

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО С ЯДРАМИ МОЛИБДЕНА 98 И 100

© 2022 г. Ю. С. Лютостанский^{1)*}, Н. А. Белогорцева¹⁾, Г. А. Коротеев^{1),2)},
А. Ю. Лютостанский¹⁾, А. П. Осипенко¹⁾, В. Н. Тихонов¹⁾, А. Н. Фазлиахметов^{1),2),3)}

Поступила в редакцию 22.04.2022 г.; после доработки 09.06.2022 г.; принята к публикации 11.06.2022 г.

Процесс взаимодействия нейтрино с ядрами молибдена 98 и 100 изучается с учетом влияния зарядово-обменных резонансов. В работе представлены расчеты сечения захвата солнечных нейтрино $\sigma(E_\nu)$ изотопами ^{98}Mo и ^{100}Mo . Использовались как экспериментальные данные по силовым функциям $S(E)$, полученные в зарядово-обменных реакциях (p, n) и $(^3\text{He}, t)$, так и функции $S(E)$, рассчитанные в рамках теории конечных ферми-систем. Исследовалось влияние резонансной структуры $S(E)$ на рассчитываемые сечения захвата солнечных нейтрино, и выделены вклады каждого из высоколежащих резонансов в сечение захвата $\sigma(E_\nu)$. Рассчитан вклад всех компонентов солнечного нейтринного спектра. Оценен вклад фоновых солнечных нейтрино в двойной бета-распад ядер ^{100}Mo .

DOI: 10.31857/S0044002722060095

1. ВВЕДЕНИЕ

При расчете сечения взаимодействия нейтрино с атомными ядрами $\sigma(E_\nu)$ необходимо рассчитывать структуру зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ ядра, которая имеет резонансный характер. Для солнечных нейтрино верхняя граница спектра определяется hep -реакцией: $^3\text{He} + p \rightarrow ^4\text{He} + e^+ + \nu_e$ с энергией $E_x \leq 18.77$ МэВ [1]. Для рассматриваемых изотопов ^{98}Mo и ^{100}Mo были измерены силовые функции $S(E)$ до $E_x = 18$ МэВ для ^{98}Mo [2] и $E_x > 20$ МэВ для ^{100}Mo [3, 4]. Изотопы ^{98}Mo и ^{100}Mo различаются по структуре всего на два нейтрона, а по сечению $\sigma(E_\nu)$ захвата солнечных нейтрино различие во много раз. И это обсуждается в настоящей статье.

Выбор этих ядер связан еще и с тем, что в больших международных проектах по исследованию двойного бета-распада используется изотоп ^{100}Mo и очень важно влияние фоновых солнечных нейтрино. В эксперименте NEMO-3 с использованием 6.914 кг изотопа ^{100}Mo и 0.932 кг ^{82}Se был измерен период полураспада ^{100}Mo в основном состоянии ^{100}Ru [5]. При планировании экспериментов с существенно большей экспозицией фоном

от солнечных нейтрино пренебрегать нельзя. Для SuperNEMO с большими массой и числом изотопов [6] эти фоны будут учитываться. Похожая ситуация с фонами в эксперименте CUPID-Mo, проводимом в подземной лаборатории в Модане (LSM) [7], и в начальной стадии эксперимента AMoRE [8].

Схема зарядово-обменных возбуждений ядер $^{98,100}\text{Mo}$ при нейтринном захвате с последующим распадом образующихся $^{98,100}\text{Tc}$ представлена на рис. 1. Видно, что образующиеся возбужденные состояния изотопов технеция имеют резонансную структуру. Наиболее интенсивным является гигантский гамов-теллеровский резонанс (GTR) [9]. Ниже GTR расположен изобарический аналоговый резонанс (AR) [10], а еще ниже так называемые пигми-резонансы (PR) [11], которые важны в реакциях перезарядки [12, 13] и в процессах, связанных с бета-распадом [14]. Соответственно эти зарядово-обменные резонансы проявляются в силовой функции $S(E)$ и существенно изменяют результат вычисления сечения реакции перезарядки, в том числе сечения $\sigma(E_\nu)$ захвата нейтрино атомными ядрами [13, 15].

На рис. 1 также представлены энергетические пороги Q_1 и Q_2 для соседних ядер-изобар ^{98}Tc и ^{100}Tc соответственно, которые сильно различаются. Так, энергия $Q_1 = Q_\beta$ для изотопа ^{98}Tc равна 1684 ± 3 кэВ, а для ^{100}Tc $Q_2 = 172.1 \pm 1.4$ кэВ [16]. Это приводит к тому, что в процессе захвата солнечных нейтрино ядром ^{98}Mo основную роль играют жесткие солнечные нейтрино, а в ядре ^{100}Mo —

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

²⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия.

³⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: lutostansky@yandex.ru

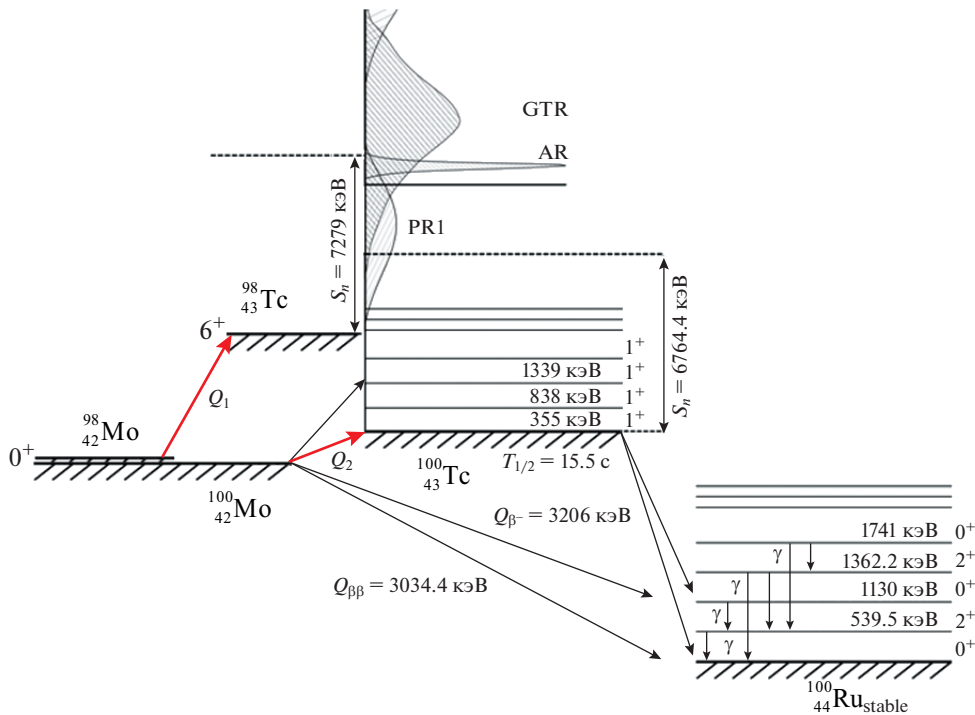


Рис. 1. Схема возбужденных уровней ядер $^{98,100}\text{Mo}$.

нейтрино с меньшими энергиями, в основном pp солнечные нейтрино (реакция $p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$) с $E_x \leq 420$ кэВ [1], которых на порядки больше. Вследствие этого сильно различаются сечения $\sigma(E_\nu)$ захвата нейтрино этими ядрами (см. ниже).

2. ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОТОПОВ $^{98,100}\text{Mo}$

Резонансная структура зарядово-обменных возбуждений ядер $^{98,100}\text{Mo}$ представлена на рис. 2, где показаны экспериментальные данные по силовым функциям, которые были получены в реакциях $^{98}\text{Mo}(p, n)^{98}\text{Tc}$ [2] и $^{100}\text{Mo}({}^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$ [3, 4], а также расчетные данные [17], полученные в рамках теории конечных ферми-систем (ТКФС) [18]. Данные на рис. 2 представлены в виде графика зависимости силовой функции $S(E)$ от энергии возбуждения E , отсчитанной от основного состояния изотопа ^{100}Mo (см. рис. 1). В такой системе отсчета энергии изобарических резонансов имеют близкие значения, так как изотопы ^{98}Mo и ^{100}Mo отличаются всего на два нейтрона. Так же такая система отсчета позволяет определить, какие типы солнечных нейтрино, представленные на графике (см. рис. 2в), вносят вклады в различные области энергий рассматриваемых изотопов $^{98,100}\text{Mo}$. Видно, что солнечные нейтрино малых энергий (см. рис. 2в) дают основной вклад, на несколько порядков больший, чем другие нейтрино

солнечного спектра, в сечение захвата $\sigma(E_\nu)$ ядра ^{100}Mo , в отличие от ^{98}Mo с $Q_\beta = 1684$ кэВ, где основной вклад вносят более жесткие борные и hep -нейтрино (см. рис. 2в).

Расчеты зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ изотопов $^{98,100}\text{Mo}$, представленных на рис. 2, производились в рамках теории конечных ферми-систем [18], как ранее для других ядер [13, 19]. Энергии и матричные элементы возбужденных состояний дочернего ядра определялись системой секулярных уравнений для эффективного поля ТКФС согласно [18]. В расчетах использовались параметры f'_0 и g'_0 локального изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействий квазичастиц, полученные недавно [20] из анализа экспериментальных данных по энергиям аналоговых (38 ядер) и гамов-теллеровских (20 ядер) резонансов. Непрерывная часть спектра функции $S(E)$ рассчитывалась как в [13] с уширением по Брейт–Вигнеру (см. [21, 22]).

При описании как экспериментальных, так и расчетных данных по силовой функции $S(E)$ изотопов $^{98,100}\text{Mo}$, представленных на рис. 2, существенный вопрос состоит в нормировке $S(E)$. Так, экспериментальные данные для ^{98}Mo были получены в реакции $^{98}\text{Mo}(p, n)^{98}\text{Tc}$ [2], и была получена зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ до энергии возбуждения $E_{\text{max}} = 18$ МэВ. Было получено, что полная сумма квадратов GT

