечное ядро  $^{76}\text{Se}$ , что дает дополнительные фоновые события для экспериментов по двойному бета-распаду. В Заключении обсуждаются проблемы, решение которых должно существенно улучшить качество оценки нейтрино-ядерных реакций.

## 2. СТРУКТУРА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА $^{76}\text{As}$

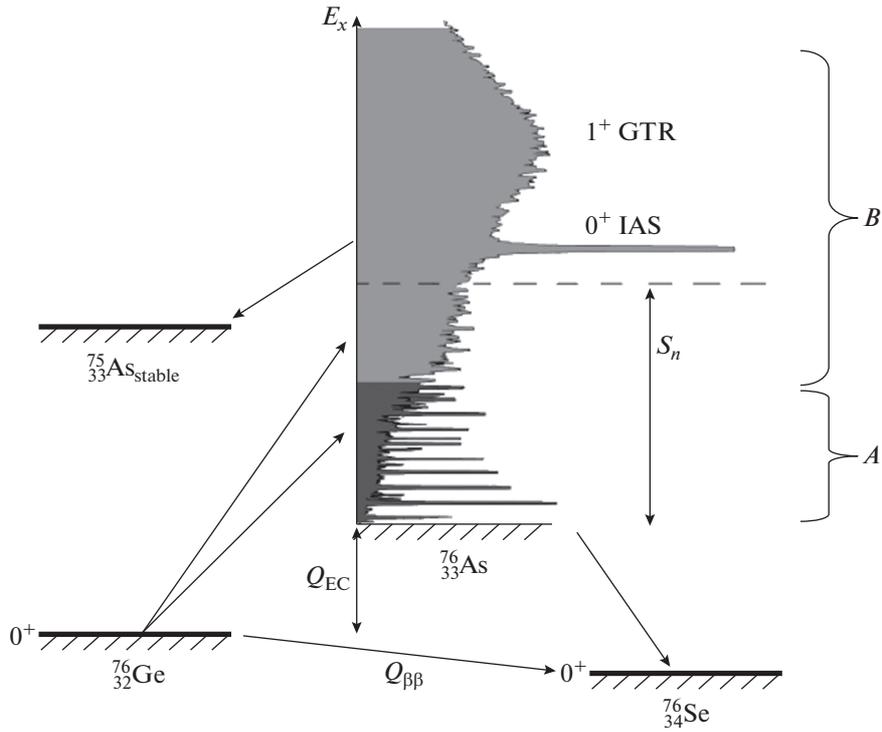
На рис. 1 схематически показаны возбужденные состояния ядра-изобары  $^{76}\text{As}$ , различные участки спектра возбуждений и изотопы, образующиеся в результате нейтринных захватов ядром  $^{76}\text{Ge}$  и последующих распадов. Экспериментальные данные с разрешением 30 кэВ в зарядово-обменных реакциях на  $^{76}\text{Ge}$  были получены на циклотроне университета Осаки в реакции  $^{76}\text{Ge}(^3\text{He}, t)^{76}\text{As}$  [10]. В

<sup>1)</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Институт ядерных исследований Российской Академии наук, Москва, Россия.

<sup>3)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский Институт”, Москва, Россия.

\*E-mail: vyborov@phystech.edu



**Рис. 1.** Схема двойного бета-распада  $^{76}\text{Ge}$  через промежуточное ядро  $^{76}\text{As}$ . Индекс  $A$  — область дискретных возбужденных уровней;  $B$  — область энергий, соответствующая непрерывным возбужденным состояниям. Штриховая кривая — энергия отрыва нейтрона. Выше расположены аналоговый (IAS) и гигантский Гамов-Теллеровский (GTR) резонансы.

частности, в дочернем ядре  $^{76}\text{As}$  ими были распознаны около 70 дискретных уровней возбуждения ниже энергии 5 МэВ (рис. 2) и определены их энергии —  $E_x$  и их матричные элементы —  $B(\text{GT})$ .

