

О ТЕНЗОРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЯХ В ФОРМИРОВАНИИ ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫХ ГИГАНТСКИХ СПИН-МУЛЬТИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ В СРЕДНЕТЯЖЕЛЫХ МАГИЧЕСКИХ МАТЕРИНСКИХ ЯДРАХ

© 2022 г. В. И. Бондаренко^{1)*}, М. Г. Урин^{2)**}

Поступила в редакцию 23.11.2021 г.; после доработки 10.12.2021 г.; принята к публикации 16.12.2021 г.

В рамках основанной на континуумной версии приближения случайной фазы частично-дырочной дисперсионной оптической модели предложен подход к учету тензорных корреляций в формировании зарядово-обменных гигантских спин-мультипольных резонансов в среднетяжелых магических материнских ядрах. Подход реализован на примере описания силовых функций гамов-теллеровского резонанса и гигантских спин-монопольных резонансов в материнском ядре ^{208}Pb . Результаты расчетов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0044002722030059

1. ВВЕДЕНИЕ

В сферических ядрах гигантские резонансы (ГР), ассоциированные с высокоэнергетическими (изоскалярными и изовекторными) возбуждениями типа частица–дырка (ч–д), наряду с “проносимыми” полным моментом и четностью (квантовые числа J^π) характеризуются также орбитальным и спиновым моментами (квантовые числа L и S соответственно). Термины “мультипольный” и “спин-мультипольный” связаны с классификацией ГР по L и S . Однако из-за спин-орбитальной компоненты среднего поля, используемого в любом микроскопическом (или полумикроскопическом) описании ГР, величины L и S не являются точными квантовыми числами. За счет указанной компоненты происходит некоторое смешивание ГР с данными значениями J^π и различными значениями L и (или) S . Другими словами, реализуются тензорные корреляции (которые назовем корреляциями первого рода) в формировании рассматриваемого ГР ($J \neq 0$). В монографии [1] приведены уравнения континуумной версии приближения случайной фазы (кПСФ), полученные с использованием ч–д-взаимодействия в виде (центральных) сил Ландау–Мигдала и учитывающие тензорные корреляции первого рода в описании силовых функций ГР. Эти

уравнения отвечают так называемому несимметричному (или недиагональному) варианту кПСФ, в котором спин-угловая симметрия эффективного (одночастичного) поля отличается от симметрии соответствующего внешнего поля. Это же утверждение относится к эффективному и свободному ч–д-пропаторам. В применении к описанию распределения гамов-теллеровской (Г-Т) силы в ядре ^{208}Pb уравнения несимметричного варианта кПСФ использованы в работе [2], в которой отмечена роль тензорных корреляций в формировании низкоэнергетической компоненты упомянутого распределения. Если наряду с центральными силами предположить существование тензорного ч–д-взаимодействия, то последнее также приводит к тензорным корреляциям (которые назовем корреляциями второго рода). В применении к описанию гамов-теллеровской силовой функции в ряде сферических ядер соответствующие сепарабельные тензорные силы использованы в работе [3].

В настоящей работе предложен подход к учету тензорных корреляций в формировании зарядово-обменных спин-мультипольных ГР в среднетяжелых магических материнских ядрах. Подход включает тензорную часть ч–д-взаимодействия, выбранную в виде непосредственного обобщения спин-изоспиновой компоненты сил Ландау–Мигдала. Основными объектами исследования являются характеризующие значения $J^\pi = 1^+$ гамов-теллеровский резонанс (ГТР) и изовекторные гигантские спин-монопольные резонансы в $\beta^{(\mp)}$ -каналах (ИВГСМР $^{(\mp)}$). Предлагаемый подход представляет собой модифицированную

¹⁾Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, Москва, Россия.

²⁾Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

*E-mail: vlbondarenko@mail.ru

**E-mail: urin@theor.mephi.ru

за счет учета тензорных корреляций версию частично-дырочной дисперсионной оптической модели (ЧДДОМ). Используемая ранее для описания основных характеристик различных ГР в среднетяжелых магических ядрах базовая версия модели представляет собой обобщение симметричного варианта кПСФ на случай учета (феноменологически и в среднем по энергии) фрагментационного эффекта (см., например, [4] и ссылки в этой работе). Отметим возможность описания в рамках ЧДДОМ (дисперсионного) сдвига энергии максимума ГР за счет фрагментационного эффекта. В настоящей работе в рамках модифицированной версии ЧДДОМ исследуются силовые функции ГТР и ИВГСМР^(±) в материнском ядре ²⁰⁸Rb. Выбор объектов исследования объясняется тем, что для компаунд-ядра ²⁰⁸Bi имеется экспериментальная информация относительно характеристик главного максимума ГТР [5], низкоэнергетической компоненты ГТР [6], а также главного максимума обертона ГТР, ИВГСМР⁽⁻⁾ [7].

Описание основных характеристик упомянутых ГР (силовой функции, переходной плотности, вероятностей прямого однонуклонного распада) предложено в [8] в рамках базовой версии ЧДДОМ. К не изученным в [8] вопросам можно отнести отсутствие анализа низкоэнергетической компоненты ГТР и некоторой недооценки энергии главного максимума ИВГСМР⁽⁻⁾ при условии, что безразмерный параметр g' спин-изоспиновой компоненты сил Ландау–Мигдала определяется из описания в рамках модели наблюдаемой энергии максимума ГТР. Отметим в этой связи, что нахождение представляющего интерес для астрофизических приложений параметра g' из анализа возбуждения ГТР в зарядово-обменных реакциях является определенным трендом (см., например, [9]).

