

РЕЗОНАНСНАЯ СТРУКТУРА ЗАРЯДОВО-ОБМЕННОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ

© 2019 г. Ю. С. Лютостанский*

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 27.02.2019 г.; после доработки 27.02.2019 г.; принята к публикации 27.02.2019 г.

Изучается резонансная структура зарядово-обменной силовой функции $S(E)$. Три типа изобарических резонансов: гигантский гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и пигми (PR) резонансы исследуются в рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем и в ее модельном приближении. Рассчитанные энергии GTR, AR и трех PR хорошо согласуются с экспериментальными данными. Разность энергий $\Delta E_{G-A} = E_{GTR} - E_{AR}$ стремится к нулю в тяжелых ядрах, что соответствует восстановлению вигнеровской $SU(4)$ -симметрии. Среднее отклонение рассчитанных значений ΔE_{G-A} от известных экспериментальных данных для 33 ядер составляет 0.30 МэВ. Среднеквадратичные отклонения от экспериментальных данных для рассчитанных энергий пигми-резонансов тоже невелики, $\delta E < 0.40$ МэВ. Рассчитаны силовые функции $S(E)$ изотопов ^{71}Ga , ^{98}Mo , ^{118}Sn и ^{127}I , расчетные значения энергий резонансов и параметры резонансных пиков близки к экспериментальным значениям. Продемонстрировано сильное влияние зарядово-обменных резонансов на сечения нейтринных захватов, в том числе и для солнечных нейтрино.

DOI: 10.1134/S0044002719040111

ВВЕДЕНИЕ

Зарядово-обменные изобарические состояния, определяющие структуру силовой функции $S(E)$, связаны с заряженной ветвью возбуждений и отвечают возбужденным изобарическим состояниям ядер-изобар $A(N - \Delta Q, Z + \Delta Q)$ с зарядом $\Delta Q = \pm 1$. Они проявляются в соответствующих реакциях перезарядки, например, (ν, e) , (p, n) , (n, p) , $(^3\text{He}, t)$, $(t, ^3\text{He})$, $(^6\text{Li}, ^6\text{He})$ и др., или в β -переходах ядер, в том числе в процессах, связанных с β -распадом. Среди этих состояний наибольший интерес представляют коллективные возбуждения резонансного типа, которые определяют резонансную структуру зарядово-обменной силовой функции $S(E)$. Теоретическое изучение этих коллективных состояний началось с первых расчетов гигантского гамов-теллеровского резонанса (GTR) [1] и других коллективных состояний [2], задолго до их экспериментальных исследований в реакциях перезарядки с $\Delta Q = +1$ [3, 4]. Ниже GTR (см. рис. 1) расположен изобарический аналоговый резонанс (AR), а еще ниже так называемые пигми-резонансы (PR) [5], которые важны в реакциях перезарядки [6, 7] и в процессах, связанных с β -распадом [8].

Энергии и матричные элементы возбужденных состояний, определяющих структуру зарядово-

обменной силовой функции $S(E)$, рассчитывались как в самосогласованной теории конечных ферми-систем (ТКФС), так и в ее приближенном модельном варианте. Рассчитаны разности энергий GTR и AR — ΔE_{G-A} и показано, что величина ΔE_{G-A} стремится к нулю в более тяжелых ядрах, демонстрируя восстановление вигнеровской $SU(4)$ -симметрии [9]. Тот же метод расчета используется в данной работе в расчетах зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ для изотопов ^{71}Ga , ^{98}Mo и ^{127}I . Силовые функции $S(E)$ этих изотопов используются для описания сечений нейтринного захвата $\sigma(E)$ в реакциях $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$, $^{98}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{98}\text{Tc}$ и $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$. 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 $\sigma(E)$. Показано, что при расчетах сечений $\sigma(E)$ необходимо учитывать все зарядово-обменные резонансы в силовой функции $S(E)$.

1. МЕТОД РАСЧЕТА

Для расчетов энергий и матричных элементов возбужденных изобарических состояний, определяющих структуру зарядово-обменной силовой функции $S(E)$, решалась система уравнений

*E-mail: Lutostansky@yandex.ru

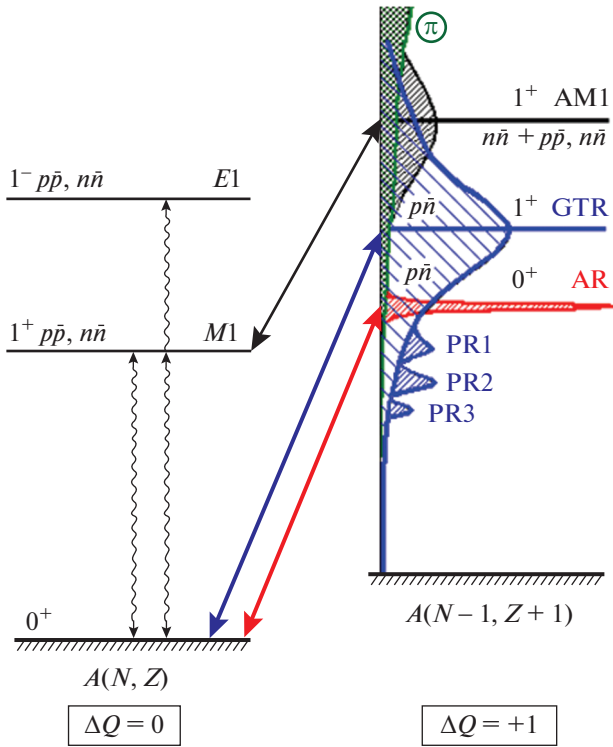


Рис. 1. Нейтральная ($\Delta Q = 0$) и заряженная ($\Delta Q = +1$) ветви возбуждения ядер. В ядре $A(N - 1, Z + 1)$ обозначены гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и три пигми-резонанса (PR1, PR2, PR3).

