

# РЕЛАКСАЦИЯ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ: ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ (МЕТОДЫ, РЕЗУЛЬТАТЫ, ПЕРСПЕКТИВЫ)

М. Г. Урин<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>*Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия*

Изложен полумикроскопический подход к совместному описанию основных мод релаксации гигантских резонансов в сферических ядрах. Подход основан на континуумной версии приближения случайной фазы и феноменологическом описании фрагментационного эффекта. Последний учитывается в “полюсном” приближении в терминах зависящей от энергии возбуждения мнимой части одночастичного эффективного оптического потенциала непосредственно в уравнениях указанного приближения. В практической реализации подхода используются взаимодействие Ландау–Мигдала в канале частица–дырка и феноменологическое среднее поле ядра, связанные условиями частичного самосогласования. Полученные в рамках подхода результаты расчетов интегральных и дифференциальных характеристик ряда гигантских резонансов в широком интервале энергий возбуждения используются для сравнения с имеющимися экспериментальными данными, а также для предсказаний результатов возможных экспериментов. Сформулирована частично-дырочная оптическая модель, которая служит как обоснованием существующей версии полумикроскопического подхода, так и базовым элементом описания возбуждений типа частица–дырка при произвольной (но достаточно большой) энергии.

*На экземпляре монографии [1], хранящемся у автора, А.Б. Мигдал написал: “Здесь не хватает ядерных реакций...”. Хотелось бы думать, что представленная работа отвечает пожеланию Учителя.*

---

\* Electronic address: [urin@theor.mephi.ru](mailto:urin@theor.mephi.ru)

## 1. ВВЕДЕНИЕ

### 1.1. Общие замечания

Многообразие гигантских резонансов (ГР) и их свойств позволяет говорить об универсальном явлении, экспериментальные и теоретические исследования которого составляют отдельный раздел физики ядра. Полученные до 2000 г. многочисленные экспериментальные данные относительно свойств ГР частично систематизированы в монографии [2]. Некоторые из экспериментальных работ последнего десятилетия отмечены ниже в связи с описанием свойств ряда ГР.

С микроскопической точки зрения гигантские резонансы отвечают коллективным возбуждениям типа частица-дырка (т.е. входным состояниям (ВС) типа  $1p-1h$ ), характеризующимся определенными значениями углового момента и четности ( $J^\pi$ ), орбитального момента ( $L = 0, 1, 2, \dots$ , так что  $\pi = (-1)^L$ ), спина ( $S = 0, 1$ ), изоспина ( $T = 0, 1$ ) и его третьей проекции ( $|T_3| \leq T$ ). Многообразие гигантских резонансов определяется различными комбинациями квантовых чисел  $J, L, S, T, T_3$ , а при заданной комбинации—еще и “порядком” (основной тон, или первый порядок; обертона, или второй порядок).

В ядрах с достаточно большим числом нуклонов ( $A \gtrsim 40$ ) гигантские резонансы формируются благодаря: 1) концентрации соответствующей частично-дырочной силы в относительно узком энергетическом интервале (следствие оболочечной структуры ядер); 2) связи ВС типа  $1p-1h$  с одночастичным континуумом (следствие того факта, что ядро является открытой ферми-системой); 3) связи упомянутых ВС с многоквартичными (хаотическими) состояниями (следствие большой ( $\sim 10-40$  МэВ) энергии возбуждения ГР). Соответственно можно говорить о трех основных модах релаксации ГР: 1) распределении частично-дырочной силы, или затухании Ландау; 2) прямом нуклонном распаде и родственных явлениях; 3) фрагментационном эффекте. Эти моды релаксации проявляются совместно в их взаимодействии, причем относительный вклад отдельных мод в формировании ГР заметно меняется с увеличением энергии возбуждения.

Предметом теоретического описания являются получаемые из экспериментальных данных интегральные и дифференциальные характеристики ГР. К первым—относится соответствующая частично-дырочная силовая функция, определяющая среднюю энергию возбуждения, ширину или средне-квадратичную дисперсию энергии, а также зависящая от энергии переходная плотность. Ко вторым—парциальные вероятности прямо-

го нуклонного распада или сечения “прямых+полупрямых” реакций с одним нуклоном в континууме.

## 1.2. Теоретические подходы

Теоретические подходы (микроскопические или полумикроскопические), основанные на концепции среднего поля и потому явно учитывающие оболочечную структуру ядра, представляются наиболее продвинутыми в описании основных характеристик ГР. Поэтому мы не касаемся полуклассических подходов, основанных на вариантах кинетического уравнения, поскольку в этих подходах оболочечная структура ядра игнорируется. Изложение микроскопических подходов следует начать с континуумной версии приближения случайной фазы (кПСФ) [3], поскольку в рамках этой версии можно точно учесть затухание Ландау и вклад одночастичного континуума в формирование ГР. Входными данными для описания ГР в рамках кПСФ являются среднее поле и взаимодействие в канале частица-дырка. Систематическое описание интегральных характеристик большого числа бесспиновых ( $S = 0$ ) и спин-флиповых ( $S = 1$ ) ГР было предпринято в рамках кПСФ в работах [4, 5]. В этих работах среднее поле и бесспиновая часть взаимодействия в канале частица-дырка вычислялись методом Хартри-Фока с использованием зависящих от плотности нуклонов эффективных сил Скирма. Несмотря на точный учет одночастичного континуума, в [3-5] не реализована возможность описания в рамках кПСФ парциальных вероятностей прямого нуклонного распада ГР.

Попытки учесть фрагментационный эффект в описании интегральных характеристик ГР, основанные на учете связи входных состояний типа  $1p-1h$  с некоторым числом конфигураций две частицы-две дырки ( $2p-2h$ ), предпринимались как без учета [6], так и с учетом [7] одночастичного континуума. Такой подход представляется не вполне адекватным проблеме не только потому, что для описания фрагментационного сдвига энергии максимума ГР требуется учесть формально полный базис  $2p-2h$  конфигураций. Более существенным представляется игнорирование “термализации” ВС типа  $1p-1h$ , т.е. связи указанных ВС с многоквaziчастичными (хаотическими) состояниями. В рамках упомянутого подхода различные ВС типа  $1p-1h$ , формирующие данный ГР, взаимодействуют между собой за счет связи с  $2p-2h$  состояниями, которые в действительности являются входными для формирования хаотических состояний. Естественно

предположить, что в силу сложной природы хаотических состояний взаимодействие различных ВС типа  $1p-1h$  за счет связи с многоквaziчастичными конфигурациями отсутствует после усреднения по энергии (статистическая гипотеза). С использованием этой гипотезы возможно феноменологическое описание вклада фрагментационного эффекта в формирование ГР. В случае слабой связи с одночастичным континуумом такое описание в терминах средней фрагментационной ширины ВС типа  $1p-1h$  было предложено в [8] наряду с описанием прямого нуклонного распада ГР. Здесь уместно отметить некоторую аналогию с феноменологическим описанием релаксации одноквaziчастичных возбуждений с достаточно большой энергией в рамках одноквaziчастичной оптической модели [9,10]. В этой модели возможно и описание прямого распада подбарьерных одночастичных состояний [11, 12].

В настоящее время изложенный ниже полумикроскопический подход представляется единственной моделью, в рамках которой возможно систематическое описание свойств ГР, включая основные моды релаксации. Подход основан на континуумной версии приближения случайной фазы и феноменологическом описании фрагментационного эффекта. Последний учитывается в полюсном приближении, т.е. в непосредственной окрестности максимума ГР, в терминах зависящей от энергии возбуждения мнимой части одночастичного эффективного оптического потенциала непосредственно в уравнениях указанного приближения. В практической реализации подхода используются взаимодействие Ландау–Мигдала в  $1p-1h$  канале [1] и феноменологическое среднее поле ядра, связанные условиями частичного согласования. Используемые в рамках подхода методы и некоторые из полученных до 2008 г. результатов кратко изложены в [13]. В работе полумикроскопический подход излагается как элемент частично-дырочной оптической модели [14]. В разд. 2 наряду с основными соотношениями реализованной версии подхода описаны также входные данные, используемые в расчетах. Обзор выполненных до 2008 г. работ по полумикроскопическому описанию релаксационных параметров различных ГР, а также краткое изложение недавно выполненных работ содержатся в разд. 3. Формулировка и перспективы использования частично-дырочной оптической модели для описания релаксации возбуждений типа  $1p-1h$  низкой мультипольности при произвольной энергии (а не только в окрестности данного ГР) обсуждаются в разд. 4. Заключительные замечания содержатся в разд. 5.

## 2. МЕТОДЫ

### 2.1. Частично-дырочная функция Грина

Подобно тому как в случае перехода к одноквазичастичной оптической модели базисной величиной служит одночастичная функция Грина ферми-системы  $G(x, x'; \varepsilon)$  [9, 10], так для перехода к частично-дырочной оптической модели базисной величиной является, вообще говоря, нелокальная частично-дырочная функция Грина  $\mathcal{A}(x, x'; x_1, x'_1, \omega)$  [14]. Будучи одним из вариантов двухчастичной функции Грина [1],  $\mathcal{A}$  содержит информацию о частично-дырочных возбуждениях ферми-системы согласно спектральному разложению:

$$\mathcal{A}(x, x'; x_1, x'_1; \omega) = \sum_s \left\{ \frac{\rho_s^*(x', x) \rho_s(x_1, x'_1)}{\omega - \omega_s + i0} - \frac{\rho_s^*(x'_1, x_1) \rho_s(x, x')}{\omega + \omega_s - i0} \right\}. \quad (1)$$

Здесь  $\omega_s = E_s - E_0$ —энергия возбуждения точных состояний системы  $|s\rangle$ , которые принадлежат непрерывному спектру, если  $\omega > B_N$  ( $B_N$ —энергия отрыва нуклона). В последнем случае волновые функции предполагаются нормированными на  $\delta$ -функцию от энергии. Далее,  $\rho_s(x, x') = \langle s | \hat{\Psi}^+(x) \hat{\Psi}(x') | 0 \rangle$ —переходная матрица плотности, где  $\hat{\Psi}^+(x)$ —оператор рождения нуклона в точке с координатами  $x$ , включающими пространственные, спиновые и изоспиновые переменные. (Здесь и в дальнейшем рассматриваются ядра без спаривания нуклонов). Согласно разложению (1) переходная матрица плотности в области непрерывного спектра следующим образом определяется функцией Грина  $\mathcal{A}$ :

$$|\rho(x, x'; \omega)|^2 = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \mathcal{A}(x = x_1, x' = x'_1; \omega). \quad (2)$$

Силовая функция  $S_{\mathcal{V}_0}(\omega) = \sum_s |(\hat{\mathcal{V}}_0)_{so}|^2 \delta(\omega - \omega_s)$ , отвечающая внешнему, вообще говоря, нелокальному, одночастичному полю  $\hat{\mathcal{V}}_0 = \int \hat{\Psi}^+(x) \mathcal{V}_0(x, x') \hat{\Psi}(x') dx dx' \equiv [\hat{\Psi}^+ \mathcal{V}_0 \hat{\Psi}]$ , также определяется функцией  $\mathcal{A}$ :

$$\begin{aligned} S_{\mathcal{V}_0}(\omega) &= -\frac{1}{\pi} \text{Im} \int \mathcal{V}_0^+(x, x') \mathcal{A}(x, x'; x_1, x'_1; \omega) \mathcal{V}_0(x_1, x'_1) dx dx' dx_1 dx'_1 = \\ &= -\frac{1}{\pi} \text{Im} [\mathcal{V}_0^+ \mathcal{A}(\omega) \mathcal{V}_0]. \end{aligned} \quad (3)$$

Схематическая запись [...] обозначает интегрирование по координатам. Согласно (2),(3) имеем:

$$S_{\nu_0}(\omega) = |[\rho(\omega)\mathcal{V}_0]|^2. \quad (4)$$

В соответствии с (1) свободная частично-дырочная функция Грина определяется средним полем и числами заполнения одночастичных состояний:

$$\mathcal{A}_0(x, x'; x_1, x'_1; \omega) = \sum_{\lambda\mu} A_{\lambda\mu}(\omega) \phi_\lambda(x) \phi_\mu^*(x') \phi_\mu(x'_1) \phi_\lambda^*(x_1); \quad (5)$$

$$A_{\lambda\mu}(\omega) = \frac{n_\lambda - n_\mu}{\varepsilon_\lambda - \varepsilon_\mu - \omega}.$$

Здесь  $\phi_\lambda(x)$ —собственные функции одночастичного Гамильтониана:  $(h(x) - \varepsilon_\lambda)\phi_\lambda(x) = 0$ ;  $n_\lambda$ —числа заполнения. С помощью спектрального представления функций Грина одночастичного уравнения Шредингера  $g(x, x_1, \varepsilon)$  представим выражение (5) в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_0(x, x'; x_1, x'_1; \omega) &= \sum_{\mu} n_\mu \phi_\mu^*(x') \phi_\mu(x'_1) g(x, x_1; \varepsilon_\mu + \omega) + \\ &+ \sum_{\lambda} n_\lambda \phi_\lambda^*(x'_1) \phi_\lambda(x) g(x'_1, x'; \varepsilon_\lambda - \omega). \end{aligned} \quad (6)$$

После отделения спин-угловых переменных (разд. 2.3) использование представления функций Грина  $g(x, x_1, \varepsilon)$ , удовлетворяющих уравнению  $(h(x) - \varepsilon)g(x, x_1, \varepsilon) = -\delta(x - x_1)$ , в виде произведения регулярного и нерегулярных решений радиального уравнения Шредингера позволяет точно учесть одночастичный континуум в выражении (6). В применении к локальной  $1p-1h$  функции Грина такая процедура впервые реализована в [3].

Базисное уравнение Бете-Голдстоуна относительно нелокальной частично-дырочной функции Грина мы представим в разд. 4 в связи с формулировкой частично-дырочной оптической модели. Этот и последующий разделы мы посвятим формулировке и приложениям текущей версии полумикроскопического подхода.

## 2.2. кПСФ: различные версии

Точные состояния системы в разложении (1) представляют собой сложные суперпозиции конфигураций  $1p-1h$ ,  $2p-2h$ ,  $3p-3h$ , ..., так что переходная матрица плотности  $\rho_s(x, x')$  отлична от нуля в меру вклада  $1p-1h$  конфигураций в волновую функцию  $|s\rangle$ . Если: 1) рассматривать только возбуждения  $1p-1h$ , 2) учесть в соответствующем уравнении Бете-Голдстоуна взаимодействие квазичастиц в  $1p-1h$  канале, 3) ограничиться практически важным случаем локального внешнего поля (т.е. положить  $\mathcal{V}_0(x, x') = V_0(x)\delta(x - x')$ ), то указанные предположения отвечают приближению случайной фазы (ПСФ). Базовой величиной указанного приближения является локальная частично-дырочная функция Грина  $A(x, x_1; \omega) = \mathcal{A}(x = x', x_1 = x'_1; \omega)$ . Общие свойства этой функции следуют из соотношений (1)–(6) в пределе  $x' \rightarrow x, x'_1 \rightarrow x_1$ . Соответствующие указанному пределу соотношения обозначим (1a)–(6a)<sup>1</sup>. Вместо обозначений “ $s$ ” в разложении (1) мы используем обозначения “ $d$ ” в разложении (1a), имея в виду, что состояния  $|d\rangle$ , будучи суперпозициями  $1p-1h$  конфигураций, являются входными состояниями для связи с более сложными конфигурациями. Величины  $\rho_d(x)$  или  $\rho(x, \omega)$  в (1a), (2a), (4a) представляют собой переходные плотности входных состояний. Базовым уравнением ПСФ является уравнение для локальной частично-дырочной функции Грина:

$$A = A_0 + [A_0 F A], \quad (7)$$

где  $F(x, x_1)$ —взаимодействие квазичастиц в  $1p-1h$  канале. Это уравнение вместе с выражением (6a) для свободной функции Грина  $A_0(x, x_1; \omega)$  составляет содержание континуумной версии ПСФ [3].

Эквивалентная и более простая в практической реализации версия кПСФ используется в теории конечных ферми-систем А.Б. Мигдала [1]. В этой теории вместо эффективного пропагатора  $A(x, x_1; \omega)$  (1a), удовлетворяющего уравнению (7), используется эффективное внешнее поле  $V(x, \omega)$ , определяемое соотношением  $[A(\omega)V_0] =$

<sup>1</sup> Для краткости изложения здесь и ниже большая часть похожих по структуре формул не приводится явно, а указывается алгоритм получения этих формул.

$[A_0(\omega)V(\omega)]$ , или

$$\int A(x, x_1; \omega)V_0(x_1)dx_1 = \int A_0(x, x_1; \omega)V(x_1; \omega)dx_1. \quad (8)$$

Согласно (7), (8) эффективное поле удовлетворяет уравнению

$$V(\omega) = V_0 + [FA_0(\omega)V(\omega)], \quad (9)$$

а силовая функция  $S_{V_0}(\omega)$  согласно (3а), (8) определяется соотношением:

$$S_{V_0}(\omega) = -\frac{1}{\pi}\text{Im}[V_0^+A_0(\omega)V(\omega)]. \quad (10)$$

В изложенных (стандартных) версиях кПСФ отсутствует описание парциальных вероятностей прямого нуклонного распада ГР, возможного при  $\omega > B_N$ . Наиболее просто реализовать такое описание можно в практически важном случае  $\delta$ -функционального взаимодействия в  $1p-1h$  канале, т.е. положив  $F(x_1, x_2) = F(x_1)\delta(x_1 - x_2)$ . В этом случае согласно (9), (10) можно получить альтернативное представление силовой функции:

$$S_{V_0}(\omega) = -\frac{1}{\pi}\text{Im}[V^+(\omega)A_0(\omega)V(\omega)], \quad (11)$$

из которого на основании (6а) следует выражение, справедливое при  $\omega > B_N$ :

$$S_{V_0}(\omega) = \sum_c |M_{V_0,c}(\omega)|^2, M_{V_0,c}(\omega) = n_\mu^{1/2} \int \psi_{c,0}^{(+)}(x)V(x, \omega)dx = n_\mu^{1/2}[\psi_{c,0}^{(+)}V(\omega)]. \quad (12)$$

Здесь величина  $M_{V_0,c}(\omega)$  имеет смысл амплитуды индуцированной внешним полем прямой+полупрямой (DSD) реакции с переходом нуклона из связанного состояния с волновой функцией  $\phi_\mu(x)$  в состояние непрерывного спектра с волновой функцией  $\phi_{\varepsilon,(\lambda)}^{(+)}$ , энергией  $\varepsilon = \varepsilon_\mu + \omega$  и квантовыми числами  $(\lambda) = j_\lambda, l_\lambda$ , совместимыми с правилами отбора, отвечающими спин-угловой симметрии внешнего поля  $V_0(x)$ ; произведение  $\phi_{\varepsilon,(\lambda)}^{(+)}(x)\phi_\mu(x) = \psi_{c,0}^{(+)}(x)$  можно назвать свободной волновой функцией канала реакции с квантовыми числами  $c = \mu, (\lambda)$ . Парциальную вероятность прямого нуклонного распада ГР для произвольного энергетического интервала  $\delta = \omega_1 - \omega_2$  естественно определить



соотношением:

$$b_c(\delta) = \int_{(\delta)} S_{V_0,c}(\omega) d\omega / \int_{(\delta)} S_{V_0}(\omega) d\omega, \quad (13)$$

где  $S_{V_0,c}(\omega) = |M_{V_0,c}(\omega)|^2$ —парциальная силовая функция. Согласно (12) имеет место соотношение унитарности  $\sum_c b_c(\delta) = 1$  независимо от интервала наблюдения  $\delta$ .