В спектре возбужденных состояний ядра-изобары  $^{76}\text{As}$  условно обозначим область энергий ниже 5 МэВ, для которых выделены дискретные уровни (см. [10]) и область непрерывных резонансных состояний, в которой различимы широкий гигантский Гамов-Теллеровский резонанс (GTR с энергией  $E_{\text{GTR}} \approx 11$  МэВ [10]), аналоговый резонанс с энергией  $E_{\text{IAS}} = 8.308$  МэВ и структура, состоящая из пигми-резонансов, которую подробно обсудим в следующем разд. 3. В эксперименте использовалась мишень, обогащенная изотопом  $^{76}\text{Ge}$  на 86%. Остальная часть почти полностью была представлена изотопом  $^{74}\text{Ge}$ , поэтому в приведенном экспериментальном спектре присутствуют дискретные уровни (часть из них распознаны и приведены в [10]) и резонансы, соответствующие реакции  $^{74}\text{Ge}(\nu, e)^{74}\text{As}$ . Эта примесь не вносит значимых изменений в оценку вклада непрерывной части спектра в сечение  $\sigma(E_\nu)$ .

Возбужденные состояния ядра  $^{76}\text{As}$  с энергией, большей энергии отрыва нейтрона  $S_n = 7.3285$  МэВ [11], преимущественно переходят в

стабильные ядра изобары с  $A = 75$ . В данной работе мы обсуждаем только вклад от распознаваемых резонансов в области от 5 до 7.3285 МэВ.

### 3. РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЛЯ $(\nu_e, e^-)$ -РЕАКЦИИ

Зависимость полного сечения  $\sigma_{\text{total}}(E_\nu)$  реакции захвата  $(\nu_e, e^-)$  от энергии налетающего нейтрино  $E_\nu$  можно представить в виде суммы сечений с дискретными и распределенными резонансными состояниями ядра 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 [10] с энергиями ниже 5 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  $Q_{\text{EC}} = 921.51$  кэВ [11].

При  $E_\nu > Q_{\text{EC}}$  дискретное сечение определяется как в [12]:

$$\sigma_{\text{discr}}(E_\nu) = \frac{1}{\pi} \sum_k G_{\text{F}}^2 \cos^2 \theta_c \times \quad (2)$$

$$\times p_e E_e F(Z, E_e) \left[ B(\text{F})_k + \left( \frac{g_A}{g_V} \right)^2 B(\text{GT})_k \right],$$

где  $E_e, p_e$  — энергия и импульс образовавшегося электрона (при условии, что  $E_e - m_e c^2 = E_\nu - Q_{EC} - E > 0$ ),  $F(Z, E_e)$  — функция Ферми [13],  $G_F$  — фермиевская константа,  $\theta_C$  — угол Кабиббо,  $B(F)_k, B(GT)_k$  — фермиевский и Гамов-Теллеровский матричные элементы [12].

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

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

где пределы интегрирования  $\varepsilon_{\min}, \varepsilon_{\max}$  задаются выбранной областью энергий, на которой учитывается вклад непрерывной зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$ .

Для каждого резонанса (с матричным элементом  $M_i$ ) можно ввести его силовую функцию  $S_i(E) \equiv S_i(E, \omega_i, \Gamma_i)$  в виде, определяемом положением максимума  $\omega_i$  и шириной брейт-вингеровской аппроксимации  $\Gamma_i$ :

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

где ширина  $\Gamma_i$  связана с мнимой частью собственного-энергетического оператора [14]:

$$\Gamma_i = -2\text{Im}[\Sigma(\varepsilon - iI)] = \alpha \varepsilon^2 + \beta \varepsilon^3 + \dots \quad (5)$$

В расчетах ширины  $\Gamma(\varepsilon)$  параметр  $\alpha \approx \varepsilon_F^{-1}$  учитывает влияние трехквaziчастичных конфигураций в непрерывном спектре. Численное значение  $\alpha \approx 0.018 \text{ МэВ}^{-1}$  взято из [14]. Для GTR в спектре возбужденных состояний  $^{76}\text{As}$  по данным [10] определяем:  $\omega_i = 11.3 \text{ МэВ}$ ,  $\Gamma(\varepsilon) = 3.3 \text{ МэВ}$  (см. рис. 2). Параметр  $\beta$  определяется из данных [10] с использованием соотношения (5):  $\beta = 6.9 \times 10^{-4} \text{ МэВ}^{-2}$ . Отметим, что в связи с тем, что в обсуждаемом эксперименте [10] облучается смесь изотопов (в основном  $^{76}\text{Ge}$  и  $^{74}\text{Ge}$ ), то наблюдается суммарная ширина GTR от  $^{76}\text{As}$  и  $^{74}\text{As}$  (см. рис. 2). В дальнейшем планируется разделить вклады отдельных изотопов и получить силовую функцию  $S(E)$  только изотопа  $^{76}\text{As}$ .

