

ФОТОНЕЙТРОННЫЕ РЕАКЦИИ ВБЛИЗИ ПОРОГА И ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

М. Г. Урин

Московский инженерно-физический институт, Москва

Изложен основанный на оболочечной модели полумикроскопический подход к описанию ядерных реакций с возбуждением гигантских резонансов в сферических ядрах. Подробно рассмотрен валентный механизм (γn)-реакции вблизи порога. Характеристики средних сечений выражены в терминах оболочечной и оптической моделей. Кратко рассмотрены затухание дипольного гигантского резонанса, а также влияние последнего на $E1$ -фотонейтронные реакции вблизи порога.

Based on shell model the semimicroscopic approach to the description of nuclear reactions with excitation of giant resonances in spherical nuclei is given. Valence mechanism of (γn)-reaction near threshold is considered in details. Mean cross section characteristics are expressed in terms of shell and optical models. Dipole giant resonance damping and influence of this resonance on $E1$ -photon-neutron reactions near threshold are briefly considered.

ВВЕДЕНИЕ

Ядерные реакции при низких энергиях являются мощным инструментом исследования структуры ядра. Переход к детальному исследованию высоковозбужденных состояний ядер с неизбежностью означает переход к изучению ядерных реакций и в первую очередь резонансных реакций. Многообразие явлений: различные типы резонансов, различные каналы распада резонансов данного типа, — делает весьма желательным единый подход к описанию структуры ядерных состояний и механизма реакций. Для не слишком больших энергий возбуждения такой подход в принципе может быть основан на оболочечной модели. В рамках современной модели ядерных оболочек нашел свое объяснение широкий круг явлений, связанных со свойствами основного и низковозбужденных состояний атомных ядер [1]. Причина этого обстоятельства хорошо известна [2]. Ядро с большим числом нуклонов при энергиях возбуждения, меньших энергии Ферми, можно рассматривать как газ взаимодействующих квазичастиц. Поскольку число квазичастиц при указанных энергиях возбуждения меньше полного числа

частиц, то достаточно учитывать только парные взаимодействия квазичастиц.

Возможны два подхода к исследованию на основе модели оболочек высоковозбужденных состояний ядер и соответствующих резонансных ядерных реакций. Один подход, который с точки зрения модели оболочек можно назвать микроскопическим, основан на непосредственной диагонализации гамильтониана модели оболочек на достаточно широком базисе. Работы в этом направлении интенсивно ведутся в Дубне [3]. Другой подход, полумикроскопический, основан на существовании при достаточно больших энергиях возбуждения «иерархии» состояний: простых и сложных конфигураций. Изолированным простым конфигурациям, так называемым входным состояниям, отвечают гигантские резонансы в сечениях реакций. К систематически встречающимся гигантским резонансам относятся одночастичные резонансы, мультипольные гигантские резонансы, изобарические аналоговые резонансы. Связь простых конфигураций с более сложными приводит к появлению тонкой структуры гигантских резонансов. Полумикроскопический подход претендует только на описание усредненных по компонентам тонкой структуры свойств гигантских резонансов. В рамках указанного подхода модель оболочек используется для описания простых конфигураций. В то же время связь простых конфигураций со сложными учитывается с помощью оптической модели. Существенно, что оптическая модель вводится не *ad hoc*, а появляется в результате усреднения «микроскопических» уравнений. Таким образом, полумикроскопический подход достаточно экономичен в выборе средств и достаточно содержателен в описании различных свойств различных гигантских резонансов.

В настоящей работе полумикроскопический подход применяется к анализу валентного механизма радиационного захвата резонансных нейтронов сферическими ядрами (или обратной реакции) и (в меньшей степени) к рассмотрению мультипольных гигантских резонансов. В разд. 1 дается параметризация средних амплитуд и сечений упругого рассеяния нейтронов и (γn) -реакции в случае, когда упругий нейтронный канал является основным каналом распада резонансов составного ядра. В разд. 2 проводится количественный анализ валентного механизма на основе теории входных состояний. Получены наглядные формулы для нейтронной и парциальных радиационных силовых функций, а также фонового сечения (γn) -реакции. В разд. 3 переход к оптической модели в выражениях для средних амплитуд рассматриваемых реакций осуществлен методами теории многих тел. Формулы для силовых функций и средних сечений выражены в терминах оболочечной и оптической моделей, качественный и количественный анализ этих формул приводится в разд. 4. Результаты расчетов даны для ядер вблизи s - и p -резонансов формы и сравниваются

с результатами K -матричного подхода. В разд. 5 рассматривается затухание мультипольных гигантских резонансов, выводится формула для функции отклика — основной величины в теории коллективных возбуждений. В разд. 6 дается схематическое описание дипольного гигантского резонанса (ДГР) и учитывается влияние ДГР на характеристики $E1$ -фотонейтронных реакций вблизи порога.

1. СРЕДНИЕ СЕЧЕНИЯ И СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ

Остановимся в этом разделе на параметризации элементов S -матрицы, отвечающих упругому рассеянию нейтронов и (γn) -реакции S_{nn} , $S_{\gamma n}$, и последующем усреднении величин S_{nn} , $S_{\gamma n}$, $|S_{\gamma n}|^2$ по энергетическому интервалу, содержащему много нейтронных резонансов. Здесь и в дальнейшем рассматривается практически важный случай, когда упругий нейтронный канал является основным каналом распада нейтронных резонансов, так что $|S_{nn}|^2 = 1$, а сечение фотопоглощения совпадает с сечением (γn) -реакции.

Будем предполагать, что нейтронным резонансам отвечают быстрые полюса матрицы рассеяния. В энергетическом интервале вблизи одного из неперекрывающихся нейтронных резонансов величины S_{nn} и $S_{\gamma n}$ в соответствии с указанным предположением можно представить в виде:

$$S_{nn}(E) = \exp(2i\xi) [1 - i\gamma_{nc}/(E - E_c + i\gamma_{nc}/2)]; \quad (1)$$

$$S_{\gamma n}(E) = \exp(i\phi) \{ |S_{\gamma n}^{bg}| - \exp(i\phi) i\gamma_{\gamma c}^{1/2} \gamma_{nc}^{1/2} / [E - E_c + i\gamma_{nc}/2] \}, \quad (2)$$

где E — энергия нейтрона; $\gamma_{nc}^{1/2}$ и $\gamma_{\gamma c}^{1/2}$ — амплитуды нейтронной и парциальной радиационной ширины резонанса; $|S_{\gamma n}^{bg}|^2 = \sigma_{\gamma n}^{bg}/g\pi\lambda_{\gamma}^2$ определяет нерезонансную часть сечения (γn) -реакции. Когда нейтронные силовые функции $S_n = \gamma_n/d$ (γ_n — средняя нейтронная ширина; d — средний энергетический интервал между резонансами с определенными значениями спина и четности) малы, формулы (1) и (2) можно использовать для вычисления средних значений \bar{S}_{nn} , $\bar{S}_{\gamma n}$:

$$\bar{S}_{nn} = \exp(2i\xi) (1 - \pi S_n); \quad (3)$$

$$\bar{S}_{\gamma n} = \exp(i\phi) \{ |S_{\gamma n}^{bg}| - \pi \exp(i\phi) S_n^{1/2} (S_{\gamma}^{(1)})^{1/2} \}; \quad (4)$$

здесь $S_{\gamma}^{(1)} = \gamma_{\gamma}^{(1)}/d$; средняя амплитуда радиационной ширины $(\gamma_{\gamma}^{(1)})^{1/2}$ определяется соотношением $\gamma_{\gamma c}^{1/2} \gamma_{nc}^{1/2} = (\gamma_{\gamma}^{(1)})^{1/2} \gamma_n^{1/2}$. Таким образом, ширина $\gamma_{\gamma}^{(1)}$ представляет собой ту часть средней парциальной радиационной ширины, которая коррелирует с нейтронной шириной. Исходя из (2), можно определить также $|S_{\gamma n}|^2$:

$$|S_{\gamma n}|^2 = |S_{\gamma n}^{bg}|^2 - 2\pi \cos \phi |S_{\gamma n}^{bg}| S_n^{1/2} (S_{\gamma}^{(1)})^{1/2} + 2\pi S_{\gamma}. \quad (5)$$

Здесь $S_\gamma = S_\gamma^{(1)} + S_\gamma^{(2)} = \gamma_\gamma/d$ — радиационная силовая функция для парциального перехода; $\gamma_\gamma = \gamma_\gamma^{(1)} + \gamma_\gamma^{(2)}$, причем $\gamma_\gamma^{(2)}$ представляет собой ту часть средней радиационной ширины, которая не коррелирует с нейтронной шириной.

Средние сечения упругого рассеяния нейтронов и (γn) -реакции можно представить в виде сумм соответствующих оптических и флуктуационных сечений. Оптические сечения определяются средними элементами S -матрицы, а флуктуационные сечения согласно (3) — (5) — силовыми функциями:

$$\bar{\sigma}_{nn} = \sigma_{nn}^{\text{opt}} + \sigma_{nn}^{\text{fl}}; \quad \sigma_{nn}^{\text{fl}}/g\pi\lambda_n^2 = 1 - |\bar{S}_{nn}|^2 \approx 2\pi S_n; \quad (6)$$

$$\bar{\sigma}_{\gamma n} = \sigma_{\gamma n}^{\text{opt}} + \sigma_{\gamma n}^{\text{fl}}; \quad \sigma_{\gamma n}^{\text{fl}}/g\pi\lambda_\gamma^2 = |\overline{S_{\gamma n}}|^2 - |\bar{S}_{\gamma n}|^2 \approx 2\pi S_\gamma. \quad (7)$$

Как будет показано ниже, при определенном соотношении между параметрами, характеризующими затухание одночастичного состояния, нейтронные силовые функции S_n не малы. Чтобы обобщить соотношения (3) — (7) на этот случай, используем модель эквидистантных резонансов. Имея в виду последующее усреднение, диагональный элемент матрицы рассеяния представим в виде

$$S_{nn}(E) = \exp(2i\xi) [a - ib\gamma_n \sum_c (E - E_c + i\gamma_n/2)^{-1}],$$

где a и b — плавные функции энергии, которые определим из условия $|S_{nn}(E)|^2 = 1$. Воспользовавшись также соотношением $\sum_c (E - E_c + i\gamma/2)^{-1} = (\pi/d) \operatorname{ctg}(\pi/d)(E - E_c + i\gamma/2)$, где E_c — энергия ближайшего к E резонанса, найдем

$$S_{nn}(E) = \exp(2i\xi) \{1 - 2i \operatorname{th} \eta / [\operatorname{tg}(\pi/d)(E - E_c) + i \operatorname{th} \eta]\}; \quad \eta \equiv \pi S_n/2. \quad (8)$$

В пределе $\eta \ll 1$, $|E - E_c| \ll d$ это выражение переходит в формулу (1). Усреднив соотношение (8) по энергетическому интервалу $|E - E_c| < d/2$, получим обобщение формулы (3):

$$\overline{S_{nn}} = \exp(2i\xi - 2\eta). \quad (9)$$

Следовательно, коэффициенты прилипания T , определяющие согласно (6) флуктуационное сечение упругого рассеяния, для произвольных значений нейтронной силовой функции

$$T = 1 - |\overline{S_{nn}}|^2 = 1 - \exp(-2\pi S_n). \quad (10)$$

Формулы (9) и (10) совпадают с результатами работ [4].