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Исходными величинами в микроскопическом (или полумикроскопическом) описании произвольного ГР являются среднее поле ядра и взаимодействие в канале частица–дырка. В модифицированной версии ЧДДОМ ч–д-взаимодействие выбирается в виде суммы (центральных) сил Ландау–Мигдала и соответствующих тензорных сил. Ответственную за формирование зарядово-обменных спин-мультипольных ГР спин-изоспиновую компоненту указанного взаимодействия можно представить в виде:

$$F_{s-is}(x_1, x_2) = \tau_1 \tau_2 (r_1 r_2)^{-1} \delta(r_1 - r_2) \times \quad (1) \\ \times \left[G' \sum_{JLM} T_{JLSM}^+(\mathbf{n}_1) T_{JLSM}(\mathbf{n}_2) + \right.$$

$$\left. + G'_t \sum_{JLM} T_{JLSM}^+(\mathbf{n}_1) T_{JLSM}(\mathbf{n}_2) \right].$$

Здесь x — совокупность одночастичных координат, включая спиновые и изоспиновые переменные; $G' = g' 300 \text{ МэВ } \Phi_{\text{М}}^3$ и $G'_t = g'_t 300 \text{ МэВ } \Phi_{\text{М}}^3$ — силовые параметры, относящиеся к центральной и тензорной частям ч–д-взаимодействия; $T_{JLSM}(\mathbf{n})$ — спин-тензорные операторы, выбранные для значения $S = 1$. Второе слагаемое в (1), ответственное за тензорные корреляции второго рода, содержит сумму по таким значениям J и L , которые отвечают “тензорным партнерам” зарядово-обменных спин-мультипольных ГР, характеризующихся значениями \bar{L} (равными $L_<$ или $L_>$) и \bar{L} (равными $L_>$ или $L_<$), где $L_< = J - S$, $L_> = J + S$. Так, для 1^+ ГР “тензорными партнерами” являются ГТР, ИВГСМР^(±) и соответствующие спин-квадрупольные ГР ($L_< = 0$ и $L_> = 2$); для 2^- ГР — соответствующие спин-дипольные и спин-октупольные ГР ($L_< = 1$ и $L_> = 3$) и т.д. Как отмечено во Введении, тензорные корреляции первого рода формируются за счет центральной части ч–д-взаимодействия при учете спин-орбитальной компоненты среднего поля. Отметим также, что в реализованных версиях ЧДДОМ изоскалярная часть среднего поля (включая спин-орбитальную компоненту) является феноменологической величиной, и потому в рамках модели отсутствует связь между указанной компонентой и тензорной частью взаимодействия (1). Другими словами, тензорные корреляции первого и второго рода являются независимыми и учитываются совместно.

Одной из основных характеристик произвольного ГР является силовая функция $S_V(\omega)$, отвечающая подходящему одночастичному внешнему полю (пробному оператору) $V(x)$ (ω — энергия возбуждения). В применении к зарядово-обменным спин-мультипольным ГР поле $V(x)$ можно представить в виде $V_{JLSM}^{(\mp)}(x) = \tau^{(\mp)} V_{JLS}(r) T_{JLSM}(\mathbf{n})$. Выбор радиальной зависимости внешнего поля диктуется условием максимального исчерпывания рассматриваемым ГР соответствующей этому полю силы. Так, для описания основных характеристик рассматриваемых в работе ГТР и обертона ГТР, ИВГСМР⁽⁻⁾ (и, следовательно, ИВГСМР⁽⁺⁾), в качестве $V_{101}(r)$ удобно выбрать $V_{G-T}(r) = 1$ и $V_{S-M}(r) = r^2 - \eta$, где параметр η находится из условия минимального возбуждения ГТР полем $V_{S-M}^{(-)}(x)$. Это условие, следуя [4], представим в виде $\min \int S_{S-M}^{(-)}(\omega) d\omega$, где интегрирование ведется по непосредственной окрестности ГТР. В качестве радиальной зависимости внешнего поля для возбуждения гипо-

тетических 1^+ ИВГСКР^(\mp) выбираем $V_{121}(r) = r^2$, как это обычно делается при описании квадрупольных ГР. Из-за тензорных корреляций силовые функции $S_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\omega)$, отвечающие внешнему полю $V_{JLSM}^{(\mp)}(x)$, имеют симметричную ($L' = L$) и несимметричную ($L' = \bar{L}$) компоненты. Указанные силовые функции удовлетворяют слабо зависящему от модели неэнергетически взвешенному правилу сумм NEWSR_{J(L)L'S}:

$$\text{NEWSR}_{J(L)L'S} = \int_{Q^{(-)}}^{\infty} S_{J(L)L'S}^{(-)}(\omega) d\omega - \int_{Q^{(+)}}^{\infty} S_{J(L)L'S}^{(+)}(\omega) d\omega = \quad (2)$$