Альтернативный метод описания прямого нуклонного распада ГР в рамках кПСФ основан на использовании (локальной) амплитуды рассеяния  $\Gamma(x, x_1; \omega)$  [8]. Эта величина, определяемая соотношением  $[FA(\omega)] = [\Gamma(\omega)A_0(\omega)]$ , согласно (7) удовлетворяет уравнению:

$$\Gamma(\omega) = F + [FA_0(\omega)\Gamma(\omega)]. \quad (14)$$

Свертки амплитуды рассеяния с волновыми функциями каналов  $\Gamma_{c'c}(\omega)$  представляют собой элементы S-матрицы для упругого и неупругого рассеяния нуклонов с виртуальным возбуждением ГР:

$$\Gamma_{c'c}(\omega) = [\psi_{c',0}^{(+)}\Gamma(\omega)\psi_{c,0}^{(+)}] = [\psi_{c',0}^{(+)}F\psi_c^{(+)}(\omega)]. \quad (15)$$

Здесь  $\psi_c^{(+)}(\omega)$ —эффективная волновая функция канала, удовлетворяющая уравнению вида (9):

$$\psi_c^{(+)}(\omega) = \psi_{c,0}^{(+)} + [A_0(\omega)F\psi_c^{(+)}(\omega)]. \quad (16)$$

На основе уравнений (14), (15) и по аналогии с (11), (12) можно получить соотношение унитарности:

$$-\frac{1}{\pi}\text{Im}\Gamma_{cc}(\omega) = \sum_{c'} |\Gamma_{c'c}(\omega)|^2. \quad (17)$$

Парциальную вероятность прямого нуклонного распада ГР в канал “ $c'$ ” естественно определить соотношением (ср. с (13)):

$$b_{c'}(\delta) = \int_{(\delta)} |\Gamma_{c'c}(\omega)|^2 d\omega / \int_{(\delta)} \sum_{c''} |\Gamma_{c''c}(\omega)|^2 d\omega. \quad (18)$$

Для практического расчета парциальных вероятностей прямого нуклонного распада ГР предпочтительней использовать формально зависящее от выбора внешнего поля выражение (13) для  $b_c(\delta)$ , поскольку в этом случае необходимо решить интегральное уравнение (2.9) для плавно меняющегося в объеме ядра поля  $V_0(x)$ . Для расчета  $b_c(\delta)$

согласно (18) необходимо решить уравнение (16) для быстро меняющейся в объеме ядра эффективной волновой функции канала.

В заключение этого раздела отметим, что из уравнений (9), (18) следует альтернативное (12) выражение для амплитуды DSD-реакции:

$$M_{V_0,c}(\omega) = n_\mu^{1/2}[\psi_c^{(+)}(\omega)V_0]. \quad (19)$$

### 2.3. кПСФ: методы реализации

Остановимся кратко на некоторых аспектах практической реализации основанного на кПСФ метода, являющегося существенным элементом полумикроскопического подхода. Согласно перечисленным во Введении квантовым числам  $J^\pi, L, S, T, T_3$ , характеризующим данный ГР, внешнее поле  $V_0(x)$  в уравнениях (8)–(12) следует выбрать в виде:  $V_0^{(i)}(x) = V_0^L(r)T_{\text{JLSM}}(\mathbf{n})\tau^{(i)}$ . Здесь  $T_{\text{JLSM}}$ —спин-угловой тензорный оператор ранга  $J$ ;  $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$ ;  $\tau^{(i)}$  ( $\tau^{(0)} = 1, \tau^{(-)}, \tau^{(3)}, \tau^{(+)}$ )—операторы изоспина нуклона. Поле  $V_0^{(0)}(x)$  генерирует изоскалярные возбуждения ( $T = T_3 = 0$ ), поля  $V_0^{(3)}(x)$  и  $V_0^{(\mp)}(x)$ —изовекторные возбуждения ( $T = 1$ ) в нейтральном ( $T_3 = 0$ ) и зарядово-обменных ( $\beta^{(\mp)}$ ) каналах ( $T_3 = \mp 1$ ), соответственно.

Расчеты силовых функций  $S_{V_0}(\omega)$  удобно контролировать с помощью правил сумм. Так для возбуждений в нейтральном канале ( $T_3 = 0$ ) используют энергетически взвешенное правило сумм (ЭВПС):

$$\text{ЭВПС} = \int \omega S_{V_0}(\omega) d\omega = \frac{1}{2} \langle 0 | [\hat{V}_0^+, [\hat{H}, \hat{V}_0]] | 0 \rangle. \quad (20)$$

Здесь  $\hat{H} = \sum_a h(x_a) + \sum_{a>b} F(x_a, x_b)$  - отвечающий ПСФ модельный гамильтониан. Для совместного анализа возбуждений в  $\beta^{(\mp)}$ -каналах используют неэнергетически взвешенное правило сумм (НЭВПС):

$$\text{НЭВПС} = \int S_{V_0^{(-)}}(\omega) d\omega - \int S_{V_0^{(+)}}(\omega) d\omega = \langle 0 | [\hat{V}_0^{(+)}, \hat{V}_0^{(-)}] | 0 \rangle. \quad (21)$$

В уравнениях, содержащих внешнее поле  $V_0^{(i)}(x)$ , следует отделить спин-угловые и изоспиновые переменные. Отвлекаясь на время от изобарической структуры  $1p-1h$  возбуждений, отметим, что свободный пропагатор (2.6а) можно разложить по спин-

угловым тензорам [1, 10]:

$$A_0(x, x_1; \omega) = (r^2 r_1^2)^{-1} \sum_{\text{JLSM}} A_0^{\text{JLS}}(r, r_1; \omega) T_{\text{JLSM}}(\mathbf{n}) T_{\text{JLSM}}^+(\mathbf{n}_1). \quad (22)$$

Здесь радиальная часть свободного пропагатора определяется числами заполнения, радиальными волновыми функциями одночастичных связанных состояний  $r^{-1}\chi(r)$ , радиальными функциями Грина  $(rr_1)^{-1}g_{(\lambda)}(r, r_1; \varepsilon)$  и соответствующими кинематическими факторами:

$$A_0^{\text{JLS}}(r, r_1; \omega) = \sum_{\mu, \lambda} |t_{(\mu)(\lambda)}^{\text{JLS}}|^2 \{n_\mu \chi_\mu(r) \chi_\mu(r_1) g_{(\lambda)}(r, r_1; \varepsilon_\mu + \omega) + n_\lambda \chi_\lambda(r_1) \chi_\lambda(r) g_{(\mu)}(r_1, r; \varepsilon_\lambda - \omega)\}, \quad (23)$$

где  $\sqrt{2J+1} t_{(\mu)(\lambda)}^{\text{JLS}} = \langle (\mu) || T_{\text{JLS}} || (\lambda) \rangle$  — приведенный матричный элемент тензорного оператора. Отметим, что из-за спин-орбитального слагаемого в среднем поле ядра разложение (22) отвечает “симметричному” приближению (см., например, [10]). Учет в этом разложении недиагональных по  $L$  и  $S$  (при заданном  $J$ ) слагаемых мало сказывается на расчетных характеристиках гигантских резонансов, которые в указанном приближении наряду с  $J$  можно характеризовать определенными значениями  $L$  и  $S$ .

В соответствии с разложением (22) ищем отвечающее  $V_0(x)$  эффективное поле в виде:  $V(x, \omega) = V^{\text{JLS}}(r, \omega) T_{\text{JLSM}}(\mathbf{n})$ . Поскольку  $\delta$ -функциональное взаимодействие в  $1p$ - $1h$  канале также можно представить в виде разложения по спин-угловым тензорам:

$$F(x, x_1) \rightarrow (F^0 + F^1 \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\sigma}_1) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) = (rr_1)^{-1} \delta(r - r_1) \sum_{\text{JLSM}} F^S T_{\text{JLSM}}(\mathbf{n}) T_{\text{JLSM}}^+(\mathbf{n}_1), \quad (24)$$

то в уравнении для  $V(x, \omega)$  (9), в выражениях для силовой функции  $S_{V_0}(\omega)$  (10)–(12) спин-угловые переменные отделяются. В результате получим соответствующее выражения (нумеруемые далее с индексом “b”), содержащие только радиальные переменные:

$$V^{\text{JLS}}(r, \omega) = V_0^L(r) + r^{-2} F^S(r) \int A_0^{\text{JLS}}(r, r_1; \omega) V^{\text{JLS}}(r_1, \omega) dr_1, \quad (9b)$$

$$S_{V_0}^{\text{JLS}}(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \int V_0^{L*}(r) A_0^{\text{JLS}}(r, r_1; \omega) V^{\text{JLS}}(r_1, \omega) dr dr_1, \quad (10b)$$

и

$$M_{V_0, c}^{\text{JLS}}(\omega) = n_\mu^{1/2} t_{(\lambda)(\mu)}^{\text{JLS}} \int \chi_{c,0}^{(+)}(r, \omega) V^{\text{JLS}}(r, \omega) dr. \quad (12b)$$

В выражении (12b) для индуцированной внешним полем  $V_0(x)$  амплитуды DSD реакции величина  $r^{-2} \chi_{c,0}^{(+)}(r, \omega) = r^{-2} \chi_{\varepsilon,(\lambda)}^{(+)}(r) \chi_\mu(r)$  ( $\varepsilon = \varepsilon_\mu + \omega$ ) представляет собой радиальную часть свободной волновой функции канала реакции “с”.

Переходная плотность данного ГР  $\rho^{\text{JLSM}}(x, \omega) = r^{-2} \rho^{\text{JLS}}(r, \omega) T_{\text{JLSM}}^+(\mathbf{n})$  определяется соотношением (4a). После отделения спин-угловых переменных в этом соотношении на основании (9b), (10b) получим выражение для радиальной части переходной плотности:

$$r^{-2} \rho^{\text{JLS}}(r, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} V^{\text{JLS}}(r, \omega) / F^S(r) (S_{V_0}^{\text{JLS}}(\omega))^{1/2}. \quad (25)$$

Радиальную зависимость внешнего поля  $V_0^L(r)$  выбирают так, чтобы обеспечить максимальное исчерпывание данным ГР соответствующего правила сумм. В описании ГР первого порядка, или основного тона, в качестве  $V_0^L(r)$  выбирают:  $r^L$  ( $L > 0$ ),  $r^2$  и 1 для монополюсного ГР с  $T_3 = 0$  и  $T_3 = \mp 1$ , соответственно. Для описания ГР второго порядка, или обертона, удобно выбрать зависимость  $V_{0,ov}^L(r)$  в виде:  $r^L(r^2 - \eta_L)$  ( $L > 0$ ),  $r^2(r^2 - \eta_0)$  и  $r^2 - \eta_0$  для монополюсных ГР с  $T_3 = 0$  и  $T_3 = \mp 1$ , соответственно. Чтобы минимизировать возбуждение полем  $V_{0,ov}$  соответствующего ГР первого порядка, масштабный параметр  $\eta_L$  можно выбрать согласно простейшему условию:  $\int V_{0,ov}^L(r) \rho^{\text{JLS}}(r, \omega_{max}) dr = 0$ , где  $\omega_{max}$ —энергия максимума ГР основного тона.

Обращаясь к учету изобарической структуры  $1p-1h$  возбуждений, отметим, что в соответствии с мнимой частью свободного частично-дырочного пропагатора  $A_0^{\text{JLS}}(r, r_1; \omega)$  (23) последний описывает возбуждения частица-дырка ( $N\bar{N}$ ) с определенными значениями  $T_3$ , если третью проекцию изоспина нуклона включить в совокупность одночастичных квантовых чисел  $\lambda$  и  $\mu$ . Используя обозначения  $\pi$  и  $\nu$  для совокупности квантовых чисел однопротонных и однеийтронных состояний, соответственно, получим для четырех типов возбуждений  $(p\bar{p})$ ,  $(n\bar{n})$ ,  $(p\bar{n})$ ,  $(n\bar{p})$  соответствующие четыре компоненты свободного пропагатора (23):  $A_{0,p\bar{p}} = A_0(\mu \rightarrow \pi, \lambda \rightarrow \pi)$ ,  $A_{0,n\bar{n}}(\mu \rightarrow \nu, \lambda \rightarrow \nu)$ ,  $A_{0,p\bar{n}}(\mu \rightarrow \nu, \lambda \rightarrow \pi)$ ,  $A_{0,n\bar{p}}(\mu \rightarrow \pi, \lambda \rightarrow \nu)$ . С помощью этих компонент для заданной

симметрии внешнего поля  $V_0^{(i)}$  можно на основании (9) получить уравнения для соответствующих компонент эффективного поля, если задана изобарическая структура  $1p-1h$  взаимодействия  $F(x, x_1)$ .

#### 2.4. кПСФ: “полюсное” приближение

Для низко-энергетических (“подбарьерных”) ГР, слабо связанных с одночастичным континуумом, вычисленная силовая функция  $S_{V_0}(\omega)$  (10) обнаруживает один или несколько слабо перекрывающихся резонансов, исчерпывающих большую часть соответствующей частично-дырочной силы. К “одноуровневым” ГР можно отнести изобарический аналоговый резонанс (ИАР,  $J^\pi = 0^+, L = S = 0, T = 1, T_3 = -1$ ), гамовтеллеровский резонанс (ГТР,  $J^\pi = 1^+, L = 0, S = 1, T = 1, T_3 = -1$ ), изоскалярные гигантские монополюсный и квадрупольный резонансы (ИСГМР,  $J^\pi = 0^+, L = S = 0, T = T_3 = 0$  и ИСГКР  $J^\pi = 2^+, L = 2, S = 0, T = T_3 = 0$ ). К “многоуровневым” относятся изовекторные гигантские дипольный ( $J^\pi = 1^-, L = 1, S = 0, T = 1, T_3 = 0$ ) и спин-дипольный ( $J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, L = 1, S = 1, T = 1, T_3 = -1$ ) резонансы (ИВГДР<sup>(3)</sup> и ИВГСДР<sup>(-)</sup>, соответственно). В окрестности максимума указанных ГР вычисленные в рамках кПСФ базовые величины можно представить как один или сумму нескольких неперекрывающихся брейт-вигнеровских резонансов, отвечающих квазистационарным входным состояниям типа  $1p-1h$ . Так согласно (1a)–(3a) имеем:

$$\begin{aligned} A(x, x_1; \omega) &\rightarrow \sum_d \rho_d^*(x) \rho_d(x_1) R_d(\omega), \quad |\rho(x, \omega)|^2 = \frac{1}{2\pi} \sum_d \Gamma_d^\uparrow |R_d(\omega)|^2 |\rho_d(x)|^2, \\ S_{V_0}(\omega) &\rightarrow \frac{1}{2\pi} \sum_d \Gamma_d^\uparrow |R_d(\omega)|^2 S_{V_0,d}, \quad R_d(\omega) = \left( \omega - \omega_d + \frac{i}{2} \Gamma_d^\uparrow \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь  $\Gamma_d^\uparrow$ —полная ширина ВС, обусловленная связью с одночастичным континуумом;  $S_{V_0,d} = |[\rho_d V_0]|^2$ —отвечающая внешнему полю  $V_0(x)$  частично-дырочная сила ВС. Аналогичным образом можно представить приближенные выражения для эффективного поля  $V(x, \omega)$  (8), (9), амплитуды DSD реакции  $M_{V_0,c}(\omega)$  (12), парциальной вероятности

прямого нуклонного распада  $b_c$  (13):

$$\begin{aligned}
 V(x, \omega) &\rightarrow \sum_d v_d(x) R_d(\omega) S_{V_0, d}^{1/2}, \\
 |M_{V_0, c}(\omega)|^2 &\rightarrow \frac{1}{2\pi} \sum_d \Gamma_{d, c}^\dagger |R_d(\omega)|^2 S_{V_0, d}, \\
 b_c &\rightarrow \sum_d \left( S_{V_0, d} \Gamma_{d, c}^\dagger / \Gamma_d^\dagger \right) / \sum_d S_{V_0, d}.
 \end{aligned} \tag{27}$$

Здесь  $v_d(x) = \int F(x, x_1) \rho_d(x_1) dx_1$  — переходной потенциал ВС,  $\Gamma_{d, c}^\dagger = 2\pi n_\mu \left| \left[ \psi_{c, 0}^{(+)} v_d \right] \right|^2$  — парциальная ширина прямого нуклонного распада ВС в канал “с”, причем  $\sum_c \Gamma_{d, c}^\dagger = \Gamma_d^\dagger$ , как это следует из (12), (22), (23). Таким образом приведенные выше характеристики ВС ( $\omega_d, S_{V_0, d}, \Gamma_{d, c}^\dagger, \Gamma_d^\dagger, \rho_d(x), v_d(x)$ ) могут быть вычислены в рамках кПСФ. В том же приближении можно параметризовать амплитуду рассеяния  $\Gamma(x, x_1; \omega)$  (14) и ее матричные элементы  $\Gamma_{c'c}(\omega)$  (15):

$$\begin{aligned}
 \Gamma(x, x_1; \omega) &\rightarrow \sum_d v_d^*(x) v_d(x_1) R_d(\omega); \\
 |\Gamma_{c'c}(\omega)|^2 &\rightarrow \frac{1}{2\pi} \sum_d \Gamma_{d, c'}^\dagger \Gamma_{d, c}^\dagger |R_d(\omega)|^2.
 \end{aligned} \tag{28}$$

С увеличением энергии возбуждения формирующие данный ГР входные резонансы перекрываются за счет связи с одночастичным континуумом. В этом случае вычисленными в рамках кПСФ характеристиками ГР являются силовая функция  $S_{V_0}(\omega)$ , переходная плотность  $\rho(x, \omega)$ , амплитуды DSD реакции  $M_{V_0, c}(\omega)$  и парциальные вероятности прямого нуклонного распада  $b_c(\delta)$ .

