

«КУЛОНОВСКОЕ ОПИСАНИЕ» ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫХ МОНОПОЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В СРЕДНЕТЯЖЕЛЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Г. В. Коломийцев, М. Л. Горелик, М. Г. Урин*

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

Предложенный недавно подход к описанию высокоэнергетических зарядово-обменных монопольных возбуждений в среднетяжелых сферических ядрах использован для количественной оценки основных релаксационных параметров соответствующих гигантских резонансов, включая изобарический аналоговый резонанс. Подход состоит в реализации «кулоновского описания» запрещенных по изоспину процессов в рамках частично-дырочной дисперсионной оптической модели. Результаты, полученные для нескольких материнских ядер с $Z = 50$ и $Z = 82$, сравниваются с соответствующими экспериментальными данными.

The recently proposed approach to the description of high-energy charge-exchange monopole excitations in medium-heavy spherical nuclei is implemented to estimate quantitatively main damping parameters of the related giant resonances including the isobaric analog resonance. The approach consists in incorporating the “Coulomb description” of isospin-forbidden processes into the particle-hole dispersive optical model. The results obtained for a few $Z = 50$ and $Z = 82$ parent nuclei are compared with the respective experimental data.

PACS: 24.30.Cz; 21.60.Gx; 21.60.Jz

ВВЕДЕНИЕ

Количественная оценка основных релаксационных параметров производного гигантского резонанса требует совместного описания частично-дырочной (ЧД) структуры резонанса, а также связи ЧД-состояний с одночастичным континуумом и многоквaziчастичными конфигурациями (фрагментационный эффект). В применении к среднетяжелым сферическим ядрам

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

такое описание предложено в рамках ЧД дисперсионной оптической модели (ЧДДОМ) [1, 2]. Модель является микроскопически обоснованным обобщением стандартной [3] и нестандартной [4] версий континуумного приближения случайной фазы (кПСФ) для учета фрагментационного эффекта. В рамках ЧДДОМ среднее поле и взаимодействие в ЧД-канале, ответственное за длинноволновые корреляции, описываются микроскопически, тогда как фрагментационный эффект учитывается феноменологически в терминах мнимой части усредненного по энергии и определенным образом параметризованного ЧД массового оператора. Мнимая часть определяет действительную с помощью некоторого дисперсионного соотношения [1, 5]. К уникальным возможностям ЧДДОМ относится описание как усредненных по энергии силовых функций гигантских резонансов при произвольной (но достаточно большой) энергии возбуждения, включая далекие «хвосты» указанных резонансов, так и вероятностей прямого однонуклонного распада ЧД-возбуждений.

Специфической чертой зарядово-обменных монополярных возбуждений является существование изобарического аналогового резонанса (ИАР), свойства которого тесно связаны с приближенным сохранением изоспина в среднетяжелых ядрах. Релаксационные параметры ИАР, такие как фрагментационная ширина, парциальные ширины прямого однопротонного распада, резонансная фаза смешивания (определяет асимметрию ИАР в сечениях индуцированных протонами резонансных реакций), существуют в меру смешивания по изоспину. В среднетяжелых ядрах основным механизмом смешивания является связь ИАР со своим обертоном (изовекторным монополярным гигантским резонансом в $\beta^{(-)}$ -канале (ИВГМР $^{(-)}$)) за счет переменной в пространстве части среднего кулоновского поля ядра (см., например, [6]). Недавно мы предложили подход к анализу свойств указанных резонансов (а также изобарического партнера ИВГМР $^{(-)}$ — ИВГМР $^{(+)}$) [7], который заключается в использовании «кулоновского описания» запрещенных по изоспину процессов [8, 9] в рамках ЧДДОМ. Практическая реализация подхода ограничена в [7] анализом аномально малой ширины ИАР на примере резонансов, «построенных» на основном состоянии материнских ядер $^{208,209}\text{Pb}$. В данной работе, основываясь на полученных в [7] базовых соотношениях, мы расширили число приложений подхода, включив в количественный анализ парциальные ширины прямого однопротонного распада и резонансную фазу смешивания ИАР, парциальные и полные вероятности прямого однопротонного (однейтронного) распада ИВГМР $^{(-)}$ (ИВГМР $^{(+)}$). Кроме того, реализован упрощенный метод учета спаривания нуклонов и увеличено число анализируемых резонансов. Некоторые результаты работы изложены в [10].