Силовая функция GT-состояний в резонансной области энергий может быть представлена как сумма силовых функций отдельных резонансов, в нашем случае GTR и пигми-резонансов (PR1, PR2, PR3). Декомпозиция на отдельные резонансы приведена на рис. 2.

Нормировка производится согласно GT-правилу сумм:

$$\sum_i M_i^2 = \sum_k B(GT)_k + \quad (6)$$

$$+ \int_{\Delta_{\min}}^{\Delta_{\max}} S(E) dE = 3 \cdot (N - Z) \cdot q_{\text{exp}} = 36 \cdot q_{\text{exp}},$$

где  $\Delta_{\min} = 0 \text{ МэВ}$ ,  $\Delta_{\max} = 28 \text{ МэВ}$  — максимальная экспериментально известная энергия спектра возбуждений промежуточного ядра,  $q_{\text{exp}}$  — экспериментальный параметр *quenching*-эффекта [15] (недобор в правиле сумм). Для дискретной части спектра взяты результаты [10].

Детальное обсуждение *quenching*-эффекта выходит за рамки данной работы. Здесь же мы вводим  $q_{\text{exp}}$  как множитель, учитывающий все факторы, влияющие на несоответствие обработки экспериментальных данных правилу сумм. Причины *quenching*-эффекта, такие как конечная измеренная энергия  $\Delta_{\max}$ , неопределенности параметров спин-дипольного резонанса и квазисвободных непрерывных состояний, учет влияния примесных изотопов мишени, и другие причины будут обсуждаться в последующих статьях. Для целей этой работы достаточно рассмотреть крайние значения: от минимального известного в литературе значения  $q_{\text{exp}}^{\min} = 0.55$  [16] до максимально возможного значения  $q_{\text{exp}}^{\max} = 1$ .

Для интересующего нас диапазона энергий от  $\varepsilon_{\min} = 5 \text{ МэВ}$  до  $\varepsilon_{\max} = S_n$  силовая функция запишется как сумма вкладов от GTR и двух верхних пигми-резонансов:

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

Для отдельных ядер аналогичная формула может возникнуть также для непрерывной фермиевской части сечения, пропорциональной  $B(F)$ . Для случая  $^{76}\text{As}$  энергия  $E_{\text{IAS}} = 8.308 \text{ МэВ}$ , что существенно больше  $S_n$ , и в наших расчетах вкладом от IAS в сечение можно пренебречь.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Зависимость сечения захвата солнечных нейтрино от их энергии для  $q_{\text{exp}} = 1$  представлена на рис. 3. Штрихпунктирной кривой обозначены сечения для переходов в дискретные уровни ниже 5 МэВ. Точечной кривой указаны сечения для переходов в высоколежащие GT-состояния. Сплошная кривая обозначает полное сечение. Вклад непрерывной части спектра становится существенным для налетающих нейтрино с энергией выше 6 МэВ.

Скорость захвата нейтрино вычисляется через свертку сечений с плотностями потока налетающих солнечных нейтрино, взятых по модели BS05(OP) [17]:

$$R = \int_0^{E_{\max}} \rho_{\text{solar}}(E_\nu) \sigma_{\text{solar}}(E_\nu) dE_\nu, \quad (8)$$

