

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫХ СПИН-МОНОПОЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В СРЕДНЕТЯЖЕЛЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

© 2020 г. Г. В. Коломийцев^{1)*}, М. Г. Урин^{1)**}

Поступила в редакцию 28.08.2019 г.; после доработки 28.08.2019 г.; принята к публикации 28.08.2019 г.

Сформулированная недавно полумикроскопическая частично-дырочная дисперсионная оптическая модель использована для описания основных свойств гамов-теллеровского и зарядово-обменных гигантских спин-монопольных резонансов в среднетяжелых ядрах с заполненными оболочками. Указанное описание включает усредненные по энергии силовые функции, проецированные переходные плотности, парциальные вероятности прямого однонуклонного распада. Предложенный подход реализован на примере материнского ядра ^{208}Pb . Результаты расчетов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0044002720020178

Посвящается памяти Э.Е. Саперштейна

1. ВВЕДЕНИЕ

Описание основных свойств произвольного гигантского резонанса, включающих силовую функцию, переходную плотность, вероятности прямого однонуклонного распада, было до недавнего времени открытой проблемой. Только подходы, допускающие совместный учет основных мод релаксации высокоэнергетических возбуждений типа частица–дырка (ч–д), формирующих гигантские резонансы, могут претендовать на решение указанной проблемы. К основным модам релаксации относятся распределение ч–д-силы (затухание Ландау), связь ч–д-конфигураций с одночастичным континуумом и многочастичными конфигурациями (фрагментационный эффект). К упомянутым подходам относится частично-дырочная дисперсионная оптическая модель (ЧДДОМ), сформулированная в применении к среднетяжелым ядрам с заполненными оболочками. Модель представляет собой микроскопически обоснованное обобщение стандартной [1] и нестандартной [2] версий континуального приближения случайной фазы (кПСФ) на случай феноменологического учета фрагментационного эффекта [3, 4]. Из реализованных приложений модели отметим имеющее непосредствен-

ное отношение к теме представленного исследования описание основных свойств высокоэнергетических зарядово-обменных монопольных возбуждений [5, 6].

В работе предлагается описание в рамках ЧДДОМ основных свойств гамов-теллеровского резонанса (ГТР), обертона ГТР — изовекторного гигантского спин-монопольного резонанса в $\beta^{(-)}$ -канале (ИВГСМР⁽⁻⁾), изобарического партнера ИВГСМР⁽⁻⁾ — ИВГСМР⁽⁺⁾. Модель реализована в применении к упомянутым резонансам в материнском ядре ^{208}Pb . Именно для этого материнского ядра имеются уникальные экспериментальные данные относительно прямого однопротонного распада ГТР [7] и ИВГСМР⁽⁻⁾ [8]. Отметим также попытки описания свойств ГТР и ИВГСМР⁽⁻⁾, предпринятые в рамках упрощенных (микроскопически недостаточно обоснованных) версий модели [9–11].

В разд. 2 в применении к зарядово-обменным спин-монопольным возбуждениям приведены основные соотношения модели, являющиеся непосредственным обобщением соотношений, приведенных в [5]. На этой основе в разд. 3 реализовано описание основных свойств ГТР и ИВГСМР^(\mp) в материнском ядре ^{208}Pb . Заключительные замечания содержатся в разд. 4.

2. БАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ МОДЕЛИ

Будучи непосредственным обобщением кПСФ на случай учета фрагментационного эффекта,

¹⁾Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

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

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

текущая версия ЧДДОМ содержит следующие ингредиенты. 1) Частично самосогласованное феноменологическое среднее поле ядра, детально описанное в [12]. 2) Взаимодействие Ландау–Мигдала $F(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \rightarrow (F' + G'\sigma_1\sigma_2)\tau_1\tau_2\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ с интенсивностью F' , определяющей потенциал симметрии в указанном среднем поле. 3) Интенсивность $\Pi(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = (-iW(\omega) + P(\omega))f(r)f(r')$ усредненного по энергии и определенным образом параметризованного ч-д массового оператора, ответственного за фрагментационный эффект (ω — энергия возбуждения, $f(r)$ — функция Вудса–Саксона, использованная в [12]; действительная часть $P(\omega)$ определяется мнимой частью $W(\omega)$ с помощью некоторого дисперсионного соотношения [3, 13]). Среднее поле определяет энергии ε_μ и радиальные волновые функции $r^{-1}\chi_\mu(r)$ связанных состояний нуклонов ($\mu = \{n_{r,\mu}, (\mu)\}$, $(\mu) = \{j_\mu, l_\mu\}$ — набор одночастичных квантовых чисел, $\mu = \pi$ для протонов и $\mu = \nu$ для нейтронов).