ТКФС для эффективного поля [10]:

$$\begin{aligned}
 V_{pn} &= e_q V_{pn}^\omega + \sum_{p'n'} F_{np,n'p'}^\omega \rho_{p'n'}, & (1) \\
 V_{pn}^h &= \sum_{p'n'} F_{np,n'p'}^\omega \rho_{p'n'}^h, \\
 d_{pn}^1 &= \sum_{p'n'} F_{np,n'p'}^\xi \varphi_{p'n'}^1, \\
 d_{pn}^2 &= \sum_{p'n'} F_{np,n'p'}^\xi \varphi_{p'n'}^2.
 \end{aligned}$$

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, F^ω и F^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. [11]). 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 [10]. Далее решалась система

секулярных уравнений для разрешенных переходов с локальным нуклон-нуклонным взаимодействием F^ω в форме Ландау-Мигдала [10]:

$$F^\omega = C_0 (f'_0 + g'_0 (\sigma_1 \sigma_2)) (\tau_1 \tau_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (2)$$

куда входят константы f'_0 изоспин-изоспинового и g'_0 спин-изоспинового взаимодействия квазичастиц, которые являются феноменологическими параметрами, определяемыми из сравнения расчетов с экспериментальными данными, как это было сделано ранее в [12, 13]. Как и в предыдущих расчетах [9, 13], константы локального взаимодействия брались равными $f'_0 = 1.35$ и $g'_0 = 1.22$ из сравнения расчетов энергий AR и GTR с экспериментальными данными.

Матричные элементы нормировались согласно правилу сумм для GT-переходов как в [14]:

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

где эффективный заряд полагался равным $e_q = 0.9$, как и в предыдущих расчетах [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. В экспериментах сумма (3) редко доходит до величины 70% от $3(N - Z)$ в основном из-за небольших значений энергий E_{\max} и трудностей с выделением и вычитанием фонов при энергиях больших, чем E_{GTR} .

Энергии зарядово-обменных возбуждений рассчитывались как в самосогласованной ТКФС, так и в ее приближенном модельном варианте [15], в котором удалось получить аналитический вид решений для самих коллективных состояний — AR и GTR. В настоящей работе тот же приближенный подход, использующий квазиклассическое усреднение сумм в секулярных уравнениях [16], применен для расчетов энергий и других коллективных состояний — пигми-резонансов. Для энергий E_{GTR} и E_{PR} решение ω_k ($k = 0$ для GTR и $k = 1, 2, 3$ для PR1, PR2 и PR3 соответственно), нормированное на энергию E_{ls} (средняя энергия спин-орбитального расщепления [13]) при $\Delta E > E_{ls}$, имеет вид

$$\begin{aligned}
 y_k &= \omega_k / E_{ls} = (a_k + b_k) g'_k x + & (4) \\
 &+ \frac{b_k (1 + b_k g'_k) g'_k x}{(a_k + b_k) (g'_k x)^2 + [1 + 2(a_k + b_k) g'_k] / 3A^{1/3}},
 \end{aligned}$$

где $x = \Delta E / E_{ls}$, $\Delta E = (4/3) \varepsilon_F (N - Z) / A$ МэВ, $\varepsilon_F \approx 40$ МэВ.

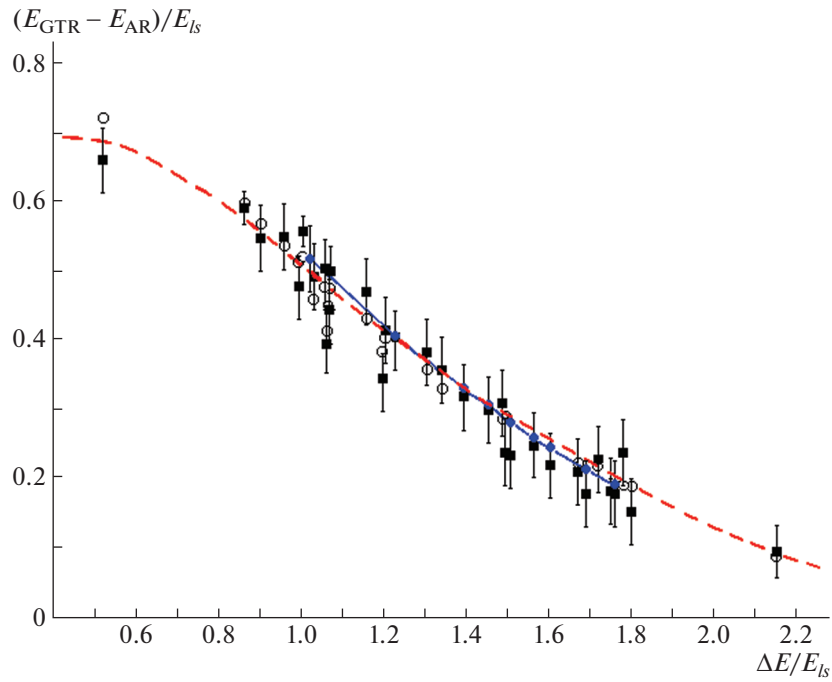


Рис. 2. Зависимости безразмерной разности энергий GTR и AR для 33 ядер $y(x) = (E_{\text{GTR}} - E_{\text{AR}})/E_{ls}$ от параметра $x = \Delta E/E_{ls}$, рассчитанные как по микроскопической ТКФС (○), так и экспериментальные данные (■). Кривые: сплошная с темными кружками — рассчитанные значения для изотопов Sn, штриховая — расчеты $y_0(x)$ по формуле (7) для ядер, расположенных на линии бета-стабильности.