## 2.5. Фрагментационный эффект: феноменологическое описание

Фрагментационный эффект обусловлен связью формирующих данный ГР входных состояний типа  $1p-1h$  с многоквaziчастичными, или хаотическими, состояниями. В силу сложной природы этих состояний, их высокой плотности, феноменологическое описание фрагментации простых мод ядерных возбуждений с достаточно большой энергией, когда можно использовать статистические формулы для плотности ядерных уровней, представляется наиболее адекватным этому эффекту. Хорошо известным примером та-

кого описания является одноквазичастичная оптическая модель. В этой модели фрагментацию подбарьерных одночастичных состояний или достаточно глубоких дырочных состояний за счет их связи с многоквазичастиными конфигурациями можно описать в среднем по энергии в терминах одноквазичастичной фрагментационной ширины  $\Gamma_{sqr}^\downarrow$ . Эта ширина определяется зависящей от энергии возбуждения мнимой частью феноменологического оптического потенциала  $w(x, \varepsilon)$ . Аналогичным образом можно описать фрагментационный эффект в формировании усредненных по энергии силовых функций и других характеристик низкоэнергетических (подбарьерных) ГР в терминах средней фрагментационной ширины входных состояний  $\Gamma^\downarrow$ . Такое описание достигается путем независимого уширения каждого из входных резонансов, формирующих данный ГР, т.е. путем замены в (26)–(28)  $R_d(\omega) \rightarrow \bar{R}_d(\omega) = R_d(\omega + \frac{i}{2}\Gamma^\downarrow)$ . В этой процедуре реализована статистическая гипотеза: после усреднения по энергии взаимодействие различных входных состояний за счет их связи с многоквазичастиными конфигурациями отсутствует. В силу сложной природы хаотических состояний, эта гипотеза представляется оправданной. В соответствии с ней низкоэнергетический ГР представляет собой наложение неинтерферирующих между собой за счет фрагментационного эффекта входных резонансов. Усредненная по этим резонансам ширина  $\Gamma^\downarrow$  не может быть выражена в терминах одноквазичастичных ширин  $\Gamma_{sqr}^\downarrow$ , поскольку в формирование ширины  $\Gamma^\downarrow$  дает вклад (деструктивная) интерференция фрагментации  $1p$  и  $1h$  состояний. В указанном методе учета фрагментационного эффекта усредненные по энергии характеристики ГР силовая функция  $\bar{S}_{V_0}(\omega)$ , переходная плотность  $\bar{\rho}(x, \omega)$ , амплитуды DSD реакций  $\bar{M}_{V_0,c}(\omega)$  и парциальные вероятности прямого нуклонного распада  $\bar{b}_c(\delta)$  получены заменой в (26), (27)  $\omega \rightarrow \omega + \frac{i}{2}\Gamma^\downarrow$  (или заменой  $\Gamma_d^\uparrow \rightarrow \Gamma_d^\uparrow + \Gamma^\downarrow$ ). Естественно, что при учете фрагментационного эффекта  $\sum_c \bar{b}_c(\delta) = \bar{b}_{tot} < 1$ , так что разность  $1 - \bar{b}_{tot}$  представляет собой вероятность статистического (в основном, нейтронного) распада ГР. Для каждого низкоэнергетического ГР феноменологическая ширина  $\Gamma^\downarrow$  выбирается из условия соответствия расчетной силовой функции  $\bar{S}_{V_0}(\omega)$  с экспериментальным распределением соответствующей  $1p$ – $1h$  силы (с “линией формы”) или соответствия расчетной и экспериментальной полной ширины ГР. Другие указанные выше средние характеристики ГР вычисляются в рамках такого подхода без использования свободных параметров.

Переходя к описанию ГР с большей энергией возбуждения, когда входные резонансы перекрываются по ширине  $\Gamma_d^\uparrow$ , вновь обратимся к аналогии с одноквазичастичной

оптической моделью. В этой модели средняя одноквазичастичная силовая функция определяется функцией Грина одночастичного уравнения Шредингера с комплексным потенциалом:  $(h(x) - \varepsilon \mp iw(x, \varepsilon))\bar{g}(x, x_1; \varepsilon) = -\delta(x - x_1)$  (мнимая часть оптического потенциала имеет разный знак для частиц и дырок) [10]. Указанное уравнение для  $\bar{g}(x, x_1; \varepsilon)$  получается из уравнения для “потенциальной” функции Грина  $g(x, x_1; \varepsilon)$  заменой  $\varepsilon \rightarrow \varepsilon \pm iw(x, \varepsilon)$ . Аналогичным образом, среднюю силовую функцию и другие средние характеристики ГР можно получить с помощью замены  $\omega \rightarrow \omega + \frac{i}{2}I(x, \omega)$  непосредственно в уравнениях кПСФ (8)–(12). Эта процедура: 1) в практической реализации отвечает использованию одночастичного эффективного оптического потенциала для вычисления входящих в уравнения кПСФ и зависящих от энергии возбуждения  $\omega$  одночастичных величин; 2) эквивалентна замене  $\omega \rightarrow \omega + \frac{i}{2}\Gamma^\downarrow$  в справедливых для низкоэнергетических ГР полюсных разложениях силовой функции, переходной плотности и эффективного поля (26), (27), причем ширина  $\Gamma^\downarrow$  определяется феноменологической величиной  $I(x, \omega)$ ; 3) реализует статистическую гипотезу, поскольку в уравнении для эффективного поля после указанной замены не возникает дополнительного взаимодействия в  $1p-1h$  канале; 4) применима в полюсном приближении, т.е. в непосредственной окрестности ГР с произвольной энергией возбуждения, подобно тому, как замена  $\varepsilon \rightarrow \varepsilon \pm iw(x, \varepsilon)$  в уравнении для функции Грина  $\bar{g}(x, x_1; \varepsilon)$  не ограничена энергией одноквазичастичных возбуждений. Общее феноменологическое описание фрагментационного эффекта в формирование возбуждений типа  $1p-1h$ , совместимое со статистической гипотезой и не связанное с полюсным приближением, обсуждается в разделе 4 в связи с частично-дырочной оптической моделью.

Резюмируем изложение метода описания основных характеристик ГР в рамках полумикроскопического подхода. Усредненные по энергии базовые величины (нумерация формул для которых содержит индекс “с”)  $\bar{A}_0(x, x_1; \omega)$  (6с),  $\bar{V}(x, \omega)$  (9с),  $\bar{S}_{V_0}(\omega)$  (10с),  $\bar{M}_{V_0, c}(\omega)$  (12с) удовлетворяют соотношениям, которые получаются соответственно из (6а), (9), (10), (12) заменой зависящих от  $\omega$  одночастичных величин  $g(x, x_1; \omega)$  и  $\phi_{\varepsilon=\varepsilon_\mu+\omega}^{(+)}$  на соответствующие усредненные величины  $\bar{g}$  и  $\bar{\phi}^{(+)}$ . Последние удовлетворяют уравнениям:

$$\left\{ h(x) - \left( \varepsilon_\mu \pm \omega \pm \frac{i}{2}I(x, \omega) \right) \right\} \bar{g}(x, x_1; \varepsilon_\mu \pm \omega) = -\delta(x - x_1), \quad (29)$$



$$\left\{ h(x) - \left( \varepsilon_\mu + \omega + \frac{i}{2} I(x, \omega) \right) \right\} \bar{\phi}_{\varepsilon=\varepsilon_\mu+\omega}^{(+)}(x) = 0. \quad (30)$$

В практической реализации подхода в модифицированных указанным образом уравнениях кПСФ спин-угловые переменные отделяются. В результате непосредственно используемые в расчетах базовые величины  $\bar{A}_0^{\text{JLS}}(r, r_1; \omega)$  (23с),  $\bar{V}^{\text{JLS}}(r, \omega)$  (9bc),  $\bar{S}_{V_0}^{\text{JLS}}(\omega)$  (10bc),  $\bar{M}_{V_0, c}^{\text{JLS}}(\omega)$  (12bc) и  $\bar{\rho}^{\text{JLS}}(r, \omega)$  (25с) удовлетворяют соотношениям, которые получаются соответственно из (23), (9b), (10b), (12b) и (25) заменой зависящих от  $\omega$  радиальных функций  $g_{(\lambda)}(r, r_1; \varepsilon_\mu \pm \omega)$  и  $\chi_{\varepsilon=\varepsilon_\mu+\omega, (\lambda)}^{(+)}$  на соответствующие усредненные величины  $\bar{g}$  и  $\bar{\chi}^{(+)}$ . Последние удовлетворяют уравнениям:

$$\left\{ h_{(\lambda)}(r) - \left( \varepsilon_\mu \pm \omega \pm \frac{i}{2} I(r, \omega) \right) \right\} \bar{g}_{(\lambda)}(r, r_1; \varepsilon_\mu \pm \omega) = -\delta(r - r_1), \quad (29b)$$

$$\left\{ h_{(\lambda)}(x) - \left( \varepsilon_\mu + \omega + \frac{i}{2} I(r, \omega) \right) \right\} \bar{\chi}_{\varepsilon=\varepsilon_\mu+\omega, (\lambda)}^{(+)}(r) = 0. \quad (30b)$$

Функции Грина (29b) могут быть вычислены как произведение регулярного и нерегулярного решений уравнений вида (30b) (см., например, [10]). Параметризация мнимой части феноменологического эффективного оптического потенциала  $I(r, \omega)$  обсуждается в следующем разделе.

В заключение этого раздела отметим, что фрагментационный эффект проявляется не только в дополнительном уширении но и в сдвиге энергии максимума ГР. В применении к одноквазичастичным возбуждениям подобный эффект описывается в рамках дисперсионной оптической модели [9]. В рамках полумикроскопического подхода фрагментационный сдвиг энергии максимума произвольного ГР также вычисляется с помощью соответствующего дисперсионного соотношения и определяется зависимостью  $I(\omega)$  в представлении  $I(r, \omega) = I(\omega)I(r)$  [15]. Соответствующий вывод приведен в разд. 4. Здесь только отметим, что учет фрагментационного сдвига энергии ГР в расчете базовых величин достигается заменой  $\frac{i}{2} I(r, \omega) \rightarrow \left\{ \frac{i}{2} I(\omega) - D(\omega) \right\} I(r)$  в (29b), (30b), где действительная величина  $D(\omega)$  определяется дисперсионным интегралом, содержащим эмпирическую зависимость  $I(\omega)$ .

## 2.6. Полумикроскопический подход: входные данные

Входными данными для расчетов основных параметров ГР в рамках полумикроскопического подхода являются: 1) величины, используемые в приложениях ПСФ, т.е. среднее поле ядра  $U(x)$  и взаимодействие квазичастиц в канале частица-дырка  $F(x_1, x_2)$ ; 2) фрагментационный параметр  $I(x, \omega)$ , т.е. содержащая мнимую часть добавка к среднему полю, используемая в расчетах зависящих от энергии возбуждения  $\omega$  одночастичных величин в уравнениях кПСФ. Как отмечено во Введении (разд. 1.2), в практической реализации подхода мы используем относительно простой и в то же время достаточно реалистический модельный гамильтониан  $\hat{H}$ , содержащий феноменологическое среднее поле и феноменологическое взаимодействие Ландау–Мигдала, связанные условиями частичного самосогласования. Эти условия возникают как результат приближенного (в рамках ПСФ) восстановления нарушенной априорным выбором среднего поля трансляционной инвариантности и изобарической симметрии модельного гамильтониана и позволяют в итоге сократить число независимых феноменологических параметров модели.

Среднее поле содержит изоскалярную (с учетом спин-орбитального слагаемого), изовекторную и кулоновскую части:

$$U(x) = U_0(x) + U_1(x) + U_C(x), \quad U_0(x) = U_0(r) + U_{SO}(\mathbf{r}), \quad (31)$$

где

$$\begin{aligned} U_0(r) &= -U_0 f_{WS}(r, R, a), \quad U_{SO}(\mathbf{r}) = U_{SO} \frac{1}{r} \frac{df_{WS}}{dr} \mathbf{ls}, \\ U_1(x) &= \frac{1}{2} v(r) \tau^{(3)}, \quad U_C(x) = \frac{1}{2} (1 - \tau^{(3)}) U_C(r). \end{aligned} \quad (32)$$

Здесь  $U_0$  и  $U_{SO}$ —интенсивности соответственно центрального и спин-орбитального слагаемых изоскалярной части среднего поля,  $f_{WS}(r, R, a) = \left[1 + \exp\left(-\frac{r-R}{a}\right)\right]^{-1}$ —функция Вудса–Саксона с радиусом  $R = r_0 A^{1/3}$  и диффузностью  $a$ ,  $v(r)$ —пропорциональный нейтронному избытку  $N - Z$  потенциал симметрии,  $U_C(r)$ —средняя энергия кулоновского взаимодействия протона с ядром. Взаимодействие Ландау–Мигдала имеет вид [1]:

$$F(x_1, x_2) = C \{ f(r) + f' \boldsymbol{\tau}_1 \boldsymbol{\tau}_2 + (g + g' \boldsymbol{\tau}_1 \boldsymbol{\tau}_2) \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2 \} \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (33)$$

где  $C = 300 \text{ МэВ } \Phi \text{ м}^3$ ,  $f(r) = f^{\text{ex}} + (f^{\text{in}} - f^{\text{ex}}) f_{\text{WS}}(r, R, a)$ ,  $f^{\text{ex}}$ ,  $f^{\text{in}}$ ,  $f'$ ,  $g$ ,  $g'$ —безразмерные интенсивности взаимодействия.

Потенциал симметрии в (32) вычисляется самосогласованным образом на основе восстановления изобарической симметрии ядерной части модельного гамильтониана (см., например, [10, 16–18])

$$\left[ \hat{H}, \hat{T}^{(-)} \right] = \hat{U}_C^{(-)}, \quad U_C^{(-)}(x) = U_C(r) \tau^{(-)}. \quad (34)$$

В рамках ПСФ это условие приводит к соотношению

$$v(r) = 2C f' n^{(-)}(r). \quad (35)$$

Здесь  $n^{(-)} = n^n - n^p$ —плотность нейтронного избытка, определяемая волновыми функциями связанных состояний  $\phi_\lambda$ , вычисленных с использованием потенциала (31), (32):  $n(r) = \sum_\lambda n_\lambda |\phi_\lambda(\mathbf{r})|^2$ . Энергия кулоновского взаимодействия  $U_C(r)$  также вычисляется самосогласованно через протонную плотность  $n^p(r)$ . В результате исчезает необходимость использовать феноменологический кулоновский радиус ядра. Приближенно восстановление трансляционной инвариантности модельного гамильтониана (т.е. коммутативность  $\hat{H}$  с оператором трансляции) означает: 1) вычисленная в рамках ПСФ энергия  $1^-$  духового состояния, отвечающего движению центра масс, близка к нулю; 2) это состояние исчерпывает подавляющую часть ЭВПС (20), отвечающего изоскалярному дипольному внешнему полю  $V_0^{(0)}(x) = \mathbf{r}$ . Для рассматриваемого модельного гамильтониана эти два условия позволяют определить изоскалярные константы  $f^{\text{ex}}$  и  $f^{\text{in}}$  в взаимодействии (33). Практическая реализация в рамках ПСФ изложенного метода самосогласования описана в [19].

Относительно небольшое число феноменологических параметров определяет среднее поле  $U(x)$  (31),(32),(35):  $U_0$ ,  $U_{\text{SO}}$ ,  $r_0$ ,  $a$ , и  $f'$ . Эти параметры можно найти на основе описания наблюдаемого одноквазичастичного спектра в магических ядрах. В простейшем варианте (I) указанные параметры выбирают универсальными для средне-тяжелых ядер, ограничиваясь при этом описанием экспериментальных энергий отрыва нуклона [16–19]. Более точным является выбор указанных параметров на основе детального описания наблюдаемого одноквазичастичного спектра в дважды-магических ядрах  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{132}\text{Sn}$ ,

$^{208}\text{Pb}$  [20] и использования интерполяционной процедуры для других ядер (вариант II). Отметим, что описанный выше выбор параметров среднего поля и констант взаимодействия (33)  $f^{\text{ex}}, f^{\text{in}}, f'$  позволяет (в пренебрежении силами, зависящими от импульсов нуклонов) описать в рамках полумикроскопического подхода основные свойства многообразия изоскалярных и изовекторных бесспиновых ГР, если задан фрагментационный параметр  $I(x, \omega)$ . В приложениях полумикроскопического подхода к описанию изовекторных спин-флиповых ГР параметр  $g'$  взаимодействия (33) выбирается по экспериментальной энергии максимума ГТР.