В разд. 1 приведены основные соотношения предложенного подхода, использованные для количественной оценки релаксационных параметров указанных гигантских резонансов. Результаты расчетов в сравнении с доступ-

ными экспериментальными данными приведены в разд. 2. Заключительные замечания содержатся в разд. 3.

1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Начнем с краткого изложения основных соотношений подхода в применении к ядрам с заполненными оболочками или с заполненными оболочками + валентный нейтрон. В соответствии с упомянутым во введении механизмом кулоновского смешивания по изоспину полная ширина ИАР Γ_A определяется уравнением [7]

$$\Gamma_A = \frac{2\pi}{S_A} S_C^{(-)}(\omega_A). \quad (1)$$

Здесь S_A — фермиевская сила ИАР (близка к величине нейтронного избытка); $S_C^{(-)}(\omega)$ — усредненная по энергии силовая функция, отвечающая «зарядово-обменному кулоновскому» внешнему полю (пробному оператору) $V_C^{(-)} = V_C(r)\tau^{(-)}$, $V_C(r) = U_C(r) - \omega_A + (i/2)\Gamma_A$, где $U_C(r)$ — среднее кулоновское поле ядра и ω_A — энергия ИАР, отсчитанная от основного состояния материнского ядра. В отсутствие фрагментационного эффекта (т. е. в рамках кПСФ) фермиевская сила S_A и энергия ИАР $\omega_A^{(0)}$ могут быть найдены с помощью фермиевской силовой функции, отвечающей пробному оператору $V_F^{(-)} = \tau^{(-)}$. В дальнейшем мы полагаем $\omega_A = \omega_A^{(0)}$, пренебрегая малым фрагментационным сдвигом энергии ИАР (выражение для этой величины приведено в [7]).

«Одночастичная» парциальная ширина прямого однопротонного распада ИАР, сопровождающегося заселением нейтронно-дырочного состояния ν^{-1} ядра-продукта, $\Gamma_{A,\nu}^\dagger$, определяется «распадной» силовой функцией $S_{C,\nu}^{(-),\dagger}(\omega) = |M_{C,\nu}^{(-)}(\omega)|^2$ [7, 11]:

$$\begin{aligned} \exp [2i\xi_{(\pi)}(\epsilon_A)] \Gamma_{A,\nu}^\dagger &= \frac{2\pi}{S_A} (M_{C,\nu}^{(-)}(\omega_A))^2, \\ (M_{C,\nu}^{(-)}(\omega_A))^2 &= N_\nu \delta_{(\pi)(\nu)} \int \chi_{\epsilon,(\pi)}^{(-)*}(r) \tilde{V}_C^{(-)}(r, \omega_A) \chi_\nu(r) dr \times \\ &\quad \times \int \chi_\nu(r) \tilde{V}_C^{(-)*}(r, \omega_A) \chi_{\epsilon,(\pi)}^{(+)}(r) dr. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\nu = \{\epsilon_\nu, j_\nu, l_\nu\}$ ($(\nu) = \{j_\nu, l_\nu\}$) — набор квантовых чисел однеитронного связанного состояния с радиальной волновой функцией $r^{-1}\chi_\nu(r)$; N_ν — число нейтронов на уровне ν ; $r^{-1}\chi_{\epsilon,(\pi)}^{(\pm)}(r)$ — радиальные волновые функции протона в континууме, отвечающие энергии $\epsilon = \epsilon_\nu + \omega_A$ и определяемые