Параметры a_k , b_k и g_k в (4) определялись следующим способом:

$$a_k \approx ap_k, \quad b_k \approx bp_k, \quad p_k \approx (k+1)^{-1},$$

$$b = \frac{2}{3}[1 - (2A)^{-1/3}], \quad a + b = 1$$

и для $k \geq 1$ получаем

$$g_k = \frac{g'_0}{1 + \alpha_k \beta_k / 2}, \quad \alpha_k = \frac{p_k \beta_k}{1 + 2g'_0 \beta_k},$$

$$\beta_k = \sum_{m=1}^k p_m (k=1, \dots), \quad \beta_0 = 1, \quad g_0 = g'_0.$$

Таким образом, все резонансные состояния от GTR ($k=0$) до PR3 ($k=3$) описываются одной формулой (4).

Энергии аналоговых резонансов — E_{AR} рассчитывались в ТКФС и с использованием простых формул для разности кулоновских энергий ΔE_C соседних ядер-изобар:

$$E_{\text{AR}} = E_x(\text{AR}_{Z+1}) = \Delta E_C - \delta Q, \quad (5)$$

$$\Delta E_C(A, Z) = E_C(A, Z+1) - E_C(A, Z) = a \frac{Z}{A^{1/3}} + b, \quad (6)$$

где $\delta Q = Q_\beta + \Delta_{np}$; $\Delta_{np} = n - H = 0.78234$ МэВ. Для всех ядер с $A = 5-244$ было получено $a = 1416$ кэВ и $b = -698$ кэВ [9] со среднеквадратичным отклонением $\delta E < 100$ кэВ. Деформация учитывалась феноменологически как в [17] введением поправки к ΔE_C : $\Delta E_C^{\text{def}} = \Delta E_C^{\text{sph}} - \delta E_C^{\text{def}}$ с параметрами деформации β_2 и β_4 из [18].

2. ЭНЕРГИИ РЕЗОНАНСОВ И ЗАРЯДОВО-ОБМЕННАЯ СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ

В рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем были рассчитаны энергии GTR — E_{GTR} и AR — E_{AR} для большого количества ядер. Разности энергий $\Delta E_{G-A} = E_{\text{GTR}} - E_{\text{AR}}$ проанализированы для 33 ядер: ^{48}Ca , $^{60,64}\text{Ni}$, ^{71}Ga , ^{76}Ge , ^{82}Se , $^{90-92,94}\text{Zr}$, ^{93}Nb , $^{94,96-98,100}\text{Mo}$, ^{115}In , $^{112,113,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$, $^{128,130}\text{Te}$, ^{127}I , ^{136}Xe , ^{150}Nd , ^{169}Tm и ^{208}Pb (это — начальные ядра-мишени), для которых имеются экспериментальные данные (использовались данные, представленные в [15, 16]). На рис. 2 представлены расчетные и экспериментальные зависимости относительной энергии $y(x) = \Delta E_{G-A}/E_{ls}$ от безразмерной величины $x = \Delta E/E_{ls}$, где средняя энергия спин-орбитального расщепления E_{ls}

Таблица 1. Энергии аналогового — E_{AR} , гамов-теллеровского — E_{GTR} и трех пигми-резонансов — E_{PR} в МэВ (экспериментальные данные [6] и рассчитанные по ТКФС; представлены также и среднеквадратичные отклонения расчетных и экспериментальных данных $\langle E_{exp} - E_{calc} \rangle$)

Ядро нач./конеч.	E_{AR}		E_{GTR}		E_{PR1}		E_{PR2}		E_{PR3}	
	эксп. ± 0.03	расч.	эксп. ± 0.25	расч.	эксп. ± 0.25	расч.	эксп. ± 0.20	расч.	эксп. ± 0.20	расч.
$^{112}\text{Sn}/^{112}\text{Sb}$	6.16	6.69	8.94	9.38	4.08	4.70	2.49	3.00	1.33	1.52
$^{114}\text{Sn}/^{114}\text{Sb}$	7.28	6.92	9.39	9.60	4.55	4.97	2.95	2.65	1.88	1.60
$^{116}\text{Sn}/^{116}\text{Sb}$	8.36	8.47	10.04	10.36	5.04	5.23	3.18	2.68	1.84	1.75
$^{117}\text{Sn}/^{117}\text{Sb}$	11.27	11.38	12.87	12.91	7.64	7.54	5.45	5.21	3.87	3.71
$^{118}\text{Sn}/^{118}\text{Sb}$	9.33	9.23	10.61	10.93	5.38	5.54	3.17	3.08	1.47	1.55
$^{119}\text{Sn}/^{119}\text{Sb}$	12.36	12.48	13.71	13.77	8.09	8.27	5.49	5.57	3.63	4.07
$^{120}\text{Sn}/^{120}\text{Sb}$	10.24	10.20	11.45	11.78	5.82	6.24	3.18	3.47	1.38	0.98
$^{122}\text{Sn}/^{122}\text{Sb}$	11.24	11.17	12.25	12.54	6.65	6.76	3.37	3.91	1.45	1.55
$^{124}\text{Sn}/^{124}\text{Sb}$	12.19	12.05	13.25	13.59	7.13	7.16	3.44	3.06	1.50	2.17
$\langle E_{exp} - E_{calc} \rangle$	0.23		0.29		0.31		0.36		0.33	

