

СТРУКТУРА ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

В. Г. Соловьев

Лаборатория теоретической физики
ОИЯИ, Дубна

На основе операторного представления волновой функции высоковозбужденного состояния изучено поведение силовых функций для s - и p -нейтронов в зависимости от A , исследованы особенности α - и γ -распадов резонансов, из нейтронных ширин оценен вклад малоквазичастичных компонент. Рассмотрены корреляции между нейтронными и парциальными радиационными ширинами и указаны ядра, наиболее благоприятные для их наблюдения. Обсуждены различные пути изучения структуры высоковозбужденных состояний.

The operator representation of the wave function of the highly excited state is used to study the A -dependence of the s - and p -wave strength functions and the alpha and gamma decay of resonances and to estimate the contribution of few quasiparticle components from the neutron widths. Correlations between neutron and partial radiative widths are considered and the most favourable nuclei for observing these correlations are indicated. Different approaches to the study of the highly excited state structure are discussed.

1. ВВЕДЕНИЕ

1. Структура высоковозбужденных ядерных состояний, т. е. состояний с энергией, равной энергии связи нейтрона B_n и большей ее, является весьма сложной. Свойства этих состояний описываются на основе статистической модели ядра. Структура низколежащих состояний является довольно простой и ее успешно описывают с помощью квазичастиц и фононов. В ряде ядер энергия связи нейтрона B_n равна примерно 5 Мэв , так что столь сильное изменение структуры состояний и рост их плотности происходит на таком небольшом энергетическом интервале, как 5 Мэв .

Таким образом, структура низколежащих состояний описывается, например, в рамках полумикроскопического подхода сверхтекучей модели ядра, а высоковозбужденные состояния —

статистической моделью ядра. Основные положения этих моделей имеют принципиальные отличия. Не выяснено, как происходит переход от простой структуры и малой плотности нижних состояний к сложной структуре и большой плотности высоковозбужденных состояний. Интересно проследить, как идет усложнение структуры состояний с ростом энергии возбуждения, как осуществляется фрагментация одночастичных состояний по многим ядерным уровням.

Несомненно, что нет необходимости в таком детальном описании высоковозбужденных состояний, как это сделано для описания низколежащих состояний. Однако представляется важным так модифицировать полумикроскопический подход сверхтекучей модели ядра, чтобы он был пригоден для качественного изучения структуры высоковозбужденных состояний. Можно сказать, что трудно осуществить идею единого описания низколежащих и высоковозбужденных состояний. Однако необходимо найти описание характеристик высоковозбужденных состояний на языке операторов рождения и поглощения нуклонов, т. е. использовать один и тот же математический аппарат для изучения низколежащих и высоковозбужденных состояний.

2. Прежде чем подойти к модификации математического аппарата для трактовки высоковозбужденных состояний, изложим общую идею одного из методов полумикроскопического описания структуры основных и низколежащих состояний.

Гамильтониан, описывающий взаимодействия между нуклонами в ядре, запишем в общем виде:

$$H = \sum_{q, \sigma} T(q) a_{q\sigma}^+ a_{q\sigma} - \frac{1}{4} \sum_{\substack{q_1, q_2, q'_2, q'_1 \\ \sigma_1, \sigma_2, \sigma'_2, \sigma'_1}} G(q_1\sigma_1, q_2\sigma_2; q'_2\sigma'_2, q'_1\sigma'_1) a_{q_1\sigma_1}^+ a_{q_2\sigma_2}^+ a_{q'_2\sigma'_2} a_{q'_1\sigma'_1}. \quad (1.1)$$

Здесь $T(q)$ — кинетическая энергия; $a_{q\sigma}, a_{q\sigma}^+$ — операторы поглощения и рождения нуклона; $(q\sigma)$ — совокупность квантовых чисел, характеризующих одночастичные состояния в нейтронной и протонной системах, $\sigma = \pm 1$.

В теории ядра широко используется приближение Хартри — Фока — Боголюбова, согласно которому высшие корреляционные функции определенным образом выражаются через низшие корреляционные функции. Например, выражение $\langle a_{q_1\sigma_1}^+ a_{q_2\sigma_2}^+ a_{q'_2\sigma'_2} a_{q'_1\sigma'_1} \rangle$ можно в этом приближении записать так:

$$\begin{aligned} \langle a_{q_1\sigma_1}^+ a_{q_2\sigma_2}^+ a_{q'_2\sigma'_2} a_{q'_1\sigma'_1} \rangle = & \\ = \rho(q_1\sigma_1, q'_1\sigma'_1) \rho(q_2\sigma_2, q'_2\sigma'_2) - \rho(q_1\sigma_1, q'_2\sigma'_2) \rho(q_2\sigma_2, q'_1\sigma'_1) + & \\ + \Phi^*(q_2\sigma_2, q_1\sigma_1) \Phi(q'_2\sigma'_2, q'_1\sigma'_1). & \quad (1.2) \end{aligned}$$

Матрица плотности ρ и корреляционная функция Φ определены следующим образом:

$$\rho(q\sigma, q'\sigma') = \langle a_{q\sigma}^+ a_{q'\sigma'} \rangle; \quad (1.3)$$

$$\Phi(q\sigma, q'\sigma') = \langle a_{q\sigma} a_{q'\sigma'} \rangle. \quad (1.4)$$

Для любого вида гамильтониана (1.1) можно найти представление, когда матрица плотности является диагональной, а корреляционная функция Φ приведена к каноническому виду [1], т. е.

$$\begin{aligned} \rho(q\sigma, q'\sigma') &= \rho(q) \delta_{qq'} \delta_{\sigma\sigma'}, \\ \Phi(q\sigma, q'\sigma') &= \Phi(q) \delta_{qq'} \delta_{\sigma, -\sigma'}. \end{aligned} \quad (1.5)$$

В этом представлении среднее значение от H имеет следующий простой вид:

$$\begin{aligned} \langle H \rangle &= 2 \sum_q E(q) \rho(q) - \\ &- \sum_{q, q'} G(q+, q-; q'-, q'+) \Phi^*(q) \Phi(q'), \end{aligned} \quad (1.6)$$

где $E(q)$ — одночастичные значения энергии.

В теории ядра используется постулат, согласно которому для основных состояний четно-четных ядер, лежащих в зоне β -стабильности, среднее поле выбирается так, чтобы выполнялись условия (1.5). В этом представлении среднее значение $\langle H \rangle$ выражается в виде суммы одночастичных энергий, умноженных на $\rho(q)$, и из всех видов остаточных взаимодействий следует учитывать только взаимодействия, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа.

Существует два типа возбужденных состояний (кроме ротационных): для одного из них выполняются условия (1.5) — это квазичастичные возбуждения, для другого не выполняются условия (1.5) — это вибрационные состояния. Последние состояния связаны с недиагональными элементами матрицы плотности, они описываются с помощью операторов фононов [2, 3]. Волновая функция однофононного состояния представляет собой суперпозицию двухквазичастичных состояний. Эти два типа возбужденных состояний не являются независимыми из-за связи коллективного и внутреннего движений, которая описывается на языке взаимодействия квазичастиц с фононами [4].

Проследим, как выполняются условия (1.5) для (используемых в расчетах) потенциалов среднего поля в различных ядрах. В околомагических ядрах условия (1.5) выполняются очень хорошо. Действительно, низколежащие состояния ядер, отличающиеся на один нуклон от дважды магического ядра ^{208}Pb , являются чистыми одночастичными состояниями. Только при энергиях возбуждения, больших (1,5—2,0) $M\text{эв}$, начинают появляться небольшие примеси высших конфигураций.

По мере удаления от магических ядер в низколежащих одно-квaziчастичных состояниях сферических ядер растут примеси высших конфигураций, свидетельствующие о возрастающей роли недиагонального элемента матрицы плотности. Рост недиагонального элемента матрицы плотности связан с тем, что при построении потенциала среднего поля для сферических ядер учитывается вклад только от взаимодействия между нуклонами, находящимися в заполненных оболочках. При этом не принимается во внимание вклад в потенциал среднего поля от соответствующей части взаимодействия между нуклонами, находящимися в незаполненных оболочках. Поэтому среднее поле в сферических ядрах не является вполне самосогласованным, так как последовательно не учтено его изменение по мере роста числа нуклонов в незаполненных оболочках. Эта несамосогласованность приводит к увеличению роли недиагональных элементов матрицы плотности.

Особенно сложным оказывается положение в ядрах переходных областей, где отклонения от условий (1.5) наибольшие. Эти ядра являются мягкими относительно β - и γ -деформаций, а ядерные вибрации — ангармоничными. Описание низколежащих состояний ядер переходных областей наталкивается на большие трудности. Следует отметить, что если в зоне β -стабильности имеется небольшое число ядер, относящихся к переходной области, то по мере удаления от зоны β -стабильности область переходных ядер становится превалирующей.

Применяемые в расчетах потенциалы в случае деформированных ядер лучше описывают среднее поле ядра, чем в случае сферических ядер. В деформированных ядрах параметры потенциала среднего поля выбираются так, чтобы ядерный потенциал содержал соответствующую часть взаимодействия между всеми нуклонами в ядре, поэтому добавление каждого двух нуклонов уже эффективно учтено. Можно сказать, что для основного состояния каждого деформированного ядра выбор среднего поля соответствует случаю, когда матрица плотности практически диагональна. Именно с этим обстоятельством связан успех потенциала Нильссона в описании низколежащих уровней нечетных деформированных ядер.