эффективным оптико-модельным потенциалом (в отсутствие фрагментационного эффекта эти функции нормированы на дельта-функцию от энергии); $\xi_{(\pi)}(\epsilon)$ — действительная часть фазы рассеяния $\delta_{(\pi)} = \xi_{(\pi)} + i\eta_{(\pi)}$, определяемой асимптотикой упомянутых волновых функций. Радиальная часть эффективного поля $\tilde{V}_C^{(-)}(r, \omega)$, входящая в выражение (2) для амплитуды $M_{C,\nu}^{(-)}(\omega)$, удовлетворяет интегральному уравнению, которое, наряду с пробным оператором $V_C(r)$, содержит изовекторную часть сил Ландау–Мигдала и монопольную радиальную часть «свободного» зарядово-обменного ЧД-пропагатора в $\beta^{(-)}$ -канале. Кроме «распадной» силовой функции $S_{C,\nu}^{(-),\dagger}(\omega)$ радиальная часть эффективного поля определяет также с помощью известного соотношения «полную» силовую функцию $S_C^{(-)}(\omega)$ в (1) [7]. В рамках ЧДДОМ выражения для обеих силовых функций справедливы в широком энергетическом интервале, включающем ИАР и ИВГМР⁽⁻⁾. При рассмотрении материнских ядер с развитым спариванием в нейтронной подсистеме мы используем простейшую модификацию подхода. Поскольку рассматриваемые энергии возбуждения существенно превышают величину спаривательной щели, мы учитываем спаривание на уровне замены чисел заполнения $n_\nu = N_\nu / (2j_\nu + 1)$ ($\sum_\nu N_\nu = N$) на величины v_ν^2 — квадраты известных коэффициентов канонического преобразования Боголюбова. Эти величины удовлетворяют соотношениям

$$N = \sum_\nu (2j_\nu + 1)v_\nu^2 \quad \text{или} \quad N = \sum_{\nu \neq \nu_0} (2j_\nu + 1)v_\nu^2 + (2j_{\nu_0} - 1)v_{\nu_0}^2 + 1 \quad (3)$$

для материнских ядер с четным или нечетным числом нейтронов (ν_0 — уровень, на котором находится нечетная частица). Указанная замена приводит к модификации свободного ЧД-пропагатора в рамках ПСФ и, следовательно, к модификации «свободного» ЧД-пропагатора в рамках дискретной, а затем и континуумной версий ЧДДОМ согласно алгоритмам, изложенным в [1, 2].

На базе приведенных соотношений можно оценить основные релаксационные параметры ИАР и ИВГМР^(\mp). Так, фрагментационная ширина ИАР Γ_A^\downarrow определяется согласно (1), (2) («редкими» распадами ИАР пренебрегается):

$$\Gamma_A^\downarrow = \Gamma_A - \Gamma_A^\uparrow, \quad \Gamma_A^\uparrow = \sum_\nu \Gamma_{A,\nu}^\uparrow. \quad (4)$$

Поскольку парциальные ширины прямого однопротонного распада ИАР (2) резко зависят от энергии протона $\epsilon_{A,\nu} = \omega_A + \epsilon_\nu$ из-за малой проницаемости потенциального барьера, для сравнения с экспериментальными величинами мы пересчитываем указанные ширины к соответствующей экспериментальной

энергии:

$$\check{\Gamma}_{A,\nu}^\dagger = \frac{T_\pi(\epsilon_{A,\nu}^{\text{exp}})}{T_\pi(\epsilon_{A,\nu})} \Gamma_{A,\nu}^\dagger, \quad T_\pi(\epsilon) = 1 - \exp[-4\eta_{(\pi)}(\epsilon)]. \quad (5)$$

Здесь $T_\pi(\epsilon)$ — коэффициент прилипания, определяемый мнимой частью фазы рассеяния, вычисленной с использованием эффективного оптико-модельного потенциала. Действительная часть этой фазы $\xi_{(\pi)}(\epsilon)$ (см. (2)) определяет так называемую фазу смешивания ИАР:

$$\phi_{(\pi)}(\epsilon) = \xi_{(\pi)}(\epsilon) - \xi_{(\pi)}^{\text{bkg}}(\epsilon). \quad (6)$$

