

СПИН-ИЗОСПИНОВЫЙ ОТКЛИК ЯДРА В РАМКАХ ФУНКЦИОНАЛА ФАЯНСА

© 2023 г. И. Н. Борзов^{1),2)*}, С. В. Толоконников^{1),3)**}

Поступила в редакцию 18.01.2023 г.; после доработки 18.01.2023 г.; принята к публикации 20.01.2023 г.

Представлено эффективное приближение к полностью самосогласованным расчетам силовых функций β -распада. Оно базируется на описании основных состояний в рамках модифицированного энергетического функционала плотности Фаянса (DF3-f) и квазичастичного приближения случайной фазы в континууме (CQRPA). Уточнен изовекторный параметр h_2^- объемной части функционала, допустимый диапазон которого был определен нами ранее из ограничений на параметры уравнения состояния ядерной материи — энергию симметрии и ее производную при равновесной плотности, полученные из совместного анализа величины “нейтронной шубы” ΔRnp ядер ^{208}Pb и ^{48}Ca , найденной в экспериментах PREX-II, CREX, результатов *ab initio* расчетов свойств основных состояний ядер с взаимодействием N3LO и систематики данных по массам нейтронных звезд из астрофизических наблюдений. Проведены новые расчеты гамов-теллеровских силовых функций для дважды магических ядер ^{208}Pb и ^{132}Sn . Оценена точность глобальных DF3-a + CQRPA-расчетов периодов бета-распада тяжелых (квази)сферических ядер с $Z = 81-83$ и $T_{1/2} < 240$ с в предложенной модели. Экспериментальные времена жизни описываются с точностью до фактора 5.

DOI: 10.31857/S0044002723040098, EDN: EGAIAA

1. ВВЕДЕНИЕ

Спин-изоспиновые резонансы занимают важное место в фундаментальных ядерно-физических исследованиях. Изучение их свойств играет заметную роль в развитии современных микроскопических моделей атомного ядра, прежде всего мультikonфигурационной модели оболочек [1] и самосогласованной теории конечных ферми-систем (ТКФС) А.Б. Мигдала [2]. К настоящему времени наиболее изучены гигантский резонанс Гамова–Теллера (GTR) и пигми-резонансы в окне β -распада с квантовыми числами $\Delta L = 0, \Delta S = 1, \Delta T = 1$, спин-дипольные резонансы (SDR, $\Delta L = 1, \Delta S = 1, \Delta T = 1$), возбуждаемые операторами $\sigma\tau^-$, и изоспиновые моды фермиевского типа $\Delta L = 0, \Delta S = 0, \Delta T = 1$ — изобар-аналоговые резонансы (IAR), индуцируемые операторами изоспина τ^- .

Интерес к зависящим от спина зарядово-обменным возбуждениям ядер возник сразу же

после появления первых теоретических оценок, использовавших идеи вигнеровской $SU(4)$ -симметрии [3] и аргументы о возможности наблюдения спиновых резонансов в ядрах, несмотря на наличие деструктивных факторов: спин-орбитального взаимодействия и сильной фрагментации из-за несохранения квантового числа полного спина [4]. Несколько позже в микроскопических моделях — RPA с сепарабельным взаимодействием [5] и упрощенной версии теории конечных ферми-систем [6] был дан более детальный, физически адекватный прогноз полной силовой функции β -распадного типа, включающей как низколежащие пигми-резонансы, так и новый гигантский резонанс Гамова–Теллера. Эти предсказания были подтверждены при обнаружении указанных мод возбуждений в реакции перезарядки (p, n) при промежуточных начальных энергиях и малых углах рассеяния [7].

В последнее время исследования фокусируются на детальном изучении спектрального распределения силы гамов-теллеровских и спин-дипольных возбуждений в широком энергетическом интервале. Особый интерес представляют эксперименты на современных ускорителях радиоактивных ионов (FRIB). До сих пор они касались, в основном, измерений масс сильно нейтронно-избыточных изотопов и интегральных характеристик их β -распада. Зарядово-обменные реакции типа (p, n) [8] и (n, p)

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

²⁾Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, ОИЯИ, Дубна, Россия.

³⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

*E-mail: Borzov_IN@nrcki.ru

**E-mail: Tolokonnikov_SV@nrcki.ru

[9] в обратной кинематике дают широкие возможности спектроскопических исследований, включающих измерения силовых функций нестабильных нейтронно-избыточных ядер, как в окне β -распада, так и в области гигантских резонансов.

Дополнительный анализ периодов полураспада $T_{1/2}$ и вероятностей запаздывающей мультинейтронной эмиссии P_{xn} позволяет в некоторых случаях “реконструировать” значительную часть силовой функции спин-изоспиновых возбуждений в окне β -распада. Конкуренция силы переходов Гамова–Теллера (GT) и переходов первого запрета (FF) в окне β -распада определяет полные скорости β -распада сильно нейтронно-избыточных ядер. Их надежный прогноз исключительно важен и для моделирования временной шкалы процесса быстрого астрофизического нуклеосинтеза и выходов производимых элементов [10]. Знание полных силовых функций спин-изоспиновых возбуждений нестабильных изотопов с большим избытком нейтронов дает ограничения на недостаточно хорошо известные спиновые компоненты ядерных функционалов плотности.

Объем новой информации по спин-изоспиновым резонансам и β -распаду весьма значителен. Основные приближения, используемые в теоретических подходах, обсуждались в ранних обзорах по GT-резонансам [11–14].