3. Имеются две основные известные причины, приводящие к появлению примесей в квазичастичных и фононных состояниях. Первая — связь внутреннего движения с вращением ядра как целого. Роль этой связи усиливается по мере увеличения спинов в ротационных полосах. Вторая — связь одночастичного и коллективного движений, описываемая с помощью взаимодействия квазичастиц с фонами. Эта связь приобретает все более и более существенное значение с увеличением энергии возбуждения, когда возрастают величины недиагональных элементов матриц плотности.

В работе [5] высказано предположение, что основным механизмом, ответственным за усложнение структуры ядерных состояний

с ростом энергии возбуждения, являются взаимодействия квази-частиц с фононами. При этом термин «фонон» понимают в широком смысле слова, имея в виду фононы различных типов: мультипольные фононы с $\lambda = 2, 3, 4, 5, \dots$, спин-мультипольные фононы, фононы гамов-теллеровского типа и другие. В работе [6] предложена операторная форма волновой функции высоковозбужденного состояния. Фактически в работах [5, 6] сформулированы зачатки нового подхода к изучению структуры высоковозбужденных состояний. Если до сих пор к изучению высоковозбужденных состояний подходили с позиции механизма ядерной реакции таким образом, чтобы в результаты явно не входила волновая функция высоковозбужденного состояния, то в новом подходе, наоборот, вероятности образования высоковозбужденных состояний, их свойства и различные каналы их распада выражаются через коэффициенты волновых функций высоковозбужденных состояний.

Настоящая статья посвящена систематическому изложению нового подхода к изучению структуры высоковозбужденных состояний. В ней дано построение волновых функций этих состояний в различных ядрах, проведено вычисление основных характеристик высоковозбужденных состояний и из анализа соответствующих экспериментальных данных получены сведения о величинах разных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний. Сделаны также предложения по проведению новых экспериментов.

2. ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ

1. Построение волновых функций возбужденных состояний выполним на основе полумикроскопического подхода сверхтекучей модели ядра, когда выделяется среднее поле для протонной и нейтронной систем и учитываются взаимодействия, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа. Для вычисления недиагональных членов матрицы плотности вводятся мультиполь-мультипольные, спин-мультиполь-спин-мультипольные и другие остаточные взаимодействия. Для нашей общей трактовки неважен конкретный вид потенциала среднего поля и остаточных взаимодействий.

Волновую функцию возбужденного состояния представим в виде суммы членов, содержащих различное число операторов квазичастиц. Оператор рождения квазичастицы имеет вид

$$\alpha_{q\sigma}^{\dagger} = u_q a_{q-\sigma}^{\dagger} + \sigma v_q a_{q\sigma}, \quad (2.1)$$

где u_q, v_q — коэффициенты канонического преобразования Боголюбова, которые равны

$$v_q^2 = \{1 - [E(q) - \lambda]/\varepsilon(q)\}/2; \quad u_q^2 = \{1 + [E(q) - \lambda]/\varepsilon(q)\}/2; \quad (2.2)$$

$\varepsilon(q) = \sqrt{C^2 + \{E(q) - \lambda\}^2}$; C — корреляционная функция; λ — химический потенциал [1].

Волновая функция возбужденного состояния ядра представляет собой сумму членов, каждый из которых содержит операторы квазичастиц и нуклонов, относящиеся к нейтронной и протонной системам. С ростом энергии возбуждения происходит усложнение структуры ядерных состояний. Это выражается тем, что волновая функция содержит компоненты со все большим и большим числом квазичастиц.

Построим, например, волновую функцию возбужденного состояния нечетного N деформированного ядра. Она состоит из одноквазичастичных нейтронных компонент (n), из трехквазичастичных компонент ($n2p$), ($3n$) (одна нейтронная и две протонных квазичастицы и три нейтронных квазичастицы), из пятиквазичастичных компонент ($n4p$), ($3n2p$), ($5n$) и т. д. Запишем ее в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Psi_\lambda(I^\pi) = & \sum_{s\sigma} b_{I\pi}^{\lambda n}(s) \alpha_{s\sigma}^+ \Psi_0 + \\ & + \sum'_{\substack{s, q_2, q_3 \\ \sigma, \sigma_2, \sigma_3}} \sum_t b_{I\pi}^{\lambda n 2t}(s\sigma, q_2\sigma_2, q_3\sigma_3) \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{q_2\sigma_2}^+ \alpha_{q_3\sigma_3}^+ \Psi_0 + \\ & + \sum'_{\substack{s, q_2, q_3, q_4, q_5 \\ \sigma, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_4, \sigma_5}} \sum_{t, t'} b_{I\pi}^{\lambda n 2t 2t'}(s\sigma, q_2\sigma_2, q_3\sigma_3, q_4\sigma_4, q_5\sigma_5) \times \\ & \times \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{q_2\sigma_2}^+ \alpha_{q_3\sigma_3}^+ \alpha_{q_4\sigma_4}^+ \alpha_{q_5\sigma_5}^+ \Psi_0 + \dots + \sum_{s\sigma} \sum_{t, \zeta} b_{I\pi}^{\lambda n \Omega_\zeta^+(t)}(s) \alpha_{s\sigma}^+ \Omega_\zeta^+(t; s) \Psi_0 + \\ & + \sum'_{\substack{s, q_2, q_3 \\ \sigma, \sigma_2, \sigma_3}} \sum_{t, t'} b^{\lambda n 2t \Omega_\zeta^+(t')}(s\sigma, q_2\sigma_2, q_3\sigma_3) \times \\ & \times \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{q_2\sigma_2}^+ \alpha_{q_3\sigma_3}^+ \Omega_\zeta^+(t', s, q_2, q_3) \Psi_0 + \dots \end{aligned} \quad (2.3)$$

Коэффициенты b^λ определяют вклад соответствующей квазичастичной компоненты; λ характеризует возбужденное состояние с данным значением спина I и четности π . Совокупность квантовых чисел, определяющих одночастичное состояние, обозначим ($s\sigma$) для нейтронных, ($r\sigma$) для протонных и ($q\sigma$) для обеих систем. Индекс $t = n$ указывает на нейтронную, $t = p$ — на протонную системы. Суммирование \sum_{s, s_2, s_3} означает, что отсутствуют члены с $s = s_2$, $s = s_3$, $s_2 = s_3$ и что $E(s) < E(s_2) < E(s_3)$. Через Ψ_0 обозначим произведение квазичастичных вакуумов для нейтронной и протонной систем, т. е.

$$\Psi_0 = \Psi_0^n \Psi_0^p, \quad \Psi_0^n = \prod_{s \uparrow} (u_s + v_s a_{s+}^+ a_{s-}^+) \Psi_{00}, \quad (2.4)$$

причем $a_{s\sigma}\Psi_{00} = 0$. Сходный вид имеет волновая функция возбужденного состояния нечетного Z ядра.

В волновой функции (2.3) произведения $\alpha_{q+}^+ \alpha_{q-}^+$ заменены операторами фононов парных вибраций. Это сделано для того, чтобы произведения $\alpha_{q+}^+ \alpha_{q-}^+$ не испортили нашу волновую функцию. Как известно, среди двухквазичастичных состояний 0^+ типа $\alpha_{q+}^+ \alpha_{q-}^+$ Ψ_0 имеется лишнее «духовное» состояние, а их волновые функции взаимно не ортогональны. Операторы парно-вибрационных фононов, определенные отдельно для нейтронной и протонной систем, имеют следующий вид:

$$\Omega_{\zeta}^{\pm}(n) = \frac{1}{2} \sum_{ss} \{ \psi_{ss}^{\zeta} A^{\pm}(s, s) - \varphi_{ss}^{\zeta} A(s, s) \}, \quad (2.5)$$

где

$$\left. \begin{aligned} A(s, s) &= \sqrt{2} \alpha_{s+} \alpha_{s-}; \\ \psi_{ss}^{\zeta} &= \frac{1}{\sqrt{Y_{\zeta}^{\zeta}}} \cdot \frac{\varepsilon(s) \sqrt{\omega_{\zeta}^2 - 4C^2} - \omega_{\zeta} (E(s) - \lambda)}{\omega_{\zeta} \varepsilon(s) (2\varepsilon(s) - \omega_{\zeta})}; \\ \varphi_{ss}^{\zeta} &= \frac{1}{\sqrt{Y_{\zeta}^{\zeta}}} \cdot \frac{\varepsilon(s) \sqrt{\omega_{\zeta}^2 - 4C^2} - \omega_{\zeta} (E(s) - \lambda)}{\omega_{\zeta} \varepsilon(s) (2\varepsilon(s) + \omega_{\zeta})}; \\ Y_{\zeta}^{\zeta} &= \sum_s \frac{\omega_{\zeta} [\sqrt{\omega_{\zeta}^2 - 4C^2} - 2(E(s) - \lambda)]^2}{\varepsilon(s) (4\varepsilon^2(s) - \omega_{\zeta}^2)^2}. \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