По форме базовые уравнения ЧДДОМ близки к соответствующим уравнениям кПСФ. Пусть $V_\sigma^{(-)}(x) = V(r)\sigma_M\tau^{(-)}$ — спин-монопольное внешнее поле (пробный оператор для возбуждений в $\beta^{(-)}$ -канале), где σ_M — матрицы Паули в сферическом базисе, $V_{GT}(r) = 1$ для GT-возбуждений и $V_{SM}(r) = r^2 - \eta$ для спин-монопольных возбуждений (о выборе параметра η см. ниже). В рамках ЧДДОМ усредненные по энергии силовые функции $S_V^{(-)}(\omega)$, отвечающие указанным пробным операторам, определяются соотношением (см., например, [5]):

$$S_V^{(-)}(\omega) = \quad (1)$$

$$= -\frac{1}{\pi} \text{Im} \int V(r)A_\sigma^{(-)}(r, r', \omega)\tilde{V}^{(-)}(r', \omega)drdr',$$

в котором соответствующее эффективное поле $\tilde{V}^{(-)}(r, \omega)$ удовлетворяет уравнению:

$$\tilde{V}^{(-)}(r, \omega) = V(r) + \quad (2)$$

$$+ \frac{G'}{2\pi r^2} \int A_\sigma^{(-)}(r, r', \omega)\tilde{V}^{(-)}(r', \omega)dr'.$$

В этих соотношениях $(rr')^{-2}A_\sigma^{(-)}(r, r', \omega)$ — радиальная спин-монопольная компонента “свободного” частично-дырочного пропагатора в $\beta^{(-)}$ -канале. Явное выражение для этой базовой величины, в которой учтены как фрагментационный эффект, так и одночастичный континуум, можно получить из соответствующего выражения для радиальной монопольной компоненты (приведено в [5]) путем замены монопольного кинематического фактора $t_{(\pi)(\nu)}^2 = (2j_\nu + 1)\delta_{(\pi)(\nu)}$ на спин-монопольный:

$(t_{(\pi)(\nu)}^\sigma)^2 = \frac{1}{3}\langle(\pi)\|\sigma\|(\nu)\rangle^2$. Отметим, что выражение для $A_\sigma^{(-)}(r, r', \omega)$ содержит наряду с волновыми функциями связанных состояний $\chi_\mu(r)$ также функции Грина одночастичного уравнения Шредингера $g_{(\mu)}(r, r', \varepsilon)$, в котором содержится комплексная добавка к среднему полю, пропорциональная $(-iW(\omega) + P(\omega))f(r)$. Это же уравнение Шредингера определяет континуумные волновые функции $\chi_{\varepsilon,(\mu)}(r)$, имеющие асимптотику в виде “стоячей волны” и в пределе $W = P = 0$ нормированные на δ -функцию от энергии. Вместе с эффективным полем $\tilde{V}^{(-)}(r, \omega)$ эти волновые функции определяют парциальные силовые функции прямого однопротонного распада ГТР (или ИВГСМР $^{(-)}$) с заселением нейтронно-дырочного состояния ν^{-1} ядра-продукта:

$$S_{V,\nu}^{(-),\uparrow}(\omega) = \sum_{(\pi)} n_\nu (t_{(\pi)(\nu)}^\sigma)^2 \times \quad (3)$$

$$\times \left| \int \chi_{\varepsilon=\varepsilon_\nu+\omega,(\pi)}^*(r)\tilde{V}^{(-)}(r, \omega)\chi_\nu(r)dr \right|^2.$$

Здесь n_ν — числа заполнения (равны 1 для заполненной нейтронной оболочки в материнском ядре), а энергия возбуждения компаунд-ядра ($Z + 1, N - 1$) ω отсчитана от энергии основного состояния материнского ядра (Z, N). Парциальная силовая функция (3) вместе с соотношением (1) определяет парциальную вероятность прямого однопротонного распада ГТР (или ИВГСМР $^{(-)}$) по каналу ν согласно соотношению

$$b_{V,\nu}^{(-),\uparrow}(\delta^{(-)}) = \quad (4)$$

$$= \int_{\delta^{(-)}} S_{V,\nu}^{(-),\uparrow}(\omega)d\omega / \int_{\delta^{(-)}} S_V^{(-)}(\omega)d\omega,$$

где $\delta^{(-)}$ — энергетический интервал, включающий рассматриваемый ГР. В отсутствие фрагментационного эффекта (т.е. в рамках кПСФ) полная вероятность однопротонного распада $b_{V,\text{tot}}^{(-),\uparrow} = \sum_\nu b_{V,\nu}^{(-),\uparrow}$ стремится к единице независимо от выбора интервала $\delta^{(-)}$ (условие унитарности).