$$= \delta_{LL'} \int_0^{\infty} V_{JL'S}(r) V_{JLS}(r) n^{(-)}(r) r^2 dr.$$

Здесь $\omega = E_x + Q^{(\mp)}$ — энергия возбуждения, отсчитанная от основного состояния материнского ядра (Z, N), E_x — энергия возбуждения компаунд-ядер ($Z \mp 1, N \pm 1$), $Q^{(\mp)}$ — разность энергий основных состояний соответствующего компаунд- и материнского ядер, $n^{(-)}$ — плотность нейтронного избытка в материнском ядре. Качество расчетов симметричных (знакоопределенных) компонент силовых функций, $S_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\omega)$, можно характеризовать степенью близости к единице параметра “исчерпывания” правила сумм

$$x_{J(L)L'S}^* = \left(\int_{Q^{(-)}}^{\omega^*} S_{J(L)L'S}^{(-)}(\omega) d\omega - \int_{Q^{(+)}}^{\omega^*} S_{J(L)L'S}^{(+)}(\omega) d\omega \right) / \text{NEWSR}_{J(L)L'S} = x_{J(L)L'S}^{(-),*} - x_{J(L)L'S}^{(+),*}, \quad (3)$$

вычисленного для достаточно большого значения граничной энергии возбуждения ω^* . Результаты расчетов несимметричных (знакоопределенных) компонент силовых функций, $S_{J(L)\bar{L}S}^{(\mp)}(\omega)$, можно характеризовать малостью, по сравнению с единицей, параметра

$$x_{J(L)\bar{L}S}^* = \left(\int_{Q^{(-)}}^{\omega^*} S_{J(L)\bar{L}S}^{(-)}(\omega) d\omega - \int_{Q^{(+)}}^{\omega^*} S_{J(L)\bar{L}S}^{(+)}(\omega) d\omega \right) / \int_0^{\infty} V_{J\bar{L}S}(r) V_{JLS}(r) n^{(-)}(r) r^2 dr, \quad (4)$$

определенного по аналогии с параметром $x_{J(L)L'S}$. В анализе силовых функций представляют интерес параметры исчерпывания $x_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\delta)$, определенные для различных энергетических интервалов $\delta = \omega_1 - \omega_2$.

Для вычисления силовых функций $S_V(\omega)$ в рамках ЧДДОМ (или кПСФ) вместо базового метода ч–д-функции Грина (эффективного ч–д-пропагатора) можно использовать более “экономный” метод эффективного поля [1, 4]. Метод был введен в ядерную физику А.Б. Мигдалом [10]. Упомянутые выше силовые функции $S_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\omega)$ определяются соответствующими эффективными полями $\tilde{V}_{J(L)SM}^{(\mp)}(x, \omega)$, индуцированными за счет взаимодействия (1) внешними полями $V_{JLSM}^{(\mp)}(x)$. С учетом тензорных корреляций выражение для эффективных полей можно представить в виде:

$$\tilde{V}_{J(L)SM}^{(\mp)}(x, \omega) = \tau^{(\mp)} \sum_{L'=L, \bar{L}} \tilde{V}_{J(L)L'S}^{(\mp)}(r, \omega) T_{JL'SM}(\mathbf{n}). \quad (5)$$

Радиальные компоненты эффективного поля (5) удовлетворяют системе интегральных уравнений:

$$\tilde{V}_{J(L)L'S}^{(\mp)}(r, \omega) = V_{JLS}(r) \delta_{LL'} + \frac{2}{r^2} \int \sum_{L''=L, \bar{L}} \left[G' A_{J,L',L''S}^{(\mp)}(r, r', \omega) + G'_t A_{J,\bar{L}',L''S}^{(\mp)}(r, r', \omega) \right] \tilde{V}_{J(L)L''S}^{(\mp)}(r', \omega) dr'. \quad (6)$$

Здесь $(rr')^{-2} A_{J,L',L''S}^{(\mp)}(r, r', \omega)$ — радиальные компоненты зарядово-обменного “свободного” ч–д-пропагатора. Будучи базовой величиной в приложениях ЧДДОМ, “свободный” пропагатор отвечает модели невзаимодействующих и независимо затухающих (фрагментирующих) ч–д-состояний. В пренебрежении фрагментационным эффектом, т.е. в рамках кПСФ, явное выражение для радиальных компонент свободного пропагатора (включая недиагональные по L, S элементы) приведено в [1]. Это выражение содержит числа заполнения одночастичных состояний, радиальные волновые функции этих состояний, а также функции Грина радиального уравнения Шредингера.

В рамках ЧДДОМ фрагментационный эффект описывается феноменологически в терминах усредненного по энергии ч-д массового оператора (или собственно-энергетической части), ответственного за указанный эффект. Интенсивность среднего массового оператора, $-iW(E_x) + P(E_x)$, имеет мнимую и действительную части, причем последняя определяется (феноменологической) величиной $W(E_x)$ с помощью некоторого дисперсионного соотношения (см. [4] и ссылки в этой работе). В применении к описанию в рамках базовой версии ЧДДОМ зарядово-обменных монополюсных ч-д-возбуждений выражения для радиальных компонент “свободного” ч-д-пропагатора, т.е. для величин $A_{0,00,00}^{(\mp)}(r, r', \omega)$ детально описаны в работе [11]. Эти величины можно непосредственно использовать, чтобы получить выражения для компонент $A_{J,L',S,L''S}^{(\mp)}(r, r', \omega)$ в (6) путем замены соответствующих кинематических факторов:

$$\begin{aligned} \left(t_{(\pi)(\nu)}^{000}\right)^2 &= \frac{1}{4\pi} (2j_\nu + 1) \delta_{(\pi)(\nu)} \rightarrow \quad (7) \\ \rightarrow t_{(\pi)(\nu)}^{JL'S} t_{(\pi)(\nu)}^{JL''S} &= \frac{1}{2J+1} \times \\ &\times \langle (\pi) || T_{JL'S} || (\nu) \rangle \langle (\pi) || T_{JL''S} || (\nu) \rangle. \end{aligned}$$