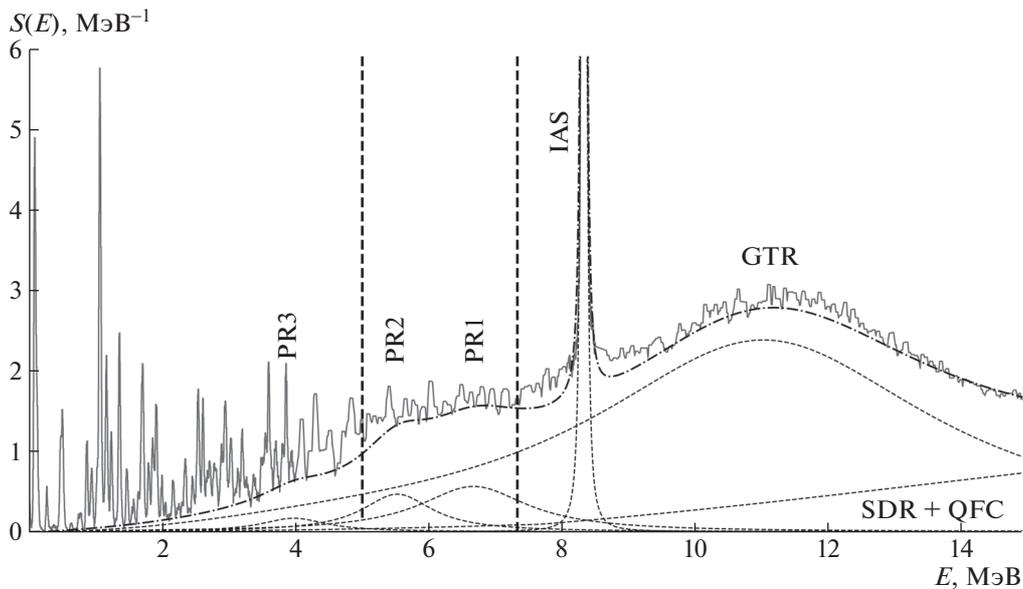


Рис. 2. Экспериментальная зарядово-обменная силовая функция ядра  $^{76}\text{As}$  [10]. Штриховая кривая — результат фитирования силовой функции. Вертикальными линиями ограничен энергетический диапазон от 5 МэВ до  $S_n$ .

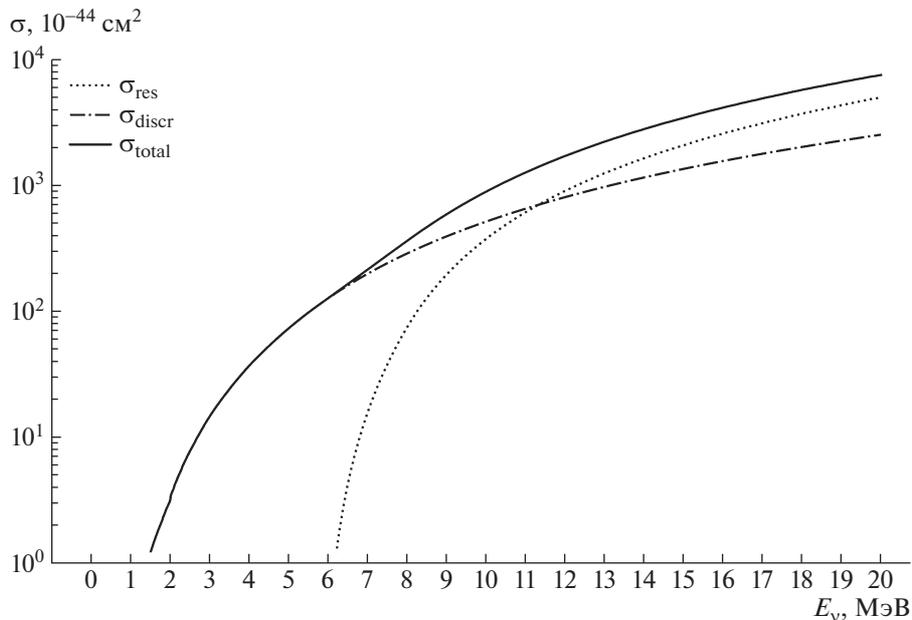


Рис. 3. Зависимость сечений нейтринного захвата от энергии налетающих нейтрино для  $q_{\text{exp}} = 1$ .

где  $E_{\text{max}} = 18.79$  МэВ соответствует максимальной энергии нейтрино в  $\text{hep}$ -канале:  $^3\text{He} + p \rightarrow ^4\text{He} + e^+ + \nu_e$ .

Результаты вычислений по каждому из каналов образования солнечных нейтрино представлены в табл. 1. Учет непрерывных состояний приводит к увеличению скорости захвата с 15.9 SNU до 23.5 SNU ( $1 \text{ SNU} = 10^{-36} \text{ 1/(нуклон с)}$ ), т.е. в 1.5 раза (для  $q_{\text{exp}} = 1$ ). В частности, учет только одного

GTR добавляет 3.78 SNU (по брейт-вигнеровской аппроксимации).