Из сравнения резонансных слагаемых в выражениях (1) и (8) можно заключить, каким образом следует обобщить формулу (2) на случай произвольных значений S_n :

$$S_{\gamma n}(E) = \exp(i\psi) \{ |S_{\gamma n}^{bg}| - \exp(i\phi) (S_{\gamma}/S_n)^{1/2} \times \\ \times 2i \operatorname{th} \eta / [\operatorname{tg}(\pi/d)(E - E_c) + i \operatorname{th} \eta] \}. \quad (11)$$

Усреднение этого выражения, а также определяемой формулой (11) величины $|S_{\gamma n}|^2$ приводит к следующему результату:

$$\bar{S}_{\gamma n} = \exp(i\psi) \{ |S_{\gamma n}^{bg}| - \exp(i\phi) [1 - \exp(-2\eta)] (S_{\gamma}^{(1)}/S_n)^{1/2} \}; \quad (12)$$

$$\overline{|S_{\gamma n}|^2} = |S_{\gamma n}^{bg}|^2 + 2 [1 - \exp(-2\eta)] [(S_{\gamma}/S_n) - \\ - \cos \phi |S_{\gamma n}^{bg}| (S_{\gamma}^{(1)}/S_n)^{1/2}]. \quad (13)$$

С помощью этих формул найдем выражение для флуктуационного сечения (γn) -реакции для произвольных значений S_n :

$$\sigma_{\gamma n}^{\text{fl}} / g\pi\lambda_{\gamma}^2 = [1 - \exp(-4\eta)] (S_{\gamma}^{(1)}/S_n) + 2 [1 - \exp(-2\eta)] (S_{\gamma}^{(2)}/S_n). \quad (14)$$

Формулы (9), (10), (12) — (14) связывают наблюдаемые величины со средними значениями \bar{S}_{nn} , $\bar{S}_{\gamma n}$, $\overline{|S_{\gamma n}|^2}$. Теоретическому анализу средних значений посвящено последующее изложение. В разд. 2—4 дано основанное на модели оболочек описание валентного механизма радиационного захвата нейтронов (или обратной реакции), согласно которому недиагональные элементы матрицы рассеяния $S_{\gamma n}$ определяются только переходом валентного нейтрона. В этом приближении $S_{\gamma}^{(2)} \rightarrow 0$, $S_{\gamma}^{(1)} \rightarrow (S_{\gamma})_{sp}$, $\sigma_{\gamma n} \rightarrow (\sigma_{\gamma n})_{sp}$ и т. д. В разд. 2—4 индекс sp у соответствующих величин для краткости опущен.

2. КВАЗИДИСКРЕТНЫЙ УРОВЕНЬ КАК ВХОДНОЕ СОСТОЯНИЕ

Прежде чем предложить количественную интерпретацию валентного механизма радиационного захвата нейтронов в терминах оболочечной и оптической моделей, дадим полуколичественное решение этой задачи, основанное фактически на рассмотрении одночастичного состояния (квазидискретного уровня) как входного. Наглядность результатов, возможность установить связь с теорией входных состояний оправдывают интерес к такому рассмотрению.

При энергиях возбуждения, больших или порядка энергии связи нуклона, помимо одночастичных конфигураций существуют также многочастичные: две частицы — одна дырка, три частицы — две дырки и т. д. (для определенности рассматриваются нечетные комбинации ядра). Матричные элементы взаимодействия многочастичных конфигураций, как правило, превышают энергетические интервалы между ними. Поэтому удобно ввести в рассмотрение так называемые «затравочные» уровни составного ядра $|\lambda\rangle$, которые определяются как результат диагонализации гамильтониана модели оболочек на базисе многочастичных конфигураций. Связь одночастичных состояний с уровнями $|\lambda\rangle$ за счет «остаточного»

взаимодействия H' приводит к резонансному рассеянию нуклонов. Диагональный элемент матрицы рассеяния следующим образом связан с соответствующим элементом T -матрицы:

$$S_{nn}(E) = \exp(2i\delta_p) - 2\pi i \langle E | T | E \rangle, \quad (15)$$

где δ_p — фазы рассеяния нуклона на оболочечном потенциале. Выражение для матричного элемента $\langle E | T | E \rangle$ найдем суммированием ряда теорий возмущений:

$$\begin{aligned} \langle E | T | E \rangle = & \sum_{\lambda} \frac{\langle E | H' | \lambda \rangle \langle \lambda | H' | E \rangle}{E - E_{\lambda}} + \\ & + \sum_{\lambda \lambda' E'} \frac{\langle E | H' | \lambda \rangle \langle \lambda | H' | E' \rangle \langle E' | H' | \lambda' \rangle \langle \lambda' | H' | E \rangle}{(E - E_{\lambda})(E - E' + i\epsilon)(E - E_{\lambda'})} + \dots \end{aligned} \quad (16)$$

Это выражение фактически предполагает, что мы ограничились рассмотрением энергетического интервала вблизи квазидискретного уровня, поскольку в (16) не учтено виртуальное возбуждение однодырочных конфигураций с рассматриваемыми значениями момента и четности. В указанном энергетическом интервале имеют место следующие приближенные выражения для S -матрицы потенциального рассеяния $\exp(2i\delta_p)$, для нормированной на δ -функцию от энергии радиальной волновой функции непрерывного спектра $|E\rangle \rightarrow r^{-1}\chi_{0E}^{(+)}(r) = \exp(i\delta_p) r^{-1}\chi_{0E}(r)$ и для функции Грина радиального уравнения Шредингера $G_0^{(+)}(r, r'; E)$ (см. [5]):

$$\left. \begin{aligned} \exp(2i\delta_p) & \approx \exp(2i\delta_0) \{1 - i\Gamma^{\dagger}(E - E_a + i\Gamma^{\dagger}/2)^{-1}\}; \\ \chi_{0E} & \approx \exp(i\delta_0) (\Gamma^{\dagger}/2\pi)^{1/2} (E - E_a + i\Gamma^{\dagger}/2)^{-1} \chi_a(r); \quad (r < R); \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} G_0^{(+)}(r, r'; E) & = \sum_{E'} \chi_{0E'}(r) \chi_{0E'}(r') (E - E' + i\epsilon)^{-1} \approx \\ & \approx \chi_a(r) \chi_a(r') (E - E_a + i\Gamma^{\dagger}/2)^{-1}, \quad (r < R). \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь δ_0 — нерезонансная часть фазы потенциального рассеяния; Γ^{\dagger} — ширина для распада квазидискретного уровня в непрерывный спектр; $r^{-1}\chi_a(r)$ — регулярное решение радиального уравнения Шредингера, нормированное условием $\int_0^R \chi_a^2(r) dr = 1$ (R — радиус ядра). Вводя определение $\langle \lambda | H' | E \rangle = \exp(i\delta_0) \times \times \langle \lambda | H' | a \rangle \equiv \exp(i\delta_0) g_{\lambda}^{(a)}$, на основании (16) — (18) получаем следующее выражение для диагонального элемента матрицы рассеяния:

$$S_{nn}(E) = \exp(2i\delta_0) \left\{ 1 - \frac{i\Gamma^{\dagger}}{E - E_a + i\Gamma^{\dagger}/2 - \sum_{\lambda} (g_{\lambda}^{(a)})^2 (E - E_{\lambda})^{-1}} \right\}. \quad (19)$$

Аналогичным образом можно найти недиагональный элемент матрицы рассеяния $S_{\gamma n} = -2\pi i M_{\gamma n}$, отвечающий радиационному переходу нейтрона из связанного состояния $|b\rangle$ в континуум. Суммирование ряда теории возмущений для амплитуды (γn) -реакции $M_{\gamma n}(E) = \langle b | H_{\gamma} | E \rangle + \sum_{E'\lambda} \frac{\langle b | H_{\gamma} | E' \rangle \langle E' | H' | \lambda \rangle \langle \lambda | H' | E \rangle}{(E - E' + i\epsilon)(E - E_{\lambda})} + \dots$
 $\dots + (E = E_{\gamma} + E_b)$ с использованием формул (17), (18) приводит к следующему выражению для $S_{\gamma n}$:

$$S_{\gamma n}(E) = -\exp(i\delta_0) \frac{i\Gamma_{\gamma}^{1/2} (\Gamma^{\dagger})^{1/2}}{E - E_a + i\Gamma^{\dagger}/2 - \sum_{\lambda} (g_{\lambda}^{(a)})^2 (E - E_{\lambda})^{-1}}. \quad (20)$$

Здесь $\Gamma_{\gamma} = 2\pi | \langle b | H_{\gamma} | a \rangle |^2$ — радиационная ширина квазидискретного уровня, отвечающая валентному переходу.

Установим далее связь между $\cos \phi$ и $|S_{\gamma n}^{bg}|$ в формуле (2). Согласно (19), (20) имеем

$$S_{nn}(E) \equiv \exp(2i\delta_0) \{1 + S'(E)\};$$

$$S'(E) = \exp(-i\delta_0) (\Gamma^{\dagger}/\Gamma_{\gamma})^{1/2} S_{\gamma n}(E).$$

Из этой формулы и условия унитарности $|S_{nn}(E)|^2 = 1$ следует, что

$$|S'(E)|^2 = -2 \operatorname{Re} S'(E). \quad (21)$$

Воспользовавшись представлением (2) для $S_{\gamma n}$ и положив $\gamma_{\gamma c}^{1/2}/\gamma_{nc}^{1/2} = (\Gamma_{\gamma}/\Gamma^{\dagger})^{1/2} = S_{\gamma}/S_n$ (эти соотношения, фактически следующие из формулы (20), будут подтверждены ниже), с учетом (21) найдем

$$(S_n/S_{\gamma})^{1/2} |S_{\gamma n}^{bg}| = 2 \cos \phi. \quad (22)$$

Согласно формулам (12) — (14) это равенство позволяет найти три величины S_{γ}/S_n , $|S_{\gamma n}^{bg}|$ и $\cos \phi$, если известны средние значения $\overline{S_{\gamma n}}$ и $|\overline{S_{\gamma n}}|^2$.

Процедура усреднения амплитуды рассеяния нуклона (или γ -кванта) на ядре $f(E)$ основана на аналитических свойствах амплитуды. Предположение, что физическим уровням составного ядра отвечают простые полюса функции $f(E)$, приводит к известному соотношению (см., например, монографию [6]):

$$\bar{f}(E) = f(E + iI), \quad (23)$$

где I — интервал усреднения, такой, что $I/d \gg 1$. С помощью формул (19), (20), (23) найдем выражения для средних значений $\overline{S_{nn}}$ и $\overline{S_{\gamma n}}$:

$$\bar{S}_{nn}(E) = \exp(2i\delta_0) \{1 - i\Gamma^\dagger / [E - E_a + i(\Gamma^\dagger + \Gamma^\downarrow)/2]\}; \quad (24)$$

$$\bar{S}_{\gamma n}(E) = -i \exp(i\delta_0) \Gamma_\gamma^{1/2} (\Gamma^\dagger)^{1/2} / [E - E_a + i(\Gamma^\dagger + \Gamma^\downarrow)/2], \quad (25)$$

где ширина $\Gamma^\downarrow = -2\text{Im} \sum_\lambda (g_\lambda^{(a)})^2 (E - E_\lambda + iI)^{-1} = 2\pi (\overline{g_\lambda^{(a)}})^2/d$ имеет смысл ширины для распада одночастичного состояния $|a\rangle$ на уровни сложной природы (сдвигом квазидискретного уровня пренебрегаем). Согласно формулам (10), (24) коэффициенты прилипания и нейтронные силовые функции вблизи резонанса формы следующим образом определяются параметрами потенциальной задачи и шириной Γ^\downarrow :

$$T(E) = \frac{\Gamma^\dagger \Gamma^\downarrow}{(E - E_a)^2 + (\Gamma^\dagger + \Gamma^\downarrow)^2/4}; \quad (26)$$

$$2\pi S_n = \ln \left[1 + \frac{\Gamma^\dagger \Gamma^\downarrow}{(E - E_a)^2 + (\Gamma^\dagger - \Gamma^\downarrow)^2/4} \right].$$

В предельных случаях $\Gamma^\downarrow \gg \Gamma^\dagger$, $\Gamma^\downarrow \ll \Gamma^\dagger$ приходим к результату теории входных состояний (см., например, работы [6]):

$$2\pi S_n = \Gamma^\dagger \Gamma^\downarrow \{ (E - E_a)^2 + (1/4) \max\{\Gamma^\dagger, \Gamma^\downarrow\} \}^{-1}. \quad (27)$$

В этих случаях $S_n \ll 1$. Когда $\Gamma^\dagger \sim \Gamma^\downarrow$, в непосредственной окрестности резонанса формы $|E - E_a| \sim \Gamma^\dagger \sim \Gamma^\downarrow$ силовые функции S_n не малы, как это следует из формулы (26).