Энергии ω_{ζ} (ζ — номер корня) определяются из решений секулярного уравнения [1]

$$\sum_{s, s'} \frac{4(E(s) - \lambda)(E(s') - \lambda) + 4C^2 - \omega_{\zeta}^2}{\varepsilon(s) \varepsilon(s') [4\varepsilon^2(s) - \omega_{\zeta}^2] [4\varepsilon^2(s') - \omega_{\zeta}^2]} = 0. \quad (2.7)$$

В тех слагаемых волновой функции (2.3), которые содержат произведения квазичастиц и фононов, следует учесть эффект блокировки. Например, в произведении $\alpha_{s_2\sigma_2}^+ \alpha_{s_3\sigma_3}^+ \Omega_{\zeta}^{\pm}(n)$ вместо $\Omega_{\zeta}^{\pm}(n)$ в виде (2.5) следует использовать оператор

$$\Omega_{\zeta}^{\pm}(n; s_2, s_3) = \frac{1}{2} \sum_{s \neq s_2, s_3} (\psi_{ss}^{\zeta} A^{\pm}(s, s) - \varphi_{ss}^{\zeta} A(s, s)). \quad (2.8)$$

В слагаемых (2.3), содержащих операторы $\Omega_{\zeta}^{\pm}(t; \dots)$, Ψ_0 должна удовлетворять условию $\Omega_{\zeta} \Psi_0 = 0$, т. е. иметь более сложный вид, чем (2.4).

Условие ортонормировки волновых функций типа (2.3) имеет

$$\begin{aligned}
 (\Psi_\lambda^*(I^\pi) \Psi_{\lambda'}(I^\pi)) = \delta_{\lambda\lambda'} = & 2 \sum_s (b_{I\pi}^{\lambda n}(s))^* b_{I\pi}^{\lambda' n}(s) + \\
 & + \sum'_{\substack{s, q_2, q_3 \\ \sigma, \sigma_2, \sigma_3}} \sum_t (b_{I\pi}^{\lambda n 2t}(s\sigma, q_2\sigma_2, q_3\sigma_3))^* b_{I\pi}^{\lambda' n 2t}(s\sigma, q_2\sigma_2, q_3\sigma_3) + \dots \\
 & \dots + 2 \sum_s \sum_{t, \xi} (b_{I\pi}^{\lambda n \Omega_\xi^t}(s))^* b_{I\pi}^{\lambda' n \Omega_\xi^t}(s) + \dots
 \end{aligned} \quad (2.9)$$

Волновая функция (2.3) кроме операторов Ω_ξ^t не содержит других операторов фононов. Поскольку операторы фононов записываются в виде суперпозиции двухквaziчастичных операторов, то считаем, что соответствующие слагаемые уже включены в волновую функцию (2.3). В тех случаях, когда необходимо, можно непосредственно включить операторы квадрупольных, октупольных и других фононов в волновую функцию (2.3).

Следует отметить, что для обеспечения сохранения числа частиц в среднем в каждом слагаемом в (2.3) нужно использовать соответствующие значения корреляционных функций C и химических потенциалов λ , вычисленных с учетом эффекта блокировки. Необходимо иметь в виду, что операторная форма волновой функции высоковозбужденного состояния, записанной в виде (2.3), не является самой общей. При построении волновой функции использовано приближение, состоящее в том, что в каждом слагаемом операторы квазичастиц и фононов парных вибраций действуют на волновые функции, являющиеся квазичастичным или фононным вакуумом.

2. Построим волновые функции возбужденных состояний четных деформированных ядер. Волновая функция четно-четного ядра является суперпозицией произведений бесквaziчастичных, двухквaziчастичных, четырехквaziчастичных и т. д. компонент, принадлежащих к нейтронной и протонной системам. Поскольку подавляющий вклад произведения бесквaziчастичных компонент нейтронной и протонной систем содержится в основном состоянии четно-четного ядра, поэтому волновую функцию возбужденного состояния представим в виде двух-, четырех- и т. д. квазичастичных состояний.

Волновую функцию возбужденного состояния с $I^\pi \neq 0^+$ четно-четного деформированного ядра запишем в виде

$$\begin{aligned}
 \Psi_\lambda(I^\pi) = & \sum'_{\substack{q_1, q_2 \\ \sigma_1, \sigma_2}} \sum_t b_{I\pi}^{\lambda 2t}(q_1\sigma_1, q_2\sigma_2) \alpha_{q_1\sigma_1}^+ \alpha_{q_2\sigma_2}^+ \Psi_0 + \\
 & + \sum'_{\substack{q_1, q_2, q_3, q_4 \\ \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_4}} \sum_{t, t'} b_{I\pi}^{\lambda 2t 2t'}(q_1\sigma_1, q_2\sigma_2, q_3\sigma_3, q_4\sigma_4) \alpha_{q_1\sigma_1}^+ \alpha_{q_2\sigma_2}^+ \alpha_{q_3\sigma_3}^+ \alpha_{q_4\sigma_4}^+ \Psi_0 + \dots \\
 & \dots + \sum'_{\substack{q_1, q_2 \\ \sigma_1, \sigma_2}} \sum_{t, t', \xi} b_{I\pi}^{\lambda 2t \Omega_\xi^t(t')}(q_1\sigma_1, q_2\sigma_2) \alpha_{q_1\sigma_1}^+ \alpha_{q_2\sigma_2}^+ \Omega_\xi^t(t'; q_1, q_2) \Psi_0 + \dots
 \end{aligned} \quad (2.10)$$

Волновая функция содержит двухквартичные нейтронные $2n$ и протонные $2p$ компоненты, четырехквартичные нейтронные $4n$, протонные $4p$ и нейтрон-протонные $2n2p$ компоненты и т. д. Волновая функция возбужденного состояния с $I^\pi = 0^+$ содержит операторы фононов $\Omega_\xi^\pm(t; q_1, q_2, \dots)$ и произведения операторов $(\alpha_{q_1^+}^+ \alpha_{q_2^-}^+)_{I\pi=0^+}$ с $q_1 \neq q_2$.

Волновая функция возбужденного состояния нечетно-нечетного деформированного ядра имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \Psi_\lambda(I^\pi) = & \sum_{\substack{s, r \\ \sigma, \sigma'}} b_{I\pi}^{\lambda np} (s\sigma, r\sigma') \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{r\sigma'}^+ \Psi_0 + \\ & + \sum'_{s, r, q_3, q_4} \sum_t b_{I\pi}^{\lambda np 2t} (s\sigma, r\sigma', q_3\sigma_3, q_4\sigma_4) \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{r\sigma'}^+ \alpha_{q_3\sigma_3}^+ \alpha_{q_4\sigma_4}^+ \Psi_0 + \dots \\ & \dots + \sum_{s, r} \sum_{t, \xi} b_{I\pi}^{\lambda np \Omega_\xi(t)} (s\sigma, r\sigma') \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{r\sigma'}^+ \Omega_\xi^+(t; q) \Psi_0 + \dots \quad (2.11) \end{aligned}$$

3. Приведем волновые функции возбужденных состояний сферических ядер. Одночастичное состояние описываем полным угловым моментом j , его проекцией m , а также квантовыми числами N и l , которые не записываем в явном виде. Одночастичное состояние обозначаем через $j^n m^n$ для нейтронной системы, через $j^p m^p$ — для протонной и через jm — для обеих систем.

Волновая функция возбужденного состояния нечетного сферического ядра имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \Psi_\lambda(I^\pi M) = & b_I^{\lambda n} (j^n) \delta_{Ij^n} \delta_{Mm^n} \alpha_{j^n m^n}^+ \Psi_0 + \\ & + \sum'_{\substack{j_1^n, j_2^n, j_3^n \\ m_1^n, m_2^n, m_3^n}} b_{IM}^{\lambda n 2t} (j^n m^n, j_2 m_2, j_3 m_3) \alpha_{j^n m^n}^+ \alpha_{j_2 m_2}^+ \alpha_{j_3 m_3}^+ \Psi_0 + \dots \\ & \dots + \sum_{t, \xi} b_I^{\lambda n \Omega_\xi(t)} (j^n) \delta_{Ij^n} \delta_{Mm^n} \alpha_{j^n m^n}^+ \Omega_\xi^+(t; j^n m^n) \Psi_0 + \dots \quad (2.12) \end{aligned}$$

Коэффициент $b_I^{\lambda n 2p} (j^n m^n; j_2^p m_2^p; j_3^p m_3^p)$, например, определяет вклад компоненты с одной нейтронной и двумя протонными квазичастицами, его можно записать так:

$$\begin{aligned} & b_I^{\lambda n 2p} (j^n m^n, j_2^p m_2^p, j_3^p m_3^p) = \\ & = \sum_{j^p m^p} (j_2^p m_2^p j_3^p m_3^p | j^p m^p) (j^n m^n j^p m^p | IM) b_I^{\lambda n 2p} (j^n, j_2^p, j_3^p). \quad (2.13) \end{aligned}$$

В одноквартичном члене и члене $\Omega_\xi^\pm(t)$ нет суммирования по $j^n m^n$. Это связано с тем, что одночастичные состояния с одинаковыми значениями j^π лежат через оболочку, и поэтому сразу оба таких состояния не могут давать заметный вклад в волновую функцию (2.12).