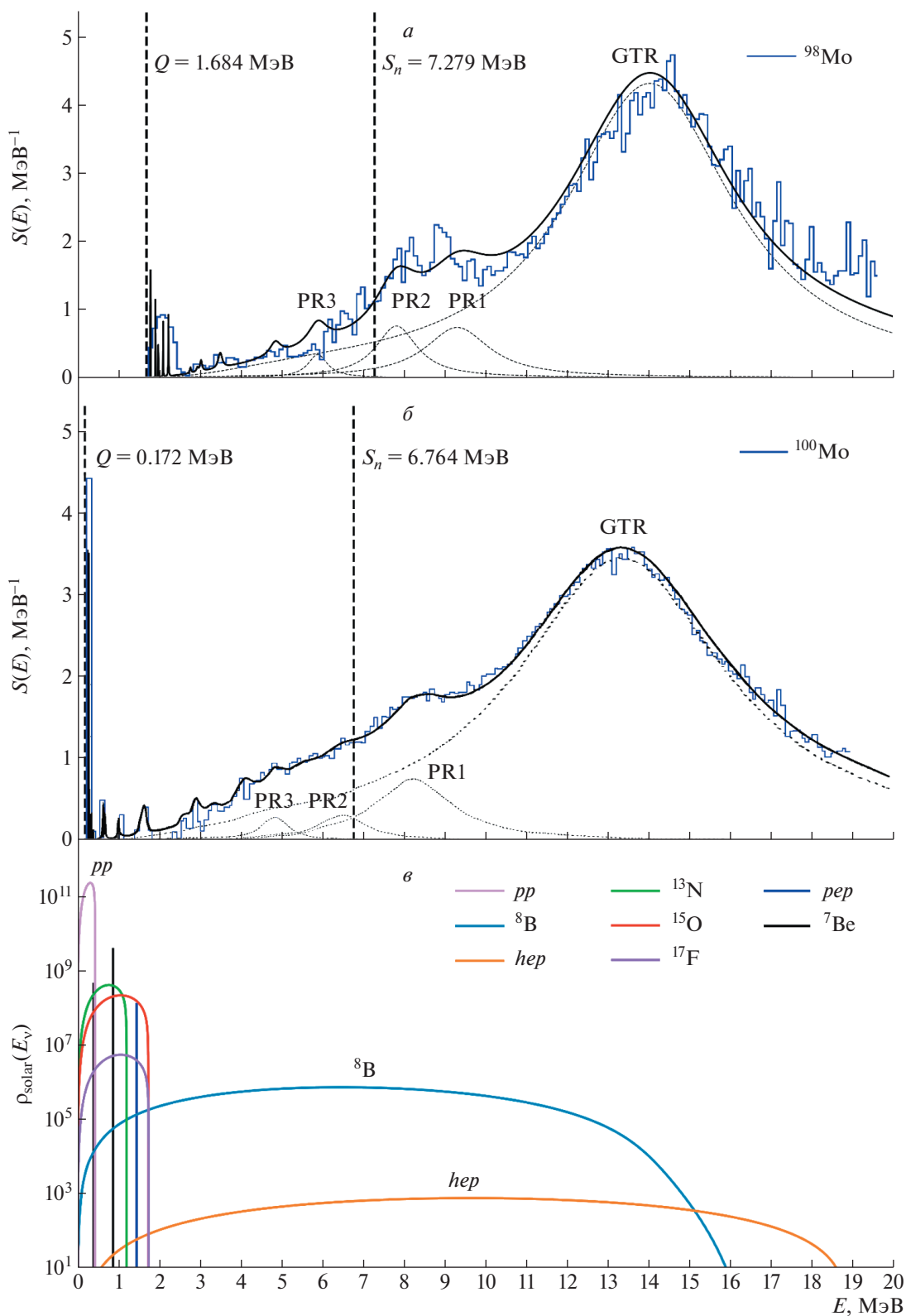


Рис. 2. Зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ изотопа ^{98}Tc (а) и ^{100}Tc (б) для GT-возбуждений. Кривые: тонкие — экспериментальные данные ([2] ^{98}Tc и [4] ^{100}Tc), толстые — наш расчет по ТКФС, штриховые — резонансы GTR, PR1, PR2 и PR3. в — Нейтринные потоки от Солнца с выделением различных вкладов.

матричных элементов $B(\text{GT})$ до энергии 18 МэВ равна 28 ± 5 [2], что составляет 0.67 ± 0.08 от максимального значения $3(N - Z) = 42$, которое дается правилом сумм для GT-возбуждений ядра ^{98}Mo . Т.е. наблюдается недобор в правиле сумм для GT-возбуждений. Для ^{100}Mo в работе [4] приведены результаты обработки $B(\text{GT})$ в энергетическом диапазоне до 4 МэВ. Для других энергий в работе [4] зависимость $B(\text{GT})$ от энергии E не приводится, как и сумма $\Sigma B(\text{GT})$. Но в более ранней работе [3] было получено, что сумма GT матричных элементов до энергии 18.8 МэВ равна 34.56 или 0.72 (72%) от максимально возможного значения $3(N - Z) = 48$, что на 7.5% больше, чем для ^{98}Mo [2]. Наблюдаемый недобор в правиле сумм для GT-возбуждений связан с quenching-эффектом [23] или с нарушением нормировки GT матричных элементов. Так, согласно правилу сумм, для GT-переходов нормировка имеет вид [16]

$$\begin{aligned} \Sigma M_i^2 &= \Sigma B_i(\text{GT}) = q[3(N - Z)] = \quad (1) \\ &= e_q^2[3(N - Z)] \approx \int_0^{E_{\max}} S(E)dE = I(E_{\max}). \end{aligned}$$

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 для ^{98}Mo и ^{100}Mo , а в экспериментах $E_{\max} = 18$ [2] и $E_{\max} \approx 19$ МэВ [4] соответственно. Параметр $q < 1$ в (1) определяет quenching-эффект (недобор в правиле сумм) и при $q = 1$, $\Sigma M_i^2 = \Sigma B_i(\text{GT}) = 3(N - Z)$, что соответствует максимальному значению. В ТКФС $q = e_q^2$, где e_q — эффективный заряд [18]. Как показал А.Б. Мигдал [24], эффективный заряд не должен превышать единицу, и для фермиевских переходов $e_q(F) = 1$, а для гамовтеллеровских $e_q(\text{GT}) = 1 - 2\zeta_S$ (см. [18, с. 223], где $0 < \zeta_S < 1$ — эмпирический параметр. Таким образом, в нашем случае $\text{Mo} \rightarrow \text{Tc}$ -переходов эффективный заряд $e_q = e_q(\text{GT})$ является параметром, извлекаемым из экспериментальных данных. Подробный анализ quenching-эффекта представлен в работе [17], где было получено, что $e_q = 0.90$ ($q = 0.81$) для изотопа ^{98}Mo и $e_q = 0.8$ ($q = 0.64$) для ^{100}Mo , что подтверждает наличие quenching-эффекта.

3. СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО ЯДРАМИ $^{98,100}\text{Mo}$

Формула для сечения реакции (ν_e, e^-) , зависящего от энергии налетающего нейтрино E_ν , имеет

вид [21]:

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

$$\begin{aligned} E_e &= E_\nu - Q - x + m_e c^2, \\ p_e &= \sqrt{E_e^2 - (m_e c^2)^2}, \end{aligned}$$

где $F(Z, A, E_e)$ — функция Ферми, $S(E)$ — силовая функция, $G_F/(\hbar c)^3 = 1.1663787(6) \times 10^{-5}$ ГэВ $^{-2}$ — фермиевская константа слабого взаимодействия, $g_A = -1.2723(23)$ — аксиально-векторная константа [25].