Наиболее надежную экстраполяцию силовых функций спин-изоспиновых возбуждений для экстремальных значений N/Z дают самосогласованные модели. Реалистичное описание распределения силы спин-изоспиновых возбуждений в окне β -распада и в области гигантских резонансов обеспечивается моделью оболочек с взаимодействием [1]. Эти расчеты выполнялись вблизи замкнутых оболочек $Z = 20, 28, 50$ и $N = 28, 50, 82$. Для более тяжелых ядер и ядер с незаполненными оболочками расчеты по мультikonфигурационной оболочечной модели требуют ресурсов на пределе возможностей современных суперкомпьютеров.

Для глобальных расчетов спин-изоспиновых резонансов и β -распадных характеристик для нескольких тысяч ядер, необходимых для астрофизического моделирования, эффективен подход энергетического функционала плотности [15, 16]. Существует большое количество расчетов на основе новых нерелятивистских [17] и релятивистских [18, 19] энергетических функционалов плотности, а также стандартного функционала Скирма [2]. Для ядер со спариванием для таких расчетов широко использовались модели CQRPA [21, 22] и RQRPA [23], основные эффекты квазичастично-фононного взаимодействия и сложных конфигураций эффективно учитывались в моделях FRSA [24] и QTBA [25, 26].

В настоящей работе самосогласованное описание свойств основных состояний базируется на новой версии энергетического функционала плотности DF3-i, предложенного в нашей работе [26] для описания изобар-аналогового резонанса. Кроме экранировки обменного кулоновского члена за счет кулон-ядерного взаимодействия [27] “в игру включен” изовекторный параметр h_2^- объемной части функционала. Раньше для его надежного определения в [17] не имелось достаточного объема данных. Теперь в [28] нами найден допустимый интервал значений h_2^- . Используются ограничения на параметры уравнения состояния ядерной материи — энергию симметрии и ее производную при равновесной плотности, полученные из совместного анализа величины “нейтронной шубы” ΔRnp ядер ^{208}Pb и ^{48}Ca , найденной в экспериментах PREX-II, CREX [29, 30], *ab initio* расчетов EOS и свойств основных состояний ядер с взаимодействием N3LO и систематики данных по массам нейтронных звезд из астрофизических наблюдений [31–35]. Учтены также данные, полученные в 2017 г. коллаборацией LIGO-Virgo [36] при обнаружении гравитационных волн от слияния двойных нейтронных звезд.

Появление большого объема новых данных делает актуальным возвращение к проблеме спин-изоспинового отклика ядра. Цель работы — дать более подробное описание формализма DF3-a + CQRPA и изучить влияние модификации изовекторной объемной компоненты ЭФП DF3-a на гамов-теллеровскую силовую функцию референтных дважды магических ядер ^{208}Pb , ^{132}Sn . С уточненным параметром h_2^- рассчитаны GT силовые функции дважды магического ядра ^{132}Sn , а также периоды β -распада (квази)сферических нейтронно-избыточных ядер с $Z = 81–83$ и $T_{1/2} < 240$ с.

2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ФОРМАЛИЗМА

Опишем самосогласованный подход ЭФП к свойствам основных состояний ядер со спариванием. Энергетический функционал зависит от нормальной ρ и аномальной плотностей ν : $E_0[\rho, \nu] = \int \mathcal{E}(\rho(\mathbf{r}), \nu(\mathbf{r})) d^3r$. Гамильтониан среднего поля $h(1, 2)$ и потенциал спаривания $\Delta(\mathbf{r})$ находятся как вариации ЭФП по ρ и ν :

$$h(1, 2) = \frac{\delta \mathcal{E}}{\delta \rho(2, 1)},$$

$$\Delta(\mathbf{r}) = \frac{\delta \mathcal{E}}{\delta \nu(\mathbf{r})},$$

где $1 = (\mathbf{r}_1, \sigma_1)$, $2 = (\mathbf{r}_2, \sigma_2)$ — пространственные и спиновые координаты.

Нами используется ЭФП Фаянса [17, 26, 28, 37] с более сложной зависимостью от ядерной плотности ρ , чем в ЭФП Скимра. Для объемной и поверхностной частей ЭФП эта зависимость симулируется дробно-линейным Паде-приближением, в схематической форме ее можно записать: $\epsilon(\rho) = (1 + h_1) \rho^\alpha / (1 + h_2) \rho^\sigma$, где h_1, h_2, α, σ — параметры. Как можно видеть, значение $h_2^- = 0$ отвечает более жесткой зависимости функционала от ρ , как у ЭФП Скимра.

В настоящей работе мы применяем модифицированный ЭФП Фаянса DF3-f [27] с “активированным” параметром h_2^- , согласованным с современными ограничениями, полученными из анализа уравнения состояния ядерной материи, проведенного в нашей работе [28]. Для функционала DF3-а уравнение состояния имеет вид

$$E(\rho, \delta) / A = \mathcal{E}(\rho_p, \rho_n) / \rho, \quad (1)$$

$$E(\rho, \delta) / A = \quad (2)$$

$$= \varepsilon_{0F} \left\{ \frac{3}{10} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} \left[(1 - \delta)^{5/3} + (1 + \delta)^{5/3} \right] + \frac{1}{3} a_+ \frac{1 - h_1^+(\rho/\rho_0)^\sigma}{1 + h_2^+(\rho/\rho_0)^\sigma} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + \frac{1}{3} a_- \frac{1 - h_1^-(\rho/\rho_0)}{1 + h_2^-(\rho/\rho_0)} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \delta^2 \right\}.$$