Чтобы определить парциальную радиационную силовую функцию, необходимо, согласно (14), помимо $\bar{S}_{\gamma n}$ найти также $|\bar{S}_{\gamma n}|^2$. Последнюю величину найдем с помощью формул (21) и (25):

$$|\bar{S}_{\gamma n}|^2 = \Gamma_\gamma^\dagger (\Gamma^\downarrow + \Gamma^\dagger) / [(E - E_a)^2 + (\Gamma^\downarrow + \Gamma^\dagger)^2/4]. \quad (28)$$

Следовательно, согласно (14), (25), (26), (28) для отношения S_γ/S_n получим следующее выражение:

$$S_\gamma/S_n = \Gamma_\gamma/\Gamma^\dagger. \quad (29)$$

Этот вывод согласуется с результатом валентной модели [7].

Отношение $|\bar{S}_{\gamma n}|^2/|S_{\gamma n}|^2 = 1 - \sigma_{\gamma n}^{\text{fl}}/\bar{\sigma}_{\gamma n}$ характеризует относительный вклад оптического сечения (γn)-реакции в соответствующее среднее сечение. Согласно (25) и (28) для указанного отношения найдем

$$\sigma_{\gamma n}^{\text{opt}}/\bar{\sigma}_{\gamma n} = \Gamma^\dagger / (\Gamma^\dagger + \Gamma^\downarrow). \quad (30)$$

В предельном случае $\Gamma^\downarrow \gg \Gamma^\dagger$, когда флуктуационное сечение фактически совпадает со средним сечением, последнее определяет силовую функцию S_γ . Простое выражение для фонового сечения $\sigma_{\gamma n}^{\text{bg}}$ можно получить с помощью формул (13), (22), (26) — (28) в предельных случаях:

$$\frac{\sigma_{\gamma n}^{bg}}{g\pi\lambda_{\gamma}^2} = \begin{cases} \frac{\Gamma_{\gamma}\Gamma^{\dagger}}{(E-E_a)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma^{\dagger})^2} & (\Gamma^{\dagger} \gg \Gamma^{\downarrow}); \\ \frac{\Gamma_{\gamma}\Gamma^{\dagger}(E-E_a)^2}{\left[(E-E_a)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma^{\downarrow})^2\right]^2} & (\Gamma^{\dagger} \ll \Gamma^{\downarrow}). \end{cases} \quad (31)$$

Проведенное в этом разделе рассмотрение показывает, что одночастичное состояние (квазидискретный уровень) можно рассматривать как входное, характеризуемое энергией E_a , ширинами Γ^{\dagger} , Γ_{γ} , Γ^{\downarrow} . Первые три величины представляют собой потенциальные характеристики этого состояния, которые существуют и в отсутствии связи со сложными конфигурациями и определяются потенциалом модели оболочек; последняя величина характеризует силу указанной связи и является феноменологическим параметром теории.

Резонансы составного ядра, а следовательно, и парциальные радиационные силовые функции существуют также в подпороговой области, когда нейтронный канал распада закрыт. (Указанные резонансы возбуждаются, например, при рассеянии γ -квантов.) В этом случае нет надобности обращаться к процедуре диагонализации на базисе состояний $|a\rangle$ и $|\lambda\rangle$, а необходимые соотношения можно найти путем предельного перехода $\Gamma^{\dagger} \rightarrow 0$, $\delta_0 \rightarrow 0$, $\xi \rightarrow 0$ в полученных выше формулах. Так, согласно (27) и (29):

$$2\pi S_{\gamma} = \Gamma_{\gamma}\Gamma^{\downarrow} [(E - \overline{E_a})^2 + (\Gamma^{\downarrow})^2/4]^{-1}. \quad (32)$$

В указанном пределе отношения $\gamma_n/\Gamma^{\dagger} = \gamma_{\gamma}/\Gamma_{\gamma} = (2\pi)^{-1} d\Gamma^{\downarrow} \times [(E - E_a) + (\Gamma^{\downarrow})^2/4]^{-1} \equiv w^{(a)}(E)$ имеют, очевидно, смысл средней вероятности обнаружить одночастичное состояние в физических уровнях составного ядра. В том же пределе отношение $i(S_{nn} - 1)/\Gamma^{\dagger} \equiv \mathcal{S}(E)$ имеет смысл функции Грина для указанной диагонализационной задачи. Явное выражение для этой величины можно получить с помощью формул (8), (19), (27):

$$\mathcal{S}(E) = [E - E_a - \sum_{\lambda} (g_{\lambda}^{(a)})^2 (E - E_{\lambda})^{-1}]^{-1} = \sum w^{(a)}(E_c) / (E - E_c). \quad (33)$$

Эту формулу используем в дальнейшем.

Описание квазидискретного уровня как входного состояния содержит некоторые ограничения: 1) ограничение энергетическим интервалом $|E - E_a| \ll D$ (D — энергетический интервал между соседними одночастичными уровнями с рассматриваемыми значениями углового момента и четности); 2) неточность в количественном определении ширины Γ^{\dagger} , Γ_{γ} , связанная с приближенным характером формул (14) и (18). Вычислению средних значений $\overline{S_{nn}}$, $\overline{S_{\gamma n}}$ и $|\overline{S_{\gamma n}}|^2$ методами теории многих тел, свободному от указанных ограничений, посвящен следующий раздел.

3. ПЕРЕХОД К ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И ВАЛЕНТНЫЙ МЕХАНИЗМ (γn)-РЕАКЦИИ

По своему физическому смыслу ширина Γ^\downarrow тесно связана с мнимой частью оптического потенциала. Переход к оптической модели упругого рассеяния нуклонов удобно осуществить методами теории конечных ферми-систем [2]. Одночастичная функция Грина для ферми-системы $G_0^F(r, r'; E)$, отвечающая движению нуклона в среднем поле модели оболочек, имеет вид (здесь и ниже угловые переменные отделены):

$$G_0^F(r, r'; E) = \sum_{E'} \chi_{0E'}(r) \chi_{0E'}(r') G_{0E'}^F(E);$$

$$G_{0E'}^F(E) = [E - E' + i\epsilon \operatorname{Sgn}(E' - \mu)]^{-1}, \quad (34)$$

где $r^{-1}\chi_{0E}(E)$ — радиальные волновые функции нуклона, отвечающие определенным значениям энергии, момента и четности: $(h_0 - E)\chi_{0E} = 0$, $h_0(E)$ — гамильтониан модели оболочек; μ — химический потенциал. После замены $E \rightarrow E + iI$ функция Грина (34) переходит в функцию Грина радиального уравнения Шредингера $G_0^{(+)}(r, r'; E) = G_0^F(r, r'; E + iI)$:

$$(h_0(r) - E) G_0^{(+)}(r, r'; E) = -\delta(r - r'). \quad (35)$$

Одночастичная функция Грина $G^F(r, r'; E)$, отвечающая движению нуклона в ядерной среде, удовлетворяет уравнению Дайсона [8]:

$$G^F(r, r'; E) = G_0^F(r, r'; E) + \int G_0^F(r, r_1; E) T^0(r_1, r_2; E) G^F(r_2, r'; E) dr_1 dr_2 \quad (36)$$

или

$$G_{E'}^F(E) = G_{0E'}^F(E) + \sum_{E''} G_{0E'}^F(E) T_{E', E''}^0(E) G_{E''}^F(E),$$

где $T^0(E)$ — неприводимая собственно-энергетическая часть, которая сложным образом зависит от энергии из-за виртуального возбуждения сложных конфигураций. После замены $E \rightarrow E + iI$ функция Грина (36) переходит в функцию Грина радиального уравнения Шредингера с гамильтонианом оптической модели $G^F(r, r'; E + iI) = G^{(+)}(r, r'; E)$:

$$(h(r) - E) G^{(+)}(r, r'; E) = -\delta(r - r');$$

$$T^{(0)}(r, r'; E + iI) = \Delta h(r; E) \delta(r - r'), \quad (37)$$

где $\Delta h(r; E) = -iw(r; E) + \Delta(r; E)$ — изменение гамильтониана оптической модели по сравнению с гамильтонианом модели оболочек: $h = h_0 + \Delta h$ (ограничимся здесь случаем локального потенциала оптической модели). С помощью соотношений (35) — (37)

фактически решается задача о переходе к оптической модели при описании средних свойств одночастичных возбуждений ядер. По определению T -матрица в выражении (15) представляет собой приводимую собственно-энергетическую часть, которая следующим образом связана с T^0 :

$$\int T(r, r'; E) G_0^F(r, r'; E) dr' = \int T^0(r, r'; E) G^F(r, r'; E) dr'. \quad (38)$$

Если, далее, определить функции $\chi_E^{(+)}$ согласно соотношению

$$\int T^0(r, r'; E + iI) \chi_E^{(+)}(r') dr' = \int T(r, r'; E + iI) \chi_{0E}^{(+)}(r') dr', \quad (39)$$

то на основании (36)–(39) можно заключить, что указанные функции удовлетворяют уравнению

$$\chi_E^{(+)}(r) = \chi_{0E}^{(+)}(r) + \int G_0^{(+)}(r, r'; E) \Delta h(r'; E) \chi_E^{(+)}(r') dr', \quad (40)$$

т. е. являются собственными функциями гамильтониана оптической модели: $(h - E) \chi_E^{(+)} = 0$.

Выражение для средней матрицы рассеяния согласно (15), (37) и (38) представим в виде

$$\begin{aligned} \bar{S}_{nn}(E) &= S_{nn}(E + iI) = \exp(2i\delta_p) - \\ &- 2\pi i \int \chi_{0E}^{(+)}(r) \Delta h(r; E) \chi_E^{(+)}(r) dr. \end{aligned} \quad (41)$$

Если, воспользовавшись представлением функции Грина $G_0^{(+)}$ вида (64), перейти в уравнении (40) к пределу $r \rightarrow \infty$, то с помощью (41) найдем [9]:

$$\bar{S}_{nn} = \exp(2i\delta); \quad \delta = \xi + i\eta, \quad (42)$$

где ξ и η — действительная и мнимая части фазы рассеяния нуклона на оптическом потенциале.

Сравнивая формулы (42) и (9), убеждаемся, что нерезонансная часть матрицы рассеяния и нейтронная силовая функция определяются соответственно действительной и мнимой частями оптической фазы рассеяния:

$$S_{nn}^{bg} = \exp(2i\xi); \quad \eta = \pi S_n/2. \quad (43)$$

Согласно формулам (39), (40) обусловленную валентным переходом среднюю амплитуду (γn) -реакции $\bar{M}_{\gamma n}$ можно вычислить с помощью оптической модели. В случае $E1$ -перехода имеем

$$\bar{M}_{\gamma n}(E) = (n_b K_{ab}/2\pi)^{1/2} \int \chi_E^{(+)} r \chi_b dr, \quad (44)$$

где K_{ab} — кинематический фактор, явное выражение для которого приведено ниже; $r^{-1} \chi_b(r)$ — радиальная волновая функция, отве-

чающая связанному состоянию валентного нейтрона: $\chi_b \equiv \chi_{0E_b}$; $E = E_b + E_\gamma$, E_γ — энергия γ -кванта; индекс a характеризует момент и четность нуклона в континууме (для краткости у волновой функции непрерывного спектра этот индекс опущен); n_b — спектроскопический фактор. Таким образом, оптическое сечение (γn)-реакции

$$\sigma_{\gamma n}^{\text{opt}} / g\pi\lambda_\gamma^2 = |\bar{S}_{\gamma n}|^2 = 2\pi n_b K_{ab} \left| \int \chi_E^{(+)} r \chi_b dr \right|^2 \quad (45)$$

выражается в терминах модели оболочек и оптической модели.