Сечение нейтринного захвата $\sigma(E)$ в реакции $^{98}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{98}\text{Tc}$ представлено на рис. 3, и $\sigma(E)$ в реакции $^{100}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{100}\text{Tc}$ представлено на рис. 4. Сечения представлены как для расчетов с экспериментальной силовой функцией $S(E)$ (см. рис. 2), так и для расчетов с силовой функцией $S(E)$, полученной в ТКФС-подходе. Представлены также расчеты без учета GTR и без учета пигми-резонансов. На рисунках видно, что расчеты с силовыми функциями $S(E)$, полученными в ТКФС-подходе, неплохо описывают расчеты сечения $\sigma(E)$ с экспериментальными силовыми функциями, и средние расхождения полного сечения не превышают 10% как для ^{98}Mo , так и для ^{100}Mo .

Как видно из рис. 3 и 4, влияние зарядово-обменных резонансов на величину сечения $\sigma(E)$ довольно существенно. Неучет только двух резонансов GTR и PR1 уменьшает сечение $\sigma(E)$ для ^{98}Mo на величину от ~ 10 до $\sim 60\%$ при изменении энергии нейтрино в интервале 4–14 МэВ, а для ^{100}Mo от ~ 5 до $\sim 40\%$. Таким образом, влияние резонансов на сечение $\sigma(E)$ для ядра ^{100}Mo меньше, чем для ^{98}Mo . Это видно на рис. 5, где представлены отношения расчетных сечений $\sigma_i(E)$ реакций $^{98}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{98}\text{Tc}$ и $^{100}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{100}\text{Tc}$, нормированных на полное сечение $\sigma_{\text{tot}}(E)$ с силовыми функциями $S(E)$, рассчитанными по ТКФС. Уменьшение влияния зарядово-обменных резонансов на величину сечения $\sigma(E)$ нейтринного захвата для ядра ^{100}Mo по сравнению с ^{98}Mo объясняется тем, что в сечение для ^{100}Mo основной вклад вносят солнечные нейтрино малых энергий, которых на порядки больше, чем нейтрино с энергией $E_\nu > 2$ МэВ, вносящих основной вклад в резонансную область энергий ^{98}Mo .

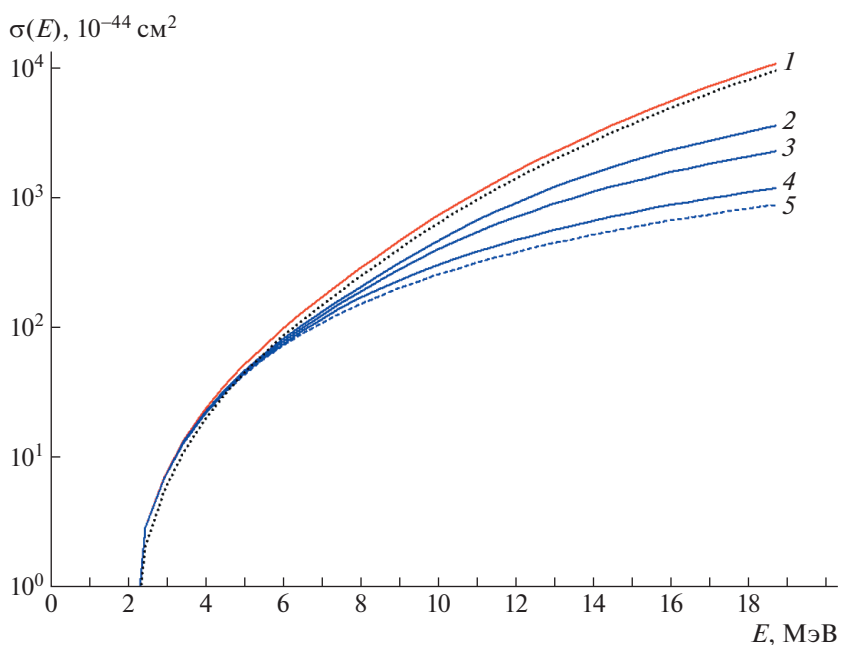


Рис. 3. Сечение нейтринного захвата $\sigma(E)$ в реакции $^{98}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{98}\text{Tc}$. Точки — расчет с экспериментальной силовой функцией $S(E)$ (см. рис. 2). Кривые сплошные и штриховые — расчеты с силовой функцией $S(E)$, полученной в ТКФС-подходе: 1 — полное сечение, 2 — расчет без учета GTR, 3 — расчет без учета GTR и PR1, 4 — расчет без учета GTR, PR1 и PR2, 5 — расчет без учета GTR, PR1, PR2 и PR3.

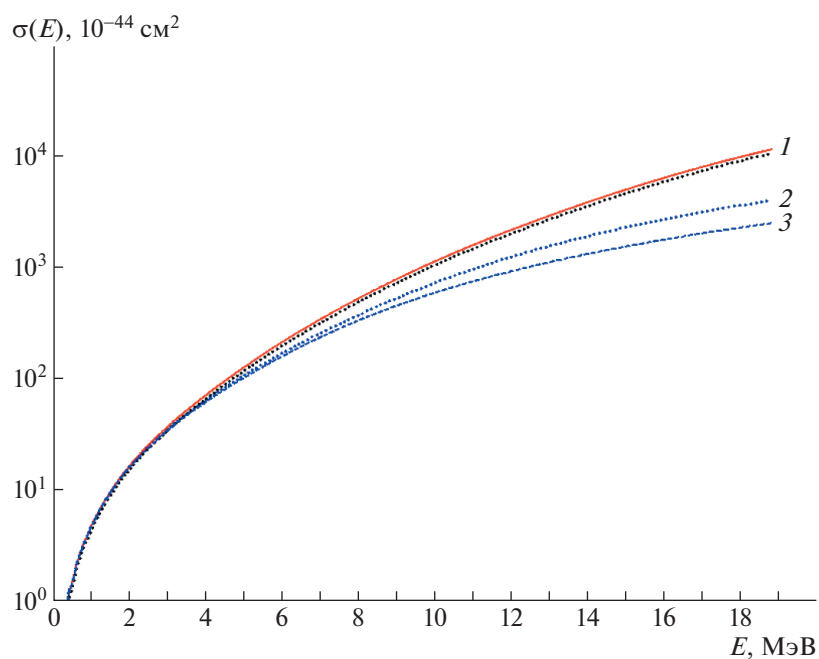


Рис. 4. Сечение нейтринного захвата $\sigma(E)$ в реакции $^{100}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{100}\text{Tc}$. Точки — расчет с экспериментальной силовой функцией $S(E)$ (см. рис. 2). Кривые сплошные и штриховые — расчеты с силовой функцией $S(E)$, полученной в ТКФС-подходе: 1 — полное сечение, 2 — расчет без учета GTR, 3 — расчет без учета GTR и PR1.