Для описания спин-монопольных возбуждений в $\beta^{(+)}$ -канале выражения для спин-монопольной силовой функции $S_V^{(+)}(\omega)$ и парциальной силовой функции однейтронного распада $S_{V,\pi}^{(+),\uparrow}(\omega)$, отвечающих внешнему полю $V_\sigma^{(+)}(x) = V(r)\sigma_M\tau^{(+)}$, следуют из (1)–(4) после замены $\pi \rightleftharpoons \nu$. При этом ω представляет собой энергию возбуждения компаунд-ядра ($Z - 1, N + 1$), отсчитанную от

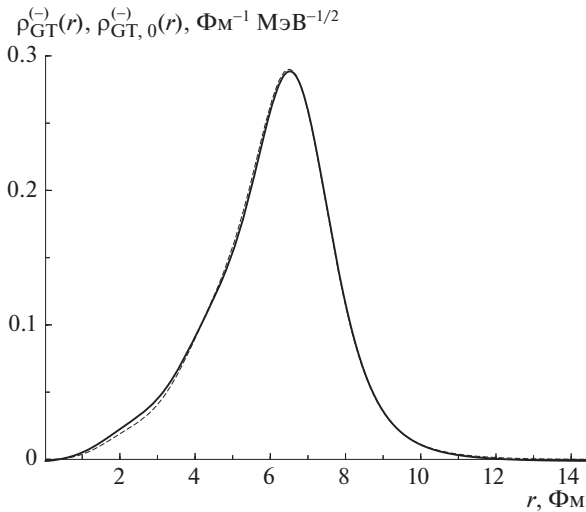


Рис. 1. Проецированная переходная плотность ГТР (в $\text{Фм}^{-1} \text{МэВ}^{-1/2}$), вычисленная при энергии максимума ГТР в рамках кПСФ (штриховая кривая) и ЧДДОМ (сплошная кривая) для материнского ядра ^{208}Pb .

энергии основного состояния материнского ядра (Z, N).

Совместный анализ спин-монопольных возбуждений в $\beta^{(\mp)}$ -каналах позволяет контролировать результаты расчетов силовых функций $S_V^{(\mp)}(\omega)$ с помощью неэнергетически взвешенного правила сумм:

$$\text{NEWSR}_V = \int S_V^{(-)}(\omega) d\omega - \int S_V^{(+)}(\omega) d\omega = 4\pi \int V^2(r) n^{(-)}(r) r^2 dr, \quad (5)$$

где $n^{(-)} = n^n(r) - n^p(r)$ — плотность нейтронного избытка.

К основным свойствам рассматриваемых ГР относится проецированная (т.е. отвечающая заданному внешнему полю $V_\sigma^{(\mp)}(x)$) переходная плотность. Радиальная компонента этой плотности определяется соответствующим эффективным полем $\tilde{V}^{(\mp)}$ согласно соотношению [14]

$$\rho_V^{(\mp)}(r, \omega) = -\frac{2 \text{Im } r^2 \tilde{V}^{(\mp)}(r, \omega)}{G' \sqrt{S_V^{(\mp)}(\omega)}}. \quad (6)$$

Проецированная переходная плотность нормирована условием $S_V^{(\mp)}(\omega) = \left(\int \rho_V^{(\mp)}(r, \omega) V(r) dr \right)^2$.

В заключение этого раздела остановимся на выборе параметра η в выражении для радиальной части спин-монопольного внешнего поля $V_{SM}(r) = r^2 - \eta$, приводящего к возбуждению обертона

ГТР. Величина η находится из условия минимального возбуждения ГТР этим полем, т.е. из условия минимума “смешанной” силовой функции, проинтегрированной по окрестности ГТР:

$$\eta = \arg \min_{\eta > 0} \int d\omega \left(\int \rho_{GT}^{(-)}(r, \omega) V_{SM}(r) dr \right)^2. \quad (7)$$

Отметим, что альтернативный (и формально более точный) метод нахождения параметра η состоит в минимизации силовой функции ИВГСМР $^{(-)}$, также проинтегрированной по окрестности ГТР. Удобно выбрать радиальную зависимость спин-монопольного внешнего поля одинаковой при описании свойств ИВГСМР $^{(\mp)}$. Такой выбор позволяет контролировать результаты расчетов силовых функций с помощью правила сумм (5).