В рассматриваемом случае, когда нейтронный канал — основной канал распада резонансов компаунд-ядра, сечение (γn)-реакции совпадает с сечением фотопоглощения σ_c . Обусловленная одночастичным переходом часть среднего сечения дипольного фотопоглощения следующим образом выражается в терминах модели оболочек и оптической модели [10]. Сечение σ_{cE_1} пропорционально мнимой части дипольной поляризуемости ядра (см., например, монографию [2]): $\sigma_{cE_1} \sim \text{Im } \mathcal{F}(E_\gamma)$. Дипольная поляризуемость, обусловленная переходом валентного нейтрона из связанного состояния в континуум, с точностью до геометрического фактора

$$\mathcal{F}(E_\gamma) \sim \sum_{E'} Z_{E'E_b}(E_\gamma) \left(\int \chi_{0E'}(r) r \chi_b(r) dr \right)^2. \quad (46)$$

Здесь $Z_{E'E_b}$ — так называемая функция отклика, представляющая собой изменение матрицы плотности под действием единичного поля:

$$Z_{E'E_b}(E_\gamma) = \int \exp(-i\epsilon\tau) G_{E'}^F(\epsilon) G_{0E_b}^F(\epsilon - E_\gamma) d\epsilon / 2\pi i. \quad (47)$$

В этом выражении для состояний валентного нейтрона вблизи границы Ферми использована «свободная» функция Грина (34).

Воспользуемся далее разложением Лемана для функции Грина (36) (см., например, работу [2]):

$$G_E^F(\epsilon) = \sum_c \frac{b_c(E)}{\epsilon - \mu - E_c + i\delta} + \sum_{c'} \frac{\tilde{b}_{c'}(E)}{\epsilon - \mu + E_{c'} - i\delta} \equiv G_E^{(+)}(\epsilon) + G_E^{(-)}(\epsilon). \quad (48)$$

Вычисление функции отклика (47) согласно (35) и (48) приводит к следующему выражению:

$$Z_{E'E_b}(E_\gamma) = n_b G_{E'}^F(E = E_b + E_\gamma) - G_{E'}^{(-)}(E = E_b + E_\gamma). \quad (49)$$

Согласно разложению (48) функция $G_{E'}^{(-)}(E = E_b + E_\gamma)$ не имеет полюсов при положительных значениях величины $E_b + E_\gamma - \mu$, поэтому $\text{Im } G_{E'}^{(-)}(E = E_b + E_\gamma) = 0$. Таким образом, согласно

(46) и (49) найдем

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \mathcal{F}(E_\gamma) &\sim n_b \operatorname{Im} \int \chi_b(r) r G_a^F(r, r'; E = \\ &= E_b + E_\gamma) r' \chi_b(r') dr dr'. \end{aligned} \quad (50)$$

После замены в этом выражении $E \rightarrow E + iI$ с учетом (37) получим следующую формулу для среднего сечения дипольного фотопоглощения, обусловленного валентным переходом:

$$\bar{\sigma}_{eE1}/g\pi\lambda_\gamma^2 = |\overline{S_{\gamma n}}|^2 = n_b K_{ab} \left\{ -2 \operatorname{Im} \int \chi_b r G_a^{(+)}(r, r'; E) r' \chi_b dr dr' \right\}. \quad (51)$$

Кинематический фактор здесь тот же, что и в формуле (45), поскольку в отсутствие связи одночастичных состояний со сложными конфигурациями ($\Delta h \rightarrow 0$) оптическое сечение (γn)-реакции совпадает с сечением фотопоглощения. Формулы (14), (43), (45), (51) позволяют выразить одночастичную $E1$ -радиационную силовую функцию для парциального перехода в терминах оболочечной и оптической модели [11]:

$$\begin{aligned} S_\gamma/S_n &= n_b K_{ab} [1 - \exp(-4\eta)]^{-1} \times \\ &\times \left\{ -2 \operatorname{Im} \int \chi_b r G_a^{(+)}(r, r'; E) r' \chi_b dr dr' - 2\pi \left| \int \chi_E^{(+)} r \chi_b dr \right|^2 \right\}. \end{aligned} \quad (52)$$

Обратимся к определению величин $S_{\gamma n}^{bg}$ и $\cos \phi$ в выражении для матрицы рассеяния $S_{\gamma n}$ (26) с помощью найденных значений $\overline{S_{\gamma n}}$ и $|\overline{S_{\gamma n}}|^2$. В качестве недостающей связи между указанными величинами используем формулу (22), которая получена из рассмотрения квазидискретного уровня как входного состояния. Отметим, что формула (22) не содержит явно характеристик входного состояния и выражена только через наблюдаемые величины. Это обстоятельство позволяет надеяться, что область применимости указанной формулы не ограничена конкретными предположениями, сделанными при ее выводе. Имея в виду это замечание, с помощью найденного для S_γ выражения (52), а также формул (13) и (51) [или (12) и (45)] найдем [11]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma n}^{bg}/g\pi\lambda_\gamma^2 &= |S_{\gamma n}^{bg}|^2 = n_b K_{ab} \exp(2\eta) \times \\ &\times \left\{ 2\pi (1 + \operatorname{th} \eta) \left| \int \chi_E^{(+)} r \chi_b dr \right|^2 + \right. \\ &\left. + 2 \operatorname{th} \eta \operatorname{Im} \int \chi_b r G_a^{(+)}(r, r'; E) r' \chi_b dr dr' \right\}. \end{aligned} \quad (53)$$

Формулы (43), (52), (53) вместе с (22) решают задачу о выражении параметров парциальных сечений фотонейтронных реакций вблизи порога, обусловленных $E1$ валентным переходом, в терминах модели оболочек и оптической модели. В подпороговой области,

когда $\sigma_{\gamma n}^{\text{opt}} = \sigma_{\gamma n}^{bg} = 0$, величина $2\pi S_{\gamma}$ определяется формулой (51), в которой функция Грина $G_a^{(+)}$ отвечает отрицательным энергиям E .

Остановимся далее на выводе приближенных формул для величин S_{γ} и $\sigma_{\gamma n}^{bg}$ в случае, когда интенсивность поглощения достаточно велика и указанные формулы можно получить; используя только среднюю амплитуду (γn) -реакции (44), не обращаясь к расчету флуктуационных сечений. Согласно приближенным формулам (31), (27) в предельном случае $\Gamma^{\downarrow} \gg \Gamma^{\uparrow}$ имеем следующие оценки: $|S_{\gamma n}^{bg}| \sim (\Gamma_{\gamma} \Gamma^{\uparrow})^{1/2} / \Gamma^{\downarrow}$; $\cos \phi \sim \eta \sim \Gamma^{\uparrow} / \Gamma^{\downarrow}$. Следовательно, в указанном предельном случае с точностью до членов порядка $\Gamma^{\uparrow} / \Gamma^{\downarrow}$ включительно выражение для среднего недиагонального элемента S -матрицы (4) имеет вид

$$\bar{S}_{\gamma n} \approx \exp(i\psi) \{ |S_{\gamma n}^{bg}| - i\pi (S_n S_{\gamma})^{1/2} \}. \quad (4')$$

Сравнивая далее выражения $S_{nn}(E)$ и $S_{\gamma n}(E)$ (1) и (2) в энергетическом интервале вблизи одного из нейтронных резонансов, с учетом приведенных выше оценок заключим, что $\exp(i\xi) = i \exp(i\psi)$. Используя это соотношение, на основании (4'), (44) найдем следующие приближенные выражения для величин S_{γ} и $\sigma_{\gamma n}^{bg}$:

$$S_{\gamma} / S_n = \pi n_b K_{ab} \left(-\eta^{-1} \text{Im} \exp(-i\xi) \int \chi_E^{(+)} r \chi_b dr \right)^2 / 2; \quad (52')$$

$$\sigma_{\gamma n}^{bg} / g\pi\lambda_{\gamma}^2 = 2\pi n_b K_{ab} \left(\text{Re} \exp(-i\xi) \int \chi_E^{(+)} r \chi_b dr \right)^2. \quad (53')$$

В связи с этими приближенными выражениями уместно остановиться на формулах для величин S_n , S_{γ} , $|S_{\gamma n}^{bg}|$, полученных в работе [12] переходом к оптической модели в выражении для средней K -матрицы с использованием только средних амплитуд (nn) - и (γn) -реакций. В принятых в настоящей статье обозначениях указанные формулы имеют вид:

$$\pi S_n^{K/2} = (\text{Im} \text{tg} \delta) [1 + (\text{Re} \text{tg} \delta)^2]^{-1}; \quad (54)$$

$$\begin{aligned} S_{\gamma}^K / S_n^K &= (S'_{\gamma} / S'_n) \left\{ 1 + \left[(S'_n / S'_{\gamma})^{1/2} (\pi n_b K_{ab} / 2)^{1/2} \times \right. \right. \\ &\times \left. \text{Re} \left(\exp(-i\delta) \cos^{-1} \delta \int \chi_E^{(+)} r \chi_b dr \right) - \text{Re} \text{tg} \delta \right]^2 \left. \right\}; \\ (S'_{\gamma} / S'_n)^{1/2} &= -(\pi n_b K_{ab} / 2)^{1/2} \text{Im} \exp(-i\delta) \cos^{-1} \delta \times \\ &\times \int \chi_E^{(+)} r \chi_b dr (\text{Im} \text{tg} \delta)^{-1}; \end{aligned} \quad (55)$$

$$\sigma_{\gamma n}^{bg} / g\pi\lambda_{\gamma}^2 = 2\pi n_b K_{ab} \left[\text{Re} \exp(-i\delta) \cos^{-1} \delta \int \chi_E^{(+)} r \chi_b dr \right]^2 [1 + (\text{Re} \text{tg} \delta)^2]^{-1}. \quad (56)$$

Качественный и количественный анализ соотношений, полученных на основе оболочечного подхода, а также K -матричным методом, дан в следующем разделе [13].

4. АНАЛИЗ ФОРМУЛ, ОПИСЫВАЮЩИХ ВАЛЕНТНЫЙ МЕХАНИЗМ (γn)-РЕАКЦИИ

Когда мнимая часть оптического потенциала невелика ($w \ll D$), приближенные выражения для функций $\exp(2i\delta)$, $\chi_E^{(+)}(r)$, $G^{(+)}(r, r'; E)$ получаются из формул (17), (18) заменой $E_a \rightarrow E_a - iw$, где в случае объемного поглощения $w = \int_0^R w(r) \chi_a^2(r) dr$. Найденные таким образом выражения (для дальнейших ссылок будем нумеровать их соответственно (57), (58)) позволяют получить приближенные формулы для величин S_n (43), S_γ/S_n (52), (52'), $\sigma_{\gamma n}^{bg}$ (53), (53') и $\sigma_{\gamma n}^{opt}$ (45) в окрестности резонанса формы. Непосредственное вычисление приводит, как и следовало ожидать, к уже известным формулам (26), (29), (31), (25) соответственно, в которых

$$\Gamma^\dagger = 2w; \quad \Gamma_\gamma = n_b K_{ab} \left(\int_0^R \chi_{ar} \chi_b dr \right)^2. \tag{59}$$

С помощью формулы (59) для одночастичной $E1$ -радиационной ширины Γ_γ можно найти явное выражение для кинематического фактора (см., например, монографию [14]):

$$K_{ab} = \bar{e}^2 k_\gamma^3 \mathcal{K}_{ab}, \tag{60}$$

где $\bar{e} = -Ze/A$ — кинематический эффективный заряд нейтрона для $E1$ -переходов; k_γ — волновой вектор γ -кванта; \mathcal{K}_{ab} — геометрический фактор. В случае захвата нейтрона четно-четным сферическим ядром фактор

$$\mathcal{K}_{ab} = \frac{4}{3} (2l_a + 1) (2j_b + 1) \times \\ \times (l_a 100 | l_b 0)^2 W^2 \left(l_a j_a, l_b j_b; \frac{1}{2} 1 \right). \tag{61}$$

Обратимся к качественному анализу формул (54) — (56). Приближенное выражение для нейтронной силовой функции S_n^K , согласно (54), (57), имеет вид ($\Delta_a \equiv E - E_a$):

$$2\pi S_n^K = \\ = \frac{2w\Gamma^\dagger \cos^{-2} \delta_0 [(\Delta_a + \Gamma^\dagger \operatorname{tg} \delta_0/2)^2 + w^2]}{[(\Delta_a + \Gamma^\dagger \operatorname{tg} \delta_0/2)^2 + w^2]^2 + [(\Delta_a + \Gamma^\dagger \operatorname{tg} \delta_0/2) (\Delta_a \operatorname{tg} \delta_0 - \Gamma^\dagger/2) + w^2 \operatorname{tg}^2 \delta_0]^2}. \tag{62}$$