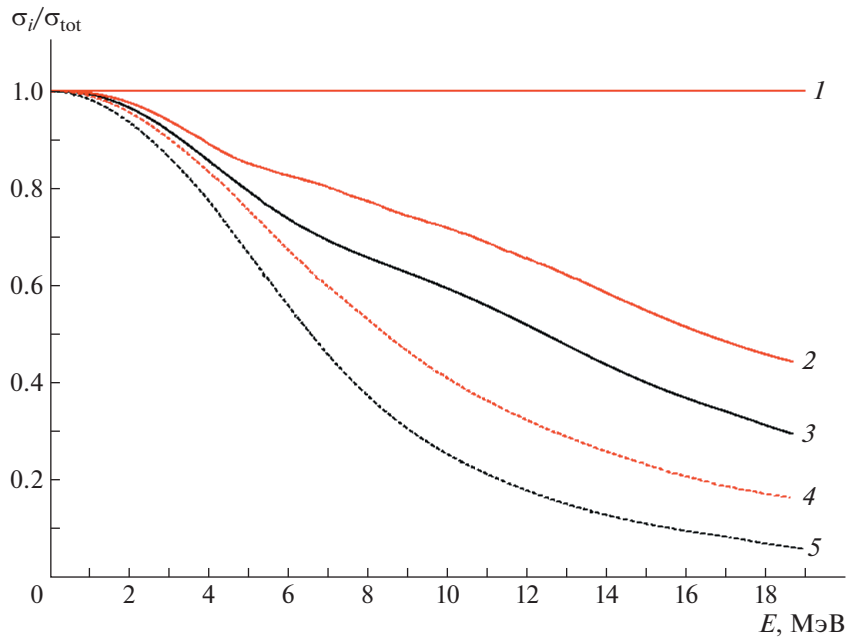


Рис. 5. Отношения расчетных сечений $\sigma_i(E)$ реакции $^{98}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{98}\text{Tc}$ (кривые 3, 5) и реакции $^{100}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{100}\text{Tc}$ (кривые 2 и 4), нормированных на полное сечение $\sigma_{tot}(E)$ по ТКФС (кривая 1). Кривые 2 и 3 — расчеты без учета GTR, 4 и 5 — расчеты без учета GTR и PRI.

4. СКОРОСТЬ ЗАХВАТА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО ЯДРАМИ $^{98,100}\text{Mo}$

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

$$R = \int_0^{E_{\max}} \rho_{\text{solar}}(E_\nu) \sigma_{\text{total}}(E_\nu) dE_\nu, \quad (3)$$

где для энергии E_{\max} можно ограничиться *hер*-нейтрино (реакция $^3\text{He} + p \rightarrow ^4\text{He} + e^+ + \nu_e$) с $E_{\max} \leq 18.79$ МэВ или борными нейтрино (реакция $^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$) с $E_{\max} \leq 16.36$ МэВ [26]. Скорость захвата солнечных нейтрино представлена в единицах SNU (SNU — это стандартная солнечная единица, соответствующая количеству событий в секунду на 10^{36} ядер мишени).

При расчете сечений захвата солнечных нейтрино важно правильно смоделировать поток солнечных нейтрино. В последнее время активно развиваются несколько моделей Солнца. Например: BS05(OP), BS05(AGS, OP), BS05(AGS, OPAL), разработанные группой Бакала [26]. Моделируемыми параметрами, в первую очередь, являются концентрация гелия и металличность (удельное число атомов тяжелее гелия), а также их распределение по объему звезды, также параметр непрозрачности среды и размеры конвективной зоны. Описание нейтринных потоков требует детального

знания сечения взаимодействия нейтрино с веществом детектора и, как следствие, знания силовой функции и ее резонансной структуры для ядер этого вещества. В нашей статье мы приводим расчеты в модели BS05(OP), наиболее удобной для сравнения с экспериментальными данными, пересчеты в другие модели Солнца сводятся к нормировке потоков.

Численные значения расчетных скоростей захвата солнечных нейтрино R для изотопов ^{98}Mo и ^{100}Mo представлены в табл. 1–4 (в SNU). В таблицах представлены результаты расчетов величины R с экспериментальными и теоретическими силовыми функциями $S(E)$ с учетом и без учета гамов-теллеровского и пигми-резонансов. Расчеты с экспериментальными силовыми функциями $S(E)$ (табл. 1 и 3) проводились с использованием данных, которые были получены в реакциях $^{98}\text{Mo}(p, n)^{98}\text{Tc}$ [2] и $^{100}\text{Mo}(^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$ [3, 4] (см. рис. 2).

Для изотопа ^{98}Mo было получено $R_{\text{Total}} = 18.52$ SNU (табл. 1), что близко к значению $17.4_{-11}^{+18.5}$ SNU [1] и с расчетными силовыми функциями, у нас $R_{\text{Total}} = 19.028$ SNU (табл. 2), а ранее в работе [27] было получено 28_{-8}^{+15} SNU.