По аналогии с параметризацией мнимой части потенциала одноквазичастичной оптической модели  $w(x, \varepsilon)$  [9] фрагментационный параметр в (29), (29b), (30), (30b) выбран в виде  $I(x, \omega) = I(r, \omega) = I(r)I(\omega)$ , где

$$I_V(r) = f_{\text{WS}}(r, R, a), I_S(r) = -4a \frac{df_{\text{WS}}}{dr}, \quad (36)$$

$$I(\omega > \Delta) = \alpha \frac{(\omega - \Delta)^2}{1 + (\omega - \Delta)^2/B^2}, I(\omega < \Delta) = 0. \quad (37)$$

Здесь  $\alpha_{V,S}$ —интенсивность объемного или поверхностного “поглощения”,  $\Delta$ —параметр “щели” (отражает факт появления хаотических состояний при конечной энергии возбуждения),  $B$ —параметр “насыщения” (отражает экспериментально подтвержденный факт существенного замедления роста фрагментационного параметра с энергией возбуждения). В приложениях полумикроскопического подхода к описанию свойств различных изоскалярных ГР в ядрах в широком интервале атомных масс удовлетворительное описание полной ширины указанных ГР получено при значениях  $\alpha_V = 0,125 \text{ МэВ}^{-1}$ ,  $\Delta = 3 \text{ МэВ}$ ,  $B = 7 \text{ МэВ}$  [21]. Как правило, в дальнейших приложениях подхода только значения  $\alpha_{V,S}$  варьировались так, чтобы в расчете соответствующей силовой функции воспроизвести наблюдаемую полную ширину изучаемого ГР. В приложениях подхода к описанию зарядово-обменных ГР ( $T_3 = \mp 1$ ) используется параметризация (37), в которой осуществлена замена  $\omega \rightarrow E_x = \omega - Q$ . Здесь  $E_x$ —энергия возбуждения дочернего ядра, отсчитанная от основного состояния этого ядра,  $\omega$ —та же энергия возбуждения, но отсчитанная от основного состояния материнского ядра (именно эта энергия фигурирует в уравнениях кПСФ, описывающих зарядово-обменные возбуждения),  $Q$ —разность полных энергий связи материнского и дочерних ядер.

В заключение этого раздела отметим, что все феноменологические параметры модели (включая интенсивность “скоростных” сил, если последние добавлены к модельному гамильтониану) фиксированы, в конечном итоге, условием наилучшего (относительно соответствующих экспериментальных данных) описания силовой функции (и, следовательно, энергии максимума резонанса, полной ширины, интегральной силы) данного ГР. Описание прямого нуклонного распада и/или сечений DSD реакций в рамках полумикроскопического подхода не требует введения дополнительных параметров.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Этот раздел посвящен приложениям полумикроскопического подхода главным образом к описанию релаксационных параметров различных ГР. Вначале мы дадим по необходимости краткий обзор работ выполненных до 2008 г. (см. также [13]), в котором показаны пути практической реализации подхода (разд. 3.1). Затем мы представим работы, выполненные в рамках современной версии подхода и посвященные описанию: основных свойств обертона ГТР, ИВГСМР<sup>(-)</sup>, и его изобарического партнера—ИВГСМР<sup>(+)</sup> (разд. 3.2); релаксационных параметров ИАР и его обертона, ИВГМР<sup>(-)</sup> (раздел 3.3); простейших фотоядерных реакций с возбуждением ИВГДР<sup>(3)</sup> (разд. 3.4). Результаты иллюстрируются на примере изучаемых ГР в ядрах вблизи A=208.

#### 3.1. Пути реализации

Первоначально целью подхода было описание в рамках кПСФ парциальных ширин  $\Gamma_{d,c}^\dagger$  изолированных входных резонансов (ВР), формирующих подбарьерные ГР (определения см. в разд. 2.4). С этой целью в [8] вычислялись элементы матрицы рассеяния нуклонов  $\Gamma_{c'c}(\omega)$  (15) с возбуждением изолированных ВР. В качестве базового решалось интегральное уравнение для эффективного поля  $V_c(x) = [F\psi_c^{(+)}]$ . Это уравнение непосредственно следует из (16). Брейт-вигнеровская параметризация (28) каждого из ВР в выражении для матричных элементов  $\Gamma_{c'c}(\omega)$  позволяла найти расчетные парциальные ширины  $\Gamma_{d,c}^\dagger$ . Такая процедура вычисления парциальных нуклонных ширин реализована в [8] для ГТР, ИСГМР, ИСГКР и ИВГДР<sup>(3)</sup> с использованием феноменологического среднего поля, взаимодействия (33) и упрощенной процедурой согласования по изоспи-

ну. В качестве приложения в [8] предложен метод феноменологического учета фрагментационного эффекта в формировании подбарьерных ГР. Основанный на статистической гипотезе метод состоит в независимом уширении каждого ВР в выражении для базисных величин (26)–(28) путем замены  $\Gamma_d^\uparrow \rightarrow \Gamma_d^\uparrow + \Gamma^\downarrow$ , где  $\Gamma_d^\uparrow = \sum_c \Gamma_{d,c}^\uparrow$ ,  $\Gamma^\downarrow$ —средняя для данного ГР ширина входных резонансов.

В дальнейшем использовался более простой в практической реализации метод, основанный на вычислении отвечающих данному ГР силовой функции и парциальных амплитуд DSD реакции. Впервые такой метод использован для полумикроскопического описания сечения фотопоглощения  $\sigma_a(\omega)$  и парциальных сечений радиационного захвата нейтронов  $\sigma_c(\omega)$  с возбуждением ИВГДР<sup>(3)</sup> [22]. Базовым для описания указанных сечений является интегральное уравнение (9) для эффективного поля, отвечающего плавно меняющемуся в объеме ядра внешнему полю  $V_0^{(3)}(x) = -\frac{1}{2}rY_{1M}\tau^{(3)}$ . Брейт-вигнеровская параметризация соответствующей силовой функции (26) и квадратов амплитуд DSD реакции (27) в окрестности ИВГДР<sup>(3)</sup> позволяет в рамках КПСФ найти радиационную силу и парциальные нейтронные ширины  $1^-$  входных резонансов, формирующих указанный ГР. Для описания наблюдаемых сечений  $\sigma_a(\omega)$  и  $\sigma_c(\omega)$  в [22]: 1) реализован предложенный в [8] метод учета фрагментационного эффекта; 2) указанный метод дополнен феноменологическим учетом фрагментационного сдвига энергии каждого ВР такого, чтобы воспроизвести в расчетах наблюдаемую энергию максимума ИВГДР<sup>(3)</sup>; 3) расчетные сечения умножались на отношение наблюдаемого и расчетного интегральных сечений фотопоглощения  $\sigma_a^{int}$ , чтобы эффективно учесть вклад изовекторной части сил, зависящих от импульсов нуклонов, в формирование ИВГДР<sup>(3)</sup>; 4) парциальные ширины  $\Gamma_{d,c}^\uparrow$  в выражении для парциальных сечений  $\sigma_c(\omega)$  пересчитаны по проницаемости соответствующего потенциального барьера для нейтронов к наблюдаемой энергии канала “с”. В результате в [22] удалось получить удовлетворительное описание экспериментальных сечений фотопоглощения ядром  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{208}\text{Pb}(n, \gamma_0)$ -реакции. В последующей работе [23] полумикроскопическое описание простейших фотоядерных реакций с возбуждением ИВГДР<sup>(3)</sup> было улучшено за счет явного учета изовекторной части частично-дырочного взаимодействия, зависящего от импульсов нуклонов (скоростных сил). Интенсивность этой части взаимодействия (см. также разд. 3.4) выбиралось такой, чтобы в выполненных в рамках КПСФ расчетах воспроизвести наблюдаемые энергию максимума резонанса и сечение  $\sigma_a^{int}$ . Тем самым в развитие работы

[22], были исключены ее слабые пункты 2) и 3) (см. выше). В [23] с использованием частично согласованного среднего поля (вариант I) было получено удовлетворительное описание экспериментальных дифференциальных сечений  $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)$ -реакции для нескольких каналов.

Методы, реализованные в [23], несколько ранее были использованы для описания парциальных вероятностей прямого протонного распада зарядово-обменных спин-флип-гигантских резонансов: ГТР и ИВГСДР<sup>(-)</sup> [24]. Расчетные парциальные протонные ширины ГТР в  $^{208}\text{Bi}$  и полная вероятность прямого протонного распада ИВГСДР<sup>(-)</sup> в том же ядре оказались в хорошем согласии с имевшимися экспериментальными данными. Выполненные позже измерения распределения по каналам полной вероятности протонного распада ИВГСДР<sup>(-)</sup> в  $^{208}\text{Bi}$  (экспериментальные данные приведены в [25]) подтвердили полученные в [24] выводы. Отметим выполненный в [24] прогностический расчет энергии обертона блокированного принципом Паули ИВГСДР<sup>(+)</sup> в ядре  $^{208}\text{Tl}$ .

Исследование распадных характеристик ИАР представляет особый интерес в связи с приближенным сохранением изоспина в средне-тяжелых ядрах (см., например, [10]). Обсуждение полумикроскопического описания основных релаксационных параметров ИАР отложим до разд. 3.3. Здесь отметим только сформулированный в рамках кП-СФ и реализованный в большом числе приложений метод согласованного по изоспину описания “естественных” (т.е. найденных в пренебрежении запрещенным по изоспину фрагментационным эффектом) парциальных протонных ширин ИАР [16]. Выдвинутая в этой работе идея “кулоновского” описания релаксационных параметров ИАР практически реализована только недавно [17, 18] (разд. 3.3).

По мере увеличения энергии возбуждения формирующие ГР входные резонансы начинают перекрываться по ширине  $\Gamma_d^\uparrow$  из-за усиления связи с одночастичным континуумом. В качестве промежуточного между под- и надбарьерными ГР может рассматриваться изоскалярный гигантский дипольный резонанс (ИСГДР,  $J^\pi = 1^-, L = 1, S = 0, T = T_3 = 0$ ), интерес к изучению которого, как к еще одной компрессионной моде, заметно усилился в последние годы. С микроскопической точки зрения ИСГДР представляет собой обертон имеющего нулевую энергию возбуждения  $1^-$  нефизического состояния, отвечающего движению центра масс. Вычисленная с учетом этого обстоятельства и в рамках кПСФ силовая функция ИВГДР обнаруживает гросс-структуру

[19]. Предпринятая в этой работе с целью расчета парциальных вероятностей прямого нуклонного распада попытка представить силовую функцию ИВГДР в виде суперпозиции перекрывающихся ВР оказалась непродуктивной. Отметим сформулированный и реализованный в [19] метод определения интенсивности изоскалярной части взаимодействия (33) (разд. 2.6), а также анализ на этой основе свойств ИСГМР в ряде средне-тяжелых ядер.

Энергетическая зависимость вычисленных в рамках кПСФ силовых функций высокоэнергетических (“надбарьерных”) гигантских резонансов таких, как ИВГМР<sup>(-)</sup>, ИВГСМР<sup>(-)</sup>, обнаруживает отвечающий этим ГР единый бамп [4, 5] (см. также разд. 3.2, 3.3). Ширина этого бампа, определяемая затуханием Ландау и сильной связью с одночастичным континуумом, оказывается не намного меньше соответствующей экспериментальной ширины. Этот факт свидетельствует об относительно малом вкладе фрагментационного эффекта в формирование указанных ГР и, следовательно, о большой ( $\lesssim 1$ ) полной вероятности прямого нуклонного распада. Это обстоятельство было впервые отмечено в [25], где также впервые фрагментационный эффект учитывался в рамках кПСФ с помощью замены  $\omega \rightarrow \omega + \frac{i}{2}I$  причем только в уравнении для эффективного поля. Такая процедура в случае низкоэнергетических ГР эквивалентна учету фрагментационного эффекта в терминах средней фрагментационной ширины входных резонансов. Зависимость  $I_V(r)$  выбрана в [25] согласно (36) с заменой  $R \rightarrow R^* = 2R$ . В результате применения такого метода к описанию наблюдаемой полной ширины ряда ГР с разной энергией возбуждения удалось установить энергетическую зависимость  $I(\omega)$  вида (37) с насыщением. В рамках той же схемы в [25, 16] получены большие ( $\simeq 0,7$ ) значения полной вероятности прямого протонного распада ИВГСМР<sup>(-)</sup> и ИВГМР<sup>(-)</sup>. К другим полученным в [25] результатам относятся оценки изоспинового расщепления ГТР и вероятности E1-перехода между ИВГСДР<sup>(-)</sup> и ГТР. Эти исследования были продолжены в [26] и [27], соответственно.

В использованном в [8, 19, 22-25] полумикроскопическом описании прямого нуклонного распада ГР не учитывается влияние фрагментационного эффекта на волновые функции каналов. Последние описывают специфические состояния типа  $1p-1h$ , которые, как и другие состояния этого типа, связаны с многоквaziчастичными конфигурациями несмотря на отсутствие общих каналов распада в континуум [8]. Первая попытка реализовать в полном объеме метод “ $\omega + \frac{i}{2}I$ ” для учета фрагментационного



эффекта предпринята в [28] при описании простейших фотоядерных реакций с возбуждением ИВГДР<sup>(3)</sup> в средне-тяжелых ядрах. В этой работе использованы уравнения (29b) и (30b) с различным выбором  $I_V(r)$  (36)  $R \rightarrow R^* = 2R$  и  $R \rightarrow R^* = R$ , соответственно. В современной версии полумикроскопического подхода используется один и тот же потенциал в указанных уравнениях (разд. 2.5) [21]. В этой работе выполнено детальное исследование свойств  $L = 0, 1, 2$  изоскалярных ГР, включая резонансы второго порядка: ИСГДР, ИСГМР2, ИСГКР2. Существование двух последних резонансов экспериментальными данными не исключается [29]. В [21] вычислены парциальные вероятности прямого нуклонного распада указанных ГР второго порядка. Применительно к ИСГДР часть результатов оказалась в удовлетворительном согласии с соответствующими экспериментальными данными (прямой протонный [30] и нейтронный [29] распады для  $^{208}\text{Pb}$ , прямой протонный распад для  $^{58}\text{Ni}$  [31]), часть результатов этим данным противоречит (прямой нейтронный распад  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{116}\text{Sn}$  [29]). Противоречие связано, возможно, с существенно разными энергетическими интервалами  $\delta$  в (13с), использованными в теоретическом описании [21] и соответствующем экспериментальном анализе [29] парциальных вероятностей.

В последующих работах регулярный для современной версии полумикроскопического подхода метод учета фрагментационного эффекта ([21], резюме разд. 2.5) реализован в описании простейших фотоядерных реакций с возбуждением ИВГДР<sup>(3)</sup> и ИВГКР<sup>(3)</sup>, свойств указанных резонансов, а также ИВГДР<sup>(±)</sup>, ИВГДР<sup>(3)2</sup> [32–35]. В [32] помимо уточнения одночастичной схемы и использования возможных условий частичного согласования (разд. 2.6) расширен объем исследований свойств ИВГДР<sup>(3)</sup> и простейших фотоядерных реакций с возбуждением этого ГР. Для ряда магических и полумагических ядер вместе с сечением  $\sigma_a(\omega)$  вычислены: 1) парциальные сечения DSD ( $\gamma, N$ )-реакции с заселением однодырочных состояний ядра-продукта и на этой основе—парциальные вероятности прямого нейтронного распада ИВГДР<sup>(3)</sup>; 2) дифференциальные переходные плотности ИВГДР<sup>(3)</sup> при энергии максимума этого ГР; 3) упругие E1-радиационные силовые функции  $1^-$  компаунд-резонансов; 4) парциальные дифференциальные сечения радиационного захвата нейтронов. Не потребовало введения дополнительных феноменологических параметров описание свойств изобарических партнеров ИВГДР<sup>(3)</sup>, ИВГДР<sup>(±)</sup>, а также изоспинового расщепления ИВГДР<sup>(3)</sup> в ядрах с не слишком большим нейтронным избытком [33]. В этой и последующей [36] работах

предложено также описание упругой радиационной и парциальных протонных ширин изолированных  $1^-$ -ИАР с относительно небольшой энергией возбуждения. Интерес к изучению ИВГКР<sup>(3)</sup> связан, в частности, с описанием асимметрии (относительно  $90^\circ$ ) парциальных дифференциальных сечений  $(\gamma, n)$ -реакции в области энергии этого резонанса. Асимметрия обусловлена интерференцией дипольной и квадрупольной амплитуд указанной DSD реакции и обнаруживает нерегулярную энергетическую зависимость в области ИВГКР<sup>(3)</sup>. Впервые полумикроскопическое описание асимметрии предложено в [34]. В рамках реализованной в [32–34] версии полумикроскопического подхода в [35] выполнен прогностический анализ основных свойств обертона ИВГДР<sup>(3)</sup>, ИВГДР<sup>(3)2</sup>. Являясь изовекторным партнером ИСГДР, ИВГДР<sup>(3)2</sup> замыкает квартет изоскалярных и изовекторных бесспиновых дипольных ГР (первый член этого квартета—упомянутое выше  $1^-$  нефизическое состояние). Относительно большая вероятность протонного распада ИВГДР<sup>(3)2</sup> делает возможным наблюдение этого резонанса в экспериментах на совпадениях. Значительный объем выполненных в [32–35] исследований стал возможным и потому, что в этих работах использовался схематический и простой в реализации метод учета вклада изовекторной бесспиновой части скоростных сил в формирование соответствующих ГР. Метод состоит в масштабном преобразовании вычисленных в рамках кПСФ силовых функций и амплитуд DSD реакций, а также энергии возбуждения  $\omega$ . Преобразование выбрано таким образом, чтобы увеличить ЭВПС (20) (в частности, величину  $\sigma_a^{int}$ ), оставляя неизменным НЭВПС (21), которое не зависит от взаимодействия в частично-дырочном канале.