Здесь $\xi_{(\pi)}^{\text{bkg}}(\epsilon)$ — действительная часть фазы рассеяния, которую вычисляют в рамках стандартной оптической модели, позволяющей описать фоновое рассеяние протонов. Фаза смешивания (6) определяет асимметрию ИАР в сечениях индуцированных протонами резонансных реакций (см., например, [14]). Это утверждение следует из одноуровневой параметризации усредненной S -матрицы для рассеяния протонов с возбуждением ИАР. В случае возбуждения 0^+ -ИАР в рассеянии протонов нечетно-нейтронным ядром в однодырочном состоянии ν_0^{-1} элементы S -матрицы можно представить в виде

$$S_{(\pi)(\pi_0)}(\epsilon) = \exp\left[2i\left(\xi_{(\pi_0)}^{\text{bkg}} + i\eta_{(\pi_0)}^{\text{bkg}}\right)\right] \delta_{(\pi)(\pi_0)} - \exp\left[i\left(\xi_{(\pi)} + \xi_{(\pi_0)}\right)\right] \frac{i\left(\Gamma_{A,\nu}^\dagger \Gamma_{A,\nu_0}^\dagger\right)^{1/2}}{\epsilon - \epsilon_{A,\nu_0} + \frac{i}{2}\Gamma_A} \delta_{(\pi)(\nu)} \delta_{(\pi_0)(\nu_0)}. \quad (7)$$

Такое же выражение имеет место и в случае рассеяния протонов четно-четным ядром с возбуждением ИАР, «построенного» на материнском ядре с одним валентным нейтроном в состоянии ν_0^1 . Энергетическая зависимость обобщенного коэффициента прилипания $\tilde{T}_\pi(\epsilon) = 1 - \sum_{(\pi)} |S_{(\pi)(\pi_0)}(\epsilon)|^2$, определяющего сечение (p, n_{tot}) -реакции, в области ИАР обнаруживает согласно (7) асимметрию из-за разности фаз $\phi_{(\pi_0)}(\epsilon)$ (6).

Будучи рассмотренными в широком интервале энергий возбуждения, «зарядово-обменные кулоновские» силовые функции $S_C^{(-)}(\omega)$ и $S_{C,\nu}^{(-),\dagger}(\omega)$ (и их изобарические партнеры $S_C^{(+)}(\omega)$ и $S_{C,\nu}^{(+),\dagger}(\omega)$) обнаруживают резонанс, отвечающий ИВГМР⁽⁻⁾ (ИВГМР⁽⁺⁾). По этой причине указанные силовые функции можно использовать для количественной оценки парциальных вероятностей прямого однопротонного (однойнейтронного) распада $b_{C,\nu}^{(-),\dagger}$ ($b_{C,\nu}^{(+),\dagger}$)

указанных резонансов:

$$b_{C,\nu}^{(-),\uparrow} = \int_{\delta^{(-)}} S_{C,\nu}^{(-),\uparrow}(\omega) d\omega \bigg/ \int_{\delta^{(-)}} S_C^{(-)}(\omega) d\omega, \quad (8)$$

$$b_{C,\pi}^{(+),\uparrow} = \int_{\delta^{(+)}} S_{C,\pi}^{(+),\uparrow}(\omega) d\omega \bigg/ \int_{\delta^{(+)}} S_C^{(+)}(\omega) d\omega.$$

Здесь $\delta^{(-)}$ ($\delta^{(+)}$) — энергетический интервал, включающий ИВГМР⁽⁻⁾ (ИВГМР⁽⁺⁾), а «полные» силовые функции $S_C^{(\mp)}(\omega)$ удовлетворяют правилу сумм

$$\int S_C^{(-)}(\omega) d\omega - \int S_C^{(+)}(\omega) d\omega = \int |V_C(r)|^2 n^{(-)}(r) d^3r, \quad (9)$$