В расчетах для ^{100}Mo (табл. 3) использовались два набора экспериментальных данных — из работ [3] и [4], так как в [4] приводится таблица данных по энергиям E и матричным элементам $B(\text{GT})$ до

Таблица 1. Скорость захвата R солнечных нейтрино (в SNU) на изотопе ^{98}Mo с силовой функцией, полученной из экспериментальных данных [2] (в скобках указаны уменьшения (в %) скоростей захвата без учета GTR и GTR + PR1)

^{98}Mo	^8B	hep	^{15}O	^{17}F	Total
R	18.415	0.105	5.1×10^{-5}	10^{-6}	18.520
R без GTR	10.893 (−40.8%)	0.044 (−58%)	5.1×10^{-5}	10^{-6}	10.937 (−41%)
R без GTR и PR1	8.282 (−55%)	0.025 (−76%)	5.1×10^{-5}	10^{-6}	8.307 (−55%)

Таблица 2. Скорость захвата R солнечных нейтрино (в SNU) на изотопе ^{98}Mo с силовой функцией, рассчитанной по ТКФС [17] (в скобках указаны уменьшения (в %) скоростей захвата без учета GTR и GTR + PR1)

^{98}Mo	^8B	hep	^{15}O	^{17}F	Total
R	18.92	0.108	0.0002	10^{-5}	19.028
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%)

энергии $E \leq 4$ МэВ, а в более ранней работе [3] есть табличные данные по высоколежащим возбуждениям дочернего ядра ^{100}Tc . В табл. 3 наряду с расчетами величины R с экспериментальными силовыми функциями для ^{100}Mo представлены также данные из работы Н. Ejiri и S.R. Elliott [28], приведенные с данными работы [4] до энергии 4 МэВ. У нас это соответствует расчетам без учета GTR и расхождения незначительны, а величины R_{Total} расходятся на $\approx 0.4\%$. В 2017 г. те же авторы опубликовали работу [29], в которой привели значение $R_{\text{Total}} = 975$ SNU отличающееся от первого значения и нашей оценки приблизительно на 1%. Расхождения связаны с особенностями обработки экспериментальных данных и не принципиальны для данного анализа.

Сравнивая расчеты для ^{98}Mo и ^{100}Mo (табл. 1, 2 и 3, 4), в первую очередь надо отметить большое отличие, большее чем в 45 раз, значений R_{Total} для этих изотопов, что объясняется сильным различием энергий $Q_1 = 1684$ кэВ для изотопа ^{98}Tc и $Q_2 = 172.1$ кэВ для ^{100}Tc (см. рис. 1). В результате в процессе захвата солнечных нейтрино ядром ^{98}Mo основную роль играют жесткие солнечные нейтрино, а в ядре ^{100}Mo — нейтрино с меньшими энергиями, в основном pp солнечные нейтрино, которых на порядки больше (см. рис. 2). Так, вклад жестких борных нейтрино в величину R_{Total} для ^{98}Mo составляет 99%, а для ^{100}Mo только 2.6%, и около 70% дают вклад мягкие pp -нейтрино (см. рис. 2).

Расхождения значений R , полученные из экспериментальных и расчетных данных по силовым функциям $S(E)$, более значительны и составляют

для величин $R_{\text{Total}} \approx 3\%$ для ^{98}Mo и $\approx 14\%$ для ^{100}Mo . Для ^{98}Mo это объясняется расхождениями в описании резонансных состояний [17], вносящих основной вклад в сечение нейтринного захвата $\sigma(E_\nu)$, а для ^{100}Mo неточностями в описании низколежащих состояний, где рассчитываемая величина R очень сильно зависит от изменений в величинах E_x и $B(\text{GT})$. Так, изменение положения основного состояния от 0 до 100 кэВ с шагом $\Delta E = 50$ кэВ вызывает последовательное изменение значений R_{Total} в SNU на ~ 150 единиц на каждом шаге ΔE (~ 300 SNU суммарно). Почти все связано с каналом pp -нейтрино, а на нейтрино от ^7Be уменьшение ~ 10 SNU на каждом шаге ΔE .

Влияние зарядово-обменных резонансов на скорости захвата солнечных нейтрино R для изотопов ^{98}Mo и ^{100}Mo также представлено в табл. 1–4. Видно, что значения R_{Total} для ^{100}Mo почти не меняются при расчетах без GTR (уменьшается на $\approx 1\%$) и при расчетах без GTR и PR1 ($\approx -2\%$), но для ^{98}Mo эти изменения значительны: -34% и -43% соответственно. Это различие объясняется тем, что (как было отмечено выше) основной вклад в R_{Total} для ^{100}Mo дают нейтрино малых энергий, в основном pp солнечные нейтрино, около 70%, а для ^{98}Mo основной вклад $\approx 99\%$ дают борные нейтрино. Вследствие этого примерно одинаковый вклад в R_{Total} и в $R(^8\text{B})$ для ^{98}Mo дают расчеты без резонансов GTR и PR1. Похожая ситуация и для изотопа йода-127 [30], где $R_{\text{Total}} = 37.904$ SNU и $R(^8\text{B}) = 33.232$ SNU различаются всего на 12.3%, а вклад резонансов GTR и PR1 уменьшает

Таблица 3. Скорость захвата R солнечных нейтрино (в SNU) на изотопе ^{100}Mo с силовой функцией, полученной из экспериментальных данных [3, 4]; также представлены расчеты [28] с использованием данных [4] (в скобках указаны уменьшения (в %) скоростей захвата без учета GTR и GTR + PR1)

^{100}Mo	pp	pep	^7Be	^8B	^{13}N	^{17}F	^{15}O	hep	Total
R	692.73	15.93	230.06	25.60	12.46	0.40	15.76	0.12	993.05
R без GTR	692.73	15.93	230.06	19.39	12.46	0.40	15.76	0.07	986.78
				(-24%)				(-42%)	(-0.6%)
R без GTR и PR1	692.73	15.93	230.06	15.82	12.46	0.40	15.76	0.05	983.21
				(-38%)				(-58%)	(-1%)
[28]	695	16	234	16	12		16		989

Таблица 4. Скорость захвата R солнечных нейтрино (в SNU) на изотопе ^{100}Mo с силовой функцией, рассчитанной по ТКФС [17] (в скобках указаны уменьшения (в %) скоростей захвата без учета GTR и GTR + PR1)

^{100}Mo	pp	pep	^7Be	^8B	^{13}N	^{17}F	^{15}O	hep	Total
R	586.58	14.46	202.16	31.42	10.91	0.35	14.08	0.15	860.11
R без GTR	586.58	14.35	201.80	20.61	10.89	0.35	14.01	0.08	848.67
				(-34%)				(-47%)	(-1.3%)
R без GTR и PR1	586.58	14.29	201.61	17.28	10.88	0.35	13.97	0.06	845.02
				(-45%)				(-60%)	(-1.8%)

величину R_{Total} на 72.7% до 10.345 SNU (27.3%), в основном из-за борных нейтрино.