3. ОПИСАНИЕ СПИН-МОНОПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ В МАТЕРИНСКОМ ЯДРЕ ^{208}Pb

Описание основных свойств ГТР и ИВГСМР $^{(\mp)}$ в материнском ядре ^{208}Pb начнем с использования кПСФ в качестве нулевого приближения. В указанном приближении единственным подгоночным параметром модели является интенсивность $g' = G' / (300 \text{ МэВ } \text{Фм}^3)$ спин-изоспиновой части взаимодействия Ландау–Мигдала. Величину $g'_0 = 0.78$ найдем из условия совпадения энергии максимума, вычисленной согласно (1), (2) в пределе $W = P = 0$ силовой функции $S_{GT,0}^{(-)}(\omega)$, с экспериментальной энергией ГТР $E_x^{\text{exp}} = 15.6 \pm 0.2 \text{ МэВ}$ [7] ($E_x = \omega \mp Q^{(\mp)}$, где $Q^{(\mp)}$ — разность энергий основного состояния ядер ($Z \pm 1, N \mp 1$) и (Z, N)). Существенно подавленная из-за принципа Паули расчетная силовая функция $S_{GT,0}^{(+)}(\omega)$ использована для проверки выполнения правила сумм $\text{NEWSR}_{GT} = N - Z$. Процент исчерпания правила сумм составил 97.5% (энергетический интервал по $\omega = 0.1 - 80 \text{ МэВ}$).

Другой расчетной характеристикой ГТР является проецированная переходная плотность (6). На рис. 1 показана вычисленная в рамках кПСФ переходная плотность $\rho_{GT,0}^{(-)}(r, \omega = \omega_{GT,0})$. Переходная плотность $\rho_{GT,0}^{(-)}(r, \omega)$ использована согласно (7) для определения параметра η_0 в выражении для радиальной части пробного оператора $V_{SM}(r)$. Величина этого параметра оказалась равной $\eta_0 = 40.05 \text{ Фм}^2$. Отметим, что указанные в разд. 2 методы нахождения параметра η_0 приводят к одинаковому результату, поскольку в рамках кПСФ двойная переходная плотность факторизируется в

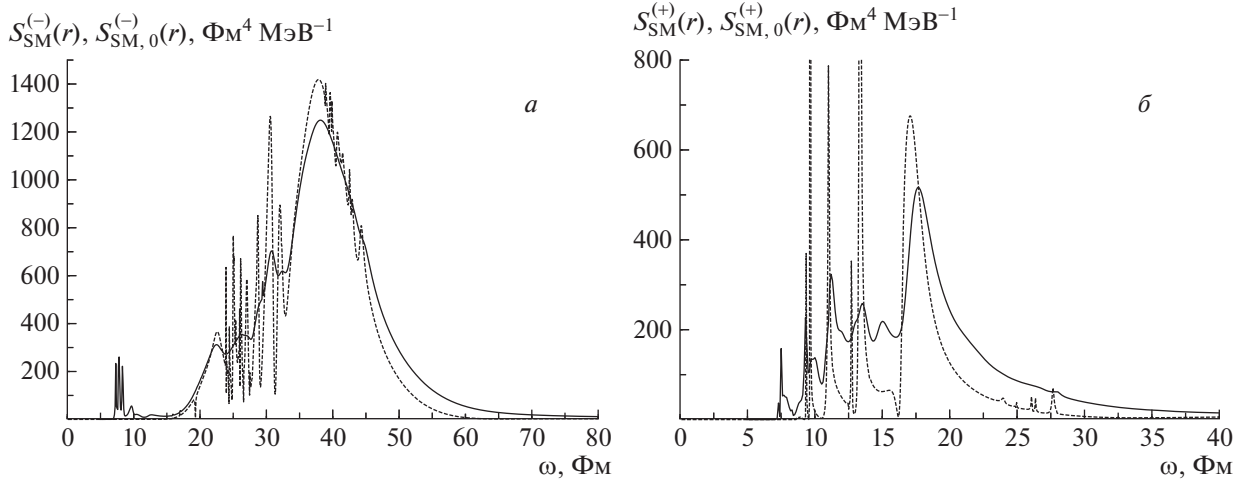


Рис. 2. Силовые функции ИВГСМР⁽⁻⁾ (а) и ИВГСМР⁽⁺⁾ (б) (в $\text{Фм}^4 \text{МэВ}^{-1}$), вычисленные в рамках кПСФ (штриховые кривые) и ЧДДОМ (сплошные кривые) для материнского ядра ^{208}Pb .