### 3.2. Свойства ИВГСМР<sup>( $\mp$ )</sup>

Интерес к описанию свойств зарядово-обменных гигантских спин-монополярных резонансов ( $J^\pi = 1^+$ ,  $L = 0$ ,  $S = 1$ ,  $T = 1$ ,  $T_3 = \mp 1$ ) объясняется как тем, что среди экспериментально изученных ГР указанный резонанс в  $\beta^-$  канале имеет максимальную энергию возбуждения, так и первыми (в определенном смысле неожиданными) данными относительно прямого протонного распада ИВГСМР<sup>(-)</sup> в ядре  $^{208}\text{Bi}$  [37]. Используемая в [38] схема полумикроскопического описания основных свойств ИВГСМР<sup>( $\mp$ )</sup> (см. также [39]) в общем виде изложена в разд. 2. В применении к материнским ядрам  $^{48}\text{Ca}$  и  $^{208}\text{Pb}$  эта схема реализована в два этапа с явным учетом того обстоятель-

ства, что ИВГСМР<sup>(-)</sup> является обертоном гамов-теллеровского резонанса (конкретные результаты приведены ниже только для <sup>208</sup>Pb). На первом этапе интегральные характеристики ГТР и ИВГСМР<sup>(±)</sup> вычисляются в рамках кПСФ. Этим этапом ограничено описание интегральных характеристик указанных ГР в работах [5, 40]. Для описания ГТР и ИВГСМР<sup>(±)</sup> внешние поля выбраны в виде:  $V_0^{(-)}(x) = (4\pi)^{-1/2}\sigma_M\tau^{(-)}$  и  $V_0^{(+)}(x) = (4\pi)^{-1/2}(r^2 - \eta)\sigma_M\tau^{(-)}$ , где  $\sigma_M$ —сферические матрицы Паули. Отвечающие этим пробным операторам эффективные поля, силовые функции и дифференциальные переходные плотности вычислены согласно (9b), (10b) и (25), соответственно ( $J = S = 1, L = 0$ ). При этом в качестве радиальной части свободного частичного дырочного пропагатора (23) использована величина  $A_{0,p\bar{n}}^{101}$  в случае ГТР и ИВГСМР<sup>(-)</sup> и величина  $A_{0,n\bar{p}}^{101}$  в случае ИВГСМР<sup>(+)</sup>. Необходимое для расчета указанных величин среднее поле выбрано в варианте II, в котором изовекторная часть спин-орбитального слагаемого отсутствует [20]. Интенсивность спин-изоспиновой части взаимодействия (33) определена из сравнения экспериментальной и расчетной энергий максимума силовой функции ГТР ( $g' = 1.04$  для <sup>208</sup>Bi). Масштабный параметр  $\eta$ , входящий в приведенное выше выражение пробного оператора для возбуждения ИВГСМР<sup>(-)</sup>, найден из условия минимального возбуждения ГТР этим оператором (разд. 2.2,  $\eta = 47.03$  Фм<sup>2</sup> для  $A = 208$ ). Результаты расчетов силовых функций контролировались с помощью правила сумм (21). На рис. 1а, 1б показаны вычисленные в рамках кПСФ для материнского ядра <sup>208</sup>Pb силовые функции ИВГСМР<sup>(±)</sup>.

Фрагментационный эффект в формировании рассматриваемых ГР (с учетом сдвига энергии максимума) учтен на втором этапе расчетов с использованием объемного поглощения (36) и значений параметров  $\alpha_V = 1,04$  МэВ<sup>-1</sup> и  $B = 6,5$  МэВ в энергетической зависимости  $I(\omega)$  (37). Эти значения найдены из условия описания наблюдаемой полной ширины ГТР и ИВГСМР<sup>(-)</sup>. (Вычисленная согласно (10bc) средняя силовая функция ИВГСМР<sup>(-)</sup> показана на рис. 1а). Затем средняя силовая функция ИВГСМР<sup>(+)</sup> (рис. 1б), радиальные переходные плотности ГТР и ИВГСМР<sup>(±)</sup> (на рис. 2 показаны при энергии максимума соответствующего ГР) и парциальные вероятности прямого нуклонного распада ИВГСМР<sup>(±)</sup> (табл. 1,2) вычислены без использования свободных параметров согласно (10bc), (25b) и (13bc), соответственно. Показанные на рис. 1,2 результаты расчетов иллюстрируют изменение свойств силовых функций ГР с увеличением энергии возбуждения, а также ожидаемое различие переходных плотностей ГР пер-

вого и второго порядка с одинаковыми квантовыми числами. Еще раз отметим, что как следует из рис. 1а, в случае ИВГСМР<sup>(-)</sup> фрагментационный эффект не является доминирующим в формировании полной ширины ГР. По этой причине полная вероятность прямого протонного распада оказалась большой (табл. 1) в согласии с экспериментальными данными, полученными из анализа сечений  $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},t)$ - и  $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},tp)$ -реакций [37]. В тоже время, расчетное распределение вероятности по парциальным каналам противоречит экспериментальным данным, которые свидетельствуют о большой вероятности заселения глубоких нейтрон-дырочных состояний в  $^{207}\text{Pb}$  (табл. 2). Причины этого обстоятельства не ясны и требуют, по нашему мнению, продолжения экспериментальных исследований прямого протонного распада ИВГСМР<sup>(-)</sup>, включая другие ядра-мишени. Обнаруженная в расчетах (табл. 2) большая полная вероятность прямого нейтронного распада ИВГСМР<sup>(+)</sup> в  $^{208}\text{Tl}$ —резонанса, имеющего заметно меньшую энергию возбуждения—объясняется отсутствием кулоновского барьера и позволяет рассчитывать на экспериментальное обнаружение этого распада в соответствующих зарядово-обменных реакциях.

### 3.3. Кулоновское описание ИАР и ИВГМР<sup>(±)</sup>

Описание свойств ИАР является задачей, в решении которой следует учитывать приближенное сохранение изоспина в ядрах. В меру слабого смешивания ядерных состояний по изоспину, определяемого, в основном, средним кулоновским полем ядра  $U_C(r)$ , возможны адронные каналы распада ИАР, включая фрагментационный эффект (см., например, [10]). В рамках полумикроскопического подхода это обстоятельство можно учесть с помощью уравнения движения (34), справедливом при выполнении изовекторного условия согласования (35). Указанное условие позволяет в рамках кПСФ рассматривать ИАР как обычный ГР, близкий по своим свойствам к ГТР. На этом предварительном (“фермиевском”) этапе анализа можно вычислить энергию ИАР,  $\omega_A$ , фермиевскую силу  $R_A$ , переходную плотность и естественные парциальные протонные ширины  $\Gamma_{A,\nu}^\dagger$  ( $\nu$ —квантовые числа нейтрон-дырочного состояния, заселяемого в процессе протонного распада ИАР) [16,18]. Для расчета указанных величин в качестве внешнего поля выбран фермиевский оператор  $V_0^{(-)}(x) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}\tau^{(-)}$ . Отвечающее этому оператору эффективное поле (зависит от интенсивности  $F'$  в (33)), фермиевская си-

ловая функция  $S_F^{(-)}(\omega)$ , парциальные амплитуды DSD реакции  $M_{F,\nu}^{(-)}(\omega)$  и переходная плотность  $\rho_A(r, \omega)$  определяются соотношениями (9b), (10b), (12b) и (25), соответственно. При этом в качестве радиальной части свободного пропагатора (23) используется величина  $A_{0,p\bar{n}}^{000}$ . Брейт-вигнеровская параметризация (26) и (27) силовой функции  $S_F^{(-)}$  и амплитуд  $M_{F,\nu}^{(-)}$  позволяет найти величины  $\omega_A$ ,  $R_A$  и  $\Gamma_{A,\nu}^\dagger$ . Отметим, что в изложенном фермиевском описании свойств ИАР: 1) отсутствуют свободные параметры при заданном частично самосогласованном среднем поле ядра (разд. 2.6); 2) смешивание по изоспину за счет поля  $U_C(r)$  учитывается точно, а не в низших порядках теории возмущений, как это имеет место в дискретных версиях ПСФ (см., например, [41]).

Учет фрагментационного эффекта в формировании ИАР в терминах средних фермиевской силовой функции (10bc) и парциальных амплитуд (12bc) является некорректной процедурой. В таком методе игнорируется имеющее место в случае ИАР существенное подавление фрагментационного эффекта из-за слабого смешивания ядерных состояний по изоспину. Указанным подавлением объясняется уникальное свойство ИАР—малость (по сравнению с имеющими “нормальный” изоспин ГР) фрагментационной ширины  $\Gamma_A^\dagger$ . Количественная интерпретация ширины  $\Gamma_A^\dagger$ , а также парциальных протонных ширин ИАР,  $\bar{\Gamma}_{A,\nu}^\dagger$  возможны в рамках кулоновского описания свойств ИАР [17,18]. Исходным в этом описании является уравнение (34), которое преобразуем к виду:

$$\left[ \hat{H}, \hat{T}^{(-)} \right] - \Delta_C \hat{T}^{(-)} = \hat{V}_{C,0}^{(-)}, \quad \hat{V}_{C,0}^{(-)} = \sum_a V_{C,0}(r_a) \tau_a^{(-)}, \quad (38)$$

где  $\Delta_C$ —не определенная пока (вообще говоря, комплексная) энергия кулоновского смещения и  $V_{C,0}(r) = U_C(r) - \Delta_C$ —“переменная часть” среднего кулоновского поля. Соотношение (38), справедливое при достаточно широких предположениях о свойствах модельного гамильтониана, позволяет установить связь между фермиевской и кулоновской (отвечающей полю  $V_{C,0}(r)\tau^{(-)}$ ) силовыми функциями:

$$S_F^{(-)}(\omega) = \frac{S_C^{(-)}(\omega)}{|\omega - \Delta_C|^2}. \quad (39)$$

Если ограничить использование этого соотношения рамками кПСФ, то из брейт-

вигнеровской параметризации  $S_F^{(-)}(\omega)$  (26) и (39) следует:

$$\begin{aligned}\Delta_C &= \omega_A - \frac{i}{2}\Gamma_A^\dagger, \quad \Gamma_A^\dagger = \frac{2\pi}{R_A} S_C^{(-)}(\omega = \omega_A), \\ \Gamma_A^\dagger &= \sum_\nu \Gamma_{A,\nu}^\dagger, \quad \Gamma_{A,\nu}^\dagger = \frac{2\pi}{R_A} \left| M_{C,\nu}^{(-)}(\omega = \omega_A) \right|^2.\end{aligned}\quad (40)$$

Таким образом: 1) энергия кулоновского смещения оказывается комплексной величиной; 2) полная ширина  $\Gamma_A^\dagger$  определяется трансцендентным уравнением, поскольку эта ширина входит в определение того внешнего поля, которому отвечает кулоновская силовая функция; 3) парциальные ширины  $\Gamma_{A,\nu}^\dagger$  определяются амплитудами DSD реакции (12b), отвечающими указанному внешнему полю; 4) соотношения (40) устанавливают связь между фермиевским и кулоновским описаниями в рамках кПСФ [16].

В анализе экспериментальных данных, относящихся к возбуждению ИАР, также используется брейт-вигнеровская параметризация средней фермиевской силовой функции:

$$\bar{S}_F^{(-)}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\bar{R}_A \Gamma_A}{(\omega - \bar{\omega}_A)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_A^2}, \quad (41)$$

где  $\Gamma_A = \Gamma_A^\downarrow + \bar{\Gamma}_A^\dagger$  — полная ширина. Если пренебречь малым изменением энергии и фермиевской силы ИАР за счет фрагментационного эффекта, то на основании (39)-(41) получим следующие выражения для основных параметров ИАР в рамках полумикроскопического подхода [18]:

$$\begin{aligned}\Gamma_A &= \frac{2\pi}{R_A} \bar{S}_C^{(-)}(\omega = \omega_A), \quad \bar{\Delta}_C = \omega_A - \frac{i}{2}\Gamma_A, \quad \Gamma_A^\downarrow = \Gamma_A - \bar{\Gamma}_A^\dagger, \\ \bar{\Gamma}_A^\dagger &= \sum_\nu \bar{\Gamma}_{A,\nu}^\dagger, \quad \bar{\Gamma}_{A,\nu}^\dagger = \frac{2\pi}{R_A} \left| \bar{M}_{C,\nu}^{(-)}(\omega = \omega_A) \right|^2.\end{aligned}\quad (42)$$

Таким образом: 1) полная ширина  $\Gamma_A$  определяется соответствующим трансцендентным уравнением; 2) парциальные протонные ширины  $\bar{\Gamma}_{A,\nu}^\dagger$  определяется средними амплитудами DSD реакции, отвечающими внешнему полю  $\bar{V}_{C,0}^{(-)}(x) = (U_C(r) - \bar{\Delta}_C)\tau^{(-)}$ .

Будучи плавной функцией  $\omega$  в окрестности  $\omega_A$ , кулоновская силовая функция  $\bar{S}_C^{(-)}$  (как и найденная в рамках кПСФ функция  $S_C^{(-)}$ ) обнаруживает резонанс при существенно больших энергиях. Этот резонанс отвечает ИВГМР<sup>(-)</sup>, обертому ИАР. Измеренные с невысокой точностью энергия и полная ширина ИВГМР<sup>(-)</sup> оказались близкими к соответствующим величинам для ИВГСМР<sup>(-)</sup> (по крайней мере для ядра  $^{208}\text{Vi}$ ) [37, 42].

Это обстоятельство согласуется с ожидаемой структурной близостью указанных ГР. Поскольку ИВГМР<sup>(-)</sup> отвечает возбуждениям с нормальным изоспином, средние кулоновская силовая функция, переходная плотность, парциальные вероятности прямого протонного распада определяются в рамках полумикроскопического подхода такими же соотношениями, что и в случае ИВГСМР<sup>(-)</sup>, но с использованием внешнего поля  $\bar{V}_{C,0}^{(-)}$ , бесспиновой изовекторной части взаимодействия (33) и среднего пропагатора  $\bar{A}_{0,p\bar{n}}^{000}$  (23bc). Свойства ИВГМР<sup>(+)</sup>, изобарического партнера ИВГМР<sup>(-)</sup>, описываются аналогичными соотношениями (в частности, для вероятности прямого нейтронного распада) с использованием внешнего поля  $\bar{V}_{C,0}^{(+)}$  и среднего пропагатора  $\bar{A}_{0,n\bar{p}}^{000}$ . Отметим, что в описании ИВГМР<sup>(\mp)</sup> величину  $\bar{\Delta}_C$  ( $\Delta_C$ ) в выражении для внешних полей  $\bar{V}_{C,0}^{(\mp)}$  ( $V_{C,0}^{(\mp)}$ ) можно заменить на  $\omega_A$ . Использование комплексной величины  $\bar{\Delta}_C$  ( $\Delta_C$ ) существенно только в окрестности ИАР, поскольку обеспечивает плавную энергетическую зависимость силовой функции  $\bar{S}_C^{(-)}$  ( $S_C^{(-)}$ ) вблизи  $\omega_A$ . Таким образом, кулоновское описание ИВГМР<sup>(-)</sup> отвечает выбору внешнего поля, используемому для описания обертонов (разд. 2.3).

Для расчета релаксационных параметров ИАР и ИВГМР<sup>(\mp)</sup> согласно изложенной схеме частично самосогласованное внешнее поле выбрано в варианте I (разд. 2.6), а фрагментационный параметр (36), (37) выбран соответствующим поверхностному поглощению с интенсивностью  $\alpha_S$ , найденной по наблюдаемой полной ширине ИВГМР<sup>(-)</sup> ( $\alpha_S = 0,09$  МэВ<sup>-1</sup> в случае материнского ядра <sup>208</sup>Pb) [18]. В этой работе без привлечения новых параметров вычислены кулоновские силовые функции  $\bar{S}_C^{(\mp)}(\omega)$ , амплитуды  $\bar{M}_{C,\nu}(\omega)$  и на этой основе найдены: 1) характеристики ИВГМР<sup>(\mp)</sup>—энергии максимума  $\omega_M^{(\mp)}$ , полная ширина ИВГМР<sup>(+)</sup>, полная вероятность протонного распада ИВГМР<sup>(-)</sup>; 2) релаксационные параметры ИАР—фрагментационная ширина  $\Gamma_A^\downarrow$  и парциальные протонные ширины  $\bar{\Gamma}_{A,\nu}^\uparrow$ . Из сравнения показанных на рис. 3 силовых функций  $\bar{S}_C^{(-)}$  и  $S_C^{(-)}$  для ядра <sup>208</sup>Bi следует уже известный на примере ИВГСМР<sup>(-)</sup> вывод об относительно малом вкладе фрагментационного эффекта в формирование высокоэнергетических ГР. Большая расчетная вероятность прямого протонного распада ИВГМР<sup>(-)</sup> в <sup>208</sup>Bi ( $\bar{b}_{\text{tot}}^{(-)} = 0,51$ ) является иллюстрацией этого утверждения. Отметим полученное в [18] удовлетворительное описание экспериментальных энергий  $\omega_M^{(\mp)}$  и полной ширины ИВГМР<sup>(+)</sup>. Наиболее интересным (и в определенной мере неожиданным) результатом явилась количественная интерпретация фрагментационной ширины ИАР,  $\Gamma_A^\downarrow$  (табл. 3).

Также удовлетворительное согласие с экспериментальными данными демонстрируют результаты расчетов приведенных парциальных протонных ширин  $\check{\Gamma}_{A,\nu}^\dagger$  (табл. 3):

$$\check{\Gamma}_{A,\nu}^\dagger = S_\nu \bar{\Gamma}_{A,\nu}^\dagger P_\nu(\varepsilon_{\text{exp}}) / P_\nu(\varepsilon_\nu + \omega_A), \quad (43)$$

где  $S_\nu$ —экспериментальный спектроскопический фактор однодырочного состояния, заселяемого в процессе распада,  $P_\nu(\varepsilon)$ —проницаемость потенциального барьера для соответствующей парциальной протонной волны,  $\varepsilon_{\text{exp}}$ —экспериментальная кинетическая энергия протонов. Удовлетворительные результаты получены в [18] и для аналогов основного состояния  $^{91}\text{Zr}$  и  $^{141}\text{Ce}$  (исключение составляет упругая протонная ширина ИАР в  $^{91}\text{Nb}$ ). Отметим также необходимость выбора поверхностного поглощения для описания ширин  $\Gamma_A^\downarrow$ .

### 3.4. Простейшие фотоядерные реакции

Фотоядерные реакции были первым инструментом экспериментального исследования гигантских резонансов и, в частности, ИВГДР<sup>(3)</sup>. Существование этого резонанса, как отвечающего дипольным колебаниям нейтронов относительно протонов, было предсказано А.Б. Мигдалом [43]. К простейшим реакциям относится фотопоглощение и DSD ( $\gamma, N$ )- или ( $N, \gamma$ )-реакции, сопровождающиеся заселением однодырочных или одностичных состояний ядра-продукта, соответственно. Описанию сечения дипольного фотопоглощения,  $\sigma_a(\omega)$ , посвящено большое число теоретических работ (см., например, [7]) в то время, как парциальные сечения описываются преимущественно в рамках феноменологической DSD-модели (см., например, [44]). Как отмечено в разд. 3.1, DSD фотонуклонные реакции были тем объектом, на котором апробировался и совершенствовался полумикроскопический подход. Последняя в этом ряду работа [32] посвящена описанию свойств ИВГДР<sup>(3)</sup> (разд. 3.1). Недавно мы продолжили эти исследования [45], включив в анализ: 1) явный учет сил, зависящих от импульсов нуклонов,  $F_{m-d}(x_1, x_2)$ ; 2) фрагментационный сдвиг энергии ГР (разд. 2.5 и 4.4); 3) среднее поле в варианте II (разд. 2.6).