Аналоговые резонансы с энергиями $E(\text{AR})_{\text{эксп}} = 9.7$ МэВ [2] и $E(\text{AR})_{\text{расч}} = 9.78$ МэВ [17] для ^{98}Mo , и для ^{100}Mo $E(\text{AR})_{\text{эксп}} = 11.085$ МэВ [4], и $E(\text{AR})_{\text{расч}} = 10.99$ МэВ [17], слабо влияют на сечения $\sigma(E)$ и на скорости захвата солнечных нейтрино R . Так, при учете AR значение R для ^{98}Mo увеличивается на $\Delta R \leq 5\%$ и для ^{100}Mo $\Delta R \leq 1\%$.

Без учета осцилляций наши расчеты числа нейтринных событий на ^{100}Mo до энергии отрыва нейтрона с учетом вкладов как гамов-теллеровских, так и аналоговых резонансов дают значение в 188.3 событий на тонну в год. Расчеты проводились до энергии отрыва нейтрона в ядре ^{100}Tc , так как возбуждения с большими энергиями будут разряжаться с эмиссией нейтрона и переходами в возбужденные состояния ядра ^{99}Tc . Такой процесс не будет давать вклада в фоны в двойной бета-распад ядра ^{100}Mo от солнечных нейтрино. В работах последних лет приводились следующие значения: так, в статье [28] авторы оценивают $R = 989$ SNU ($R = 975$ SNU в [29]), что в пересчете на тонну вещества дает 187.6 (184.9 [29]) событий на тонну в год.

В реальных земных экспериментах поток электронных нейтрино от Солнца приблизительно вдвое меньше, чем в модели без осцилляций. Помимо этого, существуют схемы детектирования с возможностью частичного подавления фона [31].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Взаимодействие солнечных нейтрино с ядрами молибдена 98 и 100 изучается с учетом влияния зарядово-обменных резонансов. Исследованы влияния высоколежащих резонансов в зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ и на сечения захвата солнечных нейтрино ядрами ^{98}Mo и ^{100}Mo . Использовались как экспериментальные данные по силовым функциям $S(E)$, полученные в зарядово-обменных реакциях (p, n) и $(^3\text{He}, t)$ [2–4], так и силовые функции $S(E)$, рассчитанные в рамках теории конечных ферми-систем [17].

Сравнение расчетов функции $S(E)$ с экспериментальными данными демонстрирует хорошее согласие как по энергиям, так и по амплитудам резонансных пиков. Наблюдается недобор в правиле сумм для GT-возбуждений, который связан с quenching-эффектом [23] или с нарушением

нормировки GT матричных элементов. В ТКФС-теории [18] этот недобор компенсируется введением эффективного заряда $e_q = 0.90$ ($q = 0.81$) для изотопа ^{98}Mo и $e_q = 0.8$ ($q = 0.64$) для ^{100}Mo [17].

Проведены расчеты сечений захвата $\sigma(E)$ для солнечных нейтрино, и проанализирован вклад всех зарядово-обменных резонансов. Получено, что величина $\sigma(E)$ ядра ^{100}Mo существенно больше, чем у ^{98}Mo во всех энергетических интервалах. Это связано с тем, что энергии порогов Q_1 и Q_2 для соседних ядер-изобар ^{98}Tc и ^{100}Tc сильно различаются (см. рис. 1). Вследствие этого различаются сечения $\sigma(E)$ ядер ^{98}Mo и ^{100}Mo . Таким образом, в $\sigma(E)$ ^{100}Mo основной вклад вносят мягкие нейтрино, которых на порядки больше (см. рис. 2), при этом резонансная область энергий не влияет. Соответственно вклад энергичных ядерных резонансов в $\sigma(E)$ ^{100}Mo меньше, чем в ^{98}Mo .

Рассчитывались скорости захвата солнечных нейтрино R для изотопов ^{98}Mo и ^{100}Mo с учетом всех компонентов солнечного нейтринного спектра. Расчеты проводились как с экспериментальными, так и с теоретическими силовыми функциями $S(E)$ с учетом и без учета гамов-теллеровского и пигми-резонансов.

Сравнивая расчеты для ^{98}Mo и ^{100}Mo , надо отметить большое отличие, большее чем в 45 раз, значений R_{Total} для этих изотопов. Это объясняется тем, что, как было отмечено, в процессе захвата солнечных нейтрино ядром ^{98}Mo основную роль играют жесткие солнечные нейтрино, а в ядре ^{100}Mo — нейтрино с меньшими энергиями, которых на порядки больше.

Вопрос изменения фоновых значений R_{Total} в связи с нейтринными осцилляциями в данной работе не рассматривался, так как надо учитывать изменения во всех компонентах солнечного потока, имеющих различную энергетику.

Таким образом, два изотопа одного элемента ^{98}Mo и ^{100}Mo , мало различающиеся по структуре и по зарядово-обменной силовой функции, очень сильно различаются по сечениям $\sigma(E)$ и скоростям захвата солнечных нейтрино.