Реалистические значения фазы δ_0 малы. Поэтому, когда нейтронные силовые функции малы, формулы (27) и (62) приводят к практически одинаковым результатам, за исключением непосредственной окрестности резонанса формы: $(\Delta_a + \Gamma^\dagger \operatorname{tg} \delta_0)^2 \sim w^2 < (\Gamma^\dagger/2)^2$, где отношение S_n^K/S_n может заметно отличаться от единицы. Такого отличия можно ожидать в случае s -резонансов формы, для которых значения величин Γ^\dagger , δ_0 максимальны. Приближенная формула для отношения силовых функций S_γ^K/S_n^K согласно (55), (57) совпадает с отношением S_γ/S_n (29). Следовательно, отношение S_γ^K/S_γ может заметно отличаться от единицы в указанной окрестности резонанса формы. Приближенная формула для фонового сечения $(\sigma_{\gamma n}^{bg})^K$ (56) имеет вид

$$\frac{(\sigma_{\gamma n}^{bg})^K}{g\pi\lambda_\gamma^2} = \frac{\Gamma_\gamma \Gamma^\dagger \cos^{-2} \delta_0 (\Delta_a + \Gamma^\dagger \operatorname{tg} \delta_0/2)^2}{[(\Delta_a + \Gamma^\dagger \operatorname{tg} \delta_0/2)^2 + w^2]^2 + [(\Delta_a^2 + w^2 - (\Gamma^\dagger)^2/4) \operatorname{tg} \delta_0 - \Delta_a \Gamma^\dagger (1 - \operatorname{tg}^2 \delta_0)/2]^2} \quad (63)$$

Согласно (34), (63) отношение $(\sigma_{\gamma n}^{bg})^K/\sigma_{\gamma n}^{bg}$ может заметно отличаться от единицы в следующей окрестности резонанса формы: $(\Delta_a + \Gamma^\dagger \operatorname{tg} \delta_0/2)^2 < w^2$.

Обратимся к количественному анализу формул для одночастичных величин. Указанные величины определяются параметрами модели оболочек и оптической модели для нейтронов, а также спектроскопическим фактором n_b для нейтрона в связанном состоянии. Необходимые для расчета одночастичных величин волновые функции $\chi_b(r)$ находились численным интегрированием уравнения Шредингера с гамильтонианом оболочечной модели $h_0(r)$ и граничными условиями ($\hbar = 1$):

$$\chi_b(r) \underset{r \rightarrow 0}{\sim} r^{l_b+1}; \quad \chi_b(r) \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} \exp[-(2m|E_b|)^{1/2}r],$$

где m — масса нуклона. Волновые функции непрерывного спектра $\chi_E^{(+)}(r) = \exp(i\delta) (2mk_n/\pi)^{1/2} u_E(r)$ и $v_E(r)$ находились численным интегрированием радиального уравнения Шредингера с гамильтонианом оптической модели $h = h_0(r) - iw(r)$ и граничными условиями:

$$u_E(r) \underset{r \rightarrow 0}{\sim} r^{l_a+1}; \quad u_E(r) \underset{r \rightarrow \infty}{\rightarrow} k_n^{-1} \sin(k_n r - \pi l_a/2 + \delta_a);$$

$$v_E(r) \underset{r \rightarrow 0}{\sim} r^{-l_a}; \quad v_E(r) \underset{r \rightarrow \infty}{\rightarrow} \exp[i(k_n r - \pi l_a/2 + \delta_a)].$$

Выражение для оптикомодельной функции Грина $G_a^{(+)}(r, r'; E)$ представляет собой непосредственное обобщение формулы для

функции Грина $G_{0a}^{(+)}(r, r'; E)$ [5]:

$$G^{(+)}(r, r'; E) = 2mu_E(r_>)v_E(r_<), \quad r_> = \max\{r, r'\}; \quad r_< = \min\{r, r'\}. \quad (64)$$

Потенциалы модели оболочек и оптической модели для нейтронов выбраны в стандартном виде:

$$\left. \begin{aligned} U(r) &= -U_0[1 - \alpha(N - Z)A^{-1}]f(r, R, a) + \\ &\quad + U_{SO}(\sigma l)\Lambda^2 r^{-1} df/dr; \\ f(r, R, a) &= [1 + \exp(r - R)a^{-1}]^{-1}; \quad R = r_0 A^{1/3}; \\ w_s(r) &= -4a_w w_s df(r, R, a_w)/dr; \quad w_v(r) = w_v f(r, R, a_w). \end{aligned} \right\} \quad (65)$$

Параметры оболочечного потенциала подобраны так, чтобы воспроизвести экспериментальные значения энергии связи последнего нейтрона в широком интервале атомных масс [15]:

$$\begin{aligned} U_0 &= 52 \text{ Мэв}; \quad r_0 = 1,245 \text{ ферми}; \quad a = 0,63 \text{ ферми}; \\ |\alpha| &= 0,53; \quad U_{SO} = 7,5 \text{ Мэв}; \quad \Lambda = 1,41 \text{ ферми}; \\ a_w &= 0,70 \text{ ферми}. \end{aligned} \quad (65')$$

Значения интенсивности поглощения w_s, v варьировались. Численные расчеты величин $S_n, S_\gamma, \sigma_{\gamma n}^{bg}$ выполнены для ядер ^{53}Cr ($s_{1/2}^n \rightarrow p_{3/2}$), ^{57}Fe ($s_{1/2} \rightarrow p_{1/2}$) — резонанс формы для s -волны; ^{91}Zr ($p_{3/2} \rightarrow d_{5/2}$), ^{115}Sn ($p_{1/2} \rightarrow s_{1/2}$) — резонанс j формы для $p_{3/2}$ - и $p_{1/2}$ -волн. Результаты расчетов одночастичных величин для указанных ядер в зависимости от интенсивности поверхностного поглощения w_s приведены на рис. 1—7. Использование объемного поглощения вида (65) приводит практически к тем же результатам, поэтому соответствующие зависимости от w_v не приведены. Всюду в расчетах, где противное не оговорено, принято $n_b = 1$, $E = 100 \text{ кэв}$. Эта область энергий исследуется экспериментально (разд. 6).

На рис. 1 представлены зависимости s - и p -нейтронных силовых функций (приведенных в 1 эв), рассчитанных по формулам (42) и (43):

$$\begin{aligned} s_{n1/2}^0 &= (2/\pi)\eta_{1/2}^0 (1 \text{ эв}/E)^{1/2}; \\ s_{n1/2, 3/2}^1 &= (2/\pi)\eta_{1/2, 3/2}^1 [1 + (k_n R)^{-2}] (1 \text{ эв}/E)^{1/2}. \end{aligned} \quad (66)$$

Немонотонный характер зависимости $s_n(w)$ обусловлен резонансами формы в соответствии с приближенной формулой (26). Отношения силовых функций S_γ/s_n , рассчитанные по формулам (42) и (52), приведены на рис. 2. Эти отношения практически не зависят от интенсивности поглощения в согласии с приближенной формулой (29). Следовательно, рис. 1 воспроизводит также зависимость

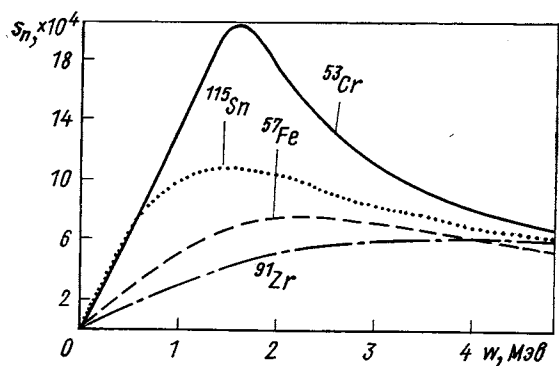


Рис. 1. Зависимость приведенных нейтронных силовых функций от интенсивности поглощения

Рис. 2. Зависимость от-ношений $(S_\gamma)_{sp}/s_n$ от ин-тенсивности поглощения

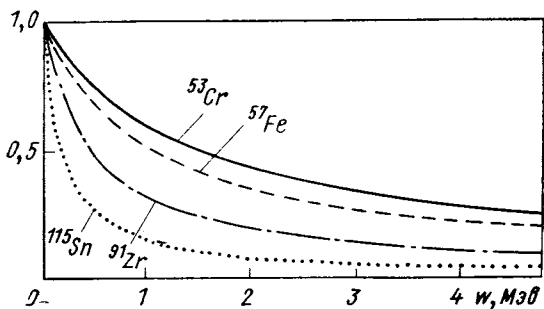
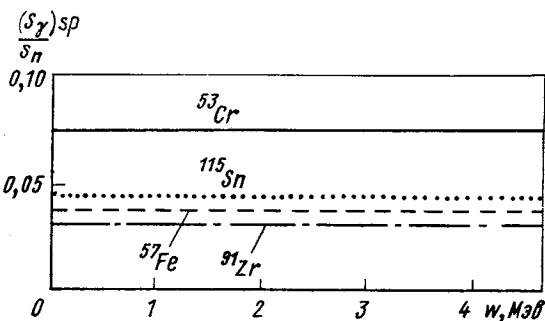


Рис. 3. Зависимость от-ношения сечений $(\sigma_{\gamma n})_{sp}^{opt} / (\sigma_{\gamma n})_{sp}$ от интен-сивности поглощения

от интенсивности поглощения величин S_γ . Отношения оптического сечения (γn) -реакции к среднему сечению фотопоглощения, рассчитанные по формулам (45), (51), приведены на рис. 3. В соответствии с приближенной формулой (30) указанные отношения позволяют оценить ширину Γ^\dagger : $\Gamma^\dagger/2 = 1,55; 1,1; 0,5; 0,2$ Мэв для рассматриваемых изотопов Cr, Fe, Zr, Sn соответственно. Поскольку реалистические значения $w = 1,5 \div 2$ Мэв, то в случае s -резонансов флукутационные сечения, определяющие S_γ ,

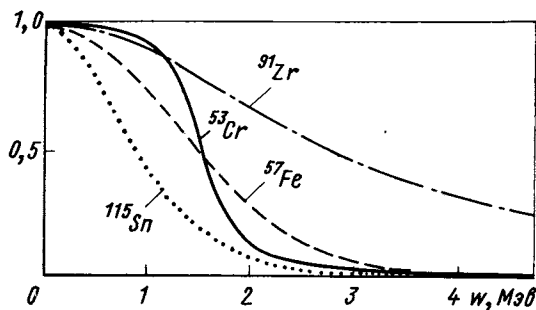


Рис. 4. Зависимость отношения $(\sigma_{\gamma n}^{bg})_{sp}/(\sigma_{\gamma n}^{bg}(w=0))_{sp}$ от интенсивности поглощения

заметно отличаются от соответствующих средних сечений. Найденные значения ширины Γ^\dagger позволяют сопоставлением расчетных значений S_n (см. рис. 1) с приближенной формулой (27) оценить $|E - E_a| \equiv |\Delta_a|$: $|\Delta_a| = 0,42; 1,5; 4,5; 1,35$ Мэв для указанных ядер соответственно. Таким образом, ядра ^{53}Cr , ^{57}Fe (для принятого набора параметров оболочечного потенциала) отвечают непосредственной окрестности s -резонанса формы, поскольку для этих ядер $|\Delta_a| \ll \Gamma^\dagger/2$. Отношения сечений $\sigma_{\gamma n}^{bg}(w)/\sigma_{\gamma n}(0)$, рассчитанные по (53), приведены на рис. 4. Уменьшение этого отношения с увеличением поглощения согласуется с приближенной формулой (31). Согласно (22) и результатам расчетов отношений S_γ/S_n (см. рис. 2), кривые на рис. 4 описывают также зависимость от поглощения отношений $\cos^2 \phi(w)/\cos^2 \phi(0)$, причем $\cos^2 \phi(0) = 0,96; 0,33; 0,012; 0,021$ для указанных ядер соответственно. Приближенная формула $\cos^2 \phi(0) = (\Gamma^\dagger/2)^2 [\Delta_a^2 + (\Gamma^\dagger/2)^2]^{-1}$, следующая из (22), (29) и (31), согласуется с найденными значениями $\cos^2 \phi(0)$, $|\Delta_a|$, $\Gamma^\dagger/2$.