Здесь приведенные матричные элементы спин-тензорных операторов определены для переходов между однонейтронными и однопротонными состояниями, характеризуемыми, в частности, совокупностями квантовых чисел $(\nu) \equiv j_\nu, l_\nu$ и $(\pi) \equiv j_\pi, l_\pi$, где j и l — квантовые числа полного и орбитального моментов нуклона. Завершая комментарий к основному динамическому соотношению модели, отметим, что тензорные корреляции в формировании зарядово-обменных спин-мультипольных возбуждений реализуются за счет совместного учета в (6) как недиагональных по L компонент ч-д-пропагатора, так и тензорной части ч-д-взаимодействия (1). При отсутствии такого учета (как это имеет место в базовых версиях ЧДДОМ и кПСФ) соответствующие эффективное и внешнее поля имеют, согласно (6), (5), одинаковую спин-угловую симметрию.

В рамках ЧДДОМ эффективное поле определяет основные характеристики ГР, такие как силовая функция и “проецированная” (одночастичная) переходная плотность, отвечающие подходящему пробному оператору, а также вероятности прямого однонуклонного распада. Для различных ГР указанные характеристики проанализированы в рамках базовой версии модели (см. [4] и ссылки в этой работе). В применении к описанию зарядово-обменных спин-мультипольных ГР в рамках модифицированной версии ЧДДОМ выражения для

силовых функций $S_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\omega)$, отвечающих пробному оператору заданной симметрии (квантовые числа J, L, S), в терминах радиальных компонент эффективного поля (5), (6) имеют вид ($L' = L, \bar{L}$):

$$\begin{aligned} S_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\omega) &= -\frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_{L''=L, \bar{L}} \int V_{L'}(r) \times \quad (8) \\ &\times A_{J,L',S,L''S}^{(\mp)}(r, r', \omega) \tilde{V}_{J(L)L''S}^{(\mp)}(r', \omega) dr dr'. \end{aligned}$$

Силовые функции $S_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\omega)$ удовлетворяют правилу сумм (2) и позволяют вычислить параметры “исчерпывания” $x_{J(L)L'S}^*$ (3), (4) для достаточно большого энергетического интервала.

Радиальные компоненты проецированной переходной плотности, $\rho_{J(L)L'S}^{(\mp)}(r, \omega)$, удовлетворяют соотношениям:

$$\left[S_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\omega)\right]^{1/2} = \int V_{L'}(r) \rho_{J(L)L'S}^{(\mp)}(r, \omega) dr. \quad (9)$$

Эти соотношения позволяют получить выражения для указанных компонент в терминах эффективного поля, если воспользоваться равенствами (8), почленно умноженными на величину $\left[S_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\omega)\right]^{-1/2}$. Как и силовые функции (8), переходные плотности имеют симметричную и несимметричную компоненты.

3. СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ ГТР И ИВГСМР^(\mp)

Приведенные выше соотношения модифицированной версии ЧДДОМ применены для количественного анализа в различных приближениях монополюсных компонент силовых функций ГТР (включая низко- и высокоэнергетические “хвосты” этого резонанса), а также ИВГСМР^(\mp) в материнском ядре ²⁰⁸Pb. В проведенном анализе используются следующие ингредиенты модели.

1. Феноменологическое частично самосогласованное с учетом изобарической симметрии модельного гамильтониана среднее поле ядра с параметрами, найденными из независимых данных (среднее поле и выбор параметров поля детально описаны в [4]).
2. Мнимая часть интенсивности усредненного по энергии ч-д массового оператора, ответственного за фрагментационный эффект, $W(E_x)$, причем параметризация этой величины принята той же, что и в работе [4] для