Авторы благодарны М.Д. Скорохватову, И.Н. Борзову, А.К. Выборову, Л.В. Инжечкику, Н.В. Клочковой, С.С. Семенову и В.В. Хрущеву за стимулирующие дискуссии и помощь в работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-12-00061) и гранта Отделения нейтринных процессов НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дж. Бакал, *Нейтринная астрофизика* (Мир, Москва, 1993) [J. N. Bahcall, *Neutrino Astrophysics* (Cambridge University Press, 1989)].
2. J. Rapaport, P. Welch, J. Bahcall, E. Sugarbaker, T. N. Tادдеucci, C. D. Goodman, C. F. Foster, D. Horen, C. Gaarde, J. Larsen, and T. Masterson, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2325 (1985).
3. H. Akimune, H. Ejiri, M. Fujiwara, I. Daito, T. Inomata, R. Hazama, A. Tamii, H. Toyokawa, and M. Yosoi, *Phys. Lett. B* **394**, 23 (1997).
4. J. H. Thies, T. Adachi, M. Dozono, H. Ejiri, D. Frekers, 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**, 044309 (2012).
5. R. Arnold, C. Augier, A. S. Barabash, A. Basharina-Freshville, S. Blondel, S. Blot, M. Bongrand, D. Boursette, V. Brudanin, J. Busto, A. J. Caffrey, S. Calvez, M. Cascella, C. Cerna, J. P. Cesar, A. Chapon, *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **79**, 440 (2019).
6. A. V. Rakhimov, A. S. Barabash, A. Basharina-Freshville, S. Blot, M. Bongrand, Ch. Bourgeois, D. Breton, R. Breier, E. Birdsall, V. B. Brudanin, H. Burešova, J. Busto, S. Calvez, M. Cascella, C. Cerna, J. P. Cesar, *et al.*, *Radiochim. Acta* **108**, 87 (2020).
7. E. Armengaud *et al.* (CUPID-Mo Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **126**, 181802 (2021).
8. Moo Hyun Lee, *JINST* **15**, C08010 (2020).
9. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютоостанский, Письма в ЖЭТФ **15**, 173 (1972) [*JETP Lett.* **15**, 120 (1972)].
10. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютоостанский, ЯФ **16**, 484 (1972) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **16**, 270 (1972)].
11. Ю. С. Лютоостанский, Письма в ЖЭТФ **106**, 9 (2017) [*JETP Lett.* **106**, 7 (2017)].
12. K. Pham, J. Jänecke, D. A. Roberts, M. N. Harakeh, G. P. A. Berg, S. Chang, J. Liu, E. J. Stephenson, B. F. Davis, H. Akimune, and M. Fujiwara, *Phys. Rev. C* **51**, 526 (1995).
13. Ю. С. Лютоостанский, В. Н. Тихонов, ЯФ **81**, 515 (2018) [*Phys. At. Nucl.* **81**, 540 (2018)].
14. D. Verney, D. Testov, F. Ibrahim, Yu. Penionzhkevich, B. Roussiere, V. Smirnov, F. Didierjean, K. Flanagan, S. Franchoo, E. Kuznetsova, R. Li, B. Marsh, I. Matea, H. Pai, E. Sokol, I. Stefan, and D. Suzuki, *Phys. Rev. C* **95**, 054320 (2017).
15. Ю. С. Лютоостанский, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, Изв. РАН. Сер. физ. **83**, 539 (2019) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **83**, 488 (2019)].
16. M. Wang, W. J. Huang, F. G. Kondev, G. Audi, and S. Naimi, *Chin. Phys. C* **45**, 030003 (2021).
17. Ю. С. Лютоостанский, Г. А. Коротеев, А. Ю. Лютоостанский, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, А. Н. Фазлиахметов, ЯФ **85**, 177 (2022) [*Phys. At. Nucl.* **85**, 231 (2022)].
18. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1983) [A. V. Migdal, *Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei* (Nauka, Moscow,

- 1983, 2nd ed.; Interscience, New York, 1967, transl. 1st ed.].
19. Ю. С. Лютостанский, ЯФ **82**, 440 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 528 (2019)].
 20. Ю. С. Лютостанский, ЯФ **83**, 34 (2020) [Phys. At. Nucl. **83**, 39 (2020)].
 21. Yu. S. Lutostansky and N. B. Shul'gina, Phys. Rev. Lett. **67**, 430 (1991).
 22. Yu. S. Lutostansky, A. N. Fazliakhmetov, G. A. Koroteev, N. V. Klochkova, A. P. Osipenko, and V. N. Tikhonov (2021), arXiv: 2103.12325v1 [nucl-th].
 23. A. Arima, Nucl. Phys. A **649**, 260 (1999).
 24. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **32**, 399 (1957) [Sov. Phys. JETP **5**, 333 (1957)].
 25. C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016).
 26. J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu, Astrophys. J. Lett. **621**, L85 (2005).
 27. К. И. Ерохина, В. И. Исаков, ЯФ **58**, 483 (1995) [Phys. At. Nucl. **58**, 432 (1995)]; K. I. Erokhina and V. I. Isakov, Phys. Scr. **56**, 258 (1995).
 28. H. Ejiri and S. R. Elliott, Phys. Rev. C **89**, 055501 (2014).
 29. H. Ejiri and S. Elliott, Phys. Rev. C **95**, 055501 (2017).
 30. Y. S. Lutostansky, A. N. Fazliakhmetov, G. A. Koroteev, N. V. Klochkova, A. Y. Lutostansky, A. P. Osipenko, and V. N. Tikhonov, Phys. Lett. B **826**, 136905 (2022).
 31. H. Ejiri and K. Zuber, J. Phys. G **43**, 045201 (2016).

SOLAR NEUTRINOS CAPTURING BY MOLYBDENUM 98 AND 100 NUCLEI

**Yu. S. Lutostansky¹⁾, N. A. Belogortseva¹⁾, G. A. Koroteev^{1),2)}, A. Yu. Lutostansky¹⁾,
A. P. Osipenko¹⁾, V. N. Tikhonov¹⁾, A. N. Fazliakhmetov^{1),2),3)}**

¹⁾ National Research Center Kurchatov Institute, Moscow, Russia

²⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Moscow, Russia

³⁾ Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The neutrino capture process by molybdenum 98 and 100 nuclei was studied taking into account the influence of the charge-exchange resonances. The paper presents the calculations of the cross section for the capture of solar neutrinos $\sigma(E_\nu)$ by ^{98}Mo and ^{100}Mo nuclei. The calculations used both the experimental data on the strength function $S(E)$ obtained in charge-exchange reactions (p, n) and ($^3\text{He}, t$) and the functions $S(E)$ calculated within the framework of the finite Fermi systems theory. The influence of the resonance structure $S(E)$ on the calculated cross section for the capture of solar neutrinos $\sigma(E_\nu)$ was investigated, and the contributions of each of the resonances to the cross sections of $\sigma(E_\nu)$ were distinguished. The contribution of all components of the solar neutrino spectrum is calculated. The contribution of background solar neutrinos to double beta decay of ^{100}Mo nuclei is estimated.