где $n^{(-)}(r)$ — плотность нейтронного избытка. Полная вероятность прямого однопротонного (одненейтронного) распада $b_C^{(-),\uparrow} = \sum_{\nu} b_{C,\nu}^{(-),\uparrow}$ ($b_C^{(+),\uparrow} = \sum_{\pi} b_{C,\pi}^{(+),\uparrow}$) определяет вероятность статистического (в основном нейтронного) распада ИВГМР⁽⁻⁾ (ИВГМР⁽⁺⁾), поскольку сумма указанных вероятностей близка к единице.

2. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В выборе параметров ЧДДОМ при описании зарядово-обменных возбуждений (параметров среднего поля, взаимодействия в ЧД-канале, интенсивности мнимой части среднего массового ЧД-оператора) мы следуем работе [7], в которой эти параметры определены из независимых данных. Исключение составляет силовой параметр α (в МэВ⁻¹) в упомянутой интенсивности, который выбирается из условия описания в рамках подхода наблюдаемой полной ширины ИВГМР⁽⁻⁾ в изучаемом (или близком по A) материнском ядре. Изложенные в разд. 1 методы описания основных релаксационных параметров ИАР ($\Gamma_A^{\downarrow}, \tilde{\Gamma}_{A,\nu}^{\uparrow}, \phi(\pi)$) реализованы согласно (1), (2), (4)–(6) для резонансов, «построенных» на основных состояниях материнских ядер ^{208,209}Rb и ^{117,118}Sn. При нахождении химического потенциала нейтронной подсистемы согласно (3) величина спаривательной щели $\Delta = 1,34$ МэВ выбрана из условия описания наблюдаемой энергии двухквaziчастичного состояния ($2d_{3/2}3s_{1/2}^{-1}$) в ядре ¹¹⁸Sn [18]. Результаты расчетов релаксационных параметров указанных ИАР приведены в табл. 1, 2 в сравнении с имеющимися экспериментальными данными. «Зарядово-обменные кулоновские» силовые

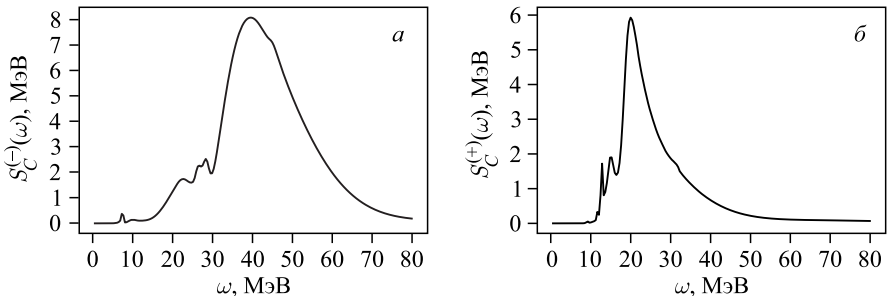
Таблица 1. Параметры интенсивности среднего массового ЧД-оператора и параметры ИАР, «построенных» на основных состояниях ядер с $Z = 50$ и $Z = 82$, вычисленные в рамках ЧДДОМ, в сравнении с экспериментальными данными [12, 13]

Ядро	α , МэВ ⁻¹	S_A	ω_A , МэВ	ω_A^{exp} , МэВ	Γ_A^\downarrow , кэВ	$\Gamma_A^{\downarrow, \text{exp}}$, кэВ
¹¹⁷ Sn	0,06	16,2	13,71	13,81 ± 0,01	22	30 ± 9
¹¹⁸ Sn	0,06	17,4	13,68	13,73 ± 0,01	16	26 ± 9
²⁰⁸ Pb	0,07	41,7	18,78	18,83 ± 0,01	60	78 ± 8
²⁰⁹ Pb	0,07	42,7	18,73	18,76 ± 0,01	67	75 ± 7