терминах однократной переходной плотности, которая не зависит от внешнего поля.

Результаты расчетов силовых функций $S_{\text{SM},0}^{(\mp)}(\omega)$, выполненных в рамках кПСФ согласно (1), (2) с использованием определенного выше параметра η_0 , приведены на рис. 2. Найденный для широких энергетических интервалов процент исчерпания правила сумм (5) составил 104.1%.

Парциальные вероятности прямого однопротонного распада ГТР и ИВГСМР⁽⁻⁾, $b_{V,\nu,0}^{(-),\uparrow}$, вычисленные в рамках кПСФ согласно (4), нормированы условием $\sum_{\nu} b_{V,\nu,0}^{(-),\uparrow} = 1$ (табл. 1 и 2). Аналогичное соотношение имеет место и в применении к прямому однейтронному распаду ИВГСМР⁽⁺⁾: $\sum_{\pi} b_{V,\pi,0}^{(+),\uparrow} = 1$ (табл. 2).

Таблица 1. Вычисленные в различных приближениях (см. текст) парциальные вероятности прямого однопротонного распада ГТР в материнском ядре ^{208}Pb в сравнении с экспериментальными данными [7]

ν	$b_{\text{GT},\nu,0}^{(-),\uparrow}, \%$	$b_{\text{GT},\nu}^{(-),\uparrow}, \%$	$\tilde{b}_{\text{GT},\nu}^{(-),\uparrow}, \%$	$b_{\text{GT},\nu,\text{exp}}^{(-),\uparrow}, \%$
$3p_{1/2}$	46.7	1.1	1.1	1.8 ± 0.5
$2f_{5/2}$	19	2.1	2.0	2.7 ± 0.6
$3p_{3/2}$	33.7	1.3	1.3	
$1i_{13/2}$	0.1	0.5	0.4	0.2 ± 0.2
$2f_{7/2}$	0.4	1.0	0.7	0.4 ± 0.2
Другие	0.1	0.4	—	—
Итого	100	6.4	—	4.9 ± 1.3

В феноменологическом описании фрагментационного эффекта в рамках ЧДДОМ мнимая часть интенсивности ч-д массового оператора $W(E_x)$ выбирается в виде трехпараметрической функции энергии возбуждения [5]. Параметры “щели” и “насыщения” в этой функции выбраны универсальными для среднетяжелых ядер величинами, тогда как величина “силы” α является подгоночным параметром. Величину $\alpha = 0.05 \text{ МэВ}^{-1}$ найдем из условия описания в рамках модели наблюдаемой полной ширины ГТР $\Gamma_{\text{GT}}^{\text{exp}} = 3.72 \pm 0.25 \text{ МэВ}$ [7] в расчетной силовой функции $S_{\text{GT}}^{(-)}(\omega)$ (1), (2). Из-за появления небольшого фрагментационного сдвига энергии ГТР несколько меняется величина параметра Ландау–Мигдала $g' = 0.75$, определенная из условия совпадения максимума расчетной силовой функции $S_{\text{GT}}^{(-)}(\omega)$ (показана на рис. 3) с экспериментальной энергией ГТР. После фиксации параметров α и g' дальнейшее описание свойств ГТР, а также описание основных свойств ИВГСМР^(\mp) реализуется в рамках модели без использования свободных параметров.

Величина проецированной переходной плотности ГТР $\rho_{\text{GT}}^{(-)}(r, \omega = \omega_{\text{GT}})$, вычисленная согласно (6), показана на рис. 1. С использованием этой переходной плотности оценена согласно (7) величина параметра $\eta = 38.79 \text{ Фм}^2$ в выражении для пробного оператора $V_{\text{SM}}(r)$. Парциальные вероятности прямого однопротонного распада ГТР $b_{\text{GT},\nu}^{(-),\uparrow}$, вычисленные согласно (3), (4) для энергетического интервала $\omega = 13\text{--}24 \text{ МэВ}$, приведены в табл. 1 вместе с соответствующими экспериментальными данными [7]. “Неодночастичную” природу состояний ν^{-1} ядра-продукта ^{207}Pb можно приближен-

Таблица 2. Вычисленные в рамках кПСФ и ЧДДОМ парциальные и полные вероятности прямого однонуклонного распада ИВГСМР^(±) в материнском ядре ²⁰⁸Pb в сравнении с экспериментальными данными [8] (в последней строке в скобках указана сумма по экспериментально наблюдаемым каналам)