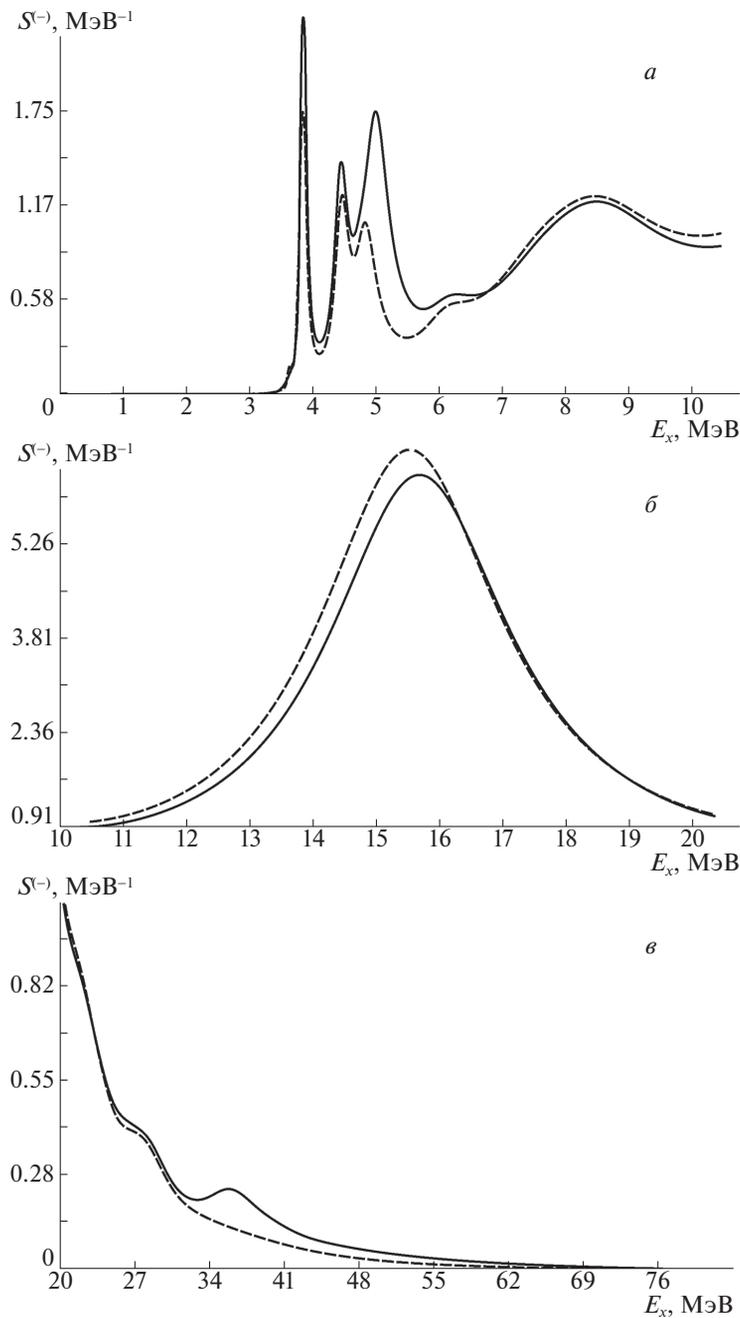


Рис. 1. Монопольная компонента силовой функции ГТР в ядре ^{208}Bi , вычисленная в рамках ЧДДОМ в симметричном ($g'_t = 0$, штриховая кривая) и несимметричном ($g'_t = -0.15$, сплошная кривая) приближениях для низких энергий (*a*), в окрестности главного максимума ГТР (*b*), для высоких энергий (*v*).

величины $W(\omega)$, использованной для описания ряда изоскалярных гигантских мультипольных резонансов в ядре ^{208}Pb :

$$W(E_x) = \begin{cases} 0, & E_x < \Delta \\ \alpha (E_x - \Delta)^2 / [1 + (E_x - \Delta)^2 / B^2], & E_x \geq \Delta. \end{cases}$$

Феноменологические параметры щели (Δ),

насыщения (B) и силы (α) в зависимости $W(E_x)$ выбраны следующим образом: $\Delta = 3$ МэВ, а величины α и B подобраны так, чтобы описать в рассматриваемом приближении наблюдаемые полные ширины главных максимумов ГТР и ИВГСМР $^{(-)}$. Значения указанных параметров приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры спин-изоспиновой компоненты взаимодействия Ландау–Мигдала и мнимой части интенсивности усредненного массового оператора

Модель	Приближение	g'	α , МэВ ⁻¹	B , МэВ
кПСФ	Симм. $g'_t = 0$	0.78	–	–
	Несимм. $g'_t = 0$	0.77	–	–
	Несимм. $g'_t = -0.15$	0.76	–	–
ЧДДОМ	Симм. $g'_t = 0$	0.71	0.27	4.88
	Несимм. $g'_t = 0$	0.69	0.33	4.36
	Несимм. $g'_t = -0.15$	0.68	0.26	4.90

3. Параметр сил Ландау–Мигдала g' выбран в каждом из вариантов расчета симметричной (монополярной) компоненты силовой функции $S_{G-T}^{(-)}(E_x)$ из условия описания наблюдаемой энергии главного максимума ГТР в ядре ^{208}Bi , $(E_x)_{\text{max}} = 15.6 \pm 0.2$ МэВ [5]. Использованные в расчетах значения приведены в табл. 1.
4. Величина параметра η в выражении для радиальной части спин-монополярного (С-М) пробного оператора $V_{S-M}(r)$ найдена в рамках базовой версии ЧДДОМ из условия минимального возбуждения главного максимума ГТР этим оператором и равна 38.79 Фм².
5. Параметр интенсивности тензорных сил g'_t варьировался с целью выяснения возможности описания в рамках модели имеющихся экспериментальных данных относительно изучаемых силовых функций. Приемлемой оказалась величина $g'_t = -0.15$.

В соответствии с обозначенными во Введении целями исследования монополярные компоненты (Г-Т и С-М) силовых функций в материнском ядре ^{208}Pb анализируются ниже в рамках базовых и модифицированных версий кПСФ и ЧДДОМ. В табл. 2 наряду с некоторыми экспериментальными данными приведены следующие параметры указанных компонент, вычисленные в приближениях $g'_t = 0$ и $g'_t = -0.15$.

1. Параметры “исчерпывания” силы монополярной компоненты Г-Т силовой функции для энергий ниже и выше главного максимума ГТР, $x_{<}^{(-)}$ и $x_{>}^{(-)}$ (интервалы E_x 0–10.5 МэВ и 19.8–76.3 МэВ соответственно).