Здесь $\varepsilon_F^p, \rho_p, \varepsilon_F^n$ и ρ_n — энергия Ферми и плотность протонов (нейтронов), $\rho = \rho_p + \rho_n$, $\delta = (\rho_p - \rho_n) / \rho$, $\rho_0 = 2k_F^{03} / 3\pi^2 = 0.164(7)$ фм⁻³ — равновесная плотность симметричной ядерной материи, $\delta = (\rho_n - \rho_p) / \rho$ — параметр асимметрии, $\hbar k_F^0$ — импульс Ферми нуклонов одного сорта частиц, $a^{+, -}$ и $h_{1,2}^{+, -}$ — безразмерные параметры, определяемые из сравнения с экспериментальными данными по основным состояниям; для функционала DF3-а используется значение $\sigma = 1$, $C_0 = (dn/d\varepsilon_F)^1 = 4\varepsilon_{0F} / 3\rho_0$ — обратная плотность состояний нуклонов одного сорта на поверхности Ферми в точке равновесия симметричной материи. Уравнение состояния для чистой нейтронной материи соответствует значению параметра изоспиновой асимметрии $\delta = 1$.

Энергия симметрии $E_{\text{sym}}(\rho) = E(\rho, 1) / N - E(\rho, 0) / A$ и ее производная по плотности $L(\rho) = 3\rho dE_{\text{sym}}(\rho) / d\rho$ определяются изовекторной частью функционала плотности. Как отмечено выше, в наших предыдущих расчетах изовекторный параметр h_2^- принимался равным изоскалярному h_2^+ ввиду недостатка в данных для фитирования. Однако, как показано в работе [28], из современных ограничений на параметры уравнения

состояния ядерной материи — энергию симметрии и ее производную при равновесной плотности — стало возможным найти допустимый интервал значений $h_2^- = 1.0-1.5$.

Отклик ядра на внешнее зарядово-обменное поле $V_0 = \hat{Q} \exp(-i\omega t)$ (+ эрмитово сопряженный оператор) в самосогласованной теории конечных ферми-систем [2] описывается уравнением для эффективного поля \hat{V} . Для ядер со спариванием в нейтронной и протонной системах оно имеет следующий вид (в суперматричном представлении):

$$\hat{V}(\omega) = \hat{V}_0(\omega) + \hat{\mathcal{F}} \hat{A}(\omega) \hat{V}(\omega), \quad (3)$$

где

$$\hat{V} = \begin{pmatrix} V \\ d_1 \\ d_2 \end{pmatrix}, \quad \hat{V}_0 = \begin{pmatrix} e_q V_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$\hat{\mathcal{F}} = \begin{pmatrix} \mathcal{F} & \mathcal{F}^{\omega\xi} & \mathcal{F}^{\omega\xi} \\ \mathcal{F}^{\xi\omega} & \mathcal{F}^\xi & 0 \\ \mathcal{F}^{\xi\omega} & 0 & \mathcal{F}^\xi \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Здесь \hat{Q} — зависящий от спина и изоспина одночастичный оператор ($\hat{Q} = \sigma_\alpha \tau_\beta, \mathbf{q} \tau_\alpha, \mathbf{P} \tau_\alpha$). Матрица $\hat{A} 4 \times 4$ состоит из интегралов по энергии ϵ от произведений различных комбинаций функции Грина $G(\epsilon)$ и функции Горькова $F^{(1)}(\epsilon)$ и $F^{(2)}(\epsilon)$. Они приведены в книге [2], и наиболее важный из них имеет следующий вид:

$$\mathcal{L} = \int \frac{d\varepsilon}{2\pi i} \left[G(\varepsilon) G(\varepsilon + \omega) + F^{(1)}(\varepsilon) F^{(2)}(\varepsilon + \omega) \right]. \quad (6)$$

Здесь знак “+” между двумя слагаемыми интеграла (6) соответствует t -нечетному полю.

В стандартных обозначениях ТКФС для силовой функции имеем следующее выражение:

$$S(\omega, \mathbf{q}) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \mathcal{P}(\omega, \mathbf{q}) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left(e_q \hat{V}_0 \hat{A}(\omega) \hat{V}(\omega, \mathbf{q}) \right). \quad (7)$$

Элементы матрицы эффективного взаимодействия (5) являются различными вторыми вариационными производными ЭФП в зависимости от нормальной ρ и аномальной плотности ν :

$$\mathcal{F} = \frac{\delta^2 \mathcal{E}}{\delta \rho^2}; \quad \mathcal{F}^{\omega\xi} = \mathcal{F}^{\xi\omega} = \frac{\delta^2 \mathcal{E}}{\delta \rho \delta \nu}; \quad \mathcal{F}^\xi = \frac{\delta^2 \mathcal{E}}{\delta \nu^2}. \quad (8)$$

Здесь \mathcal{F} в (8) — спин-изоспиновая компонента частично-дырочной (ph) амплитуды Ландау–Мигдала, которая входит в (3) в случае, когда внешнее поле V_0 зависит от спина. \mathcal{F}^ξ (1) — “аномальная” компонента обобщенной амплитуды, или, другими словами, эффективное NN -взаимодействие в частично-частичном (pp) канале, отвечающее за зависимость спаривательной части функционала от нормальной плотности. Оно входит в уравнение для щели и включает смешанные производные $\mathcal{F}^{\omega\xi}$, $\mathcal{F}^{\xi\omega}$, обеспечивающие дополнительную связь pp -канала с ph - и hh -каналами амплитуды. (Изотопные индексы в отношениях (3)–(8) для краткости опущены.)