Волновая функция возбужденного состояния нечетно-нечетного сферического ядра имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \Psi_\lambda(I^\pi M) = & \sum_{\substack{j^n, j^p \\ m^n, m^p}} b_{IM}^{\lambda np} (j^n m^n, j^p m^p) \alpha_{j^n m^n}^+ \alpha_{j^p m^p}^+ \Psi_0 + \\
 & + \sum'_{\substack{j^n, j^p, j_3, j_4 \\ m^n, m^p, m_3, m_4}} \sum_t b_{IM}^{\lambda np 2t} (j^n m^n, j^p m^p, j_3 m_3, j_4 m_4) \times \\
 & \quad \times \alpha_{j^n m^n}^+ \alpha_{j^p m^p}^+ \alpha_{j_3 m_3}^+ \alpha_{j_4 m_4}^+ \Psi_0 + \dots \\
 \dots + & \sum_{\substack{j^n, j^p \\ m^n, m^p}} \sum_{t, \xi} b_{IM}^{\lambda np \Omega_\xi^+(t)} (j^n m^n, j^p m^p) \alpha_{j^n m^n}^+ \alpha_{j^p m^p}^+ \Omega_\xi^+(t; jm) \Psi_0 + \dots + .
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

Волновые функции возбужденных состояний деформированных и сферических ядер можно записать в другом виде без введения операторов квазичастиц. Для этого воспользуемся тем, что волновую функцию двухквазичастичного состояния в случае $j_1 m_1 \neq j_2 m_2$ можно записать так:

$$\alpha_{j_1 m_1}^+ \alpha_{j_2 m_2}^+ \Psi_0^t = a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}^+ \Psi_0^t(j_1 m_1, j_2 m_2), \tag{2.15}$$

где

$$\Psi_0^t(j_1 m_1, j_2 m_2) = \prod_{\substack{j, m > 0 \\ j m \neq j_1 m_1, j_2 m_2}} (u_j + (-1)^{i-m} v_j a_{j m}^+ a_{j -m}^+) \Psi_{00}. \tag{2.15'}$$

Поэтому, следуя работе [6], волновую функцию возбужденного состояния с $I^\pi \neq 0^+$ четно-четного сферического ядра запишем в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 \Psi_\lambda(I^\pi M) = & \sum'_{\substack{j_1, j_2 \\ m_1, m_2}} \sum_t b_{IM}^{\lambda 2t} (j_1 m_1, j_2 m_2) a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}^+ \Psi_0(2t; j_1 m_1; j_2 m_2) + \\
 & + \sum'_{\substack{j_1, j_2, j_3, j_4 \\ m_1, m_2, m_3, m_4}} \sum_{t, t'} b_{IM}^{\lambda 2t 2t'} (j_1 m_1, j_2 m_2, j_3 m_3, j_4 m_4) a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}^+ a_{j_3 m_3}^+ a_{j_4 m_4}^+ \times \\
 & \quad \times \Psi_0(2t, 2t'; j_1 m_1, j_2 m_2, j_3 m_3, j_4 m_4) + \dots \\
 & \quad \dots + \sum'_{\substack{j_1, j_2 \\ m_1, m_2}} \sum_{t, t', \xi} b_{IM}^{\lambda 2t \Omega_\xi^+(t')} (j_1 m_1, j_2 m_2) \times \\
 & \quad \times a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}^+ \Omega_\xi^+(t'; j_1 m_1, j_2 m_2) \Psi_0(2t; j_1 m_1, j_2 m_2) + \dots \tag{2.16}
 \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned}
 \Psi_0(2n; j_1^n m_1^n, j_2^n m_2^n) &= \Psi_0^n(j_1^n m_1^n, j_2^n m_2^n) \Psi_0^p; \\
 \Psi_0(2n, 2n; j_1^n m_1^n, j_2^n m_2^n, j_3^n m_3^n, j_4^n m_4^n) &= \\
 &= \Psi_0^n(j_1^n m_1^n, j_2^n m_2^n, j_3^n m_3^n, j_4^n m_4^n) \Psi_0^p
 \end{aligned}$$

и т. д. В ряде случаев, например при вычислении приведенных α -ширин, удобно пользоваться волновыми функциями возбужденных состояний в виде (2.16).

4. Вышеприведенные волновые функции возбужденных состояний имеют весьма общий вид. Величины их коэффициентов можно вычислить в рамках каких-либо достаточно простых моделей. Эти волновые функции можно использовать для описания низколежащих и высоковозбужденных состояний. Когда в (2.3), (2.10) — (2.12), (2.14) и (2.16) отличен от нуля только первый член, то волновые функции оказываются одноквазичастичными или двухквазичастичными или однофононными. С ростом энергии возбуждения в этих волновых функциях значительную роль играет все большее число членов со все увеличивающимся числом квази-частиц.

При энергиях возбуждения, близких к энергии связи нейтрона B_n и больших ее, волновые функции содержат тысячи различных малоквазичастичных и многоквазичастичных компонент. Такие волновые функции высоковозбужденных состояний обладают свойствами компаунд-состояний, введенных Н. Бором. Действительно, образование высоковозбужденного состояния может идти через одни, а распад — через другие компоненты волновой функции, поэтому во многих случаях будет выполняться основное условие компаунд-состояния о независимости его распада от способа образования. Ввиду весьма большого числа компонент волновой функции отдельные малоквазичастичные компоненты должны иметь, как правило, малые значения. Это приведет к существенно замедлению вероятностей γ -переходов на низколежащие состояния. Поэтому время жизни высоковозбужденного состояния должны быть много больше времени жизни одноквазичастичного или двухквазичастичного состояний. Однако наша трактовка структуры высоковозбужденных состояний принципиально отличается от концепции компаунд-состояний Н. Бора. Мы исходим из того, что длина свободного пробега больше размеров ядра и свойства высоковозбужденных состояний связаны со сложной многокомпонентной природой их волновых функций.

Вышеприведенные волновые функции можно использовать для описания возбужденных состояний с энергией от 2—3 Mev до таких энергий, при которых резонансы еще не перекрываются, т. е. когда выполняется условие

$$\Gamma_n \ll D. \quad (2.17)$$

Это условие означает, что нейтронная ширина Γ_n много меньше среднего расстояния D между уровнями с определенными значениями I .

Следует отметить, что если волновая функция описывает состояние, энергия связи которого превышает энергию связи

нейтрона, то, строго говоря, ее следует записать так:

$$\Psi_{\lambda}(\mathcal{E}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{\Gamma_{n\lambda}^2}{(\mathcal{E} - \mathcal{E}_{\lambda})^2 + \Gamma^2/4}} \Psi_{\lambda}(I^{\pi}),$$

где \mathcal{E}_{λ} — энергия резонанса; $\Psi_{\lambda}(I^{\pi})$ имеет вид (2.3), или (2.10), или (2.11) и т. д. Введение этого множителя соответствует тому, что возможен вылет нейтрона или что при взаимодействии нейтрона с ядром-мишенью $A - 1$ открыт канал упругого рассеяния. Однако этот энергетический множитель, как правило, несуществен при вычислении переходов с высоковозбужденных состояний, и его не будем писать в дальнейшем.

При рассмотрении некоторых интегральных характеристик волновые функции (2.3), (2.10) — (2.12), (2.14) и (2.16) могут быть полезными также в случаях перекрывающихся резонансов и, возможно, при изучении поглощения ядрами тепловых нейтронов.

Поскольку неизвестно, как происходит вращение ядра, находящегося в высоковозбужденном состоянии, можно ожидать, что K (проекция полного момента на ось симметрии ядра) не является достаточно хорошим квантовым числом, и поэтому волновые функции (2.3), (2.10), (2.11) состояний с данным полным моментом I представляют собой суперпозицию членов с различными значениями квантового числа K . Это означает, что в случае деформированных ядер вместо волновых функций (2.3), (2.10), (2.11) в некоторых случаях следует пользоваться волновыми функциями вида

$$\Psi_{\lambda}(IM) = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \sum_{K \geq 0} d_I^{\lambda}(K) \times$$

$$\times \{ \Psi_{\lambda}(K^{\pi}) D_{MK}^I(\theta_e) + (-1)^{I+K} \Psi_{\lambda}(-K^{\pi}) D_{M-K}^I(\theta_e) \},$$

где θ_e — углы Эйлера. Функции $\Psi_{\lambda}(K^{\pi})$ получаются из функций (2.3), (2.10) и (2.11) заменой I на K и при выполнении в каждом слагаемом условия $K = \sigma_1 K_1 + \sigma_2 K_2 + \sigma_3 K_3 + \dots$, т. е. на суммирование на σ_1, σ_2 наложено дополнительное условие. Например,

$$\begin{aligned} \Psi_{\lambda}(-K^{\pi}) &= \sum_s b_{-K\pi}^{\lambda n} (s) \alpha_s^+ \Psi_0 + \\ &+ \sum_{\substack{s, q_2, q_3 \\ \sigma, \sigma_2, \sigma_3}} \sum_t b_{-K\pi}^{\lambda n 2t} (s - \sigma, q_2 - \sigma_2, q_3 - \sigma_3) \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{q_2\sigma_2}^+ \alpha_{q_3\sigma_3}^+ + \dots, \end{aligned}$$