2. Параметры “исчерпывания” силы главного максимума ГТР и ИВГСМР⁽⁻⁾, $x_{\text{max}}^{(-)}$ (интервалы E_x 10.5–19.8 МэВ и 29–51 МэВ соответственно).
3. Параметры “исчерпывания” полной силы указанных резонансов ($x^{(-),*}$) и не энергетически взвешенного правила сумм (x^*), вычисленные для интервала E_x 0–76.3 МэВ.
4. Энергия главного максимума ИВГСМР⁽⁻⁾, $(E_x)_{\text{max}}$.
5. Ширины главных максимумов ГТР и ИВГСМР⁽⁻⁾, Г.

Приведенные в табл. 2 величины получены на основе анализа соответствующих силовых функций, вычисленных в рамках кПСФ и ЧДДОМ в различных приближениях. Для удобства анализа в рамках кПСФ в расчетах использована малая (фиктивная) мнимая добавка к среднему полю ядра с интенсивностью $W = 0.1$ МэВ и радиусом, равным удвоенному радиусу ядра. Монополярные компоненты силовых функций ГТР и ИВГСМР^(±), вычисленные в рамках ЧДДОМ, показаны на рис. 1 и 2 соответственно для случаев отсутствия и полного учета тензорных корреляций. Вычисленная в рамках базовой версии ЧДДОМ силовая функция 1^+ -ИВГКР⁽⁻⁾ “тензорного партнера” рассмотренных выше монополярных резонансов показана на рис. 3.

Как следует из приведенных на рис. 1а, 1в и 3 данных, обусловленные тензорными корреляциями нерегулярности в энергетической зависимости низко- и высокоэнергетической компонент монополярной Г-Т силовой функции коррелируют с максимумами силовой функции 1^+ -ИВГСКР⁽⁻⁾. Приведенные в табл. 2 данные свидетельствуют о том, что вклад тензорных корреляций в формирование Г-Т силовой функции в ядре ^{208}Pb