Чтобы описать наблюдаемые энергию ИВГДР<sup>(3)</sup> и превышение интегрального сечения фотопоглощения правила сумм Томаса-Рейха-Куна (TRK), мы наряду с взаимодей-



ствием (33) учитываем изовекторную часть скоростных сил, выбранную в сепарабельном виде:  $F_{m-d}(x_1, x_2) = \frac{k'}{mA} \boldsymbol{\tau}_1 \boldsymbol{\tau}_2 \cdot \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2$  ( $m$ —масса нуклона) [23, 28]. Такой выбор позволяет получить в аналитическом виде обобщение базовых уравнений кПСФ (9)–(13), отвечающих внешнему полю  $V_{0,E1}(x) = -\frac{1}{2}rY_{1M}\tau^{(3)}$ . Обобщенные уравнения приведены в [23] в приближении, в котором пропагаторы  $A_{0,n\bar{n}}$  и  $A_{0,p\bar{p}}$  заменены полусуммой  $A = \frac{1}{2}(A_{0,n\bar{n}} + A_{0,p\bar{p}})$ . Если далее воспользоваться приближенным операторным равенством  $\mathbf{p} = m\frac{d\mathbf{r}}{dt}$ , то эффективное поле можно искать в виде  $V_{E1}(x, \omega) = -\frac{1}{2}\tau^{(3)}V(r, \omega)Y_{1M}$  (т.е.,  $V_p = -V_n = \frac{1}{2}V$ ), в котором радиальная часть  $V(r, \omega) = V_1(r, \omega) + V_k(r, \omega)$  удовлетворяет соотношениям (здесь и ниже в этом разделе индексы  $J = L = 1, S = 0$  у соответствующих величин опущены) [46]:

$$V_1(r, \omega) = r + \frac{2F'}{r^2} \int [A(r, r'; \omega) + A_k(r, r'; \omega)] V_1(r', \omega) dr', \quad (44)$$

$$V_k(r, \omega) = \frac{k\omega^2}{1 + k' - \omega^2 k} \int r A(r, r'; \omega) r' dr dr' r \int r A(r, r'; \omega) V_1(r', \omega) dr dr', \quad (45)$$

$$A_k(r, r'; \omega) = \frac{k\omega^2}{1 + k' - \omega^2 k} \int r A(r, r'; \omega) r' dr dr' \int r A(r, r'; \omega) dr. \quad (46)$$

Здесь  $k = \frac{8\pi m k'}{3\hbar^2 A}$ . Отвечающая внешнему полю  $V_{0,E1}(x)$  силовая функция

$$S_{E1}(\omega) = -\frac{1}{2\pi} \text{Im} \int r A(r, r'; \omega) V(r', \omega) dr dr' \quad (47)$$

определяет сечение  $E1$  фотопоглощения:

$$\sigma_a(\omega) = \frac{16\pi^3}{3} \frac{e^2}{\hbar c} \omega S_{E1}(\omega). \quad (48)$$

Отметим, что согласно правилу сумм (20) в рассматриваемой модели  $\sigma_a^{int} = (1+k')\sigma_{TRK}$ , где  $\sigma_{TRK} = 15A$  МэВ мбн.

В соответствии с (12b) дипольная амплитуда DSD ( $\gamma, N_\mu$ )-реакции равна:

$$M_{c,\alpha}(\omega) = n_\mu^{1/2} t_{(\lambda)(\mu)} \int \chi_{c,\alpha,0}^{(+)}(r, \omega) V_\alpha(r, \omega) dr, \quad (\alpha = n, p). \quad (49)$$

Принцип детального равновесия позволяет выразить дифференциальное сечение обратной реакции (радиационного захвата нуклона ядром с заполненными оболочками)

в терминах амплитуд (49):

$$\frac{d\sigma_{\mu,\alpha}(\varepsilon, \Omega)}{d\Omega} = 8\pi^{5/2} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\omega^2}{2mc^2\varepsilon} \sum_L A_{L,\mu,\alpha}(\varepsilon) P_L(\cos\theta), \quad (50)$$

$$A_{L,\mu,\alpha}(\varepsilon) = \sum_{(\lambda)(\lambda')} i^{l-l'} (-1)^{j_\mu+j} (1 - 111|L0) W(jj'11; Lj_\mu) \times \quad (51)$$

$$\times \langle (\lambda) || Y_L || (\lambda') \rangle M_{c,\alpha}(\omega) M_{c',\alpha}^*(\omega).$$

Здесь, как и ранее,  $\varepsilon = \varepsilon_\mu + \omega$ —кинетическая энергия нуклона,  $P_L$ —полиномы Лежандра,  $(\dots|..)$  и  $W(\dots; ..)$ —коэффициенты Клебша-Гордона и Рака, соответственно. Для сравнения с экспериментальными данными расчетные сечения (50) умножаются на величину экспериментального спектроскопического фактора  $S_\mu$  одночастичного состояния, заселяемого в процессе захвата.

Учет фрагментационного эффекта и, тем самым, переход к средним сечениям достигается заменой  $\omega \rightarrow \omega + (\frac{i}{2}I(\omega) - D(\omega))$  в приведенных выше соотношениях кПСФ (разд. 2.5, 2.6, 4.4). В расчетах, результаты которых приведены на рис. 4 и 5, выбрано объемное поглощение (36), (37) с интенсивностью  $\alpha_V = 0,1$  МэВ, а также величина интенсивности скоростных сил  $k' = 0,4$ . С выбранными параметрами удастся хорошо описать экспериментальное сечение фотопоглощения ядром  $^{208}\text{Pb}$  (рис. 4). Отметим, что указанная величина  $k'$  согласуется с систематикой, приведенной в [2]. Парциальные сечения радиационного захвата нейтронов ядром  $^{208}\text{Pb}$  с заселением ряда одночастичных состояний ядра  $^{209}\text{Pb}$  вычислены без использования свободных параметров (величины спектроскопических факторов взяты из [44]). Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с соответствующими экспериментальными данными (рис. 5). Предполагается распространить изложенную схему расчетов на описание свойств ИВГКР<sup>(3)</sup> и дифференциальных сечений фотонуклонных и обратных DSD реакций в области указанного ГР. Предварительный анализ содержится в [34].

В заключение этого раздела отметим, что полумикроскопический подход позволяет критически оценить широко используемую феноменологическую DSD модель. В этой одноуровневой и относительно просто реализуемой модели эмпирическими величинами являются энергия, полная ширина, переходный потенциал (формфактор) ИВГДР<sup>(3)</sup>. Последняя величина имеет заметную мнимую часть, физический смысл которой не ясен. Кроме того большую неопределенность в расчетах сечений вносит использова-

ние различных версий феноменологической одночастичной оптической модели для нахождения волновой функции нуклона в континууме. Помимо отсутствия свободных параметров в описании DSD-реакций, в рамках полумикроскопического подхода: 1) учитывается затухание Ландау (в рамках кПСФ ИВГДР<sup>(3)</sup>—многоуровневый гигантский резонанс); 2) усредненный по компонентам гросс-структуры переходный потенциал ИВГДР<sup>(3)</sup>—действительная величина, как это следует из представлений (27) и (27с) для эффективного поля; 3) используемый для расчета зависящих от  $\omega$  одночастичных величин (29), (30) эффективный оптический потенциал имеет заметно меньшую мнимую часть по сравнению с потенциалом стандартной оптической модели. Таким образом, полумикроскопический подход позволяет интерпретировать специфические особенности феноменологической DSD-модели.

## 4. ПЕРСПЕКТИВЫ

### 4.1. Частично-дырочная оптическая модель

Изложенная в разд. 2 и 3 версия полумикроскопического подхода к описанию основных мод релаксации различных ГР ограничена полюсным приближением, справедливым в непосредственной окрестности изучаемого ГР. Однако в ряде приложений необходимо описание также высоко- и/или низко-энергетических “хвостов” ГР. Так в описании асимметрии (относительно  $90^\circ$ ) дифференциальных сечений  $(\gamma, n)$ -реакции в окрестности максимума ИВГКР необходимо вычислять  $E1$ -амплитуду DSD реакции для энергий значительно превышающих энергию максимума ИВГДР [34]. Другой пример—описание основных релаксационных параметров ИАР. Так, полная ширина ИАР определяется кулоновской силовой функцией, вычисленной при энергии ИАР, тогда как максимум этой функции отвечает ИВГМР (см. разд. 3.3, а также работы [17, 18]).

Таким образом, возникает необходимость в формулировке модели для описания основных мод релаксации  $1p-1h$  возбуждений при произвольной (но достаточно большой) энергии. Такая модель, которую для краткости назовем частично-дырочной оптической моделью (ЧДОМ) и в которой: 1) фрагментационный эффект учитывается феноменологически в терминах усредненного по энергии специфического взаимодействия, описывающего связь  $1p-1h$  состояний с многоквaziчастичными конфигурациями; 2) выполняется статистическая гипотеза о независимой фрагментации  $1p-1h$  состояний,

является обобщением (и обоснованием) изложенной в разд. 2 и 3 версии полумикро-скопического подхода. Формулировке указанной модели, основанной на работах [14], посвящено последующее изложение.

#### 4.2. Базисные соотношения

Как указано в разд. 2.1, базисной величиной в формулировке ЧДОМ является нелокальная частично-дырочная функция Грина ферми-системы  $\mathcal{A}(x, x'; x_1, x'_1; \omega)$ , которая согласно (1)–(4) содержит информацию относительно свойств  $1p-1h$  возбуждений. Эта функция удовлетворяет уравнению Бете-Голдстоуна, содержащему наряду с (локальным) частично-дырочным взаимодействием  $\mathcal{F}(x, x'; x_1, x'_1) = F(x, x_1)\delta(x - x')\delta(x_1 - x'_1)$ , которое приводит к формированию ГР, также специфическое взаимодействие (фрагментационную амплитуду рассеяния в  $1p-1h$  канале, или поляризационный оператор)  $\mathcal{P}(x, x'; x_1, x'_1; \omega)$ , которое описывает связь  $1p-1h$  состояний с многоквazичастичными конфигурациями:

$$\mathcal{A}(\omega) = \mathcal{A}_0(\omega) + [\mathcal{A}_0(\omega)(\mathcal{F} + \mathcal{P}(\omega))\mathcal{A}(\omega)], \quad (52)$$

где  $\mathcal{A}_0$ —свободный пропагатор (5). Поляризационный оператор описывается всей совокупностью диаграмм, неприводимых в канале частица-дырка, так что (деструктивная) интерференция фрагментации частиц и дырок полностью учитывается этим оператором. Как фрагментационная амплитуда рассеяния в указанном канале, поляризационный оператор определяется сверткой “остаточного” парного взаимодействия  $H'$  и  $2p-2h$  (локальной) функции Грина  $B(x, x_1; x_2, x_3; \omega)$ :  $\mathcal{P}(\omega) = [H'B(\omega)H']$ . Соответственно, спектральное разложение для  $\mathcal{P}(\omega)$  можно представить в виде, аналогичном разложению (1):

$$\mathcal{P}(x, x'; x_1, x'_1; \omega) = \sum_m \left\{ \frac{v_m^*(x', x)v_m(x_1, x'_1)}{\omega - \omega_m + i0} - \frac{v_m^*(x'_1, x_1)v_m(x, x')}{\omega + \omega_m - i0} \right\}, \quad (53)$$

где  $\omega_m$  и  $v_m(x, x')$ —энергия и матрица переходного потенциала многоквazичастичного состояния  $|m\rangle$ . По определению, состояние  $|m\rangle$  представляет собой суперпозицию состояний  $2p-2h$ ,  $3p-3h$ , ... и в отличие от состояний  $|s\rangle$  в (1) не содержит вклада конфигураций  $1p-1h$ . Ввиду высокой плотности многоквazичастичных состояний,  $\rho_m$ , только

усредненная по энергии фрагментационная амплитуда рассеяния  $\bar{\mathcal{P}}(\omega) = \mathcal{P}(\omega + iJ)$  ( $J \gg \rho_m^{-1}$ —интервал усреднения) может рассматриваться как феноменологическая величина, описываемая плавной функцией энергии возбуждения.

Вновь обратимся к аналогии с переходом к одноквазичастичной оптической модели. Указанный переход осуществляется в уравнении Дайсона для одночастичной функции Грина  $G(x, x'; \varepsilon)$  [9, 10]:

$$G(\varepsilon) = G_0(\varepsilon) + [G_0(\varepsilon)\Sigma(\varepsilon)G(\varepsilon)], \quad (54)$$

где собственно-энергетический оператор  $\Sigma(x, x'; \varepsilon)$ , описывающий связь одноквазичастичных возбуждений с многоквазичастичными конфигурациями, является резкой функцией энергией возбуждения  $|\varepsilon - \mu|$  ( $\mu$ —химический потенциал). Феноменологической величиной, являющейся плавной функцией энергии возбуждения, является усредненный по энергии оператор  $\bar{\Sigma}(\varepsilon) = \Sigma(\varepsilon + iJSgn(\varepsilon - \mu))$ :

$$\bar{\Sigma}(x, x'; \varepsilon) = Sgn(\varepsilon - \mu)\{-iw(x, \varepsilon) + p(x, \varepsilon)\}\delta(x - x'). \quad (55)$$

Здесь  $w(x, \varepsilon)$ —мнимая часть (локального) оптико-модельного потенциала. В предположении, что величины  $w$  и  $p$  в (55) имеют одинаковую координатную зависимость, т.е.  $w(x, \varepsilon) = w(x)w(\varepsilon)$  и  $p(x, \varepsilon) = w(x)p(\varepsilon)$ , интенсивность действительной фрагментационной добавки к среднему полю  $p(\varepsilon)$  может быть выражена в терминах  $w(\varepsilon)$  с помощью соответствующего дисперсионного соотношения [9]. Отметим, что фрагментационная добавка (55) выбрана локальной ввиду большого (порядка фермиевского) переданного импульса в процессе “распада” одноквазичастичных состояний на многоквазичастичные конфигурации. Согласно (54), (55) усредненная по энергии функция Грина  $G(x, x'; \varepsilon + iJSgn(\varepsilon - \mu)) = \bar{g}(x, x'; \varepsilon)$  является функцией Грина одночастичного уравнения Шредингера, содержащего указанную выше фрагментационную добавку к среднему полю:

$$\{h(x) - \varepsilon + Sgn(\varepsilon - \mu)(-iw(x, \varepsilon) + p(x, \varepsilon))\}\bar{g}(x, x'; \varepsilon) = -\delta(x - x'). \quad (54c)$$

На основании разложения (53) усредненный по энергии поляризационный оператор

$\bar{\mathcal{P}}(\omega)$  можно параметризовать в виде, аналогичном (55):

$$\bar{\mathcal{P}}(x, x'; x_1, x'_1; \omega) = \{-i\mathcal{W}(x, x'; \omega) + \mathcal{P}(x, x'; \omega)\}\delta(x - x_1)\delta(x' - x'_1). \quad (56)$$

Предполагая, что координатная зависимость действительной и мнимой частей  $\bar{\mathcal{P}}$  одинакова, т.е.  $\mathcal{W}(x, x'; \omega) = W(\omega)W(x, x')$  и  $\mathcal{P}(x, x'; \omega) = P(\omega)W(x, x')$ , на основании (53) можно выразить  $P(\omega)$  через  $W(\omega)$  с помощью соответствующего дисперсионного соотношения. Это соотношение обсуждается в разд. 4.4. Таким образом, согласно (52), (56) получаем базисное уравнение ЧДОМ:

$$\bar{\mathcal{A}}(\omega) = \mathcal{A}_0(\omega) + [\mathcal{A}_0(\omega)(\mathcal{F} + \bar{\mathcal{P}}(\omega))\bar{\mathcal{A}}(\omega)]. \quad (52c)$$

Для дальнейшего анализа нам потребуются эквивалентные представления этого уравнения:

$$\bar{\mathcal{A}}(\omega) = \mathcal{A}_{\text{RPA}}(\omega) + [\mathcal{A}_{\text{RPA}}(\omega)\bar{\mathcal{P}}(\omega)\bar{\mathcal{A}}(\omega)], \quad (57)$$

$$\bar{\mathcal{A}}(\omega) = \bar{\mathcal{A}}_0(\omega) + [\bar{\mathcal{A}}_0(\omega)\mathcal{F}\bar{\mathcal{A}}(\omega)]. \quad (58)$$

Функция  $\mathcal{A}_{\text{RPA}}(x, x'; x_1, x'_1; \omega)$  в (57) является нелокальной версией частично-дырочной функции Грина  $A(x, x_1; \omega)$  (7a):

$$\mathcal{A}_{\text{RPA}}(\omega) = \mathcal{A}_0(\omega) + [\mathcal{A}_0(\omega)\mathcal{F}\mathcal{A}_{\text{RPA}}(\omega)]. \quad (59)$$

Функцию  $\bar{\mathcal{A}}_0(x, x'; x_1, x'_1; \omega)$  в (58), удовлетворяющую уравнению

$$\bar{\mathcal{A}}_0(\omega) = \mathcal{A}_0(\omega) + [\mathcal{A}_0(\omega)\bar{\mathcal{P}}(\omega)\bar{\mathcal{A}}_0(\omega)], \quad (60)$$

назовем средней свободной нелокальной частично-дырочной функцией Грина. Свободная функция Грина  $\mathcal{A}_0(x, x'; x_1, x'_1; \omega)$  в (52c), (59), (60) определена соотношениями (5), (6).