Для изоспиновых зарядово-обменных возбуждений, в частности для IAR, уравнения для эффективного поля содержат амплитуду \mathcal{F}^- , которая определяется второй вариационной производной того же ЭФП по изовекторной плотности $\rho_- = \rho_n - \rho_p$:

$$\mathcal{F}^- = \frac{\delta^2 \mathcal{E}}{(\delta \rho_-)^2}. \quad (9)$$

Для спин-изоспиновых возбуждений и β -распада в модели DF3-a + CQRPA используется эффективное приближение из нашей работы [22]. Характеристики основных состояний описываются полностью самосогласованно с функционалом Фаянса DF3-i [27]. Как показано в [37], пренебрежение спиновыми компонентами в ЭФП вызывает сравнительно небольшую ошибку в энергиях связи (≈ 100 кэВ). Поэтому спин-изоспиновое эффективное NN -взаимодействие в канале частица–дырка (ph) не как вторая вариация ЭФП, а вводится независимым образом — в виде контактного NN -взаимодействия Ландау–Мигдала в канале частица–дырка (ph), дополненного однопионным π - и ρ -мезонным обменами, модифицированными ядерной средой [38]:

$$\mathcal{F}^\omega = \mathcal{F}_0 + \mathcal{F}_\pi + \mathcal{F}_\rho. \quad (10)$$

Центральный, зависящий от спина и изоспина, член (в импульсном представлении) имеет вид

$$\mathcal{F}_0 = C_0 [g' (\boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2) (\boldsymbol{\tau}_1 \boldsymbol{\tau}_2)], \quad (11)$$

где нормировочная постоянная $C_0 = (dn/d\varepsilon_F)^{-1} = 300$ МэВ фм⁻³, а g' — феноменологический параметр, известный как “константа Ландау–Мигдала”. Далее добавляется тензорный член, обусловленный однопионным обменом [2]: π -мезонный член имеет вид

$$\mathcal{F}_\pi = -\frac{4\pi \tilde{f}_\pi^2}{m_\pi^2} \frac{(\boldsymbol{\sigma}_1 \mathbf{k})(\boldsymbol{\sigma}_2 \mathbf{k})}{m_\pi^2 + k^2 + \Pi_\Delta} (\boldsymbol{\tau}_1 \boldsymbol{\tau}_2), \quad (12)$$

где m_π — пионная масса, а \tilde{f}_π — константа пион-нуклонной связи, модифицированная в ядерной среде. В ТКФС обычно принимается, что она отличается от свободной константы f_π фактором

$$\tilde{f}_\pi = (1 - 2\zeta_s^\pi) f_\pi. \quad (13)$$

Введенный здесь новый квазичастичный заряд ζ_s^π , вообще говоря, отличается от заряда ζ_s в (11) [2], однако отличие это, по-видимому, невелико, и можно использовать $\zeta_s^\pi \simeq \zeta_s$. Π_Δ в знаменателе (12) — это Δ -изобарная компонента пионного массового оператора, которая берется в виде [2, 38]:

$$\Pi_\Delta = -\frac{0.9k^2}{1 + 0.23k^2/m_\pi^2}. \quad (14)$$

Далее, следуя [39], добавляется второй тензорный член обмена ρ -мезоном:

$$\mathcal{F}_\rho = \frac{4\pi \tilde{f}_\rho^2}{m_\rho^2} \frac{(\boldsymbol{\sigma}_1 \times \mathbf{k})(\boldsymbol{\sigma}_2 \times \mathbf{k})}{m_\rho^2 + k^2} (\boldsymbol{\tau}_1 \boldsymbol{\tau}_2). \quad (15)$$

Здесь m_ρ — масса ρ -мезона, а \tilde{f}_ρ — константа связи ρNN , модифицированная в ядерной среде благодаря вкладу короткодействующих NN -корреляций. Согласно [38], этот вклад может быть приближенно учтен подавлением квадрата свободной константы f_ρ^2 в два с половиной раза. Вводя обозначения, аналогичные (13), имеем:

$$\tilde{f}_\rho = (1 - 2\zeta_s^\rho) f_\rho. \quad (16)$$

Нормируя тензорные константы соразмерно параметрам g, g' в (11), переобозначим коэффициенты в (12), (15) следующим образом:

$$-\frac{4\pi \tilde{f}_\pi^2}{m_\pi^2} = C_0 g_\pi^t (1 - 2\zeta_s^\pi)^2, \quad (17)$$

$$\frac{4\pi \tilde{f}_\rho^2}{m_\rho^2} = C_0 g_\rho^t (1 - 2\zeta_s^\rho)^2. \quad (18)$$

В канале частица–дырка (pp) для расчета основного состояния используется не зависящее от плотности изовекторное ($T = 1$) спаривание нулевого радиуса с силой, зависящей от массового числа A :

$$\mathcal{F}^\xi = C_0 f_\xi. \quad (19)$$

Предполагается также, что в QRPA-расчетах спин-изоспиновых возбуждений индуцированное изоскалярное ($T = 0$) протон-нейтронное эффективное NN -взаимодействие в канале частица–частица (динамическое спаривание) имеет аналогичную форму. Такой *ansatz* для эффективного NN -взаимодействия применяется для анализа смягчения пионных мод в ядрах [12]. Он дает надежное описание спин-изоспиновых возбуждений,