Основной вклад в итоговую скорость захвата дают высокоэнергичные солнечные нейтрино, образовавшиеся в результате реакции:  $^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + e^+ + \nu$ . Нейтрино, рождающиеся в других каналах, такие как:  $^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$ ,  $p + e^- + p \rightarrow ^2\text{H} + \nu_e$  (пер) и другие не дают существенного вклада в итоговую скорость захвата. Для перехо-

**Таблица 1.** Зависимость скорости захвата солнечных нейтрино от значения *quenching*-эффекта  $q_{\text{exp}}$  по каналам реакции в единицах SNU ( $R_{\text{discr}}$  — учет только дискретных уровней,  $R_{\text{res}}$  — только резонансных состояний с энергией от 5 МэВ до  $S_n$ ,  $R_{\text{GTR}}$  — только гигантского Гамов-Теллеровского резонанса в интервале энергий от 5 МэВ до  $S_n$ ,  $R_{\text{total}} = R_{\text{discr}} + R_{\text{res}}$ )

Скорость захвата [SNU]	per	hep	$^{13}\text{N}$	$^{17}\text{F}$	$^{15}\text{O}$	$^8\text{B}$	Полная скорость захвата
$R_{\text{discr}}$	1.369	0.045	0.102	0.021	0.828	13.542	15.9
$R_{\text{res}}, q_{\text{exp}} = 1$	0.0	0.051	0.0	0.0	0.0	7.563	7.614
$R_{\text{GTR}}, q_{\text{exp}} = 1$	0.0	0.025	0.0	0.0	0.0	3.752	3.778
$R_{\text{res}}, q_{\text{exp}} = 0.55$	0.0	0.026	0.0	0.0	0.0	4.023	4.054
$R_{\text{GTR}}, q_{\text{exp}} = 0.55$	0.0	0.014	0.0	0.0	0.0	1.998	2.011
$R_{\text{total}}, q_{\text{exp}} = 1$	1.369	0.072	0.102	0.021	0.828	21.11	23.52
$R_{\text{total}}, q_{\text{exp}} = 0.55$	1.369	0.090	0.102	0.021	0.828	17.669	19.96

дов в дискретные состояния ниже 5 МэВ скорость захвата равна 15.9 SNU, что полностью согласуется с [18] (15.6 SNU). Учет переходов в непрерывные состояния ниже энергии отрыва нейтрона увеличивает суммарное значение скорости захвата на величину порядка 50%.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе был проведен расчет скорости захвата солнечных нейтрино ядрами  $^{76}\text{Ge}$ . Сечения захвата нейтрино  $\sigma(E_\nu)$  определялись методом ядерных зарядово-обменных силовых функций  $S(E)$  с учетом дискретных и непрерывных состояний возбужденного дочернего ядра-изобары  $^{76}\text{As}$ . Исследовалось влияние резонансной структуры силовой функции  $S(E)$  на рассчитываемое сечение  $\sigma(E_\nu)$ . Показано, что высоколежащие резонансные GT-состояния вносят существенный вклад, сопоставимый с вкладом от дискретных уровней. Учет переходов в непрерывные состояния существенно увеличивает суммарное значение скорости захвата на величину от 25% до 50% в зависимости от оценки *quenching*-эффекта. Эти вклады необходимо учитывать при расчетах фоновых событий в экспериментах по двойному бета-распаду типа GERDA (LEGEND).

Для точного расчета сечений нейтрино-ядерных реакций и скорости захвата нейтрино в следующих работах предполагается решить несколько проблем: оценить вклад от высоколежащих резонансов для области спектра возбуждений с энергией ниже 5 МэВ под отдельными состояниями, выделенными в [10]; оценить параметр *quenching*-эффекта и учесть влияние примесных изотопов мишени. В частности, ожидается, что можно будет

выделить пик GTR для изотопа  $^{74}\text{As}$ , расположенный приблизительно на 1.5 МэВ ниже пика GTR изотопа  $^{76}\text{As}$ . Тем не менее, общий вывод о существенном влиянии непрерывных резонансных состояний на сечения нейтрино-ядерных реакций остается неизменным.