рассчитывалась как в [13]. На рис. 2 также представлены результаты расчетов по формуле

$$y_0(x) = \Delta E_{G-A}/E_{ls} \approx (g'_0 - f'_0)x + b \frac{1 + bg'_0}{g'_0 x (1 + c_A/x^2)}, \quad c_A = 0.8/A^{1/3}, \quad (7)$$

полученной из (4) для энергий GTR с $k = 0$. Крайние точки соответствуют ^{60}Ni (слева) и ^{208}Pb (справа) с $x = 0.52$ и $x = 2.15$ соответственно. Расхождение расчетных и экспериментальных данных $\Delta \varepsilon = |\Delta E_{G-A}^{calc} - \Delta E_{G-A}^{exp}|$ составляет 0.38 МэВ для ^{60}Ni и меньше, чем 0.10 МэВ, для ^{208}Pb , т.е. точность расчетов улучшается в тяжелых ядрах. Среднеквадратичное отклонение (r.m.s.) расчетов по формуле (7) для 33 ядер от экспериментальных данных, полученных в разное время в зарядово-обменных реакциях (p, n), ($^3\text{He}, t$) и ($^6\text{Li}, ^6\text{He}$), составляет $\delta(\Delta \varepsilon) \leq 0.30$ МэВ, что сравнимо с точностью экспериментальных данных по E_{GTR} . Из рис. 2 видно, что разность энергий GTR и AR стремится к нулю в тяжелых ядрах, что соответствует восстановлению вигнеровской $SU(4)$ -симметрии [9, 13] в этих ядрах.

Рассчитанные в микроскопическом ТКФС-подходе энергии пяти зарядово-обменных резонансов: GTR, AR, PR1, PR2 и PR3 для девяти изотопов олова $^{112,114,116-120,122,124}\text{Sn}$ представлены в табл. 1 вместе с экспериментальными данными [6]. Как видно из табл. 1, среднеквадратичные отклонения расчетных и экспериментальных данных по энергиям невелики, $\delta E = 0.23-0.36$ МэВ,

т.е. не превышают 0.40 МэВ. Это сравнимо с экспериментальными погрешностями $\Delta E_{exp} = \pm 0.25$ МэВ [6] и несколько лучше, чем в других известных расчетах высоколежащих возбуждений, например в последовательном самосогласованном QRPA-подходе с силами Скирма [19].

Результаты расчетов разностей энергий $E_{GTR} - E_{PR}$ гамов-теллеровского ($k = 0$ в формуле (4)) и пигми-резонансов ($k = 1, 2, 3$) представлены на рис. 3 в зависимости от массового числа A . Для показа на рис. 3 выбраны разности энергий, так как они являются более плавными функциями, чем сами энергии возбуждения, которые дополнительно зависят от четно-нечетных колебаний в массах ядер. Как видно на рис. 3, для пигми-резонанса PR1 из сравнения с экспериментом, лучшая точность наблюдается у микроскопических расчетов, где среднеквадратичное отклонение составляет $\delta E = 0.31$ МэВ (см. табл. 1) по сравнению с $\delta E = 0.53$ МэВ для расчетов по формуле (4). Для пигми-резонанса PR2 точнее оказывается расчет по формуле (4) с $\delta E = 0.26$ МэВ, чем микроскопический расчет с $\delta E = 0.36$ МэВ. Для пигми-резонанса PR3 точнее оказывается микроскопический расчет с $\delta E = 0.33$ МэВ, чем расчет по формуле (4) с $\delta E = 0.50$ МэВ. Наибольшие расхождения микроскопических расчетов с экспериментом наблюдаются у изотопов ^{119}Sn и ^{120}Sn , в то время как расчеты по формуле (4) дают лучший результат. В итоге можно утверждать, что проведенные в двух методиках расчеты в среднем неплохо описывают экспериментальные данные.

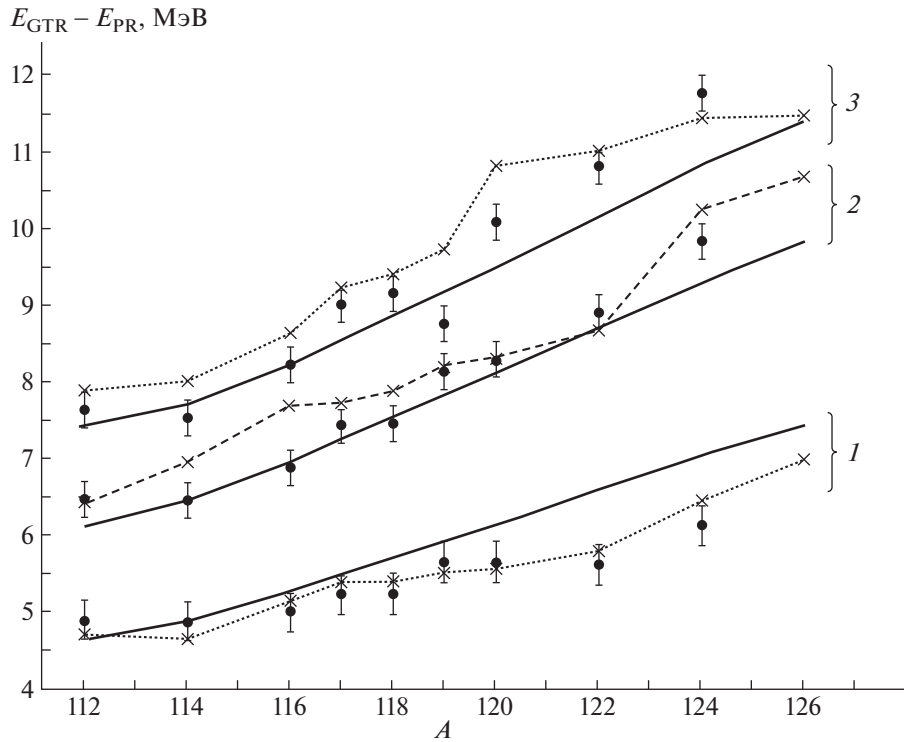


Рис. 3. Разность энергий GTR и лежащих ниже пигми-резонансов (PR) для изотопов Sn в зависимости от массового числа A . Точки: ● — экспериментальные данные [6]; ×, соединенные пунктиром — численные расчеты по ТКФС. Кривые — расчеты по формуле (4). Цифры 1, 2 и 3 — группы возбуждений, принадлежащих пигми-резонансам: PR1 — 1, PR2 — 2 и PR3 — 3.