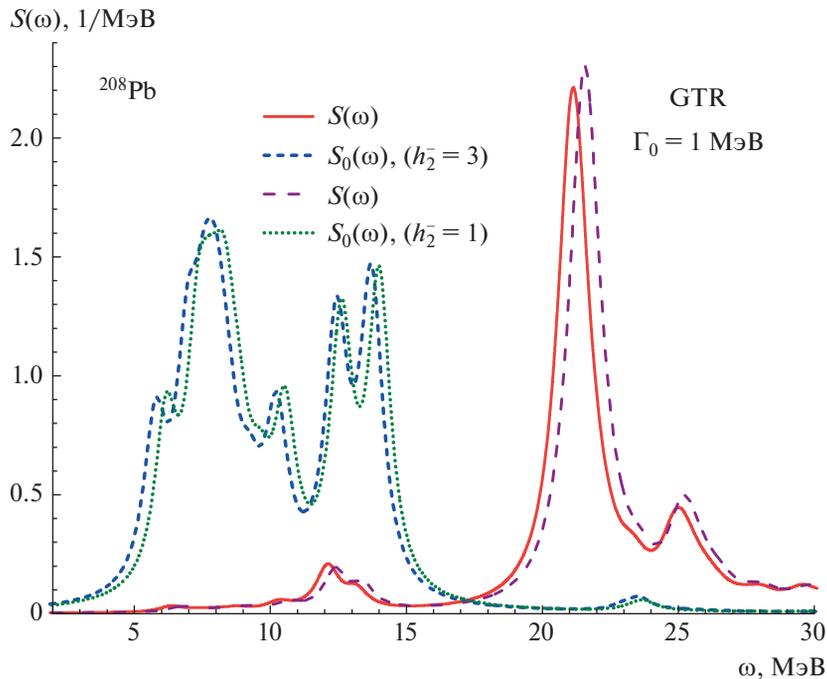


Рис. 1. Силовая функция ^{208}Pb . Расчет с функционалом DF3-f для двух значений $h_2^- = 1, 3$ (детали см. в тексте).

низколежащих состояний аномальной четности и GT-резонансов [21], а также магнитных моментов [40]. Важно, что используемое приближение (DF3-a + CQRPA) не меняет глобального характера самосогласованного подхода, поскольку параметры функционала и используемого NN -взаимодействия остаются универсальными (одинаковыми для всех зарядовых и массовых чисел Z, A). Корреляции, более сложные, чем в QRPA, включаются путем перенормировки спин-зависимых мультипольных операторов с помощью не зависящего от энергии возбуждения фактора подавления $Q^{1/2} = (g_A/G_A)$. Таким образом, соответствующие спин-изоспиновые вершины содержат дополнительный фактор Q . Считается, что фактор подавления однопионной компоненты остаточного взаимодействия также равен Q (хотя, в принципе, он может быть выбран независимо).

3. ОПИСАНИЕ GT-СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ В ^{208}Pb И ^{132}Sn

Силовые функции спин-мультипольных возбуждений представляют отклик ядра на внешнее поле $V_0\tau_{\pm} = [(2L+1)!!/q^L] j_L(qr) T_{JLS}^M(\mathbf{n}, \boldsymbol{\sigma}) \tau_{\pm}$. При $L=0$ и $q \rightarrow 0$ величина $1/\sqrt{4\pi} V_0\tau_{\pm}$ совпадает со стандартным оператором гамов-теллеровского β -распада. Энергии GT-возбуждений, рассчитанные в CQRPA, отсчитываются от основного состояния родительского ядра.

При расчете силовых функций зарядово-обменных спин-изоспиновых возбуждений, кроме естественной escape-ширины Γ^{\uparrow} , связанной с вылетом нуклона в континуум, можно добавить спредовую ширину Γ^{\downarrow} . С ее помощью полумикроскопически учитывается фрагментация возбуждений, связанная со сложными конфигурациями. В рамках континуум-QRPA ширина линейно зависит от энергии возбуждения в дочернем ядре [41]. В настоящих расчетах для удобства представления результатов используются постоянные спредовые ширины $\Gamma^{\downarrow} = 0.5$ и 1 МэВ.

В расчетах использованы следующие значения констант взаимодействия: $g' = 1.1$ и мезон-нуклонной связи $\tilde{f}_{\pi} = -1.45(1 - 2\zeta_s^{\pi})$ и $\tilde{f}_{\rho} = +2.64(1 - 2\zeta_s^{\rho})$ в нормировке $C_0 = 300$ МэВ фм³, и фактор подавления $\zeta_s = \zeta_s^{\pi} = \zeta_s^{\rho} = 0.08$. Следует отметить, что все значения силовых констант определены ранее из расчетов зарядово-обменных возбуждений [42]. Они не зависят от массового числа A , дают хорошее описание магнитных моментов [40] и периодов β -распада [22] — в данных расчетах их значения не изменяются.

На рис. 1 для референтного дважды магического ядра ^{208}Pb приведены распределения GT-силы (ω отсчитывается от основного состояния родительского ядра), рассчитанные с модифицированным функционалом DF3-a для предельных значений изовекторного параметра: $h_2^- = 1.0, 3.0$, определенных в [28]. Показаны силовые функции, полу-