Обратимся к сравнительному анализу результатов расчета величин S_n^K , S_γ^K , $(\sigma_{\gamma n}^{bg})^K$. В соответствии с приближенными формулами (26) и (62) отношения нейтронных силовых функций S_n^K/S_n , рассчитанные согласно (42), (43), (54), практически не отличаются от единицы, за исключением непосредственной окрестности резонанса формы. Так, для ядра ^{57}Fe указанное отношение существенно зависит от энергии нейтрона в интервале $E = 100 \div 350$ кэв и достигает $\sim 10^2$ (рис. 5). При этом s_n^0 меняется не более чем в два

раза в указанном энергетическом интервале (рис. 6). Выполненные по формуле (55) расчеты показывают, что отношения силовых функций S_n^K/S_n^K практически не зависят от поглощения [16],

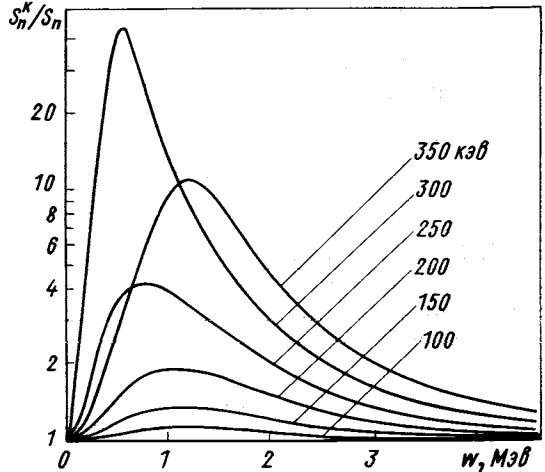


Рис. 5. Зависимость отношения S_n^K/S_n от интенсивности поглощения при энергиях нейтрона $E = 350 \div 100$ кэв (с шагом 50 кэв) для ядра ^{57}Fe

так же как и отношения S_γ/S_n (см. рис. 2). Поэтому отношения парциальных радиационных силовых функций S_γ^K/S_γ практически

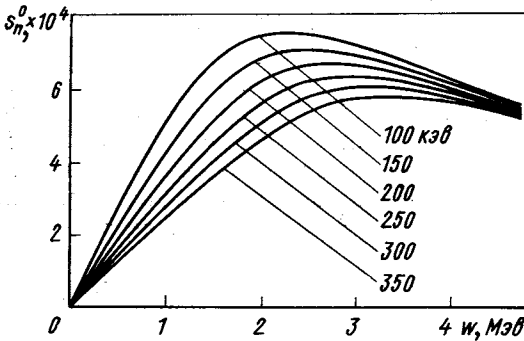


Рис. 6. Зависимость приведенной нейтронной силовой функции s_n^0 от интенсивности поглощения при различных энергиях нейтрона E для ядра ^{57}Fe

совпадают с отношениями соответствующих нейтронных силовых функций S_n^K/S_n , обсуждавшимися выше. Отношения фоновых сечений $(\sigma_{\gamma n}^{bg})^K/\sigma_{\gamma n}^{bg}$, рассчитанные по (53) и (56), приведены на рис. 7. В согласии с приближенными формулами (31) и (63) указанные отношения (так же как и отношения $\cos^2\phi^K/\cos^2\phi$) заметно отличаются от единицы для ядер, отвечающих непосредственной окрестности резонанса формы. Для рассмотренных p -резонансов

формы реалистические значения w превышают величины $\Gamma^{\dagger}/2$. Поэтому расчет S_{γ} и $\sigma_{\gamma n}^{bg}$ по формулам (52) и (52'), (53) и (53') соответственно приводит к близким результатам, так же как расчет по формулам (52) и (55), (53) и (56).

5. ЗАТУХАНИЕ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ

До сих пор не учитывалось влияние дипольного гигантского резонанса (ДГР) на $E1$ -радиационные парциальные силовые функции, а также на сечение (γn) -реакции. Для того чтобы это влияние учесть, необходимо рассмотреть представляющую самостоятельный интерес задачу о затухании мультипольных гигантских резонансов (МГР). Микроскопическая природа МГР достаточно хорошо известна. Эти резонансы в основном отвечают изоскалярным или изовекторным возбуждениям типа частица — дырка. Традиционный подход к изучению МГР состоит в диагонализации гамильтониана модели оболочек на базе частично-дырочных конфигураций в приближении хаотических фаз (работа [17] представляет собой один из последних обзоров на эту тему). В рамках такого подхода можно получить среднюю энергию резонанса, различные правила сумм, но, как хорошо известно, нельзя получить ширину МГР. Ширина МГР возникает за счет связи коллективных состояний как с континуумом (Γ^{\dagger}), так и со сложными конфигурациями (Γ^{\downarrow}). В рамках излагаемого полумикроскопического подхода имеется возможность количественной интерпретации ширины МГР. До настоящего времени эта возможность частично реализована в работе [18], в которой дана интерпретация ширины ДГР Γ^{\downarrow} . Ниже приведем соответствующий вывод (в несколько отличной от данного в работе [18] форме) с тем, чтобы результат в схематическом виде использовать в дальнейшем.

Основной величиной в теории коллективных возбуждений является изменение матрицы плотности под действием слабого эффективного периодического поля $V(\mathbf{r})$ [2]:

$$\left. \begin{aligned} \rho(\mathbf{r}) &= \sum_{ik} \rho_{ik}(\omega) \varphi_i^*(\mathbf{r}) \varphi_k(\mathbf{r}) \equiv \int V(\mathbf{r}') Z(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) d\mathbf{r}'; \\ \rho_{ik}(\omega) &= Z_{ik}(\omega) V_{ki}, \end{aligned} \right\} \quad (67)$$

где ω — частота поля; $\{\varphi_i(\mathbf{r})\}$ — система одночастичных (обло-

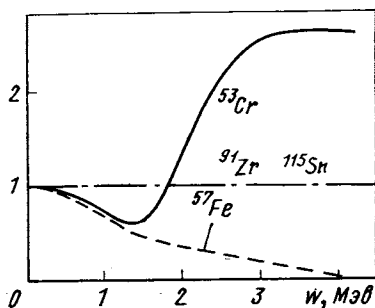


Рис. 7. Зависимость отношения сечений $(\sigma_{\gamma n}^{bg})_K / (\sigma_{\gamma n}^{bg})_{sp}$ от интенсивности поглощения

чечных) функций; $Z_{ik}(\omega)$ — упоминавшаяся выше функция отклика ($\hbar = 1$):

$$Z_{ik}(\omega) = \int G_i^F(\varepsilon) G_k^F(\varepsilon - \omega) d\varepsilon / 2\pi i. \quad (68)$$

Здесь $G^F(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon) = \sum_i \varphi_i^*(\mathbf{r}) \varphi_i(\mathbf{r}') G_i^F(\varepsilon)$ — одночастичная функция

Грина для ферми-системы, определенная с учетом затухания квазичастиц и удовлетворяющая уравнению вида (36). Вычисление функций отклика по (68) с помощью разложения (48) приводит к следующему результату:

$$Z_{ik} = \sum_{cc'} \frac{b_c^{(i)} \tilde{b}_{c'}^{(k)}}{\omega - E_c - E_{c'}} - \sum \frac{b_c^{(k)} \tilde{b}_{c'}^{(i)}}{\omega + E_c + E_{c'}} \equiv Z_{ik}^{(+)} + Z_{ik}^{(-)}. \quad (69)$$

В отсутствие связи одночастичных (однодырочных) состояний со сложными конфигурациями, когда $G_i^F(\varepsilon) \rightarrow G_{0i}^F(\varepsilon)$, т. е. согласно (34) $b_c^{(i)} \rightarrow (1 - n_i) \delta(E_c - E_i + \mu)$, $\tilde{b}_{c'}^{(k)} \rightarrow n_k \delta(E_{c'} - \mu + E_k)$, функция (69) переходит в хорошо известное выражение

$$Z_{ik} \rightarrow Z_{ik}^{(0)} = (n_i - n_k) (E_i - E_k - \omega)^{-1}. \quad (70)$$

Формулы (67), (70), а также разложение для функции Грина $G_0^{(+)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon)$ вида (18) позволяют в принципе определить ширину МГР Γ^\dagger . Действительно, в качестве ядра интегрального соотношения (67) можно использовать выражение, в котором точно учтен вклад непрерывного спектра [19]:

$$\begin{aligned} [Z(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) \rightarrow \sum_k n_k \varphi_k^*(\mathbf{r}) \varphi_k(\mathbf{r}') G_0^{(+)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E = E_k + \omega) + \\ + \sum_i n_i \varphi_i^*(\mathbf{r}) \varphi_i(\mathbf{r}') G_0^{(+)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E = E_i - \omega). \end{aligned} \quad (71)$$

Сечение фотопоглощения определяется с помощью (71) стандартными методами [2, 17]. Отметим, что численно задача об определении ширины Γ^\dagger пока не решена. Другой, по-видимому, более важный случай $\Gamma_c^\dagger \gg \Gamma^\dagger$ рассмотрен в работе [18]. Ограничение базиса оболочечных состояний дискретными (и квазидискретными) уровнями позволяет приближенно получить замкнутое выражение для функции отклика (69). С этой целью рассмотрим коэффициенты разложения Лемана (48) для функций $G_i^F(\varepsilon)$:

$$\left. \begin{aligned} b_c^{(i)} &= |\langle c | a_i^\dagger | 0 \rangle|^2; & \sum_c b_c^{(i)} &= \langle 0 | a_i a_i^\dagger | 0 \rangle \approx 1 - n_i; \\ \tilde{b}_{c'}^{(k)} &= |\langle c' | a_k | 0 \rangle|^2; & \sum_{c'} \tilde{b}_{c'}^{(k)} &= \langle 0 | a_k^\dagger a_k | 0 \rangle \approx n_k, \end{aligned} \right\} \quad (72)$$

где a_i^\dagger (a_k) — операторы рождения (уничтожения) нуклона. Приближенные равенства в (72), справедливые с точностью $\bar{E}_i =$

$= E_i - \mu \gg \Gamma_i^\dagger$, $\tilde{E}_k \equiv \mu - E_k \gg \Gamma_k^\dagger$, позволяют отождествить коэффициенты b_c ($\tilde{b}_{c'}$) с вероятностью обнаружения одночастичных (однодырочных) состояний в точных состояниях системы $|c\rangle$ ($|c'\rangle$):

$$b_c^{(i)} = (1 - n_i) w_c^{(i)}; \quad \tilde{b}_{c'}^{(h)} = n_h w_{c'}^{(h)}, \quad (73)$$

а функции $G^{(\pm)}$ в разложении (48) — с функциями Грина соответствующей диагонализационной задачи (33):

$$G_i^{(+)}(\varepsilon) \approx \sum_c \frac{(1 - n_i) w_c^{(i)}}{\varepsilon - \mu - E_c} = \frac{1 - n_i}{\varepsilon - \mu - \tilde{E}_i - \sum_\lambda (g_\lambda^{(i)})^2 (\varepsilon - \mu - E_\lambda)^{-1}};$$

$$G_k^{(-)}(\varepsilon) \approx - \sum_{c'} \frac{n_h w_{c'}^{(h)}}{\mu - \varepsilon - E_{c'}} = - \frac{n_h}{\mu - \varepsilon - \tilde{E}_k - \sum_{\lambda'} (g_{\lambda'}^{(h)})^2 (\mu - \varepsilon - E_{\lambda'})^{-1}}.$$