ИВГСМР ⁽⁻⁾					ИВГСМР ⁽⁺⁾		
ν	$b_{SM,\nu,0}^{(-),\uparrow}, \%$	$b_{SM,\nu}^{(-),\uparrow}, \%$	$\check{b}_{SM,\nu}^{(-),\uparrow}, \%$	$b_{SM,\nu,exp}^{(-),\uparrow}, \%$	π	$b_{SM,\pi,0}^{(+),\uparrow}, \%$	$b_{SM,\pi}^{(+),\uparrow}, \%$
3p _{1/2}	5	2	2	—			
2f _{5/2}	10	6	6	—			
3p _{3/2}	10	5	5	—	3s _{1/2}	8	3
1i _{13/2}	24	22	20	—	2d _{3/2}	11	3
2f _{7/2}	14	9	7	13 ± 5	1h _{11/2}	62	35
1h _{9/2}	8	7	4	—	2d _{5/2}	10	4
3s _{1/2}	2	1	—	—	1g _{7/2}	4	4
1h _{11/2}	11	10	—	22 ± 8	1g _{9/2}	3	3
Другие	16	16	—	17 ± 8	Другие	3	4
Итого	100 (38)	80 (32)	—	52 ± 12	Итого	100	56

но учесть в терминах спектроскопических факторов этих состояний SF_ν: $\check{b}_{GT,\nu}^{(-),\uparrow} = SF_{\nu} b_{GT,\nu}^{(-),\uparrow}$. Модифицированные вероятности также приведены в табл. 1. Экспериментальные спектроскопические факторы взяты из работы [15].

Описание основных свойств ИВГСМР^(±) в рамках ЧДДОМ начнем с расчета силовых функций S_{SM}^(±)(ω) согласно (1), (2). Расчетные силовые функции приведены на рис. 2, а найденные в соответствии с этими расчетами энергии мак-

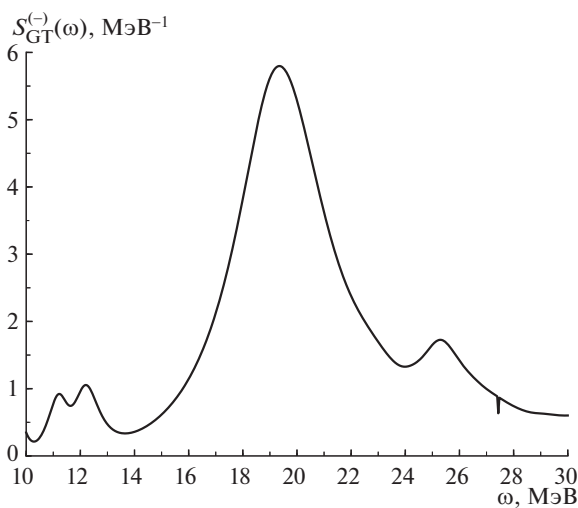


Рис. 3. Гамов-теллеровская силовая функция S_{GT}⁽⁻⁾(ω) (в МэВ⁻¹), вычисленная в рамках ЧДДОМ для материнского ядра ²⁰⁸Pb.

симумов ω_{SM}^(±) и полные ширины Γ_{SM}^(±) вместе с имеющимися экспериментальными данными сведены в табл. 3. Вычисленное по широкому энергетическому интервалу (ω = 0.1–80 МэВ) правило сумм (5) реализуется с точностью 95.7%. Отметим, что в интервале ω = 0.1–3 МэВ для проверки правила сумм силовая функция S_{SM}⁽⁺⁾ вычислена с использованием “технического” (т.е. не связанного с фрагментационным эффектом) значения W = 0.25 МэВ. Такой прием позволяет учесть вклад в правило сумм соответствующих низкоэнергетических состояний. Проецированные переходные плотности ρ_{SM}^(±)(r, ω = ω_{SM}^(±)), вычисленные согласно (6), (1), (2) при энергии максимума соответствующего резонанса, показаны на рис. 4. Поскольку ИВГСМР⁽⁻⁾ является обертоном ГТР, естественно, что переходная плотность ρ_{SM}⁽⁻⁾(r, ω = ω_{SM}⁽⁻⁾) имеет один хорошо выраженный узел в отличие от безузловой переходной плотности ГТР (рис. 1). Описание основных свойств завершим представлением результатов расчетов парциальных и полных вероятностей прямого однопротонного (однейтронного) распада ИВГСМР⁽⁻⁾ (ИВГСМР⁽⁺⁾). Результаты расчетов величин b_{SM,ν}^{(-),↑} и b_{SM,tot}^{(-),↑}, выполненные согласно (4), приведены в табл. 2 в сравнении с экспериментальными данными работы [8]. Там же показаны расчетные величины b_{SM,π}^{(+),↑} и b_{SM,tot}^{(+),↑}.