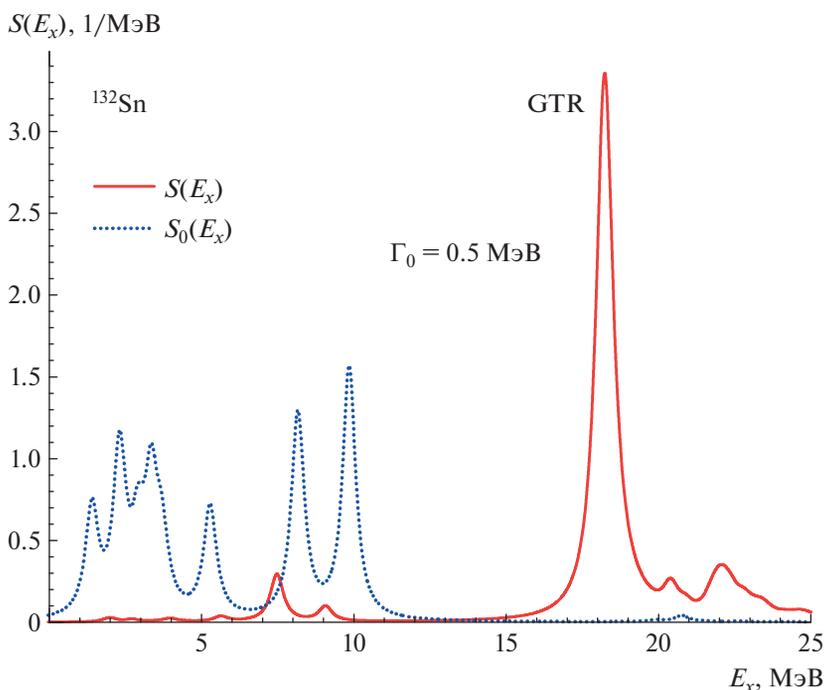


Рис. 2. Силовая функция ^{132}Sn . Расчет с функционалом DF3-f для значения параметра $h_2^- = 3$.

ченные как без, так и с включением эффективного NN -взаимодействия. В распределении GT-силы выделяются низколежащие пигми-резонансы, связанные в основном с переходами “поляризации кора” $j = l \pm 1/2 \rightarrow j = l \pm 1/2$ и “обратного спин-флипа” $j = l - 1/2 \rightarrow j = l + 1/2$, и основной пик гигантского GT-резонанса, преимущественно связанный с прямыми спин-флип переходами типа $j = l + 1/2 \rightarrow j = l - 1/2$, т.е. $1h_{11/2} \rightarrow 1h_{9/2}$, $1i_{13/2} \rightarrow 1i_{11/2}$.

Как видно, для значения свободного параметра $h_2^- = 1$ самосогласованный расчет дает превышение энергии максимума GT-резонанса на 2.30 МэВ, что типично для RPA-расчетов с явным учетом только $1p1h$ -конфигураций и без учета квазичастично-фононного взаимодействия. В то же время расчет в модифицированном ЭФП DF3-f с найденным в [28] значением $h_2^- = 1.5$ уменьшает расхождение до 1.80 МэВ. Исчерпывание оболочечного правила сумм $3(N - Z)$ в расчете составляет 13% для области энергий, включающей пигми-резонансы, и 62% до энергии $E_x = 30$ МэВ (экспериментальное значение $S(E_x < 25 \text{ МэВ}) = 64 \pm 5\%$ [43, 44]).

Как известно, в схеме с учетом однопионного обмена, используемой нами, значение силовой константы $g' = 1.1$ (надежно найденное в предыдущих расчетах) не может быть уменьшено для улучшения согласия с экспериментальным значением энергии максимума GTR $\omega = 19.2 \pm 0.2$ МэВ [43, 44]. Как

было показано в [12], это привело бы к нереалистичному смягчению спин-изоспинового отклика ядра (так называемых пионных мод) из-за приближения к точке π -конденсатной неустойчивости.

Возможность понизить энергию GT-резонанса изучалась в рамках подхода релятивистского QRPA [19]. Без изменения константы g' этого можно достичь введением контактного изовекторно-псевдовекторного взаимодействия в ph -канале: $V_{PV} = -\alpha_{PV} [\gamma_5 \gamma^\nu \tau]_1 [\gamma_5 \gamma_\nu \tau]_2$. Для ядра ^{208}Pb при достаточно сильном притяжении (большое $-\alpha_{PV}$) получалось полное совпадение с экспериментом, что вряд ли имело смысл, так как поправка на квазичастично-фононное взаимодействие в [28], как и в нашем подходе, не учитывалась.

На рис. 2 показана GT-силовая функция для нестабильного дважды магического ядра ^{132}Sn , рассчитанная с модифицированным функционалом DF3-f для значения изовекторного параметра: $h_2^- = 1.5$, из допустимого интервала, найденного в [28] (здесь E_x — энергия возбуждения в дочернем ядре, даны силовые функции, полученные без и с эффективным NN -взаимодействием). Рассчитанная энергия максимума GTR, как и в ^{208}Pb , выше (на 2.2 МэВ) экспериментальной энергии максимума GT-резонанса $E_x = 16.4 \pm 0.4 \pm 0.4$ МэВ [45]. Таким образом, в ^{132}Sn , как и в ^{208}Pb , масштаб расхождения рассчитанной энергии GTR с экспериментом близок к оценкам вклада квазичастично-фононной связи, получаемой в QTVA-расчетах

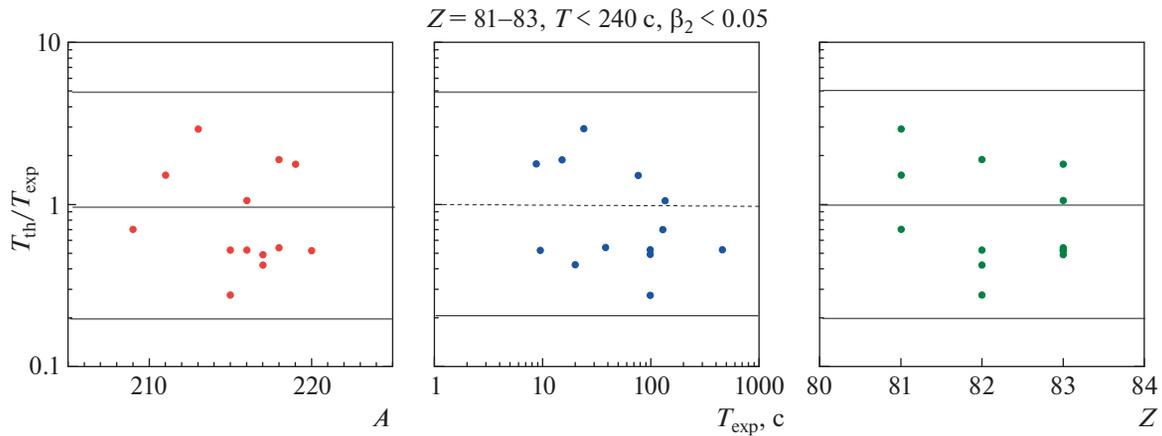


Рис. 3. Отношение рассчитанных в DF3-a + CQRPA к экспериментальным периодам полураспада для изотопов от Tl до Bi ($Z = 81-83$) в зависимости от экспериментальных периодов полураспада, атомного массового числа и заряда.