Таблица 2. Параметры однопротонного распада ИАР, «построенных» на основных состояниях ядер с $Z = 50$ и $Z = 82$, вычисленные в рамках ЧДДОМ, в сравнении с доступными экспериментальными данными [15–17]. Энергии указаны в МэВ, ширины — в кэВ

Ядро	(λ)	$\epsilon_{A,\nu}$	$\epsilon_{A,\nu}^{\text{exp}}$	$\Gamma_{A,\nu}^\uparrow$	$\check{\Gamma}_{A,\nu}^\uparrow$	$\Gamma_{A,\nu}^{\uparrow, \text{exp}}$	$\phi(\pi)$	$\phi_{(\pi)}^{\text{exp}}$
¹¹⁷ Sn	$s_{1/2}$	5,26	6,87	4,6	31,3	17,0 ± 0,5	-0,002	—
¹¹⁸ Sn	$s_{1/2}$	5,28	4,40	5,7	1,1	—	-0,002	—
²⁰⁸ Pb	$p_{1/2}$	11,13	11,46	54,7	71,6	51,6 ± 1,7	0,051	0,087 ± 0,035
²⁰⁹ Pb	$g_{9/2}$	14,62	14,46	30,7	27,1	22,7 ± 0,6	0,062	0,022 ± 0,011

функции $S_C^{(\mp)}(\omega)$ для материнского ядра ¹¹⁸Sn показаны на рисунке, а результаты выполненных согласно (8) расчетов полной вероятности однопротонного (одненейтронного) распада ИВГМР⁽⁻⁾ (ИВГМР⁽⁺⁾), построенных на основном состоянии материнских ядер ¹¹⁸Sn и ²⁰⁸Pb, приведены в табл. 3. Отметим, что расчетные силовые функции $S_C^{(\mp)}(\omega)$ с хорошей точностью (> 99%) удовлетворяют правилу сумм (9). Данные табл. 3 свидетельствуют о существенной роли одночастичного континуума в формировании ИВГМР^(±). Как следует из приведенных в табл. 1 результатов, в рамках предложенного



«Зарядово-обменные кулоновские» силовые функции $S_C^{(-)}(\omega)$ (а) и $S_C^{(+)}(\omega)$ (б), рассчитанные в рамках ЧДДОМ для материнского ядра ¹¹⁸Sn

Таблица 3. Полные вероятности прямого однопротонного (однойнейтронного) распада ИВГМР⁽⁻⁾ (ИВГМР⁽⁺⁾), построенных на основном состоянии материнских ядер ^{118}Sn и ^{208}Pb

Ядро	$b_C^{(-),\uparrow}, \%$	$b_C^{(+),\uparrow}, \%$
^{118}Sn	68,4	52,4
^{208}Pb	49,9	26,1

подхода получено удовлетворительное описание аномально малой фрагментационной ширины рассмотренных ИАР. Возможно, что некоторая недооценка указанных ширин связана с другими (слабыми) источниками нарушения изоспиновой симметрии в ядрах. Качественное описание получено также для «упругих» протонных ширин ИАР (см. табл. 2).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе мы существенно расширили рамки предложенного в [7] «кулоновского описания» высокоэнергетических монополярных возбуждений в среднетяжелых сферических ядрах. Предложены методы количественной оценки основных релаксационных параметров ИАР и ИВГМР^(\mp) для материнских ядер с заполненными оболочками и заполненными оболочками + валентный нейтрон. Указанные методы обобщены на случай ядер с развитым нейтронным спариванием. Конкретный анализ выполнен для материнских ядер $^{117,118}\text{Sn}$ и $^{208,209}\text{Pb}$. Получено удовлетворительное описание такого релаксационного параметра ИАР, как фрагментационная ширина, малая величина которой является свидетельством высокой степени сохранения изоспина в среднетяжелых ядрах. Показана также существенная роль одночастичного континуума в формировании зарядово-обменных гигантских монополярных резонансов. Дальнейшее развитие подхода связано с использованием более совершенных версий среднего поля, частично-дырочного взаимодействия и спаривания нуклонов.