Для практической реализации ЧДОМ согласно уравнениям (52c) или (57)–(60) необходимо параметризовать мнимую часть среднего поляризационного оператора (56) с учетом статистической гипотезы о независимости (после усреднения по энергии) фрагментации входных состояний типа частица-дырка. С этой целью обратимся вначале к

решению уравнения (59) в полюсном приближении в применении к низкоэнергетическим ГР. В этом случае аналогично представлению (26) найдем:

$$A_{\text{RPA}}(x, x'; x_1, x'_1; \omega) \rightarrow \sum_d \rho_d^*(x', x) \rho_d(x_1, x'_1) R_d(\omega). \quad (61)$$

Если координатную зависимость  $W(x, x'; \omega)$  в (56) выбрать постоянной в объеме ядра, т.е. положить  $W(x, x'; \omega) = W(\omega)$ , и воспользоваться ортогональностью переходных матриц плотности входных состояний, т.е. положить  $[\rho_d^* W(\omega) \rho_d] = W(\omega) \delta_{dd'}$ , то решение уравнения (57) можно представить в виде:

$$\bar{A}(\omega) = A_{\text{RPA}}(\omega + iW(\omega) - P(\omega)) \quad (62)$$

Такое решение отвечает учету фрагментационного эффекта в рамках полумикроскопического подхода (разд. 2.4, 2.5). В частности фрагментационная ширина входного состояния типа  $1p-1h$  согласно (53), (56) равна:  $\Gamma_d^\downarrow = 2\pi \langle |[\rho_d v_m]|^2 \rangle \rho_m = 2W(\omega = \omega_d)$ .

### 4.3. Пути реализации

Практическую реализацию ЧДОМ удобнее осуществить на основе уравнений (58) и (60) с учетом параметризации (56). Решение уравнения (60) можно представить в виде, аналогичном представлению (3) для свободной нелокальной функции Грина  $\mathcal{A}_0$ :

$$\bar{\mathcal{A}}_0(x, x'; x_1, x'_1; \omega) = \sum_{\lambda\mu} \bar{A}_{\lambda\mu}(\omega) \phi_\lambda(x) \phi_\mu^*(x') \phi_\lambda^*(x_1) \phi_\mu(x'_1), \quad (63)$$

где

$$\bar{A}_{\lambda\mu}(\omega) = (n_\lambda - n_\mu) / (\varepsilon_\lambda - \varepsilon_\mu - \omega + (n_\lambda - n_\mu)(iW(\omega) - P(\omega)W_{\lambda\lambda, \mu\mu})), \quad (64)$$

и соотношение

$$\int \phi_\lambda^*(x) \phi_{\lambda'}(x) W(x, x') \phi_{\mu'}^*(x') \phi_\mu(x') dx dx' \simeq W_{\lambda\lambda, \mu\mu} \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\mu\mu'} \quad (65)$$

приближенно реализует статистическую гипотезу. В рамках этой гипотезы переходные матрицы плотности  $1p-1h$  конфигураций не меняются при учете фрагментационного эффекта, что и предполагается в разложении (63). В приближении (65) координатную

зависимость интенсивности средней амплитуды  $\bar{\mathcal{P}}$  (57) можно аппроксимировать произведением функций Вудса–Саксона,  $W(x.x') = f_{\text{WS}}(r)f_{\text{WS}}(r')$ , имея ввиду, что связь  $1p-1h$  состояний с многоквaziчастичными состояниями реализуется в объеме ядра. При такой аппроксимации матричный элемент (65) равен  $W_{\lambda\lambda,\mu\mu} = f_{\lambda}f_{\mu}$ , где  $f_{\lambda} = (f_{\text{WS}})_{\lambda\lambda}$ .

Имея решение (63), (64) уравнения (58), найдем локальный предел этого решения  $\bar{A}_0(x, x_1; \omega) = \bar{A}_0(x = x', x_1 = x'_1; \omega)$  и согласно (58) уравнение для средней локальной частично-дырочной функции Грина:

$$\bar{A}(\omega) = \bar{A}_0(\omega) + [\bar{A}_0(\omega)F\bar{A}(\omega)]. \quad (58a)$$

Это уравнение, являющееся непосредственным обобщением (7), отвечает ПСФ и представляет собой основное уравнение ЧДОМ. Соответственно можно получить уравнение для среднего эффективного поля (ср. с (9)):

$$\bar{V}(\omega) = V_0 + [F\bar{A}_0(\omega)\bar{V}(\omega)] \quad (66)$$

и выражение для средней силовой функции (ср. с (10)):

$$\bar{S}_{V_0}(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} [V_0^+ \bar{A}_0(\omega)\bar{V}(\omega)], \quad (67)$$

отвечающих локальному внешнему полю  $V_0(x)$ . Перефразируя использованную в [1] терминологию, можно сказать, что с учетом соотношений (63)–(65) уравнения (58a), (66), (67) описывают модель взаимодействующих и затухающих квазичастиц. Отметим, что буквально эти уравнения отвечают дискретной версии ПСФ (дПСФ), в рамках которой одночастичный базис ограничен только дискретными (и квазидискретными) уровнями.

Полезной иллюстрацией решений уравнений дПСФ является “двухуровневая” модель, в которой  $1p-1h$  переходы формируются на базисе двух сильно вырожденных одночастичных уровней (с кратностью вырождения  $\Omega \gg 1$ ), симулирующих одну заполненную и одну свободную оболочку. Пусть  $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$ —энергии указанных уровней, а  $R_1(r)$  и  $R_2(r)$ —соответствующие радиальные волновые функции. В этой модели решение уравнений дПСФ приводит к следующему выражению для средней силовой функ-



пии (здесь и далее в разд. 4.3 величину  $P(\omega)$  в (64) для краткости опускаем):

$$\bar{S}_{V_0}(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left( [R_1 V_0^L R_2] \right)^2 \Omega \left\{ \frac{1}{\omega - \omega_d + iW(\omega)f_1f_2} - \frac{1}{\omega + \omega_d - iW(\omega)f_1f_2} \right\}, \quad (68)$$

где  $V_0^L(r)$ —радиальная часть внешнего поля с мультипольностью  $L \ll \Omega$ ,  $\omega_d = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 + F\Omega [R_1^2 R_2^2]$ —энергия входного состояния,  $F$ —интенсивность  $\delta$ -функционального взаимодействия в  $1p-1h$  канале. Как и следовало ожидать, используемая в рамках полумикроскопического подхода для описания фрагментационного эффекта замена  $\omega \rightarrow \omega + \frac{i}{2}I(\omega)$  в уравнениях ПСФ приводит согласно (68) к некорректному результату вдали от энергии максимума ГР, когда  $|\omega - \omega_d| \sim \omega_d \gg W(\omega)$ .

Чтобы в уравнениях ПСФ (58а), (64)–(67) учесть формально полный базис одночастичных состояний и тем самым перейти к уравнениям кПСФ, используем функции Грина одночастичного уравнения Шредингера с комплексным потенциалом (см., например, (29), (54с)). Указанный переход возможен с помощью следующих приближенных соотношений:

$$\sum_{\lambda} \frac{\phi_{\lambda}(x)\phi_{\lambda}^*(x_1)}{\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\mu} + \omega + iW(\omega)f_{\mu}f_{\lambda}} \simeq \bar{g}(x, x_1; \varepsilon_{\mu} + \omega), \quad (69)$$

$$\{h(x) - (\varepsilon_{\mu} + \omega + iW(\omega)f_{\mu}f_{WS}(r))\} \bar{g}(x, x_1; \varepsilon_{\mu} + \omega) = -\delta(x - x_1); \quad (70)$$

$$\sum_{\mu} \frac{\phi_{\mu}(x_1)\phi_{\mu}^*(x)}{\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\mu} - \omega + iW(\omega)f_{\lambda}f_{\mu}} \simeq \bar{g}(x_1, x; \varepsilon_{\lambda} - \omega), \quad (71)$$

$$\{h(x_1) - (\varepsilon_{\lambda} - \omega + iW(\omega)f_{\lambda}f_{WS}(r_1))\} \bar{g}(x_1, x; \varepsilon_{\lambda} - \omega) = -\delta(x_1 - x). \quad (72)$$

Эти соотношения вместе с (63), (64) позволяют представить средний пропагатор  $\bar{A}_0$  в виде:

$$\begin{aligned} \bar{A}_0(x, x_1; \omega) = & \sum_{\mu} n_{\mu} \phi_{\mu}^*(x) \phi_{\mu}(x_1) \bar{g}(x, x_1; \varepsilon_{\mu} + \omega) + \\ & + \sum_{\lambda} n_{\lambda} \phi_{\lambda}^*(x_1) \phi_{\lambda}(x) \bar{g}(x_1, x; \varepsilon_{\lambda} - \omega) + \\ & + \sum_{\mu\lambda} n_{\mu} n_{\lambda} \phi_{\mu}^*(x) \phi_{\mu}(x_1) \phi_{\lambda}^*(x_1) \phi_{\lambda}(x) \frac{2iW(\omega)f_{\lambda}f_{\mu}}{(\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\mu} + \omega)^2 + W^2(\omega)f_{\mu}^2f_{\lambda}^2}. \end{aligned} \quad (73)$$

В применении к описанию средних силовых функций при произвольной (но достаточно большой) энергии возбуждения представление (73) вместе с соотношениями (58a), (66), (67) реализует версию кПСФ, полученную в рамках частично-дырочной оптической модели. Как и следовало ожидать, первое (полюсное) слагаемое в (73) практически совпадает с соответствующим слагаемым пропагатора (6с) (разд. 2.5).

В рамках ЧДОМ выражение для средней амплитуды индуцированным внешним полем парциальной DSD-реакции представляет собой некоторое обобщение соотношений (12), (19), полученных в рамках кПСФ без учета фрагментационного эффекта. Указанная амплитуда определяется сверткой среднего эффективного поля (66) и средней свободной волновой функции канала. Соответствующий вывод предполагается привести в последующей работе.

#### 4.4. Дисперсионная версия ЧДОМ

В предположении, что координатные зависимости действительной и мнимой частей среднего поляризационного оператора (56) совпадают, можно получить дисперсионное соотношение, связывающее интенсивности  $P(\omega)$  и  $W(\omega)$  указанных частей. В соответствии с (62) величину  $2W(\omega)$  выберем совпадающей с эмпирической зависимостью фрагментационного параметра  $I(\omega)$  (37). Естественно не только мнимую, но и действительную часть  $\bar{\mathcal{P}}(\omega)$  подчинить условию  $\bar{\mathcal{P}}(\omega \leq \Delta) = 0$ . Это условие требует перенормировки усредненного по энергии соотношения (53):  $\bar{\mathcal{P}}(\omega) \rightarrow \bar{\mathcal{P}}(\omega) - \bar{\mathcal{P}}(\omega = \Delta)$ . С учетом этого замечания на основании (53), (56) получим:

$$\mathcal{P}(\omega) = \frac{2}{\pi} P.V. \int_{\Delta}^{\infty} W(\omega') \left\{ \frac{\omega'}{\omega^2 - \omega'^2} - \frac{\omega'}{\Delta^2 - \omega'^2} \right\}. \quad (74)$$

Для указанной выше зависимости  $W(\omega)$  интеграл в (74) можно вычислить аналитически [15]. Мы приведем только предел  $\Delta \rightarrow 0$  достаточно громоздкого выражения:

$$\mathcal{P}(\omega) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{B^2 \omega^2}{B^2 + \omega^2} \ln \frac{\omega}{B}. \quad (75)$$

Величина  $\mathcal{P}(\omega)$  определяет, в частности, фрагментационный сдвиг энергии максимума гигантских резонансов. Для значений параметров, использованных в (37), расчетные величины фрагментационного сдвига составляют 1,0–1,5 МэВ для высокоэнергетиче-

ских ГР и несколько сотен кэВ для низкоэнергетических ГР.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основанный на континуумной версии приближения случайной фазы и феноменологическом описании фрагментационного эффекта изложенный выше полумикроскопический подход представляется достаточно простым, универсальным и транспарентным методом описания релаксации гигантских ядерных резонансов. Возможны два основных направления развития подхода: 1) расширение числа приложений, а также использование различных вариантов частично-дырочного взаимодействия и согласованного с ним среднего поля; 2) теоретическая разработка и практическая реализация частично-дырочной оптической модели, являющейся обобщением развитой версии полумикроскопического подхода на случай произвольной (а не только относящейся к непосредственной окрестности ГР) энергии возбуждения. В связи с последним пунктом отметим аналогию в методах описания простых ядерных возбуждений (одноквазичастичных и частично-дырочных) с достаточно большой энергией в рамках соответствующих вариантов оптической модели.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор признателен М.Л. Горелику, С.Ю. Игашову, С.Е. Муравьеву, В.А. Родину, В.С. Рыкованову, И.В. Сафонову, Б.А. Тулупову и Г.А. Чекомазову за плодотворное сотрудничество, а также M.N. Harakeh (KVI, Groningen, The Netherlands), M. Fujiwara (RCNP, Osaka University, Japan) и U. Garg (Physics Department of University of Notre Dame, Indiana, USA) за стимулирующие дискуссии экспериментальных данных и гостеприимство во время посещений указанных научных центров. Особая благодарность Э.Е. Саперштейну за замечания по тексту рукописи, а также М.Л. Горелику и И.В. Сафонову за помощь в подготовке рукописи к печати.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант № 09-02-00926.

---

1. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер*, 2-е изд. (Наука, Москва, 1983).
2. М. Н. Harakeh and A. van der Woude, *Giant Resonances: Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitations*, (Oxford Univ. Press, New York, 2001).
3. S. Schlomo and G. Bertsch, Nucl. Phys. A **243**, 507 (1975).
4. N. Auerbach and A. Klein, Nucl. Phys. A **395**, 77 (1983).
5. N. Auerbach and A. Klein, Phys. Rev. C **30**, 1032 (1984).
6. G. F. Bertsch, P. F. Bortignon, and R. A. Broglia, Rev. Mod. Phys. **55**, 287 (1983).
7. S. Kamerdzhiev, J. Speth, and G. Tertychny, Phys. Rep. **393**, 1 (2004).
8. S. E. Muraviev and M. H. Urin, Nucl. Phys. A **572**, 267 (1994).
9. C. Mahaux and S. Sartor, Adv. Nucl. Phys. **20**, 1 (1991).
10. М. Г. Урин, *Релаксация ядерных возбуждений* (Энергоатомиздат, Москва, 1991).
11. G. A. Chekomazov and M. H. Urin, Phys. Lett. B **349**, 400 (1995); М. Г. Урин, Г. А. Чекомазов, ЯФ **61**, 435 (1998).
12. H. K. T. van der Molen *et al.*, Phys. Rev. C **75**, 014311 (2007).
13. М. Н. Urin, Nucl. Phys. A **811**, 107 (2008).
14. М. Г. Урин, ЯФ **73**, 1427 (2010); М. Н. Urin, arXiv: 1005.2349v1 [nucl-th].
15. Б. А. Тулупов, М. Г. Урин, ЯФ **72**, 780 (2009).
16. M. L. Gorelik and M. H. Urin, Phys. Rev. C **63**, 064312 (2001); М. Л. Горелик, М. Г. Урин, ЯФ **64**, 560 (2001).
17. М. Л. Горелик, В. С. Рыкованов, М. Г. Урин, Изв. РАН. Сер. физ. **73**, 1551 (2009).
18. М. Л. Горелик, В. С. Рыкованов, М. Г. Урин, ЯФ **73**, 2052 (2010).
19. M. L. Gorelik, S. Schlomo, and M. H. Urin, Phys. Rev. C **62**, 044301 (2001).
20. С. Ю. Игашов, М. Г. Урин, Изв. РАН. Сер. физ. **70**, 186 (2006).
21. M. L. Gorelik, I. V. Safonov, and M. H. Urin, Phys. Rev. C **69**, 054322 (2004).
22. G. A. Chekomazov and M. H. Urin, Phys. Lett. B **354**, 7 (1995).
23. V. A. Rodin and M. H. Urin, Phys. Lett. B **480**, 45 (2000).
24. E. A. Moukhai, V. A. Rodin, and M. H. Urin, Phys. Lett. B **447**, 8 (1999).

25. V. A. Rodin and M. H. Urin, Nucl. Phys. A **687**, 276c (2001).
26. V. A. Rodin, M. H. Urin, ЯФ **66**, 2178 (2003).
27. V. A. Rodin and M. H. Urin, Phys. Rev. C **62**, 067601 (2000); V.A. Rodin, A.E.L. Dieperink, Phys. Lett. B **541**, 71 (2002).
28. V. A. Rodin and M. H. Urin, Phys. Rev. C **66**, 064608 (2002).
29. M. Hunyadi *et al.*, Phys. Rev. C **75**, 014606 (2007).
30. M. Hunyadi *et al.*, Phys. Lett. B **576**, 253 (2003).
31. H. Hashimoto *et al.*, in *Proceedings of the International Conference "Nuclear Sstructure and Related Topics"* (JINR, Dubna, 2009) Vol. II, p.148.
32. М. Л. Горелик, М. Г. Урин, ЯФ **69**, 241 (2006).
33. И. В. Сафонон, М. Л. Горелик, М. Г. Урин, ЯФ **69**, 427 (2006).
34. М. Л. Горелик, Б. А. Тулупов, М. Г. Урин, ЯФ **69**, 622 (2006).
35. М. Л. Горелик, М. Г. Урин, ЯФ **69**, 1300 (2006).
36. И. В. Сафонон, М. Л. Горелик, М. Г. Урин, Изв. РАН. Сер. физ. **71**, 378 (2007).
37. R. G. T. Zegers *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 202501 (2003).
38. И. В. Сафонон, М. Г. Урин, Изв. РАН. Сер. физ. **73**, 858 (2009).
39. I. V. Safonov and M. H. Urin, ЯФ **69**, 1246 (2006).
40. I. Hamamoto and H. Sagawa, Phys. Rev. C **62**, 024319 (2000).
41. N. Auerbach, Phys. Rep. **98**, 273 (1983).
42. A. Errel *et al.*, Phys. Rev. C **34**, 1822 (1986).
43. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **15**, 81 (1945).
44. A. Likar and T. Vidmar, Nucl. Phys. A **637**, 365 (1998).
45. В. А. Тулупов and М. Н. Урин, in *Proceedings of the XII International Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei* (INR RAS, Moscow, 2010), p.101.
46. В. А. Родин, М. Г. Урин, в сб. *Современные проблемы физики ядра и частиц*, под ред. В. А. Матвеева (ИЯИ РАН, Москва, 1999), с.33.
47. R. Bergère *et al.*, Nucl. Phys. A **159**, 561 (1970).
48. I. Bergqvist, D. M. Drake, and D. K. McDaniels, Nucl. Phys. A **181**, 641 (1972).