Эти соотношения позволяют получить следующие приближенные равенства для функции $Z_{ik}^{(\pm)}(\omega)$:

$$Z_{ik}^{(+)}(\omega) \approx \sum_{c'} b_{c'}^{(h)} \frac{1 - n_i}{\omega - E_{c'} - \tilde{E}_i - \sum_\lambda (g_\lambda^{(i)})^2 (\omega - \tilde{E}_k - E_\lambda)^{-1}} =$$

$$= \frac{(1 - n_i) n_h}{\omega - \tilde{E}_i - \tilde{E}_k - \sum_\lambda (g_\lambda^{(i)})^2 (\omega - \tilde{E}_k - E_\lambda)^{-1}} \rightarrow$$

$$\rightarrow - \frac{n_h}{\sum_{\lambda'} (g_{\lambda'}^{(h)})^2 [\omega - \tilde{E}_i - E_{\lambda'} - \sum_\lambda (g_\lambda^{(i)})^2 (\omega - \tilde{E}_k - E_\lambda)^{-1}]^{-1}}. \quad (74)$$

Первое из этих равенств получено с учетом существования согласно (73) максимума у функции $\tilde{b}_{c'}^{(h)}$ при энергии $E_{c'} = \tilde{E}_k$. Чтобы вычислить среднее сечение фотопоглощения (пропорциональное мнимой части средней амплитуды рассеяния γ -квантов на нулевой угол), необходимо согласно (23) осуществить в формуле (74) замену $\omega \rightarrow \omega + iI$. После такой замены получим

$$Z_{ik}^{(+)} = \frac{(1 - n_i) n_h}{\omega - \tilde{E}_i - \tilde{E}_k + i\Gamma_i^\dagger(\omega - \tilde{E}_k)/2 + i\Gamma_k^\dagger(\omega - \tilde{E}_i)/2}, \quad (75)$$

где, как и в формулах (24), (59), $\Gamma_{i,k}^\dagger(E) = \int w(r; E) \chi_{i,k}^2(r) dr$ — ширины одночастичных (однодырочных) состояний, обусловленные связью последних со сложными конфигурациями. («Сдвигом» указанных состояний пренебрегаем.) Согласно (74) и (75) ширины $\Gamma_{i,k}^\dagger(E)$ берутся, вообще говоря, «вне массовой поверхности», т. е. при энергии $E = \tilde{E}_{i,k} + (\omega - \tilde{E}_i - \tilde{E}_k)$. В приближении

$\Gamma_{i, k}^{\downarrow} \ll \tilde{E}_{i, k}$ функция $Z_{ik}^{(-)}(\omega + iI)$ согласно (69) не имеет мнимой части, следовательно, эту величину можно найти, пренебрегая связью со сложными конфигурациями: $Z_{ik}^{(-)} \approx (Z_{ik}^{(-)})^{(0)} = -n_i(1 - n_k)(\tilde{E}_i + \tilde{E}_k + \omega)^{-1}$. Не превышая точности, это выражение можно модифицировать так, чтобы сумма $Z_{ik}(\omega + iI) = Z_{ik}^{(+)}(\omega + iI) + Z_{ik}^{(-)}(\omega + iI)$ не менялась при замене $i \rightarrow k$, $k \rightarrow i$, $\omega + iI \rightarrow -\omega - iI$, как и должно быть согласно (69). В результате получим

$$Z_{ik}(\omega + iI) = \frac{n_i - n_k}{E_i - E_k - \omega - i\Gamma_i^{\downarrow}(\omega - \mu + E_k)/2 - i\Gamma_k^{\downarrow}(\omega - E_i + \mu)/2} \quad (76)$$

(зависимость затухания частичных и дырочных состояний от энергии возбуждения предполагается одинаковой). В работе [48] удовлетворительное описание зависимости сечения дипольного фотопоглощения ядром ^{208}Pb от энергии γ -кванта получено в следующих предположениях: 1) в качестве функции отклика использована (76); 2) использовано схематическое диполь-дипольное эффективное взаимодействие нуклонов; 3) зависимость $w(r; E)$ выбрана с учетом анализа упругого рассеяния нуклонов с помощью оптической модели. Дальнейшее усовершенствование описания ДГР в рамках полумикроскопического подхода состоит в учете континуума, использовании реалистического взаимодействия нуклонов (включая скоростные силы) [2, 20], в учете возможного существования мнимой части у этого взаимодействия [21].

6. ВЛИЯНИЕ ДИПОЛЬНОГО ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА НА $E1$ -ФОТОНЕЙТРОННЫЕ РЕАКЦИИ ВБЛИЗИ ПОРОГА

В отсутствие количественной формулировки теории дипольного фотопоглощения на основе полумикроскопического подхода влияние ДГР на $E1$ -фотонейтронные реакции вблизи порога можно учесть с помощью схематического описания ДГР [2, 20]. В рамках этого описания ДГР рассматривается как некоторое однофононное состояние с энергией E_g . Согласно (76) у этого состояния возникает ширина, обусловленная затуханием формирующих ДГР квазичастиц, которую можно ввести в формулы схематической теории заменой $\omega \rightarrow \omega + i\Gamma_g(\omega)/2$. Тогда нормированная на правило сумм с учетом скоростных сил зависимость от энергии γ -квантов E_γ среднего сечения дипольного фотопоглощения имеет вид

$$\bar{\sigma}_{\sigma E1}(E_\gamma) = \pi \frac{e^2 \hbar}{mc} A(1 + \kappa) \frac{E_\gamma^2 \Gamma_g(E_\gamma)}{(E_\gamma^2 - E_g^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_g^2(E_\gamma)}, \quad (77)$$

где A — число нуклонов; κ — константа, характеризующая вклад скоростных сил в дипольное правило сумм. Формула (77) может служить грубой аппроксимацией той зависимости $\bar{\sigma}_{\sigma E1}(E_\gamma)$, кото-

рая следует из последовательного полумикроскопического подхода к описанию ДГР. Указанная формула позволяет получить схематическое описание силовой функции $S_{\gamma}^{(2)}$. Существование средней парциальной $E1$ -радиационной ширины $\gamma_{\gamma}^{(2)}$, которая не коррелирует с нейтронной шириной, можно интерпретировать как результат присутствия в волновой функции компаунд-ядерных резонансов частично-дырочных конфигураций 1^{-} , «построенных» на состоянии нечетно-нейтронного ядра с моментом j_b , так что $\{j_b, 1^{-}\}_{j_a}$, так называемая гипотеза Бринка. Другими словами, ширина $\gamma_{\gamma}^{(2)}$ существует в меру связи ДГР со сложными конфигурациями и, следовательно, пропорциональна ширине $\Gamma_g(E_{\gamma})$. Так как энергия γ -квантов $E_{\gamma} \approx |E_b|$ меньше энергии ДГР E_g , то $S_{\gamma}^{(2)}$ определяется низкоэнергетическим «хвостом» ДГР. Согласно (14) силовая функция $S_{\gamma}^{(2)}$ следующим образом связана со средним сечением дипольного фотопоглощения:

$$S_{\gamma}^{(2)} = \frac{1}{3\pi^2} \frac{2\eta}{1 - \exp(-2\eta)} k_{\gamma}^2 \bar{\sigma}_{E1}(E_{\gamma}). \quad (78)$$

(Предполагается, что вкладом валентного перехода в интегральное сечение фотопоглощения можно пренебречь.) Комбинируя (77) и (78), получаем ($\eta \ll 1$):

$$S_{\gamma}^{(2)} = \frac{1}{3\pi} \cdot \frac{1}{137mc^2} A(1 + \kappa) \frac{E_{\gamma}^4 \Gamma_g(E_{\gamma})}{(E_{\gamma}^2 - E_g^2)^2 + E_{\gamma}^2 \Gamma_g^2(E_{\gamma})}. \quad (79)$$

От формулы Акселя — Боллингера [22] это соотношение отличается учетом возможной зависимости $\Gamma_g(E_{\gamma})$.

Влияние ДГР на валентный переход состоит в появлении динамического эффективного заряда $e_{\text{эфф}}(r; E_{\gamma})$, обусловленного виртуальным возбуждением ДГР за счет эффективного взаимодействия нуклонов в ядре. Выражение для эффективного заряда, описывающего отличие эффективного поля внутри ядра от внешнего, в рамках схематической теории ДГР имеет вид

$$C(E_{\gamma}) = (1 + \kappa) \frac{(E_g^0)^2 - (E_{\gamma} + i\Gamma_g(E_{\gamma})/2)^2}{E_g^2 - (E_{\gamma} + i\Gamma_g(E_{\gamma})/2)^2}; \quad E_g = E_g^0 [(1 + \kappa)(1 + f)]^{1/2}, \quad (80)$$

где $f \approx 1,4$ — безразмерная интенсивность изовекторной части эффективного взаимодействия нуклонов; $\kappa_{\text{exp}} \approx 0,4$ (отличием эффективной массы нуклона от пустотного значения пренебрегаем); $E_g^0 \approx 44,5 \text{ A}^{-1/3} \text{ Мэв}$ — энергия ДГР в одночастичной модели оболочек, так что $E_g \approx 81 \text{ A}^{-1/3} \text{ Мэв}$. Для энергий γ -квантов $E_{\gamma} \approx |E_b|$ величина $|C|^2$ не превышает 0,1 (см. таблицу). Это утверждение находится в качественном противоречии с результатами анализа экспериментальных значений парциальных $E1$ -

радиационных силовых функций $S_{\gamma}^{(1)}$ на основе валентного механизма (см., например, работу [16], а также расчет, приведенный ниже), из которых следует утверждение о близости эффективного заряда к единице. Возможная интерпретация существенного ослабления связи валентного перехода с ДГР состоит в использовании вместо (80) модифицированного выражения, [которое явно учитывает существование поляризационных эффектов только внутри ядра:

Таблица результатов расчетов факторизованных и нефакторизованных эффективных зарядов ($\Gamma_g(E_{\gamma}) = 2 M \text{ эв}$)

Ядро	^{53}Cr	^{57}Fe	^{91}Zr	^{115}Sn
$ C ^2$	0,08	0,08	0,06	0,04
$e_{\text{эфф}}^2$	0,88	0,86	0,92	0,59

явно учитывает существование поляризационных эффектов только внутри ядра:

$$e_{\text{эфф}}(r; E_{\gamma}) = 1 + [C(E_{\gamma}) - 1] f(r, R, a). \quad (81)$$

Второе слагаемое в (81) должно быть пропорционально плотности перехода, связанной с возбуждением ДГР. Поскольку плотность перехода определяется большим (порядка $A^{2/3}$) числом нуклонов, то приближенно ее можно выбрать пропорциональной ядерной плотности. Подобная модификация эффективного заряда (без учета скоростных сил) используется для анализа радиационного захвата нуклонов в области ДГР [23].

С учетом виртуального возбуждения ДГР валентная часть парциальной $E1$ -радиационной силовой функции модифицируется: $(S_{\gamma})_{sp} \rightarrow S_{\gamma}^{(1)}$, где $S_{\gamma}^{(1)}$ определяется (52), в которой осуществлена замена $r \rightarrow re_{\text{эфф}}(r; E_{\gamma})$, $rr' \rightarrow rr'e_{\text{эфф}}(r; E_{\gamma}) e_{\text{эфф}}^*(r'; E_{\gamma})$.

Приведенные в таблице результаты расчетов отношения $S_{\gamma}^{(1)}/(S_{\gamma})_{sp} \equiv e_{\text{эфф}}^2$ на основе (52), (81) (выбор параметров пояснен в разд. 4) показывают, что величина $e_{\text{эфф}}^2$ оказывается заметно ближе к единице, чем $|C|^2$ [24]. Такое изменение можно объяснить тем, что дипольные матричные элементы определяются областью вблизи границы ядра, где модификация второго слагаемого в (81) существенна. Как показывают расчеты, $e_{\text{эфф}}^2$ практически не зависит от интенсивности поглощения. Аналогичным образом модифицируется фоновое сечение (γn) -реакции (53): $(\sigma_{\gamma n}^{bg})_{sp} \rightarrow \sigma_{\gamma n}^{bg}$. Значения отношений $\sigma_{\gamma n}^{bg}/(\sigma_{\gamma n}^{bg})_{sp} \equiv e_{\text{эфф}}^2$, как показывают расчеты, мало отличается от приведенных в таблице.