[25]. Исчерпывание оболочечного правила сумм $3(N - Z)$ до энергии $E_x = 25$ МэВ в расчете составляет 60.5% (экспериментальное значение $S(E_x < 25 \text{ МэВ}) = 53 \pm 5 - 10 + 11\%$ [45]).

Относительное слабое влияние частично-частичного (pp) взаимодействия на характеристики GTR хорошо известно, а также и его заметное влияние на вклад пигми-резонансов в ядрах со спариванием [42]. Как и в случае с притягательным однопионным взаимодействием, увеличение константы эффективного NN -взаимодействия в pp -канале по сравнению с оценкой $g' \leq -0.3$, найденной в наших предыдущих расчетах [22], в данной модели невозможно из-за приближения к точке QRPA-неустойчивости.

Для тестирования модифицированной версии функционала DF3-f рассчитаны периоды полураспада для тяжелых ядер от Tl до Bi ($Z = 81-83$). Эти величины чувствительны к распределению силы GT- и FF-переходов в окне β -распада. Детальное описание теоретической модели расчета периодов полураспада можно найти в наших работах [22, 46].

На рис. 3 для тяжелых ядер Tl, Pb, Bi с $T_{1/2 \text{ exp}} < 240$ с показано отношение предсказанных периодов полураспада к экспериментальным в зависимости от экспериментальных периодов, атомного массового числа и заряда. По мере приближения к замкнутой оболочке $N = 126$ ядра либо становятся сферическими, либо имеют небольшую деформацию основного состояния. Видно, что для ядер этой области разброс отношений периодов полураспада составляет до 5 раз.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные CRPA-расчеты гамов-теллеровских силовых функций референтных дважды магических ядер ^{208}Pb , ^{132}Sn позволяют уточнить

важный параметр h_2^- в изовекторной объемной компоненте функционала плотности энергии DF3-a. Диапазон его значений найден ранее в [28]. В самосогласованных расчетах (без какого-либо изменения других параметров функционала) получено, что в ^{132}Sn и в ^{208}Pb расхождение рассчитанной энергии GTR с экспериментом близко к оценкам вклада квазичастично-фононной связи в QTVA-расчетах [25]. Для устранения переоценки энергии GTR в полностью микроскопическом подходе представляет интерес применение модели с учетом взаимодействия Ландау–Мигдала, дополненного π - и ρ -мезонным обменом, к расчетам в рамках подхода QTVA. В качестве примера практического применения нового варианта DF3-a + CQRPA-модели рассчитаны периоды β -распада (квази)сферических нейтронно-избыточных цепочек изотопов с $Z = 76-83$ и $T_{1/2} < 240$ с, важных для моделирования астрофизического г-процесса нуклеосинтеза при слиянии нейтронных звезд в тесных двойных системах. Экспериментальные периоды β -распада [47] описываются с точностью до фактора 5, более высокой, чем в глобальных расчетах [48].

Авторы благодарны В.И. Целяеву за плодотворные обсуждения. Работа была поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований РФФИ-21-52-12035.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Caurier, G. Martinez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves, and A. P. Zuker, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 427 (2005).
2. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер*, 2-е изд. (Наука, Москва, 1981).