# GIANT RESONANCE DAMPING: A SEMIMICROSCOPIC DESCRIPTION (METHODS, RESULTS, PERSPECTIVES)

**M. G. Urin**

A semimicroscopic approach to joint description for main relaxation modes of giant resonances in spherical nuclei is presented. The approach is based on a continuum version of the random phase approximation and phenomenological treatment of the spreading effect. The latter is taken into account in the “pole” approximation in terms of the imaginary part of an effective single-particle optical-model potential directly in equations the above-mentioned approximation. The Landau-Migdal particle-hole interaction and a phenomenological mean field bound by some self-consistency conditions are used in practical implementations of the approach. The obtained calculation results concerned with integral and differential characteristics of a number of giant resonances in a wide excitation-energy interval are used for comparison with known experimental data and prediction of the results of possible experiments. A particle-hole optical model, which is a base for both the current version of the semimicroscopic approach and description of particle-hole-type excitations at arbitrary (but high enough) energies, is also formulated.

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

**Рис. 1.** Силовые функции ИВГСМР<sup>(-)</sup> и ИВГСМР<sup>(+)</sup>, вычисленные без учета (точечная кривая) и с учетом фрагментационного эффекта (сплошная кривая), в ядрах <sup>208</sup>Ві (а) и <sup>208</sup>Тl (б).

**Рис. 2.** Радиальные переходные плотности ГТР (точечная кривая), ИВГСМР<sup>(-)</sup> (сплошная кривая) и ИВГСМР<sup>(+)</sup> (штриховая кривая), вычисленные при энергии максимума соответствующего резонанса, в материнском ядре <sup>208</sup>Рь.

**Рис. 3.** Кулоновские силовые функции, вычисленные для ИВГМР<sup>(-)</sup> в ядре <sup>208</sup>Ві без учёта (тонкая кривая) и с учётом (толстая кривая) фрагментационного эффекта. Стрелкой отмечена расчётная энергия ИАР.

**Рис. 4.** Расчетное сечение  $E1$  фотопоглощения ядром <sup>208</sup>Рь (сплошная кривая) в сравнении с экспериментальными данными [47].

**Рис. 5.** Расчетные парциальные сечения радиационного захвата нейтронов с заселением ряда одночастичных состояний ядра <sup>209</sup>Рь (сплошные кривые) в сравнении с экспериментальными данными [48].

**Таблица 1.** Парциальные вероятности (в %) прямого протонного распада ИВГСМР<sup>(-)</sup> ядре <sup>208</sup>Bi, вычисленные для интервала энергий возбуждения  $E_x \simeq 31\text{--}50$  МэВ. Экспериментальные данные взяты из [37].

$\mu^{-1}$	$b_{\mu}^{\text{расч}}$	$b_{\mu}^{\text{эксп}}$
$3p_{1/2}$	1.44	
$2f_{5/2}$	3.93	
$3p_{3/2}$	3.22	
$1i_{13/2}$	16.37	
$2f_{7/2}$	6.97	$13 \pm 5$
$1h_{9/2}$	4.33	
$1h_{11/2}$	8.85	$22 \pm 8$
$3s_{1/2}$	1.16	
$2d_{3/2}$	1.77	
$2d_{5/2}$	3.55	
$1g_{7/2}$	2.02	$17 \pm 8$
$1g_{9/2}$	4.01	
$\sum b_{\mu}$	54.62	$52 \pm 12$

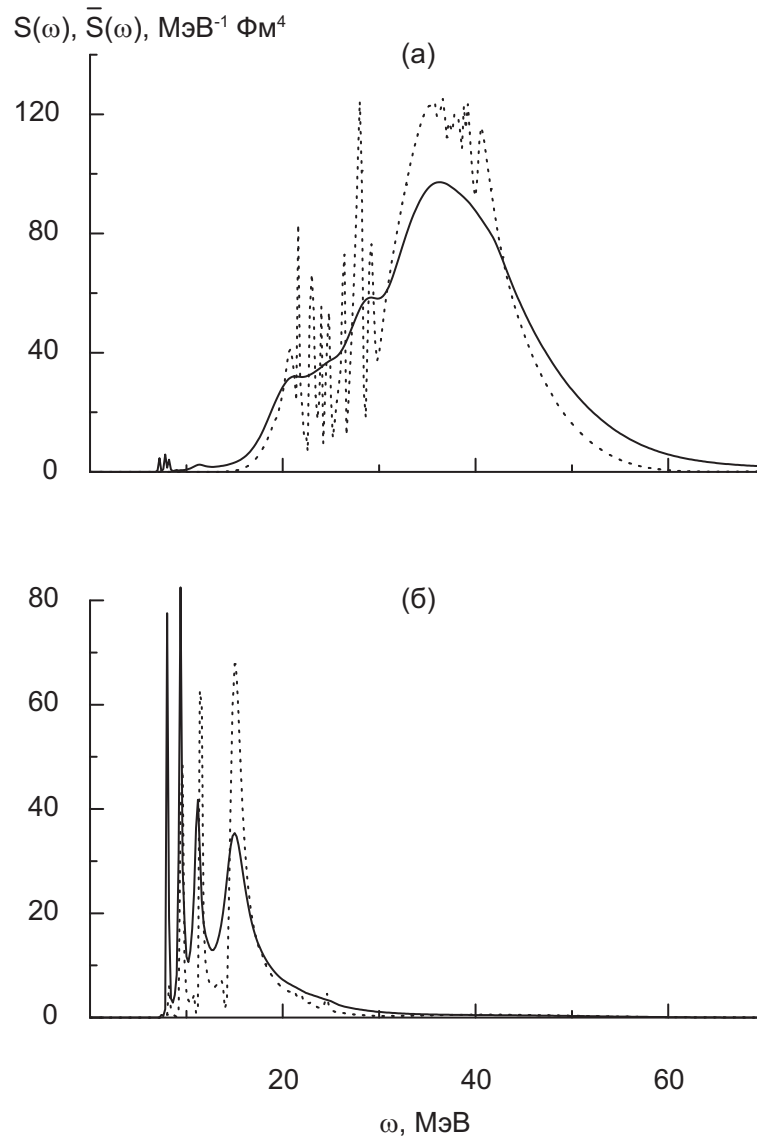
**Таблица 2.** Парциальные вероятности (в %) прямого нейтронного распада ИВГСМР<sup>(+)</sup> ядре <sup>208</sup>Tl, вычисленные для интервала энергий возбуждения  $E_x \simeq 9\text{--}14$  МэВ.

$\mu^{-1}$	$b_{\mu}$
$3s_{1/2}$	1.49
$2d_{3/2}$	2.66
$1h_{11/2}$	32.82
$2d_{5/2}$	4.76
$1g_{7/2}$	3.26
$1g_{9/2}$	0.80
$2p_{1/2}$	0.14
$2p_{3/2}$	0.13
$\sum b_{\mu}$	46.06

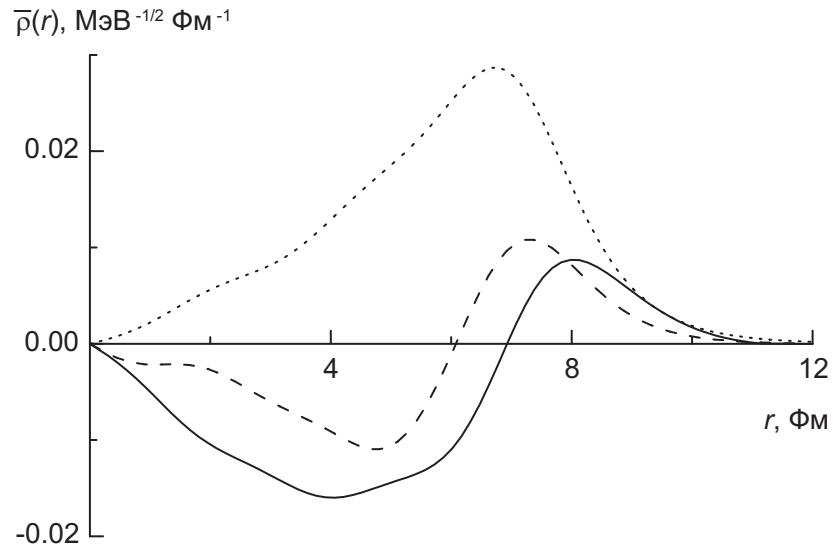


**Таблица 3.** Расчетные и экспериментальные парциальные протонные и фрагментационная ширины (в кэВ) аналога основного состояния ядра  $^{208}\text{Pb}$ . Для аналога основного состояния ядра  $^{209}\text{Pb}$  рассмотрен только упругий протонный канал (последняя строка). Ссылки на экспериментальные данные приведены в [18].

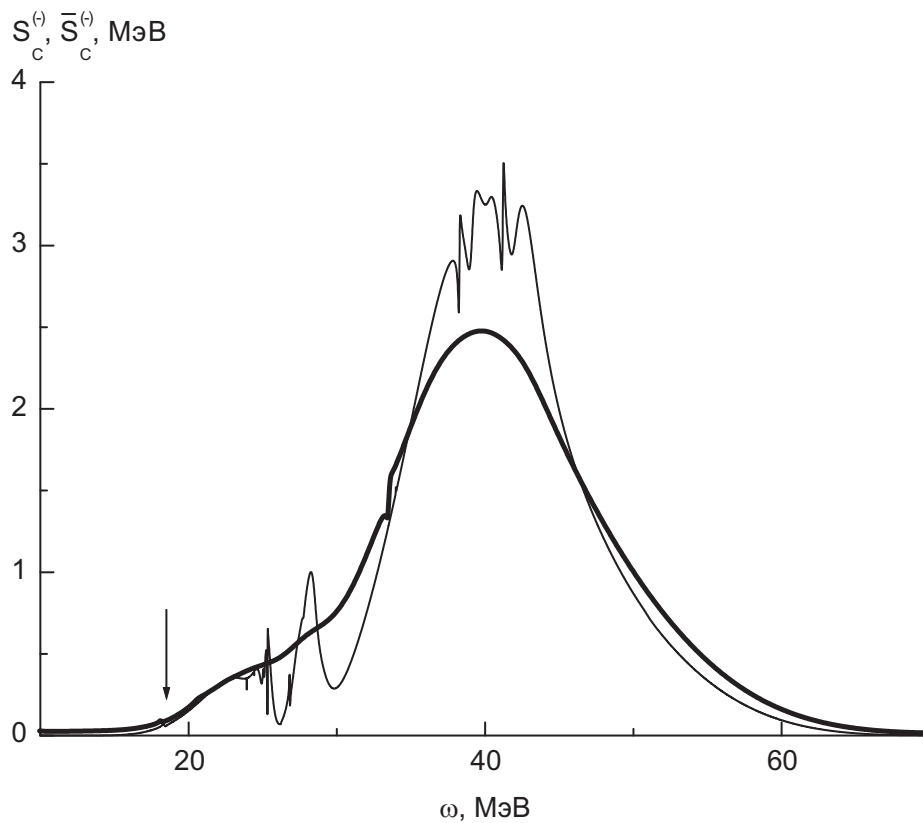
$\nu$	$\Gamma_{A,\nu,\text{exp}}^\uparrow$	$\check{\Gamma}_{A,\nu}^\uparrow$	$\Gamma_{A,\text{exp}}^\downarrow$	$\Gamma_A^\downarrow$
$3p_{1/2}$	$51.9 \pm 1.6$	51.5		
$2f_{5/2}$	$26.4 \pm 2$	17.7	$78 \pm 8$	71
$3p_{3/2}$	$64.7 \pm 3.4$	64.0		
$2f_{7/2}$	$4.2 \pm 0.6$	3.1		
$2g_{9/2}$	$22.7 \pm 0.6$	20.3	$75 \pm 7$	84.5



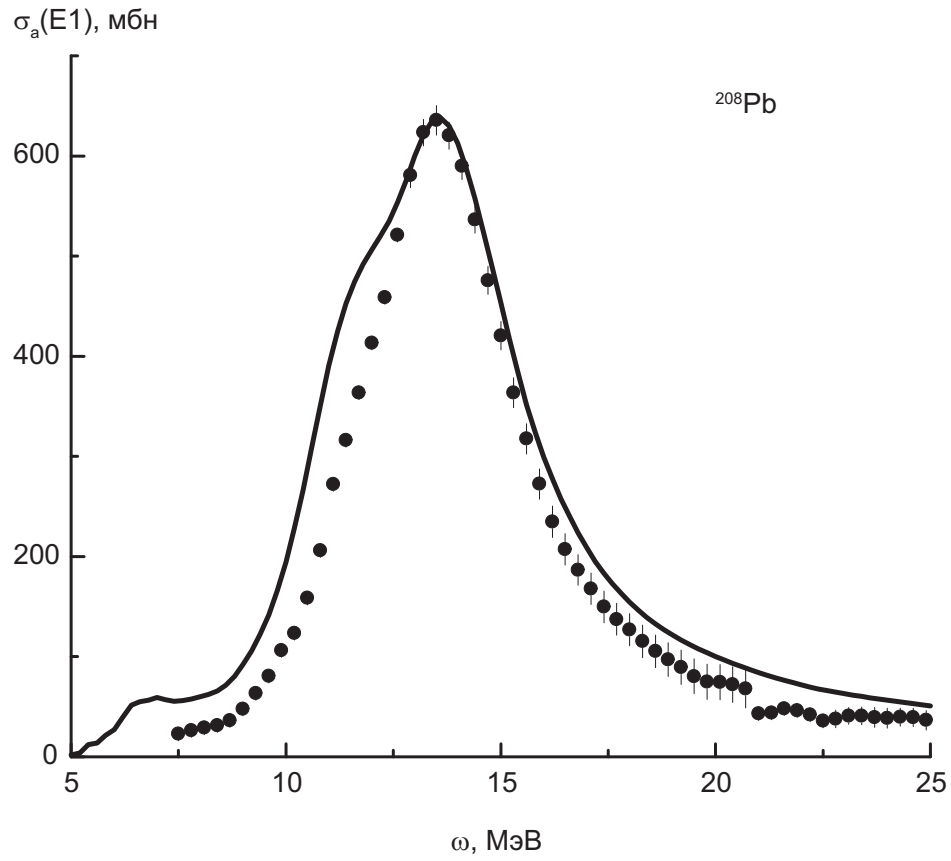
**Рис. 1.** Силовые функции ИВГСМР<sup>(-)</sup> и ИВГСМР<sup>(+)</sup>, вычисленные без учета (точечная кривая) и с учетом фрагментационного эффекта (сплошная кривая), в ядрах  $^{208}\text{Bi}$  (а) и  $^{208}\text{Tl}$  (б).



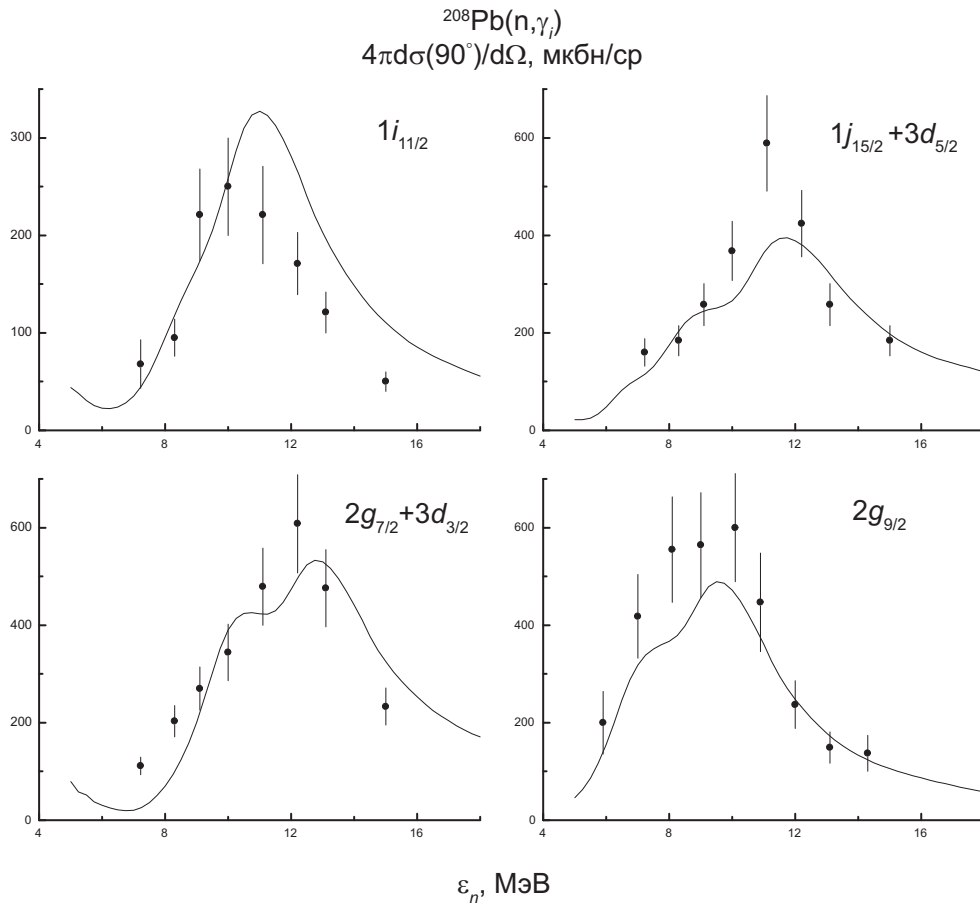
**Рис. 2.** Радиальные переходные плотности ГТР (точечная кривая), ИВГСМР<sup>(-)</sup> (сплошная кривая) и ИВГСМР<sup>(+)</sup> (штриховая кривая), вычисленные при энергии максимума соответствующего резонанса, в материнском ядре <sup>208</sup>Pb.



**Рис. 3.** Кулоновские силовые функции, вычисленные для ИВГМР<sup>(-)</sup> в ядре <sup>208</sup>Bi без учёта (тонкая кривая) и с учётом (толстая кривая) фрагментационного эффекта. Стрелкой отмечена расчётная энергия ИАР.



**Рис. 4.** Расчетное сечение  $E1$  фотопоглощения ядром  $^{208}\text{Pb}$  (сплошная кривая) в сравнении с экспериментальными данными [47].



**Рис. 5.** Расчетные парциальные сечения радиационного захвата нейтронов с заселением ряда одночастичных состояний ядра  $^{209}\text{Pb}$  (сплошные кривые) в сравнении с экспериментальными данными [48].