причем должно выполняться условие

$$-K = \sigma K_1 + \sigma_2 K_2 + \sigma_3 K_3.$$

Можно считать, что

$$b_{-K\pi}^{\lambda} = b_{K\pi}^{\lambda}.$$

Из условия нормировки (2.3) следует, что

$$\sum_{K \geq 0} d_I^{*\lambda}(K) d_I^\lambda(K) = 1.$$

Таким образом, в основу анализа положена предложенная в работе [6] и приведенная выше операторная форма волновой функции высоковозбужденного состояния. Волновая функция определена так, что имеет место иерархия ее компонент с различным числом квазичастиц. Следует отметить, что иерархия компонент волновой функции принципиально отличается от иерархии состояний, которая используется в теории ядерных реакций.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

1. В предыдущем разделе определена операторная форма для волновых функций высоковозбужденных состояний. Воспользуемся этими волновыми функциями для получения выражений через коэффициенты b^λ для приведенных нейтронных $\Gamma_{n\lambda}^0$, радиационных $\Gamma_{\gamma\lambda}^0$ и альфа- $\Gamma_{\alpha\lambda}^0$ ширин, характеризующих нейтронные резонансы. Найдем силовые функции для s - и p -нейтронов и изучим их зависимость от массового числа A .

Наш подход к изучению структуры высоковозбужденных состояний вообще и нейтронных резонансов в частности существенно отличается от различных вариантов теории резонансных ядерных реакций. Отличие состоит в том, что в нашем подходе, во-первых, основное внимание обращено на структуру состояния, а не на механизм реакции, во-вторых, ширины выражаются через коэффициенты волновых функций резонансов, а не через другие величины.

Если имеется волновая функция резонанса, то на языке ее коэффициентов можно выразить входные и выходные каналы и нет необходимости вводить такие понятия, как входные состояния или компаунд-состояния. Описание процесса через коэффициенты волновой функции терминологически и по существу отличается от широко распространенного описания. Например, в случае $n\gamma$ -реакции обычно используются выражения такого типа: данная амплитуда описывает переход из компаунд-состояния через входное состояние (*doorway state*) в выходной канал и далее γ -переход в низколежащее состояние. Ясно, что такого типа выражения теряют смысл при использовании волновой функции резонанса, так как нельзя говорить об амплитуде перехода от одной компоненты волновой функции к другой. На языке волновой функции типа (2.3) $n\gamma$ -реакцию можно описать так: захват нейтрона осуществляется через одну или несколько одноквазичастичных компонент (2.3) (входной канал), γ -излучение идет через одноквазичастичные и трехквазичастичные компоненты (2.3). Сечение $n\gamma$ -

реакции на данном резонансе зависит от величин компонент волновой функции (2.3), участвующих в процессах захвата нейтрона, и γ -излучения.

Использование волновых функций высоковозбужденных состояний позволяет несколько иначе поставить вопрос о механизмах ядерных реакций. Рассмотрим два процесса: захват медленного нейтрона и dp -реакцию на четно-четной мишени. Обычно они описываются разными механизмами. В dp -реакции возбуждаются низколежащие одноквазичастичные состояния, а при захвате медленного нейтрона — резонансы, описываемые волновой функцией (2.3). В обоих процессах ядро-мишень поглощает нейтрон и оказывается в возбужденном состоянии. Возникает вопрос, не связано ли различие в механизмах этих двух реакций с весьма большим различием волновых функций высоковозбужденных и низколежащих состояний. Нельзя ли оба процесса описать с помощью механизма прямого захвата нейтрона? Сходство или различие механизмов захвата медленного нейтрона и dp -реакции было бы интересно проверить при возбуждении одних и тех же состояний. Например, возбудить одни и те же резонансы, лежащие несколько выше энергии связи нейтрона, в nn' -реакции и в dp -реакции с последующим вылетом нейтрона и проследить, будут ли отличаться относительные сечения возбуждения ряда резонансов.

2. Рассмотрим приведенные нейтронные ширины $\Gamma_{n\lambda}^0$. Обычно [7] амплитуда приведенной ширины для состояния $|\lambda\rangle$ в канале c записывается в виде

$$\gamma_{\lambda c} = \sum_s \langle \lambda | \varphi_s \psi_c \rangle \gamma_s, \quad (3.1)$$

где $\varphi_s \psi_c$ — произведение волновых функций ядра в канале c и одночастичного состояния; γ_s — одночастичная амплитуда в состоянии s . В нашей трактовке величину $\langle \lambda | \varphi_s \psi_c \rangle$ нужно заменить на матричный элемент $(\Psi_\lambda^* (I^\pi) \alpha_{jm}^+ \Psi_i)$, где Ψ_i — волновая функция основного состояния ядра-мишени. Если в качестве мишени взять четно-четное сферическое ядро, а Ψ_λ — в виде (2.12), то получим

$$(\Psi_\lambda^* (I^\pi) \alpha_{jm}^+ \Psi_0) = b_I^{*\lambda n}(j) u_j. \quad (3.2)$$

Приведенную нейтронную ширину можно записать в следующем виде:

$$\Gamma_{\lambda n}^0 = \Gamma_{s.p.}^0 |b_I^{\lambda n}(j) u_j|^2, \quad (3.3)$$

где $\Gamma_{s.p.}^0$ — одночастичное значение нейтронной ширины, функция u_j указывает на то, что состояния j должны быть частичными. В работах [5, 8] приведенная нейтронная ширина записана так:

$$\Gamma_{n\lambda}^0 = \Gamma_{s.p.}^0 |b_I^{\lambda n}(j) u_j|^2 + \Gamma_{n\lambda}^{00}, \quad (3.3')$$

т. е. добавлен член, ответственный за более сложный механизм захвата нейтрона, который в дальнейшем опустим.

При введении входных состояний $|d\rangle$ амплитуда (3.1) записывается в виде

$$\gamma_{\lambda c} = \sum_s \langle \lambda | \varphi_s \psi_c \rangle \gamma_s = \sum_d \langle \lambda | d \rangle \sum_s \langle d | \varphi_s \psi_c \rangle \gamma_s. \quad (3.1')$$

В нашей трактовке имеется явный вид выражения $\langle \lambda | \varphi_s \psi_c \rangle$, и нет необходимости для введения входного состояния. Если в качестве входного состояния взять одноквазичастичную компоненту (2.12), то получим (3.2). Если в качестве входного состояния взять трехквазичастичную компоненту (2.12), то окажется, что $\langle d | \varphi_s \psi_c \rangle = 0$.

Получим приведенные ширины для захвата s - или p -нейтронов сферическими и деформированными ядрами. Одночастичную ширину можно приближенно записать так:

$$\Gamma_{s.p.}^0 = \hbar / (m r_0^2 A^{2/3}) \approx 20 / A^{2/3} \text{ Мэв}. \quad (3.4)$$

Приведенная ширина для захвата s -нейтрона четно-четным сферическим ядром записана в виде (3.3), где $j^\pi = 1/2^+$. Приведенная ширина для захвата s -нейтрона четно-четным деформированным ядром имеет вид

$$\Gamma_{n\lambda}^0 = \Gamma_{s.p.}^0 \left| \sum_s b_{I\pi}^{\lambda n}(s) u_s d_s(l=0) \right|^2, \quad (3.5)$$

где $b_{I\pi}^{\lambda n}(s)$ — коэффициент в волновой функции (2.3); суммирование по s связано с тем, что в волновую функцию (2.3) могут давать вклад несколько одночастичных состояний с $K^\pi = 1/2^+$. Волновую функцию одночастичного состояния деформированного ядра $\varphi_K(s)$ можно представить в виде разложения по волновым функциям сферического базиса в виде $\varphi_K(s) = \sum_l d_s(l) \varphi_l$. При захвате s -нейтрона из каждого одночастичного состояния принимают участие только компоненты с $l = 0$.