Авторы благодарят за ценное обсуждение и консультации профессоров Сухонена (J. Suhonen), Фрекерса (D. Frekers) и Фудживару (M. Fujiwara).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 18-02-00670 и государственного задания Минобрнауки России № 3.3008.2017/ПЧ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Agostini, M. Allardt, E. Andreotti, A. M. Bakalyarov, M. Balata, I. Barabanov, M. Barnabe Heider, N. Barros, L. Baudis, C. Bauer, N. Becerici-Schmidt, E. Bellotti, S. Belogurov, S. T. Belyaev, G. Benato, A. Bettini, *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **74**, 2764 (2014).
2. <http://legend-exp.org>
3. K.-H. Ackermann, M. Agostini, M. Allardt, M. Altmann, E. Andreotti, A. M. Bakalyarov, M. Balata, I. Barabanov, M. Barnabe Heider, N. Barros, L. Baudis, C. Bauer, N. Becerici-Schmidt, E. Bellotti, S. Belogurov, S. T. Belyaev, *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **73**, 2330 (2013).
4. D. Frekers and M. Alanssari, *Eur. Phys. J. A* **54**, 177 (2018).
5. Yu. S. Lutostansky, *EPJ Web Conf.* **194**, 02009 (2018).
6. Ю. С. Лютостанский, *ЯФ* **82**, 440 (2019).
7. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, *ЯФ* **81**, 515 (2018) [*Phys. At. Nucl.* **81**, 540 (2018)].
8. А. К. Выборов, Л. В. Инжечик, Г. А. Коротеев, Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, А. Н. Фазлиахметов, *Изв. РАН. Сер. физ.* **83**, 514 (2019) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **83**, 483 (2019)].

9. Л. В. Инжечик, Ю. В. Гапонов, С. В. Семенов, ЯФ **61**, 1384 (1998) [Phys. At. Nucl. **61**, 1282 (1998)].
10. J. H. Thies, D. Frekers, T. Adachi, M. Dozono, H. Ejiri, H. Fujita, Y. Fujita, M. Fujiwara, E.-W. Grewe, K. Hatanaka, P. Heinrichs, D. Ishikawa, N. T. Khai, A. Lennarz, H. Matsubara, H. Okamura, *et al.*, Phys. Rev. C **86**, 014304 (2012).
11. <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>
12. J. Bahcall, *Neutrino Astrophysics* (Cambridge Univ. Press, 1989).
13. H. Behrens and J. Jänecke, *Numerical Tables for Beta-Decay and Electron Capture* (Springer, 1969).
14. Yu. S. Lutostansky and N. B. Shulgina, Phys. Rev. Lett. **67**, 430 (1991).
15. A. Arima, Nucl. Phys. A **649**, 260 (1999).
16. R. Madey, B. S. Flanders, B. D. Anderson, A. R. Baldwin, J. W. Watson, S. M. Austin, C. C. Foster, H. V. Klapdor, and K. Grotz, Phys. Rev. C **40**, 540 (1989).
17. J. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu, Astrophys. J. **621**, L85 (2005).
18. H. Ejiri and S. Elliott, Phys. Rev. C **89**, 055501 (2014).

## CROSS-SECTIONS FOR THE SOLAR NEUTRINOS CAPTURE BY $^{76}\text{Ge}$ NUCLEUS AND THE HIGH-LYING GAMOW–TELLER RESONANCES

A. K. Vyborov<sup>1),2)</sup>, L. V. Inzhechik<sup>1)</sup>, G. A. Koroteev<sup>1)</sup>,  
Yu. S. Lutostansky<sup>3)</sup>, V. N. Tikhonov<sup>3)</sup>, A. N. Fazliakhmetov<sup>1),2)</sup>

<sup>1)</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Dolgoprudny, Russia*

<sup>2)</sup>*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>3)</sup>*National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia*

Calculations of the capture cross section of solar neutrinos  $\sigma(E_\nu)$  by the  $^{76}\text{Ge}$  nucleus are presented. The effect of the Gamow–Teller resonances on the neutrino capture rate in the  $^{76}\text{Ge}(\nu, e^-)^{76}\text{As}$  reaction was studied. It is shown that the contribution from high-lying Gamow–Teller resonances to the charge-exchange strength function increases the capture rate of solar neutrinos from 25% to 50%, depending on the normalization method and taking into account the *quenching*-effect.