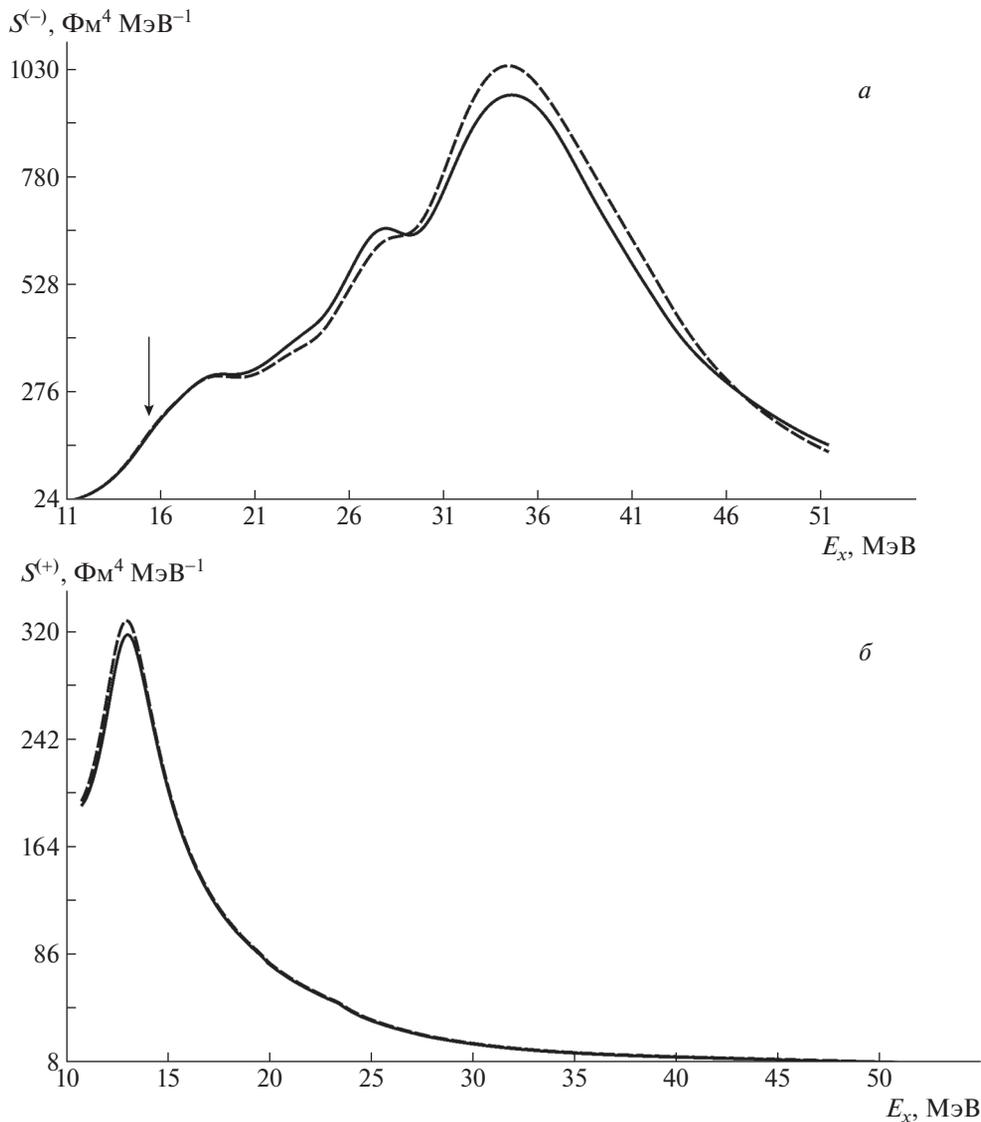


Рис. 2. Монопольные компоненты силовых функций ИВГСМР⁽⁻⁾ в ядре ^{208}Bi (а) и ИВГСМР⁽⁺⁾ в ядре ^{208}Tl (б), вычисленные в рамках ЧДДОМ в симметричном ($g'_t = 0$, штриховая кривая) и несимметричном ($g'_t = -0.15$, сплошная кривая) приближениях. На рис. 2а стрелкой указано положение главного максимума ГТР.

оказывается относительно небольшим. Тем не менее, учет этого вклада (совместно с учетом вклада фрагментационного эффекта) позволяет улучшить описание экспериментальных данных по силе главного максимума ГТР и его низкоэнергетической компоненты. Отметим согласующееся с этими данными относительно полное исчерпывание Г-Т силы расчетной силовой функцией (т.е. близость к 100% величины $x_{\text{Г-Т}}^*$). Другими словами, не просматривается необходимость учета связи Г-Т возбуждений с нуклонными степенями свободы (так называемый quenching effect).

Среди других результатов отметим обусловленную нейтронным избытком малость вклада С-М возбуждений в $\beta^{(+)}$ -канале в неэнергетически

взвешенное правило сумм, т.е. близость величин $x^{(-)*}$ и x^* , в особенности для Г-Т возбуждений (табл. 2). При удовлетворительном описании С-М силовой функции учет тензорных корреляций не позволил устранить некоторую недооценку энергии максимума ИВГСМР⁽⁻⁾ (табл. 2). Причины этой недооценки остаются неясными.

Отметим также возможность описания в рамках модифицированной версии ЧДДОМ величин, существующих только за счет тензорных корреляций. К этим величинам относятся недиагональные (квадрупольные) компоненты Г-Т силовой функции и проецированной переходной плотности (разд. 2). Экспериментальное обнаружение соответствующего эффекта возможно, по-видимому, из

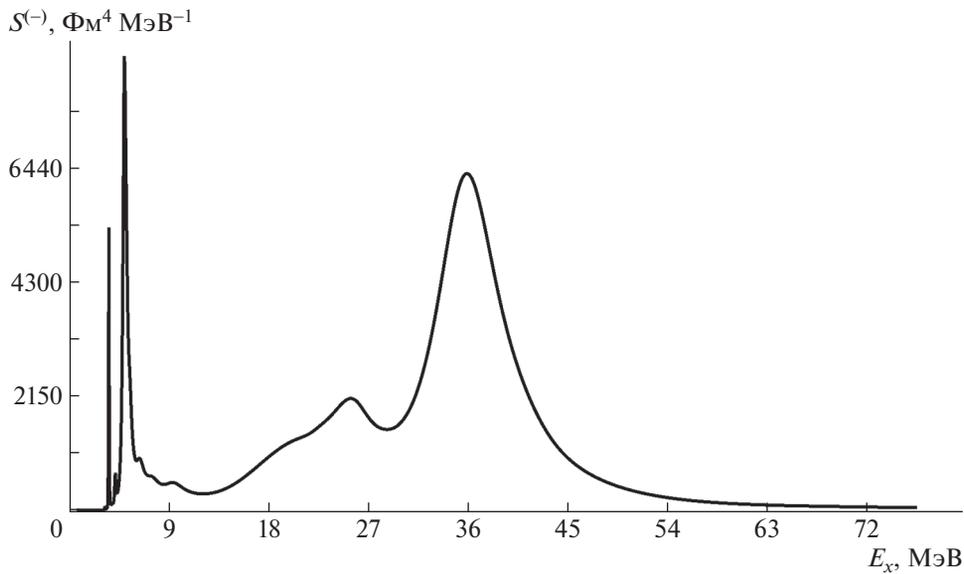


Рис. 3. Вычисленная в рамках базовой версии ЧДДОМ силовая функция 1^+ -ИВГКР $^{(-)}$ в ядре ^{208}Bi .

Таблица 2. Вычисленные в различных приближениях параметры монопольных компонент силовых функций ГТР и ИВГСМР $^{(-)}$ в ядре ^{208}Bi (экспериментальные данные, относящиеся к ГТР, взяты из работы [5] (в первом столбце — из работ [6, 5]), и относящиеся к ИВГСМР $^{(-)}$, — из работы [7]; обозначения даны в тексте)