Волновые функции одноквазичастичных состояний деформированных и сферических ядер имеют следующий вид:

$$\alpha_{q\sigma}^+ \Psi_0; \quad \alpha_{jm}^+ \Psi_0, \quad (3.6)$$

причем для основных состояний нечетных N ядер $q = s_0$, $j = j_0^n$, нечетных Z ядер $q = r_0$, $j = j_0^p$. Волновые функции двухквазичастичных состояний нечетно-нечетных ядер записываем так:

$$\alpha_{s_0\sigma}^+ \alpha_{r_0\sigma}^+ \Psi_0; \quad \sum_{m^n, m^p} (j^n m^n j^p m^p | IM) \alpha_{j^n m^n}^+ \alpha_{j^p m^p}^+ \Psi_0. \quad (3.7)$$

Приведенные нейтронные ширины захвата нейтрона нечетными N и нечетными Z деформированными и сферическими ядрами имеют

следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_{n\lambda}^0 &= \Gamma_{s.p.}^0 \left| 2 \sum_{s_2 \sigma_2} b_{I\pi}^{\lambda 2n} (s_0 \sigma_0, s_2 \sigma_2) u_{s_2} d_{s_2}(l) \right|^2; \\ \Gamma_{n\lambda}^0 &= \Gamma_{s.p.}^0 \left| \sum_{s_2 \sigma_2} b_{I\pi}^{\lambda np} (s_2 \sigma_2, r_0 \sigma_0) u_{s_2} d_{s_2}(l) \right|^2; \end{aligned} \right\} \quad (3.8)$$

$$\Gamma_{n\lambda}^0 = \Gamma_{s.p.}^0 \left| [2/(2j_0^n + 1)] \sum_{M, m_0^n} \sum_{j_2^n m_2^n} b_{IM}^{\lambda 2n} (j_0^n m_0^n, j_2^n m_2^n) u_{j_2^n} \right|^2; \quad (3.9)$$

$$\Gamma_{n\lambda}^0 = \Gamma_{s.p.}^0 \left| [1/(2j_0^p + 1)] \sum_{M, m_0^p} \sum_{j_2^n m_2^n} b_{IM}^{\lambda np} (j_2^n m_2^n, j_0^p m_0^p) u_{j_2^n} \right|^2, \quad (3.9')$$

где b^λ — коэффициенты волновых функций (2.10), (2.11), (2.16) и (2.14). При захвате s -нейтрона для s_2 $K^\pi = 1/2^+$, $j_2^\pi = 1/2^+$, при захвате p -нейтрона для s_2 $K^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$, $j_2^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$.

Приведенную ширину захвата нейтрона нечетно-нечетным деформированным ядром можно записать так:

$$\Gamma_{\lambda\pi}^0 = \Gamma_{s.p.}^0 \left| b_{I\pi}^{\lambda p} (r_0) v_{s_0} \delta_{K_0, 1/2} \delta_{\pi, +} + 2 \sum_{s_2 \sigma_2} b_{I\pi}^{\lambda p 2n} (r_0 \sigma_0', s_0 \sigma_0, s_2 \sigma_2) u_{s_2} \right|^2, \quad (3.10)$$

здесь r_0, s_0 относятся к состоянию нечетно-нечетного ядра, захватившего нейтрон, для s_2 , $K^\pi = 1/2^+$; первый член отличен от нуля для захвата s -нейтрона, если для s_0 $K_0^\pi = 1/2^+$.

3. Рассмотрим силовые функции для s - и p -нейтронов. Нейтронная силовая функция определяется как среднее значение по резонансам нейтронной ширины (Γ_n^0), деленное на среднее расстояние D между уровнями [9], т. е.

$$S_e = (\Gamma_n^0 g(I)) / 2(2l + 1) D. \quad (3.11)$$

Здесь $g(I) = (2I + 1)/2(2j_0 + 1)$ — статистический множитель, так как силовая функция определяется для двух спинов резонансов. Для s -нейтронов ($l = 0$) силовая функция обозначается через S_0 , для p -нейтронов ($l = 1$) — через S_1 .

Пользуясь выражениями (3.3) и (3.5), силовые функции для захвата s -нейтрона четно-четными деформированными и сферическими ядрами получим в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} S_0 &= (\Gamma_{s.p.}^0 / \Delta E) \sum_{\lambda, I} g(I) \left| \sum_s b_{I\pi}^{\lambda n} (s) u_s d_s (l=0) \right|^2; \\ S_0 &= (\Gamma_{s.p.}^0 / \Delta E) \sum_{\lambda, I} g(I) \left| b_{jn}^{\lambda n} (j^n) u_{jn} \right|^2. \end{aligned} \right\} \quad (3.12)$$

Здесь суммирование λ проводится по s -резонансам в энергетическом интервале ΔE .

В работе [5] дано качественное объяснение поведения силовой функции для s -нейтрона в зависимости от массового числа A без

обращения к оптической модели ядра. Это объяснение основано на предположении, что волновые функции вида (2.3) состояний с энергией возбуждения, близкой к B_n , содержат относительно большую квазичастичную компоненту с $I^\pi = 1/2^+$ в тех случаях, когда одночастичный нейтронный уровень $ns_{1/2}$ в случае сферических ядер или $K^\pi = 1/2^+$ уровень в случае деформированных ядер находится вблизи энергии B_n . По мере удаления нейтронного одночастичного уровня с $I^\pi = 1/2^+$ от энергии B_n вклад соответствующей квазичастичной компоненты в волновую функцию (2.3) должен уменьшаться.

Результаты анализа проиллюстрированы на рис. 1. На верхней части рисунка приведены экспериментальные данные по силовым функциям для s -нейтронов $S_0 \cdot 10^4$, взятые из работы [9]. В нижней части рис. 1 дано поведение нейтронных $3s_{1/2}$ -и $4s_{1/2}$ -состояний в случае сферических ядер и поведение состояний с $K^\pi = 1/2^+$ для деформированных ядер. Энергия этих одночастичных состояний потенциала Саксона — Вудса отсчитывается от величины B_n (отрицательные значения соответствуют связанным состояниям).

Следует отметить, что в случае деформированных ядер сила подболочки распределена по ряду одночастичных состояний. Например, в нейтронной системе с $A = 239$ при деформации $\beta_2 = 0,24$ подболочка $4s_{1/2}$ распределена по следующим одночастичным уровням (энергии отсчитываются от величины B_n): $880 \uparrow$, $E(s) = -0,8 \text{ Мэв}$, $d_{4s_{1/2}}(l=0) = 0,54$; $600 \uparrow$, $E = -1,9 \text{ Мэв}$, $d = -0,58$; $611 \uparrow$, $E = -2,4 \text{ Мэв}$, $d = 0,19$; $620 \uparrow$, $E = -4,4 \text{ Мэв}$, $d = 0,28$; $631 \downarrow$, $E = -6,7 \text{ Мэв}$, $d = 0,37$; $640 \uparrow$, $E = -9,7 \text{ Мэв}$, $d = 0,14$. Поэтому при переходе от одного деформированного ядра к другим происходит смещение энергий одночастичных состояний с $K^\pi = 1/2^+$ и вблизи B_n находится одно или другое одночастичное состояние. В области деформированных ядер силовые функции должны флюктуировать около некоторого среднего значения в отличие от монотонного хода в области сферических ядер.

Таким путем объяснены большие величины силовых функции S_0 в районах $A = 40-60$, $140-150$, $190-220$ и в областях сильнодеформированных ядер, а также малые значения S_0 в районе $A = 90-130$.

Сходным образом можно объяснить поведение силовой функции для p -нейтронов S_1 в зависимости от A . В верхней части рис. 2 приведены экспериментальные данные по $S_1 \cdot 10^4$, взятые из работ [10, 11] и других работ. В нижней части рисунка дано поведение нейтронных подболочек $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $3p_{3/2}$ и $3p_{1/2}$ в случае сферических ядер и поведение состояний с $K^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$ в случае деформированных ядер. Из рис. 2 видно, что в районе ядер с $A = 100-120$ нейтронные подболочки $3p_{3/2}$, $3p_{1/2}$ находятся вблизи энергии связи нейтрона B_n и силовая функция S_1 должна быть

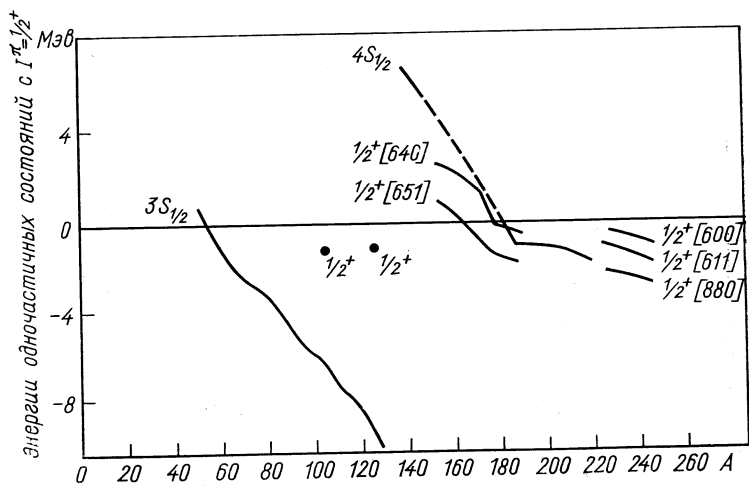
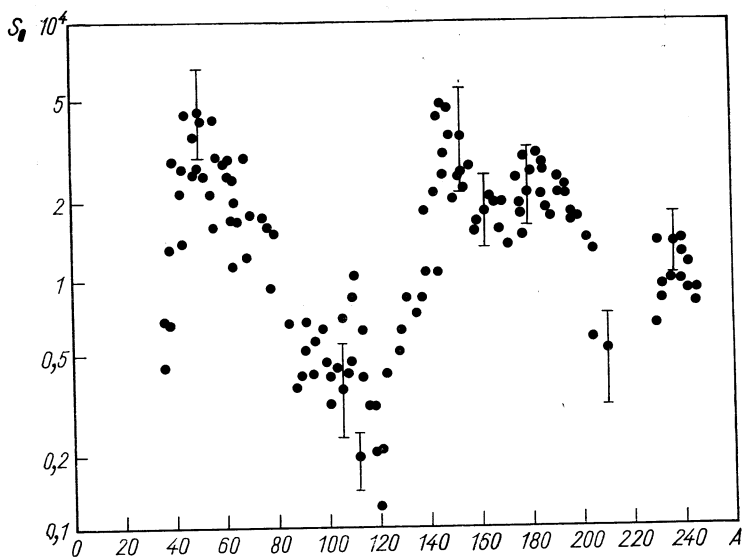


Рис. 1.