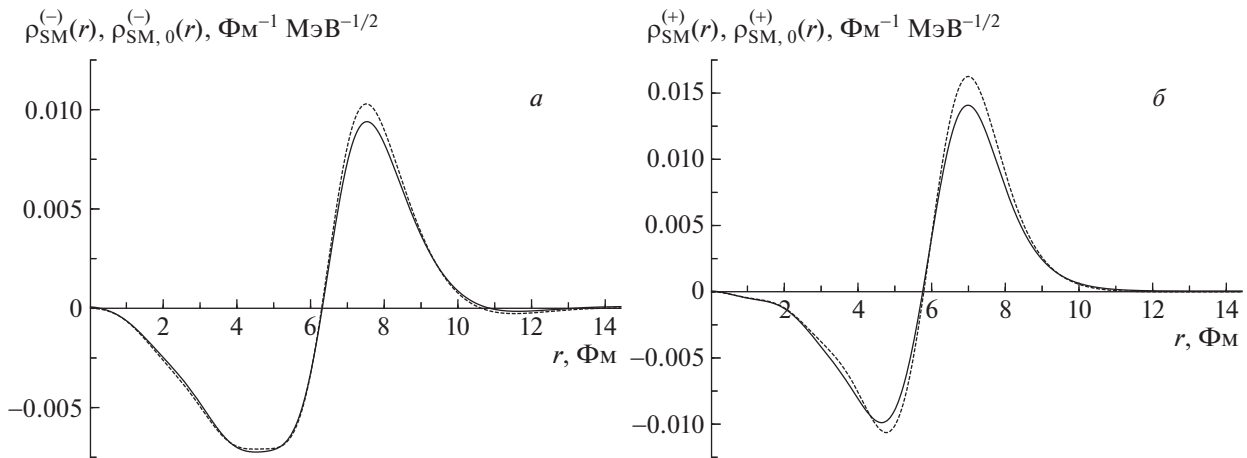


Рис. 4. Проецированные переходные плотности ИВГСМР⁽⁻⁾ (а) и ИВГСМР⁽⁺⁾ (б) (в $\Phi_M^{-1} \text{МэВ}^{-1/2}$), вычисленные при энергии максимума соответствующего резонанса в рамках кПСФ (штриховые кривые) и ЧДДОМ (сплошные кривые) для материнского ядра ^{208}Pb .

Таблица 3. Вычисленные в рамках кПСФ и ЧДДОМ энергии и ширины (в МэВ) зарядово-обменных спин-монопольных резонансов в материнском ядре ^{208}Pb в сравнении с доступными экспериментальными данными

	$\omega_{\max,0}$	Γ_0	ω_{\max}	Γ	$\omega_{\max}^{\text{exp}}$	Γ^{exp}
ГТР	19.3	0.1	19.4	3.6	19.3 ± 0.2 [7]	3.72 ± 0.25 [7]
ИВГСМР ⁽⁻⁾	38	11	38	13	41 ± 1 [8]	14 ± 3 [8]
ИВГСМР ⁽⁺⁾	17	2	18	3	—	—

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере материнского ядра ^{208}Pb в рамках частично-дырочной дисперсионной оптической модели предложено описание основных свойств гамов-теллеровского и зарядово-обменных гигантских спин-монопольных резонансов. Такое описание включает усредненные по энергии силовую функцию (определена в произвольном энергетическом интервале), проецированную переходную плотность (определена в окрестности рассматриваемого резонанса), парциальные вероятности прямого однонуклонного распада. Расчеты силовых функций контролируются степенью исчерпания неэнергетически взвешенного правила сумм, а в отсутствии фрагментационного эффекта — степенью близости к единице полной вероятности прямого распада. Модель является относительно простой в реализации и “экономной” в выборе средств. Помимо выбранных из независимых данных параметров среднего поля, используются два специфических подгоночных параметра: интенсивность спин-изоспиновой части взаимодействия Ландау–Мигдала и параметр, характеризующий интенсивность специфического

частично-дырочного взаимодействия, ответственного за фрагментационный эффект.