Зарядово-обменная силовая функция — $S(E_x)$, где E_x — энергия возбуждения, рассчитанная для изотопа ^{118}Sn , представлена на рис. 4б вместе с экспериментальными данными — рис. 4а. К сожалению, прямого измерения силовой функции $S(E_x)$ не проводилось, но представленные на рис. 4а данные по счету событий пропорциональны парциальным данным по M^2 функции $S(E_x)$. Из рис. 4 видно, что рассчитанные и экспериментальные энергии резонансов близки (это видно и из табл. 1), а также близки и соотношения между параметрами пиков.

Силовая функция $S(E_x)$ представлена на рис. 5 для изотопа ^{71}Ga , используемого в нейтринных экспериментах [20, 21]. Экспериментальные данные были получены в реакции $^{71}\text{Ga}(p, n)^{71}\text{Ge}$ [22]. Разница экспериментальных энергий GTR и PR1, PR2, PR3 с расчетными по ТКФС значениями [7] невелика и равна 0.27 МэВ. Экспериментальное значение суммы всех $B(\text{GT})$ или M_{GT}^2 составляет $(60 \pm 9)\%$ от значения $3(N - Z) = 27$ при суммировании до 15 МэВ [22], т.е. наблюдается существенный недобор (*quenching*-эффект). Наше полное значение при интегрировании согласно (3) до энергии $E_{\text{max}} = 15$ МэВ с $e_q = 0.9$ составляет 69% от значения $3(N - Z) = 27$, что близко к экспериментальному.

3. ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ РЕЗОНАНСЫ В РЕАКЦИЯХ НЕЙТРИННОГО ЗАХВАТА

Зарядово-обменные резонансы оказывают сильное влияние на сечения нейтринного захвата $\sigma(E_\nu)$. Зарядово-обменные силовые функции — $S(E_x)$ были рассчитаны в ТКФС для трех изотопов: ^{71}Ga , ^{98}Mo и ^{127}I , и затем для них рассчитывались сечения нейтринного захвата $\sigma(E_\nu)$ по формуле из [14]:

$$\sigma(E_\nu) = \frac{(G_{\text{F}}g_{\text{A}})^2}{\pi c^3 \hbar^4} \times \int_0^{E_\nu - Q} E_e p_e F(Z, A, E_e) S(x) dx, \quad (8)$$

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

где $F(Z, A, E_e)$ — функция Ферми, взятая из книги [23], $S(E)$ — силовая функция, $G_{\text{F}}/(\hbar c)^3 = 1.1663787(6) \times 10^{-5}$ ГэВ $^{-2}$ — фермиевская константа слабого взаимодействия, $g_{\text{A}} = -1.2723(23)$ — аксиально-векторная константа из [24].

Расчеты $\sigma(E_\nu)$ были проведены для изотопов ^{71}Ga , ^{98}Mo и ^{127}I , представляющих интерес