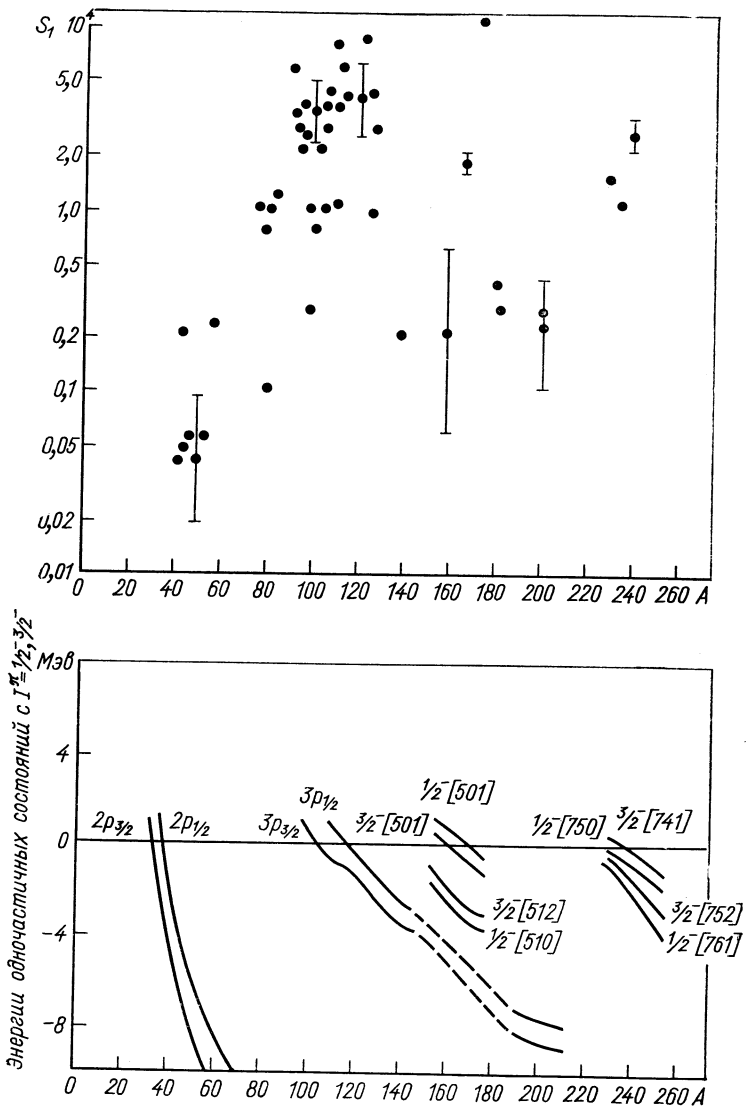


Рис 2.

максимальной. Такое поведение экспериментальных значений S_1 действительно имеет место. С ростом A происходит понижение энергий подболочек $3p_{3/2}$, $3p_{1/2}$, что сопровождается уменьшением силовой функции S_1 . Для ядер в области $A = 200-220$ подболочки $3p_{3/2}$, $3p_{1/2}$ расположены в районе поверхности Ферми и ниже ее, поэтому силовая функция для p -нейтронов S_1 должна быть минимальной.

В областях сильно деформированных ядер $150 < A < 190$ и $230 < A < 270$ вблизи энергии связи нейтрона B_n имеются одночастичные состояния с $K^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$, поэтому силовые функции для p -нейтронов S_1 не могут быть очень малыми.

Таким образом, на основе положения нейтронных одночастичных уровней потенциала Саксона — Вудса удается качественно объяснить поведение силовых функций S_0 и S_1 в зависимости от A .

4. $n\gamma$ -Реакцию рассматриваем как двухступенчатую: сначала захват медленного нейтрона и образование высоковозбужденного состояния, потом γ -распад высоковозбужденного состояния. Изучение γ -переходов с высоковозбужденных на низколежащие и основные состояния ядер дает важную информацию о структуре высоковозбужденных состояний. Приведем выражения для матричных элементов таких переходов и тем самым для радиационных ширин.

При вычислении матричных элементов используем электрические и магнитные мультипольные операторы, выраженные через операторы квазичастиц и приведенные в монографии [1] (см. формулы (6.64), (6.68), (6.73), (6.74)). Волновые функции конечных двухквазичастичных нейтронных и однофононных состояний четно-четных деформированных и сферических ядер возьмем в следующем виде:

$$\alpha_{s_f \sigma_f}^+ \alpha_{s'_f \sigma'_f}^+ \Psi_0, \quad (3.13)$$

$$\sum_{m_f^n, m_{f'}^n} (j_f^n m_f^n j_{f'}^n m_{f'}^n | I_f M_f) \alpha_{j_f^n m_f^n}^+ \alpha_{j_{f'}^n m_{f'}^n}^+ \Psi_0, \quad (3.13')$$

$$Q_i^+(\lambda\mu) \Psi_0, \quad (3.14)$$

где операторы фононов для сферического и деформированного ядер

$$Q_i^+(\lambda\mu) = \frac{1}{2} \sum_{j, j'} \{ \Psi_{jj'}^{\lambda i} A^+(j, j'; \lambda\mu) - (-1)^{\lambda-\mu} \Phi_{jj'}^{\lambda i} A(j, j'; \lambda-\mu) \};$$

$$Q_i^+(\lambda\mu) = \frac{1}{2} \sum_{q, q'} \{ \Psi_{qq'}^{\lambda \mu i} A^+(q, q') - \Phi_{qq'}^{\lambda \mu i} A(q, q') + \bar{\Psi}_{qq'}^{\lambda \mu i} \bar{A}^+(q, q') - \bar{\Phi}_{qq'}^{\lambda \mu i} \bar{A}(q, q') \},$$

здесь i — номер корня секулярного уравнения, остальные обозначения даны в монографии [1]. Для низколежащих состояний ядер, захвативших нейтрон, используем обозначения $s_f, r_f, j_f^n, m_f^n, j_f^p, m_f^p$.

Матричные элементы $E\lambda$ -переходов из высоковозбужденных в основные состояния четно-четных деформированных и сферических ядер имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(E\lambda; I^\pi\lambda \rightarrow 0_g^+) = \\ = - \sum_{q_1 q_2 \sigma} \sum_t u_{q_1 q_2}^{(+)} \{ \sigma \langle q_1 + | \Gamma(E\lambda) | q_2 + \rangle b_{I\pi}^{\lambda 2t} (q_1 \sigma, q_2 - \sigma) + \\ + \langle q_2 | \Gamma(E\lambda) | q_2 - \rangle b_{I\pi}^{\lambda 2t} (q_1 \sigma, q_2 \sigma) \}, \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(E\lambda; I^\pi\lambda \rightarrow 0_g^+) = - \sum'_{\substack{j_1 j_2 \\ m_1 m_2}} \sum_t b_{IM}^{\lambda 2t} (j_1 m_1, j_2 m_2) \times \\ \times u_{j_1 j_2}^{(+)} \langle j_2 | \Gamma(E\lambda) | j_1 \rangle (j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda - \mu) \frac{(-1)^{j_1 + j_2 - \mu}}{\sqrt{2\lambda + 1}}, \end{aligned} \quad (3.15')$$

здесь $\langle j | \Gamma(E\lambda) | j' \rangle$ одночастичный матричный элемент $E\lambda$ -перехода,

$$\left. \begin{aligned} u_{qq_1}^{(\pm)} &= u_q v_{q'} \pm u_{q'} v_q; \\ v_{qq'}^{(\pm)} &= u_q u_{q'} \pm v_q v_{q'}. \end{aligned} \right\} \quad (3.16)$$

Функции u_q, v_q в (3.15) относятся к основному состоянию. В матричные элементы $M\lambda$ -переходов вместо $u_{q_1 q_2}^{(+)}$ или $u_{j_1 j_2}^{(+)}$ входят $u_{q_1 q_2}^{(-)}$ или $u_{j_1 j_2}^{(-)}$.