Модель	Приближение	ГТР							ИВГСМР $^{(-)}$				
		$x_{<}^{(-)}$, %	$x_{\text{max}}^{(-)}$, %	$x_{>}^{(-)}$, %	$x^{(-),*}$, %	x^* , %	$(E_x)_{\text{max}}$, МэВ	Γ , МэВ	$x_{\text{max}}^{(-)}$, %	$x^{(-),*}$, %	x^* , %	$(E_x)_{\text{max}}$, МэВ	Γ , МэВ
кПСФ	Эксп.	18 ± 5	60 ± 15				15.6 ± 0.2	3.72 ± 0.25	60 ± 5			37 ± 1	14 ± 3
	Симм. $g'_t = 0$	8.3	76.2	13.9	98.4	97.4	15.64	0.76	89	124	104	34.36	10.41
	Несимм. $g'_t = 0$	9.1	74.3	14.9	98.3	97	15.63	0.77	87	124	104	34.33	10.27
ЧДДОМ	Несимм. $g'_t = -0.15$	9.5	69.9	17.1	96.5	95	15.63	0.88	84	124	104	34.31	10.11
	Симм. $g'_t = 0$	12.9	69.2	18.4	100.7	99	15.54	3.72	83	125	94	34.44	13.96
	Несимм. $g'_t = 0$	13.7	67.5	19.3	100.7	99	15.62	3.72	82	125	98	34.65	13.99
	Несимм. $g'_t = -0.15$	14.13	65.09	21.45	100.9	98.9	15.62	3.72	79	125	98	34.56	14.00

анализа углового распределения нейтронов в сечении (pn)-реакции с возбуждением ГТР. В результате такого исследования появится возможность оценить величину параметра g'_t . В применении к оценке параметра g' соответствующая процедура описана в [9].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предложена модифицированная версия частично-дырочной дисперсионной оптической модели (и, как предельный случай, континуумного приближения случайной фазы), позволяющая учесть тензорные корреляции в формировании зарядово-обменных спин-мультипольных гигантских резонансов в средне-

тяжелых магических материнских ядрах. Предложенный подход реализован главным образом в применении к гамов-теллеровскому резонансу и его обертоны (изовекторному гигантскому спин-монополюному резонансу) в ядре ^{208}Bi . Монопольные компоненты силовых функций указанных резонансов вычислены в различных приближениях с использованием подходящих значений параметров g' и g'_t — безразмерных интенсивностей центральной и тензорной частей спин-изоспиновой компоненты сил Ландау–Мигдала. Как ожидалось, вклад тензорных корреляций в формирование упомянутых компонент силовых функций оказался относительно небольшим. Тем не менее, учет этого вклада позволил улучшить

описание соответствующих экспериментальных данных. В рамках подхода предложено также описание монополярной компоненты силовой функции не изученного экспериментально изовекторного гигантского спин-монополярного резонанса в ядре ^{208}Pb . Такое описание позволило, в частности, верифицировать результаты расчета монополярных компонент силовых функций зарядово-обменных спин-монополярных резонансов с помощью соответствующего правила сумм. Намечены пути анализа эффектов, обусловленных только тензорными корреляциями. Соответствующие исследования находятся в стадии реализации.

Авторы благодарны М.Л. Горелику, С.Ю. Игашову, Г.В. Коломийцеву и А.П. Северюхину за полезные обсуждения.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 19-02-00660) и Программы “Приоритет 20-30” НИЯУ МИФИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М. Г. Урин, *Релаксация ядерных возбуждений* (Энергоатомиздат, Москва, 1991).
2. В. А. Родин, М. Г. Урин, ЯФ **66**, 2178 (2003) [Phys. At. Nucl. **66**, 2128 (2003)].
3. A. P. Severyukhin and H. Sagawa, Prog. Theor. Exp. Phys. **2013**, 103D03 (2013).
4. M. L. Gorelik, S. Shlomo, B. A. Tulupov, and M. H. Urin, Phys. Rev. C **103**, 034302 (2021).
5. H. Akimune, I. Daito, Y. Fujita, M. Fujiwara, M. B. Greenfield, M. N. Harakeh, T. Inomata, J. Jänecke, K. Katori, S. Nakayama, H. Sakai, Y. Sakemi, M. Tanaka, and M. Yosoi, Phys. Rev. C **52**, 604 (1995).
6. 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).
7. R. G. T. Zegers, H. Abend, H. Akimune, A. M. van den Berg, H. Fujimura, H. Fujita, Y. Fujita, M. Fujiwara, S. Galès, K. Hara, M. N. Harakeh, T. Ishikawa, T. Kawabata, K. Kawase, T. Mibe, K. Nakanishi, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 202501 (2003).
8. Г. В. Коломийцев, М. Г. Урин, ЯФ **83**, 119 (2020) [Phys. At. Nucl. **83**, 118 (2020)].
9. J. Yasuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **121**, 132501 (2018).
10. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1983).
11. G. V. Kolomytsev, M. L. Gorelik, and M. H. Urin, EPJ A **54**, 228 (2018).

ON TENSOR CORRELATIONS IN FORMATION OF CHARGE-EXCHANGE SPIN-MULTIPOLE GIANT RESONANCES IN MEDIUM-HEAVY CLOSED-SHELL PARENT NUCLEI

V. I. Bondarenko¹⁾, M. G. Urin²⁾

¹⁾Shubnikov Institute of Crystallography, Federal Research Center “Crystallography and Photonics”, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

²⁾National Research Nuclear University “MEPhI” (Moscow Engineering Physics Institute), Russia

An approach to accounting for tensor correlations in formation of charge-exchange giant spin-multipole resonances in medium-heavy closed-shell parent nuclei is proposed within the particle-hole dispersive optical model based on the continuum-random-phase approximation. As an example of implementations of the approach, a description of the strength functions of Gamow-Teller and charge-exchange giant spin-monopole resonances in the ^{208}Pb parent nucleus is given. Calculation results are compared with available experimental data.