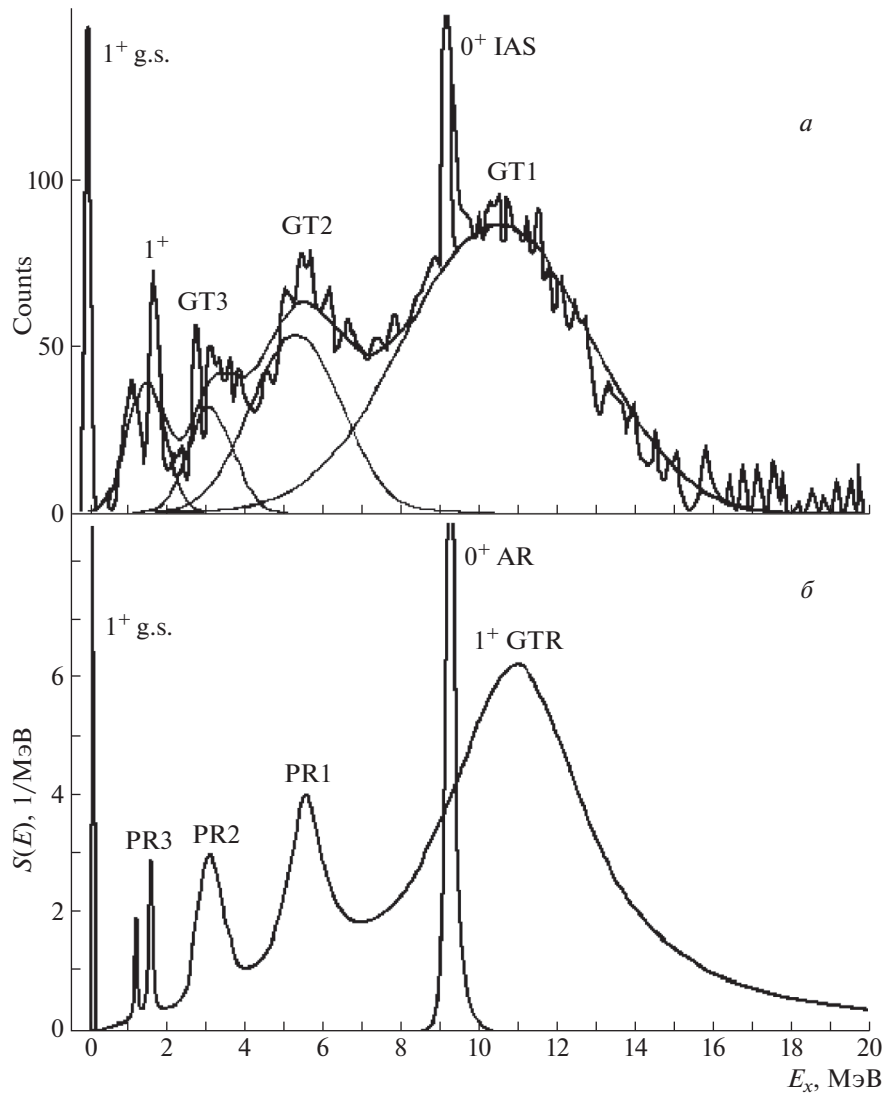


Рис. 4. Экспериментальные [6] (рис. 4а) и расчетные (рис. 4б) данные для спектров возбуждения в реакции $^{118}\text{Sn}({}^3\text{He}, t){}^{118}\text{Sb}$. Выделяются 3 пигми-резонанса, обозначенные GT1, GT2, GT3 в эксперименте (рис. 4а) и PR1, PR2, PR3 в расчете (рис. 4б).

для физики нейтрино. Результаты расчетов частично представлены на рис. 6, где продемонстрировано сильное влияние GTR и PR1 на величину сечения $\sigma(E_\nu)$. Видно, что при энергии 4 МэВ исключение только одного GTR приводит к уменьшению сечения $\sigma(E_\nu)$ на 25% для реакции $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-){}^{71}\text{Ge}$. Для реакции $^{98}\text{Mo}(\nu_e, e^-){}^{98}\text{Tc}$ исключение только одного GTR приводит к уменьшению сечения $\sigma(E_\nu)$ на 16% при энергии $E_\nu = 6$ МэВ и на 45% при $E_\nu = 14$ МэВ. Для реакции $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-){}^{127}\text{Xe}$ исключение только одного GTR приводит к уменьшению сечения $\sigma(E_\nu)$ на 19% при энергии $E_\nu = 2$ МэВ и на 69% при $E_\nu = 14$ МэВ. Как видно из рис. 6, вклад зарядово-обменных резонансов в сечение $\sigma(E_\nu)$ довольно существенный. Неучет только двух резонансов GTR и PR1 пигми-резонанса уменьшает сечение

$\sigma(E_\nu)$ реакции $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-){}^{71}\text{Ge}$ на примерно от 20% до 60% в интервале энергий от 2 до 12 МэВ. Как видно из рис. 6, наиболее сильное влияние на сечение $\sigma(E_\nu)$ от GTR и PR1 наблюдается в реакции $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-){}^{127}\text{Xe}$.

Расчеты сечений захвата $\sigma(E_\nu)$ солнечных нейтрино ядрами [25] также показывают сильное влияние высоколежащих зарядово-обменных резонансов. Рассчитывалась скорость захвата нейтрино R (число поглощенных нейтрино за единицу времени), которая связана с потоком солнечных нейтрино и сечением поглощения следующей формулой:

$$R = \int_0^{E_{\max}} \rho_{\text{solar}}(E_\nu) \sigma_{\text{total}}(E_\nu) dE_\nu, \quad (9)$$

где для энергии E_{\max} можно ограничиться *her*

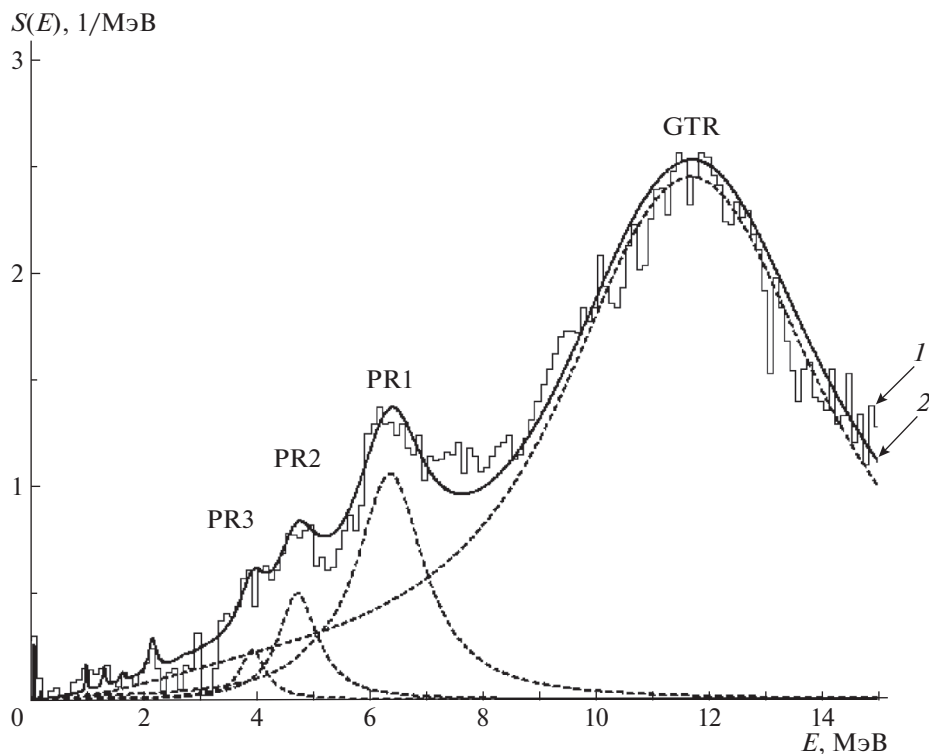


Рис. 5. Зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ изотопа ^{71}Ge для гамов-теллеровских (GT)-возбуждений. Кривые: сплошные — экспериментальные данные [22] (1) и наш расчет по ТКФС (2); штриховые — резонансы GTR, PR1, PR2 и PR3.