Работа выполнена при частичной поддержке Минобрнауки в рамках Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (проект 02.А03.21.0005 от 27.08.2013) и РФФИ (грант № 19-02-00660).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Urin M. H.* Damping of High-Energy Particle-Hole-Type Nuclear Excitations: A Semi-microscopic Model // *Phys. Rev. C.* 2013. V. 87. P. 044330.
2. *Urin M.* Damping of Simple Modes of High-Energy Nuclear Excitations: Dispersive Optical Models and Their Implementations // *EPJ Web of Conf. EDP Sci.* 2018. V. 182. P. 02125.

3. *Shlomo S., Bertsch G.* Nuclear Response in the Continuum // Nucl. Phys. A. 1975. V. 243. P. 507.
4. *Urin M.H.* Direct-Decay Properties of Giant Resonances // Nucl. Phys. A. 2008. V. 811. P. 107.
5. *Tulupov B., Urin M.* Fragmentation Energy Shift of Giant Nuclear Resonances // Phys. At. Nucl. 2009. V. 72, No. 4. P. 737.
6. *Auerbach N.* Coulomb Effects in Nuclear Structure // Phys. Rep. 1983. V. 98. P. 273.
7. *Kolomiitsev G., Gorelik M., Urin M.* On the Spreading Width of Isobaric Analog Resonances // Eur. Phys. J. A. 2018. V. 54, No. 12. P. 228.
8. *Gorelik M.L., Urin M.H.* Direct Proton-Decay Properties of the Isobaric Analog and Isovector Monopole Giant Resonances // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 064312.
9. *Gorelik M.L., Rykovanov V.S., Urin M.G.* “Coulomb” Description of Basic Relaxation Parameters of Isobar Analog and Charge-Exchange Giant Monopole Resonances // Phys. At. Nucl. 2010. V. 73. P. 1997.
10. *Kolomiitsev G., Gorelik M., Urin M.* Damping Parameters of Charge-Exchange Giant Monopole Resonances within a Semi-Microscopic Approach // EPJ Web of Conf. EDP Sci. 2018. V. 194. P. 02010.
11. *Gorelik M.L., Shlomo S., Tulupov B.A., Urin M.H.* On Unitarity of the Particle-Hole Dispersive Optical Model // Nucl. Phys. A. 2018. V. 970. P. 353.
12. *Antony M.S., Pape A., Britz J.* Coulomb Displacement Energies between Analog Levels for $3 \leq A \leq 239$ // At. Data Nucl. Data Tables. 1997. V. 66. P. 1.
13. *Reiter J., Harney H.L.* Isospin Mixing Matrix Elements Extracted from Isobaric Analog Resonances // Z. Phys. A. 1990. V. 337. P. 121.
14. *Urin M.* Relaxation of Nuclear Excitations. M.: Energoatomizdat, 1991.
15. *Audi G., Wapstra A., Thibault C.* The AME2003 Atomic Mass Evaluation. II. Tables, Graphs and References // Nucl. Phys. A. 2003. V. 729, No. 1. P. 337.
16. *Guzhovskii B., Zvenigorodskii A., Trusillo S., Abramovich S.* Experimental Test of Theory of Isobar-Analog Resonances-Cadmium and Tin Isotopes // Sov. J. Nucl. Phys. 1975. V. 21, No. 5. P. 478.
17. *Van der Werf S., Harakeh M., Quint E.* Neutron Spectroscopic Factors in ^{208}Pb from the Proton Decay of the ^{208}Bi Isobaric Analog State // Phys. Lett. B. 1989. V. 216, No. 1–2. P. 15.
18. *Igashov S.Y., Rodin V., Urin M.* Configuration Splitting of the Gamow–Teller Resonance in Antimony Isotopes: Is This a Real or a Virtual Effect? // Phys. At. Nucl. 2013. V. 76, No. 4. P. 429.