3. P. Franzini and L. A. Radikati, Phys. Lett. **6**, 322 (1963).
4. J.-I. Fujita and K. Ikeda, Nucl. Phys. **67**, 145 (1965).
5. S. I. Gabrakov, A. A. Kuliev, and N. I. Pyatov, Phys. Lett. B **36**, 275 (1971).
6. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, Письма в ЖЭТФ **15**, 173 (1972).
7. R. R. Doering, A. Galonsky, D. M. Patterson, and G. F. Dertsch, Phys. Rev. Lett. **35**, 1691 (1975).
8. L. Shtul, in *Proceedings of the 10th International Conference on Direct Reactions with Exotic Beams (DREBS2018)*, p. 102.
9. R. Reifarh and Yu. A. Litvinov, Phys. Rev. ST Accel. Beams **17**, 014701 (2014).
10. M. Arnould, S. Goriely, and K. Takahashi, Phys. Rep. **450**, 97 (2007).
11. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, ЭЧАЯ **12**, 1324 (1981).
12. Н. И. Пятов, С. А. Фаянс, ЭЧАЯ **14**, 953 (1983).
13. Ю. В. Наумов, А. А. Быков, И. Н. Изосимов, ЭЧАЯ **14**, 420 (1983).
14. F. Osterfeld, Rev. Mod. Phys. **64**, 491 (1992).
15. W. Kohn and L. J. Sham, Phys. Rev. **140**, A1133 (1965).
16. *Energy Density Functional Methods for Atomic Nuclei*, Ed. by Schunck (IOP Publ., Bristol, 2019).
17. S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, Nucl. Phys. A **676**, 49 (2000).
18. T. Nikšić, D. Vretenar, P. Finelli, and P. Ring, Phys. Rev. C **66**, 024306 (2002).
19. D. Vale, Y. F. Niu, and N. Paar, Phys. Rev. C **103**, 064307 (2021).
20. J. Engel, M. Bender, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, and S. Surman, Phys. Rev. C **60**, 014302 (1999).
21. I. N. Borzov and S. Goriely, Phys. Rev. C **62**, 035501 (2000).
22. I. N. Borzov, Phys. Rev. C **67**, 025802 (2003).
23. N. Paar, T. Nikšić, D. Vretenar, and P. Ring, Phys. Rev. C **69**, 054303 (2004).
24. A. P. Severyukhin, V. V. Voronov, I. N. Borzov, N. N. Arsenyev, and N. Van Giai, Phys. Rev. C **90**, 044320 (2014).
25. V. I. Tselyaev, Phys. Rev. C **75**, 024306 (2007).
26. E. Litvinova, B. A. Brown, D.-L. Fang, T. Marketin, and R. G. T. Zegers, Phys. Lett. B **730**, 307 (2014).
27. I. N. Borzov and S. V. Tolokonnikov, Phys. At. Nucl. **82**, 560 (2020).
28. A. Bulgac and V. R. Shaginyan, Nucl. Phys. A **601**, 103 (1996).
29. I. N. Borzov and S. V. Tolokonnikov, Phys. At. Nucl. **86**, no. 3 (2023).
30. D. Adhikari *et al.* (PREX-II Collab.), Phys. Rev. Lett. **126**, 172502 (2021).
31. D. Adhikari *et al.* (CREX Collab.), Phys. Rev. Lett. **129**, 042501 (2022).
32. R. Essick, I. Tews, P. Landry, and A. Schwenk, Phys. Rev. Lett. **127**, 192701 (2021).
33. R. Essick, P. Landry, A. Schwenk, and I. Tews, Phys. Rev. **104**, 065804 (2021).
34. J. M. Lattimer, *Nuclear Matter Symmetry Energy From Experiment, Theory and Observation, in Workshop at INT S@INT Seminar, Seattle, November 9, 2021*.
35. P.-G. Reinhard, X. Roca-Maza, and W. Nazarewicz, Phys. Rev. Lett. **127**, 232501 (2022).
36. B. P. Abbott *et al.* (LIGO Scientific Collab. and Virgo Collab.), Phys. Rev. Lett. **119**, 161101 (2017).
37. J. Margueron, S. Goriely, M. Grasso, G. Colò, and H. Sagawa, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **36**, 125103 (2009).
38. A. B. Migdal, Rev. Mod. Phys. **50**, 107 (1978).
39. G. E. Brown, E. Osnes, and M. Rho, Phys. Lett. B **163**, 41 (1985).
40. I. N. Borzov, E. E. Saperstein, S. V. Tolokonnikov, G. Neyens, and N. Severijns, Eur. Phys. J. A **45**, 159 (2010).
41. G. F. Bertsch and R. A. Broglia, *Oscillations in Finite Quantum Systems* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1994).
42. I. N. Borzov, E. L. Trykov, and S. A. Fayans, Sov. J. Nucl. Phys. **52**, 627 (1990).
43. D. J. Horen, C. D. Goodman, C. C. Foster, C. A. Goulding, M. B. Greenfield, J. Rapaport, D. E. Bainum, E. Sugarbaker, T. G. Masterson, F. Petrovich, and W. G. Love, Phys. Lett. B **95**, 27 (1980).
44. A. Krasznahorkay, H. Akimune, M. Fujiwara, M. N. Harakeh, J. Jänecke, V. A. Rodin, M. H. Urin, and M. Yosoi, Phys. Rev. C **64**, 067302 (2001).
45. J. Yasuda, V. Sasanj, R. G. T. Zegers, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **121**, 132501 (2018).
46. I. N. Borzov, Phys. At. Nucl. **83**, 700 (2020).
47. R. Caballero-Folch *et al.*, Phys. Rev. Lett. **121**, 012501 (2016).
48. T. Marketin, L. Huther, and G. Martínez-Pinedo, Phys. Rev. C **93**, 025805 (2016).

NUCLEAR SPIN–ISOSPIN RESPONSE WITHIN THE FAYANS FUNCTIONAL

I. N. Borzov^{1),2)}, S. V. Tolokonnikov^{1),3)}

¹⁾National Research Center “Kurchatov Institute Moscow, Russia

²⁾Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR, Dubna, Russia

*³⁾Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),
Dolgoprudny, Russia*

An effective approximation to a fully self-consistent global description of the total force function of β -decay within the framework of the theory of finite Fermi systems is presented, based on the calculation of ground states within the framework of the modified energy density functional of Fayans et al. (DF3-f) and the quasi-particle continuum random phase approximation (CQRPA). The isovector parameter h_2^- of the volumetric part of the functional has been refined, the permissible range of which was determined earlier by us from restrictions on the parameters of the equation of state of nuclear matter — the symmetry energy and its derivative at equilibrium density, obtained from a joint analysis of the value of the “neutron skin” ΔR_{np} of nuclei ^{208}Pb and ^{48}Ca , found in experiments PREX-II, CREX, results ab initio in calculations of the properties of the ground states of nuclei with the interaction of N3LO and systematics of data on the masses of neutron stars from astrophysical observations. New calculations of the Gamow–Teller force functions for the reference double-magic nucleus ^{208}Pb , doubly magic nucleus ^{132}Sn and nucleus with developed neutron pairing ^{130}Sn have been carried out. In the proposed model, the global DF3-a + CQRPA calculations of beta-decay half-lives of heavy (quasi) spherical nuclei with $Z = 81–83$ and $T_{1/2} < 240$ sec is done. Experimental lifetimes are described with accuracy up to factor 5.