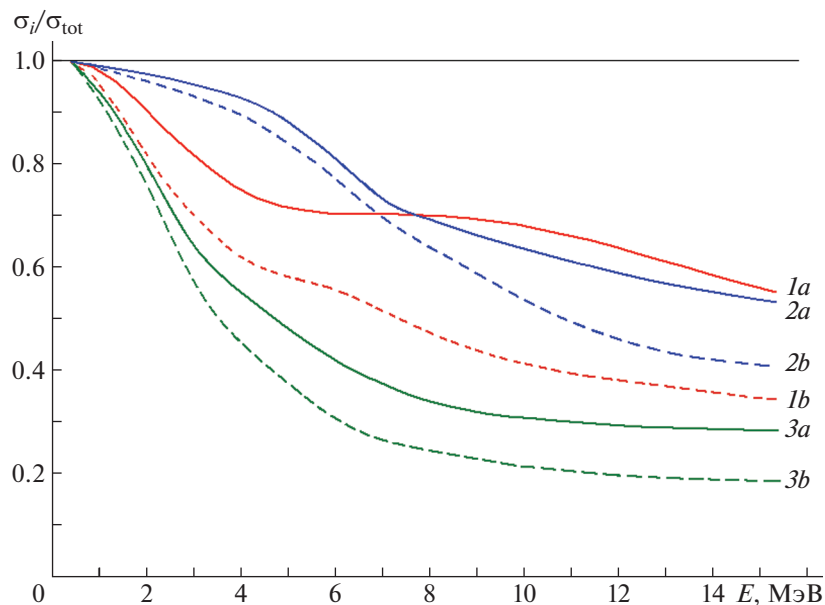


Рис. 6. Отношения расчетных сечений $\sigma_i(E)$ реакции нейтринного захвата, нормированных на полное сечение $\sigma_{\text{tot}}(E)$ и рассчитанных по ТКФС: 1 — для $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$ -реакции, 2 — для $^{98}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{98}\text{Tc}$ -реакции, 3 — для $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$ -реакции. Кривые: сплошные (a) — расчеты без учета GTR, штриховые (б) — расчеты без учета GTR и PR1.

нейтрино (реакция $^3\text{He} + p \rightarrow ^4\text{He} + e^+ + \nu_e$) с $E_{\text{max}} \leq 18.79$ МэВ или борными нейтрино (реакция $^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$) с $E_{\text{max}} \leq 16.36$ МэВ [26]. Здесь интегрирование в (9) проводилось до энергии

$E_{\text{max}} = 20$ МэВ. Скорость захвата солнечных нейтрино в SNU (стандартная солнечная единица, соответствующая количеству событий в секунду на 10^{36} ядер мишени) на рассматриваемых трех

Таблица 2. 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)
Изотоп	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)	
Изотоп	B-8	hep	N13	O15	F17	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)	

изотопах приведена в табл. 2. В зависимости от энергии порога $Q(\nu_e, e^-)$ 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 [27]) нейтрино разных типов дают различные вклады. Наибольшие вклады дают борные нейтрино, и для них влияние GTR и PR1 резонансов наибольшее.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучается резонансная структура зарядово-обменной силовой функции $S(E)$. Наблюдаемые во всех зарядово-обменных реакциях резонансы трех типов — гигантский гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и пигми-резонансы (PR) — исследуются в рамках микроскопической теории конечных ферми-систем, и используя ее модельное приближение. Рассчитанные энергии GTR, AR и трех PR хорошо согласуются с экспериментальными данными. Среднее отклонение рассчитанных значений ΔE_{G-A} от известных экспериментальных данных для 33 ядер составляет 0.30 МэВ. Среднеквадратичные отклонения от экспериментальных данных для рассчитанных энергий пигми-резонансов тоже невелики, $\delta E < 0.40$ МэВ. Разность энергий $\Delta E_{G-A} = E_{GTR} - E_{AR}$ стремится к нулю в тяжелых ядрах, что соответствует восстановлению вигнеровской $SU(4)$ -симметрии. Это позволяет описывать свойства тяжелых ядер более уверенно, используя $SU(4)$ -теорию, особенно массовые соотношения (см. подробнее в [9]). Также анализ разности кулоновских энергий, используя $SU(4)$ -подход, позволяет рассчитывать энергии AR с хорошей точностью. Таким образом,

моделирование зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ как в рамках микроскопической ТКФС, так и используя ее модельное приближение, дает хорошие результаты, и сравнение рассчитанных и экспериментальных силовых функций $S(E)$ показывает их близость.

Рассчитаны силовые функции $S(E)$ изотопов ^{71}Ga , ^{98}Mo , ^{118}Sn и ^{127}I , и расчетные значения энергий резонансов и параметры резонансных пиков близки к экспериментальным значениям. Продемонстрировано сильное влияние зарядово-обменных резонансов на сечения нейтринных захватов, в том числе для солнечных нейтрино. Показано, что основные вклады дают борные нейтрино и для них влияние GTR и PR1 резонансов наибольшее.