Экспериментальное определение валентной части парциальной радиационной силовой функции $S_{\gamma}^{(1)}$ возможно в том случае, когда найдены значения соответствующей полной силовой функции $S_{\gamma} = S_{\gamma}^{(1)} + S_{\gamma}^{(2)}$ и коэффициенты корреляции парциальной радиационной и нейтронной ширины $C(\gamma_{\gamma}, \gamma_n)$. Для сферических ядер $S_{\gamma}^{(1)}$ определена лишь в небольшом числе случаев. Необходимый для расчета $S_{\gamma}^{(1)}$ набор параметров оболочечного и оптического

потенциалов должен позволить не только воспроизвести энергию связи валентного нейтрона, но и описать упругое рассеяние нейтронов, нейтронные силовые функции. Такая процедура подбора параметров в особенности необходима для ядер, находящихся в непосредственной окрестности резонанса формы: $|E - E_\alpha| \ll \ll \max \left\{ \frac{1}{2} \Gamma^\dagger, w \right\}$, для которых значения $\bar{\sigma}_{nn}$ и S_n , а следовательно, и $S_\gamma^{(1)}$ оказываются чувствительны к действительной и мнимой частям оптического потенциала. К таким ядрам относятся ^{59}Cr и ^{57}Fe (см. разд. 4), отвечающие $3s$ -резонансу формы.

В качестве примера применения полученных соотношений к анализу экспериментальных данных рассмотрим валентный $E1$ -переход $p_{3/2} \rightarrow d_{5/2}$ в ядре ^{91}Zr . Это ядро не принадлежит непосредственной окрестности $p_{3/2}$ -резонанса формы, следовательно, в данном случае с большей уверенностью можно использовать средние параметры оболочечного потенциала (65'). Кроме того, экспериментальное определение $S_\gamma = (2,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}$ и $C(\gamma_\gamma, \gamma_n) = 0,59$ для указанного перехода [25], по-видимому, одно из лучших в настоящее время. Чтобы для данного ядра воспроизвести экспериментальное значение p -нейтронной силовой функции $s_n^1 = = (2/3) s_{n3/2} + s_{n5/2}/3 = 3,3 \cdot 10^{-4}$ [25] с помощью (66), необходимо выбрать интенсивность поглощения равной $w_s = 1,5 \text{ Мэв}$. Расчет по формулам (43), (52), (60) и (61) приводит для указанного поглощения к значению $S_\gamma^{(1)} = 1,35 \cdot 10^{-5}$ ($c_{\text{эф}}$ выбрана согласно таблице, значение спектроскопического фактора принято $\nu_b = 1$). Рассчитанное значение $S_\gamma^{(1)}$ находится в удовлетворительном согласии с экспериментальным: $(S_\gamma^{(1)})_{\text{экс}} = S_\gamma C(\gamma_\gamma, \gamma_n) = 1,65 \cdot 10^{-5}$. Если экспериментальное значение силовой функции $(S_\gamma^{(2)})_{\text{экс}} = = S_\gamma (1 - C(\gamma_\gamma, \gamma_n)) = 1,15 \cdot 10^{-5}$ согласовать со схематической формулой (79), то для этого следует выбрать $\Gamma_g(E_\gamma) \approx \approx \Gamma_g(E_g)/2$ [$\Gamma_g(E_g) = 4,4 \text{ Мэв}$]. Такое значение $\Gamma_g(E_\gamma)$ не противоречит неравенству $(E_\gamma/E_g)^2 \Gamma_g(E_g) < \Gamma_g(E_\gamma) < \Gamma_g(E_g)$, которое получается в результате применения соотношения (76) к схематическому описанию ДГР с выбором зависимости $\Gamma^\dagger(\tilde{E}) \sim \sim \tilde{E}^2$ такой же, как и в бесконечной ферми-системе [2].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ фотонейтронных реакций вблизи порога, проведенный в статье, показывает, что полумикроскопический подход является конструктивным методом исследования высоковозбужденных состояний ядер и соответствующих резонансных ядерных реакций. В этой связи остановимся на некоторых вопросах, требующих дальнейшего изучения на основе указанного подхода.

1. Использование локального оптического потенциала (37), плавно зависящего от энергии возбуждения, основано на предпо-

ложении, что конфигурации две частицы — одна дырка, в меру связи с которыми происходит затухание одночастичного состояния, в достаточной мере термализованы, т. е. ширины для распада указанных конфигураций на более сложные превышают средний энергетический интервал между ними. Когда в интересующем нас энергетическом интервале существуют изолированные входные состояния, возникает эффективный нелокальный оптический потенциал $\Delta h \rightarrow \Delta \tilde{h}$. Отличие $\Delta \tilde{h}$ от Δh в этом случае можно описать в терминах модели оболочек и «затравочной» оптической модели. В качестве примера рассмотрим s -нейтронные силовые функции, зависимость экспериментальных значений которых от атомной массы оптическая модель с универсальной мнимой частью передает с помощью формулы (43) лишь качественно (см., например, монографию [1]). В этом случае изолированными входными состояниями являются: 1) связанный нейтрон в d -состоянии + низколежащий 2^+ -фнон; 2) связанный нейтрон в s -состоянии + изоскалярный 0^+ -гигантский резонанс. Учет первого входного состояния приводит к следующей модификации мнимой части оптического потенциала:

$$\begin{aligned} \Delta h(r) &= -iw(r)\delta(r-r') \rightarrow \Delta \tilde{h} = \\ &= \Delta h + [g(r)\chi_d(r)\chi_d(r')g(r')]/(E - E_a + iw - E_{2+}), \end{aligned} \quad (82)$$

где $g(r)$ — эффективное поле, связанное с возбуждением 2^+ -состояния; $r^{-1}\chi_d(r)$ — радиальная волновая функция d -состояния. (Использованы формула (58) и приближение $E_{2+} \ll |E_b|$.) Поскольку резонансы формы для s - и d -нейтронов близки, модификация мнимой части оптического потенциала существенна вблизи указанных резонансов, когда $\Delta \equiv |E - E_a - E_{2+}| \lesssim w$. В случае объемного поглощения определяющая s -нейтронные силовые функции согласно (82) эффективная мнимая часть

$$\tilde{w} = w[1 + g^2/(\Delta^2 + w^2)]; \quad g = \int \chi_s(r)g(r)\chi_d(r)dr. \quad (83)$$

Величину $g(r)$ можно оценить из данных по неупругому рассеянию нуклонов с возбуждением 2^+ -состояния. Модификация мнимой части оптического потенциала вида (82), (83) позволяет в среднем согласовать значения максимума и минимума s -нейтронной силовой функции в сферических ядрах [26], поскольку g оказывается сравнимой с «затравочной» мнимой частью $w \approx 2 \text{ Мэв}$. Аналогичным образом модифицируется мнимая часть оптического потенциала за счет связи рассеиваемого s -нейтрона с изоскалярным 0^+ -гигантским резонансом:

$$iw\delta(r-r') \rightarrow -iw\delta(r-r') + \frac{G(r)\chi_s(r)\chi_s(r')G(r')}{E - E_s - E_g + i\Gamma_g^2/2} (1 - n_s). \quad (84)$$

Экспериментальные значения энергии E_g близки к энергии связи нейтрона, так что энергии начального и входного состояний могут оказаться близкими для ядер, у которых одночастичный- s -уровень пересекает границу Ферми (изотопы Sn, Te и др.). Для этих ядер можно ожидать заметной модификации мнимой части оптического потенциала и согласно (84) корреляции силовой функции и спектроскопического фактора n_s .

2. В связи с (52) отметим возможность анализа парциальных E_2 -радиационных силовых функций $S_{\gamma E_2}^{(1)}$. Формула для этой величины получается из (52) заменой $r \rightarrow r^2 e_{\text{эфф}}(r; E_\gamma)$, а также известной модификацией кинематического фактора. Эффективный заряд в этом случае обусловлен связью одночастичного перехода с изоскалярным и изовекторным гигантскими квадрупольными резонансами.

3. Представляет интерес расчет на основе формулы (51) величин парциальных E_1 -радиационных силовых функций в подпороговой области. Среднее сечение резонансного упругого рассеяния γ -квантов в этой области

$$\bar{\sigma}_{\gamma\gamma}/g\pi\lambda_\gamma^2 = 2\pi S_{\gamma}^2/S$$

(S — силовая функция, отвечающая полной радиационной ширине компаунд-ядерных резонансов) в соответствии с приближенной формулой (32) может обнаруживать максимумы с шириной около $2w$. На этом пути возможна интерпретация экспериментальных данных [27].

4. Направления исследования мультипольных гигантских резонансов на основе полумикроскопического подхода были рассмотрены в разд. 5.

5. В заключение укажем на тему, выходящую за рамки данной статьи, — теорию изобарических аналоговых резонансов. Аналоговые состояния представляют собой четкий пример изолированных входных состояний, поскольку из-за приближенного сохранения изоспина они обладают малой (по сравнению с $2w$) шириной Γ . Количественная интерпретация этой величины в терминах модели оболочек и оптической модели — пока открытая проблема [28]. (О некоторых результатах и трудностях полумикроскопического подхода в применении к аналоговым резонансам см. работы [9, 29, 30].)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бор О., Мотгельсон Б. Структура атомного ядра. Пер. с англ. М., «Мир», 1971.
2. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., «Наука», 1965.
3. Соловьев В. Г. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1971, т. 35, с. 666; Соловьев В. Г., Малов Л. А. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 196, p. 433; «Ядерная физика», 1975, т. 21, с. 502; 1976, т. 23, с. 53.

4. Moldauer P. A. «Phys. Rev.», 1967, v. 157, p. 907; 1968, v. 171, p. 1164; 1969, v. 177, p. 1841.
5. Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., «Наука», 1966.
6. Mahaux C., Weidenmüller H. Shell model approach to the nuclear reactions. Amsterdam, 1968; Зарецкий Д. Ф., Урин М. Г. «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 731.
7. Lynn J. Theory of neutron resonance reactions. Oxford, 1968.
8. Галицкий В. М., Мигдал А. Б. «ЖЭТФ», 1958, т. 34, с. 139.
9. Урин М. Г. Оболочечные эффекты в резонансных ядерных реакциях с нуклонами. М., изд. МИФИ, 1974.
10. Зарецкий Д. Ф., Урин М. Г. «Ядерная физика», 1976, т. 23, с. 1144.
11. Урин М. Г. «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 24, с. 450.
12. Lane A. M., Mughabghab S. F. «Phys. Rev. C», 1974, v. 10, p. 412.
13. Губа В. Г., Урин М. Г. «Ядерная физика», 1977 (в печати).
14. Давыдов А. С. Теория атомного ядра. М., Физматгиз, 1958.
15. Немировский П. Э. Современные модели атомного ядра. М., Атомиздат, 1960; Чепурнов В. А. «Ядерная физика», 1967, т. 6, с. 955.
16. Barret R. F., Terasawa T. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 240, p. 445.
17. Борзов И. Н., Камерджиев С. П. Препринт ФЭИ-580, 1975.
18. Dover C. B., Lemmer R. H., Hahn F. J. W. «Ann. Phys.», 1972, v. 70, p. 458.
19. Саперштейн Э. Е., Фаянс С. А., Ходель В. А. Препринт ИАЭ-2580, 1975.
20. Лушников А. А., Зарецкий Д. Ф. «Nucl. Phys.», 1965, v. 66, p. 35; Лушников А. А. Обзор в монографии [2].
21. Румянцев Б. А. Препринт ИЯФ СОАН СССР 76-29, 1976.
22. Axel P. «Phys. Rev.», 1962, v. 126, p. 671; Bollinger L. M. Proc. Dubna Symp. Vienna, 1968.
23. Longo G., Saporetti F. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 199, p. 530.
24. Губа В. Г., Урин М. Г. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1976, т. 40, с. 2182.
25. Toohy R. E., Jackson H. E. «Phys. Rev. C», 1974, v. 9, p. 346.
26. Сироткин В. К. Канд. диссертация. М., МИФИ, 1976.
27. Fuller E. G., Hayward E. «Phys. Rev.», 1956, v. 101, p. 692; Lucas R. e.a. Preprints of Second Intern Symp. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Petten Netherlands, 1974.
28. Auerbach N. e.a. «Rev. Mod. Phys.», 1972, v. 44, p. 48.
29. Губа В. Г., Зарецкий Д. Ф., Урин М. Г. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 386.
30. Урин М. Г. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 507.