Получены удовлетворительно согласующиеся с известными экспериментальными данными величины энергии и полной ширины рассматриваемых резонансов, парциальных вероятностей прямого однопротонного распада ГТР. Распределение по каналам и, как следствие, полная вероятность однопротонного распада ИВГСМР⁽⁻⁾ находится в некотором противоречии с соответствующим экспериментальным распределением. Причина этого расхождения пока не ясна. Отметим также, что с ростом энергии резонанса относительный вклад фрагментационного эффекта в формирование полной ширины заметно уменьшается, как это следует из сравнения силовых функций, вычисленных в рамках кПСФ и ЧДДОМ. Так, вклад указанного эффекта в полную ширину ИВГСМР⁽⁻⁾ составляет лишь около 15%.

Дальнейшее исследование в рамках ЧДДОМ основных свойств высокоэнергетических зарядово-обменных спин-флиповых возбуждений в среднетяжелых сферических ядрах может содержать следующие элементы: 1) учет тензорных сил в канале частица–дырка; 2) описание спин-флиповых мультипольных гигантских резонансов (в первую

очередь, спин-дипольных); 3) приближенный учет спаривания нуклонов в ядрах с существенно незаполненными оболочками путем соответствующей модификации чисел заполнения в выражении для свободного ч-д-пропагатора. Реализация изложенной программы содержится в плане дальнейших исследований. Анализ, подобный проведенному в этой работе, предполагается провести для других среднетяжелых магических ядер. Одной из целей такого исследования является выяснение степени универсальности специфических параметров модели.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 19-02-00660) и Программы повышения конкурентоспособности Национального исследовательского ядерного университета “МИФИ”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. Shlomo and G. Bertsch, Nucl. Phys. A **243**, 507 (1975).
2. M. H. Urin, Nucl. Phys. A **811**, 107 (2008).
3. M. H. Urin, Phys. Rev. C **87**, 044330 (2013).
4. M. H. Urin, EPJ Web Conf. **182**, 02125 (2018).
5. G. V. Kolomiitsev, M. L. Gorelik, and M. H. Urin, EPJ A **54**, 228 (2018).
6. G. Kolomiitsev, M. Gorelik, and M. Urin, EPJ Web Conf. **194**, 02010 (2018).
7. H. Akimune, I. Daito, Y. Fujita, M. Fujiwara, M. B. Greenfield, M. N. Harakeh, T. Inomata, J. Jänecke, K. Katori, S. Nakayama, *et al.*, Phys. Rev. C **52**, 604 (1995).
8. R. G. T. Zegers, H. Abend, H. Akimune, A. M. Van den Berg, H. Fujimura, H. Fujita, Y. Fujita, M. Fujiwara, S. Gales, K. Hara, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 202501 (2003).
9. V. Rodin and M. Urin, Nucl. Phys. A **687**, 276 (2001).
10. И. В. Сафонов, М. Г. Урин, Изв. РАН. Сер. физ. **73**, 904 (2009) [I. V. Safonov and M. H. Urin, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **73**, 858 (2009)].
11. И. В. Сафонов, М. Г. Урин, ЯФ **75**, 1559 (2012) [I. V. Safonov and M. H. Urin, Phys. At. Nucl. **75**, 1481 (2012)].
12. Г. В. Коломийцев, С. Ю. Игашов, М. Г. Урин, ЯФ **77**, 1164 (2014) [G. V. Kolomiitsev, S. Yu. Igashov, and M. H. Urin, Phys. At. Nucl. **77**, 1105 (2014)].
13. Б. А. Тулупов, М. Г. Урин, ЯФ **72**, 780 (2009) [B. A. Tulupov and M. H. Urin, Phys. At. Nucl. **72**, 737 (2009)].
14. M. L. Gorelik, S. Shlomo, B. A. Tulupov, and M. H. Urin, Nucl. Phys. A **955**, 116 (2016).
15. C. A. Whitten Jr., N. Stein, G. E. Holland, and D. A. Bromley, Phys. Rev. **188**, 1941 (1969).

A SEMI-MICROSCOPIC DESCRIPTION OF HIGH-ENERGY CHARGE-EXCHANGE SPIN-MONOPOLE EXCITATIONS IN MEDIUM-HEAVY SPHERICAL NUCLEI

G. V. Kolomiitsev¹⁾, M. H. Urin¹⁾

¹⁾ National Research Nuclear University “MEPhI” (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, Russia

Proposed recently the semi-microscopic particle–hole dispersive optical model is implemented to describe main properties of the Gamow–Teller and charge-exchange giant spin-monopole resonances in medium-heavy closed-shell nuclei. The description includes energy-averaged strength functions, projected transition densities, partial probabilities for direct one-nucleon decay. The proposed approach is realized considering the ²⁰⁸Pb parent nucleus as an example. Calculation results are compared with available experimental data.