Дальнейшее исследование резонансной структуры силовых функций $S(E)$ позволит проанализировать данные по процессам с перезарядкой и процессов, связанных с бета-распадом. Так появление пигми PR-резонансов в энергетическом окне эмиссии β -запаздывающих нейтронов (ЗН) приводит к резкому увеличению вероятности эмиссии ЗН [8]. Аналогично при появлении PR в соответствующем энергетическом окне увеличивает вероятность запаздывающего деления [28].

Автор благодарен И.Н. Борзову, А.П. Остапенко, В.Н. Тихонову и С.В. Толоконникову. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 18-02-00670.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, Письма в ЖЭТФ **15**, 173 (1972) [JETP Lett. **15**, 120 (1972)].
2. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, ЯФ **19**, 62 (1974) [Sov. J. Nucl. Phys. **19**, 33 (1974)].
3. R. R. Doering, A. Galonsky, D. M. Patterson, and G. F. Bertsch, Phys. Rev. Lett. **35**, 1691 (1975).
4. A. Galonsky, R. R. Doering, D. M. Patterson, and G. F. Bertini, Phys. Rev. **14**, 748 (1976).
5. Ю. С. Лютостанский, Письма в ЖЭТФ **106**, 9 (2017) [JETP Lett. **106**, 7 (2017)].
6. 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).
7. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, ЯФ **81**, 515 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 540 (2018)].
8. D. Verney, D. Testov, F. Ibrahim, Yu. Penionzhkevich, B. Roussiere, V. Smirnov, F. Didierjean, K. Flanagan, S. Franchoo, E. Kuznetsova, *et al.*, Phys. Rev. C **95**, 054320 (2017).
9. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, ЯФ **79**, 621 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 929 (2016)].
10. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1983).
11. I. N. Borzov, S. A. Fayans, and E. L. Trykov, Nucl. Phys. A **584**, 335 (1995).
12. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, В. Г. Александрин, Письма в ЖЭТФ **34**, 407 (1981) [JETP Lett. **34**, 386 (1981)].
13. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, Письма в ЖЭТФ **102**, 10 (2015) [JETP Lett. **102**, 7 (2015)]; arXiv: 1509.02014 [nucl-th] 7 Sep 2015.
14. Yu. S. Lutostansky and N. B. Shul'gina, Phys. Rev. Lett. **67**, 430 (1991).
15. Ю. С. Лютостанский, ЯФ **74**, 1207 (2011) [Phys. At. Nucl. **74**, 1176 (2011)].
16. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, Изв. РАН. Сер. Физ. **78**, 556 (2014) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **78**, 373 (2014)].
17. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, Изв. РАН. Сер. Физ. **79**, 466 (2015) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **79**, 425 (2015)].
18. P. Möller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki, At. Data Nucl. Data Tables **59**, 185 (1995).
19. I. N. Borzov and S. Goriely, Phys. Rev. C **62**, 035501 (2000).
20. V. Barinov, B. Cleveland, V. Gavrin, D. Gorbunov, and T. Ibragimova, arXiv: 1710.06326 v1 [hep-ph] 17 Oct. 2017.
21. D. Frekers, T. Adachi, H. Akimune, *et al.*, Phys. Rev. C **91**, 034608 (2015).
22. D. Krofcheck, E. Shgarbaker, J. Rapaport, D. Wang, J. N. Bahcall, R. C. Byrd, C. C. Foster, C. D. Goodman, I. J. Van Heerden, C. Gaarde, J. S. Larsen, D. J. Horen, and T. N. Taddeucci, Phys. Rev. Lett. **55**, 1051 (1985).
23. Б. С. Джелепов, Л. Н. Зырянова, Ю. П. Сулов, *Бета-процессы: функции для анализа бета-спектров и электронного захвата* (Наука, Ленинград, 1972).
24. C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016).
25. Ю. С. Лютостанский, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, Изв. РАН. Сер. Физ. **83**, 519 (2019).
26. J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu, Astrophys. J. Lett. **621**, L85 (2005).
27. M. Wang, G. Audi, A. H. Wapstra, *et al.*, Chin. Phys. C **36**, 1603 (2012).
28. Ю. С. Лютостанский, В. И. Ляшук, Письма в ЖЭТФ **107** (2), 87–93 (2018) [JETP Lett. **107**, 79 (2018)].

RESONANCE STRUCTURE OF THE CHARGE-EXCHANGE STRENGTH FUNCTION

Yu. S. Lutostansky

National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

The resonance structure of the charge-exchange strength function $S(E)$ is being studied. Three types of the charge-exchange isobaric resonances: Giant Gamow–Teller (GTR), the analog (AR), and pygmy (PR) resonances are investigated using the self-consistent theory of finite Fermi systems and its model approximation. The calculated energies of GTR, AR, and three PR are in good agreement with the experimental data. The energy differences $\Delta E_{G-A} = E_{GTR} - E_{AR}$ go to zero in heavier nuclei indicating the restoration of Wigner $SU(4)$ symmetry. The average deviation for ΔE_{G-A} is 0.30 MeV for the 33 considered nuclei for which experimental data is available. The comparison of calculations with experimental data on the energies of charge-exchange pygmy resonances gives the standard deviation $\delta E < 0.40$ MeV. Strength functions for the ^{118}Sn , ^{71}Ga , ^{98}Mo , and ^{127}I isotopes have been calculated and the calculated resonance energies and heights of the resonance peaks are close to the experimental values. Strong influence of the charge-exchange resonances on neutrino capturing cross sections is demonstrated including for solar neutrinos.