Матричный элемент $E\lambda$ -перехода с высоковозбужденного состояния, описываемого волновой функцией (2.10), на двухквaziчастичное нейтронное состояние, описываемое (3.13), имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(E\lambda; I^\pi\lambda \rightarrow K_f^{\pi f} (s_f \sigma_f, s'_f \sigma'_f)) = \\ = - 2 \sum_s \{ v_{ss_f}^{(-)} [\langle s'_f + | \Gamma(E\lambda) | s + \rangle b_{I\pi}^{\lambda 2n} (s_f \sigma_f, s \sigma'_f) - \\ - \sigma'_f \langle s'_f + | \Gamma(E\lambda) | s - \rangle b_{I\pi}^{\lambda 2n} (s_f \sigma_f, s - \sigma'_f)] + \\ + v_{s_f s}^{(-)} [\langle s_f + | \Gamma(E\lambda) | s + \rangle b_{I\pi}^{\lambda 2n} (s \sigma_f, s'_f \sigma'_f) - \sigma_f \langle s_f + | \Gamma(E\lambda) | s - \rangle \times \\ \times b_{I\pi}^{\lambda 2n} (s - \sigma_f, s'_f \sigma'_f)] \} + 2 \sum_{q, q', \sigma} \sum_t (\delta_{l, p} + 6\delta_{l, n}) u_{qq'}^{(+)} \{ \langle q + | \Gamma(E\lambda) | q' - \rangle \times \\ \times b_{I\pi}^{\lambda 2n 2t} (s_f \sigma_f, s'_f \sigma'_f, q \sigma_f, q' \sigma') + \\ + \sigma \langle q + | \Gamma(E\lambda) | q' + \rangle b_{I\pi}^{\lambda 2n 2t} (s_f \sigma_f, s'_f \sigma'_f, q \sigma, q' - \sigma) \} + \\ + \sqrt{2} \sum_s \sum_{\xi} \{ u_{ss_f}^{(+)} (\psi_{s_f s_f}^{\xi} + \varphi_{ss}^{\xi}) \times [\langle s_f + | \Gamma(E\lambda) | s + \rangle \times \\ \times b_{I\pi}^{\lambda 2n \Omega_{\xi}^{(n)}} (s \sigma_f, s'_f \sigma'_f) - \sigma_f \langle s_f + | \Gamma(E\lambda) | s - \rangle b_{I\pi}^{\lambda 2n \Omega_{\xi}^{(n)}} (s - \sigma_f, s'_f \sigma'_f)] + \\ + u_{s_f s}^{(+)} (\psi_{s_f s_f}^{\xi} + \varphi_{ss}^{\xi}) [\langle s'_f + | \Gamma(E\lambda) | s + \rangle b_{I\pi}^{\lambda 2n \Omega_{\xi}^{(n)}} (s_f \sigma_f, s \sigma'_f) - \\ - \sigma'_f \langle s'_f + | \Gamma(E\lambda) | s - \rangle b_{I\pi}^{\lambda 2n \Omega_{\xi}^{(n)}} (s_f \sigma_f, s - \sigma'_f)] \}. \end{aligned} \quad (3.17)$$

Матричный элемент $M\lambda$ -перехода дан в работе [12], он получен заменой одночастичных матричных элементов и функций $v_{ss'}^{(-)}$, $u_{qq'}^{(+)}$ на функции $v_{ss'}^{(+)}$, $u_{qq'}^{(-)}$. Соответствующий матричный элемент для $E\lambda$ -перехода в сферическом ядре приведен в работе [6].

Матричный элемент $E1$ -перехода с высоковозбужденного состояния, описываемого волновой функцией (2.10), на однофононное состояние с волновой функцией (3.14) имеет вид:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}(E1; I^\pi\lambda \rightarrow K_j^{\pi f} Q_i(\lambda\mu)) = & \sqrt{2} \sum_{q_1, q_2, q_3, \sigma} \sum_{i'} v_{q_1, q_3}^{(-)} \{ \langle q_1 + | \Gamma(E1) | q_3 + \rangle \times \\
 & \times [\sigma b_{I\pi}^{\lambda 2t} (q_2 - \sigma, q_3 \sigma) \psi_{q_1 q_2}^{\lambda \mu i} + b_{I\pi}^{\lambda 2t} (q_2 \sigma, q_3 \sigma) \bar{\psi}_{q_1 q_2}^{\lambda \mu i}] - \\
 & - \langle q_1 + | \Gamma(E1) | q_3 - \rangle [b_{I\pi}^{\lambda 2t} (q_2 \sigma, q_3 \sigma) \psi_{q_1 q_2}^{\lambda \mu i} + \sigma b_{I\pi}^{\lambda 2t} (q_2 \sigma, q_3 - \sigma) \bar{\psi}_{q_1 q_2}^{\lambda \mu i}] \} + \\
 & + \frac{1}{2} \sum_{s, s', \sigma} \sum_{r, r', \sigma'} \{ u_{ss'}^{(+)} \sigma \langle s + | \Gamma(E1) | s' + \rangle \times \\
 & \times [\sigma' b_{I\pi}^{\lambda 2n2p} (s\sigma, s' - \sigma, r\sigma', r' - \sigma') \psi_{rr'}^{\lambda \mu i} - \\
 & - b_{I\pi}^{\lambda 2n2p} (s\sigma, s' - \sigma, r\sigma' r' \sigma') \bar{\psi}_{rr'}^{\lambda \mu i}] + u_{ss'}^{(+)} \langle s + | \Gamma(E1) | s' - \rangle \times \\
 & \times [\sigma' b_{I\pi}^{\lambda 2n2p} (s\sigma, s' \sigma, r\sigma', r' - \sigma') \psi_{rr'}^{\lambda \mu i} - b_{I\pi}^{\lambda 2n2p} (s\sigma, s' \sigma, r\sigma', r' \sigma') \bar{\psi}_{rr'}^{\lambda \mu i}] + \\
 & + u_{rr'}^{(+)} \langle r + | \Gamma(E1) | r' + \rangle \sigma' [\sigma b_{I\pi}^{\lambda 2n2p} (s\sigma, s' - \sigma, r\sigma', r' - \sigma') \psi_{ss'}^{\lambda \mu i} - \\
 & - b_{I\pi}^{\lambda 2n2p} (s\sigma, s' \sigma, r\sigma', r' - \sigma') \bar{\psi}_{ss'}^{\lambda \mu i}] + u_{rr'}^{(+)} \langle r + | \Gamma(E1) | r' - \rangle \times \\
 & \times [\sigma b_{I\pi}^{\lambda 2n2p} (s\sigma, s' - \sigma, r\sigma', r' \sigma') \psi_{ss'}^{\lambda \mu i} - b_{I\pi}^{\lambda 2n2p} (s\sigma, s' \sigma, r\sigma', r' \sigma') \bar{\psi}_{ss'}^{\lambda \mu i}] \} + \\
 & + 3\sqrt{2} \sum_{q_1, q_2, q_3, q_4} \sum_{i'} u_{q_1 q_2}^{(+)} \{ \sigma \langle q_1 + | \Gamma(E1) | q_2 + \rangle \times \\
 & \times [\sigma' b_{I\pi}^{\lambda 4t} (q_1 \sigma, q_2 - \sigma, q_3 \sigma', q_4 - \sigma') \psi_{q_3 q_4}^{\lambda \mu i} - \\
 & - b_{I\pi}^{\lambda 4t} (q_1 \sigma, q_2 - \sigma, q_3 \sigma', q_4 \sigma') \bar{\psi}_{q_3 q_4}^{\lambda \mu i}] + \langle q_1 + | \Gamma(E1) | q_2 - \rangle \times \\
 & \times [\sigma' b_{I\pi}^{\lambda 4t} (q_1 \sigma, q_2 \sigma, q_3 \sigma', q_4 - \sigma') \psi_{q_3 q_4}^{\lambda \mu i} - b_{I\pi}^{\lambda 4t} (q_1 \sigma, q_2 \sigma, q_3 \sigma', q_4 \sigma') \bar{\psi}_{q_3 q_4}^{\lambda \mu i}] + \\
 & + \frac{1}{2} \sum_{q_1, q_2, q_3, q_4} \left\{ - \sum_{t, t', \zeta} u_{q_1 q_2}^{(+)} (\psi_{q_3 q_3}^{\zeta} \psi_{q_3 q_3}^{\lambda \mu i} \pm \varphi_{q_3 q_3}^{\zeta} \varphi_{q_3 q_3}^{\lambda \mu i}) \times \right. \\
 & \times [\sigma \langle q_1 + | \Gamma(E1) | q_2 + \rangle b_{I\pi}^{\lambda 2t \Omega_{\zeta}^{(t')}} (q_1 \sigma, q_2 - \sigma) + \\
 & + \langle q_1 + | \Gamma(E1) | q_2 - \rangle b_{I\pi}^{\lambda 2t \Omega_{\zeta}^{(t')}} (q_1 \sigma, q_2 \sigma)] + 2 \sum_{t, \zeta} u_{q_1 q_2}^{(+)} (\psi_{q_2 q_2}^{\zeta} + \varphi_{q_1 q_1}^{\zeta}) \times \\
 & \left. \times [\langle q_1 + | \Gamma(E1) | q_2 + \rangle (\sigma b_{I\pi}^{\lambda 2t \Omega_{\zeta}^{(t)}} (q_1 \sigma, q_3 - \sigma) \psi_{q_2 q_3}^{\lambda \mu i} + \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + b_{I\pi}^{\lambda 2t\Omega_{\zeta}^{(t)}} (q_1\sigma, q_2 - \sigma) \bar{\Psi}_{q_2q_3}^{\lambda\mu i} - \langle q_1 + | \Gamma(E1) | q_2 - \rangle \times \\
 & \times (b_{I\pi}^{\lambda 2t\Omega_{\zeta}^{(t)}} (q_1\sigma, q_3\sigma) \Psi_{q_2q_3}^{\lambda\mu i} + b_{I\pi}^{\lambda 2t\Omega_{\zeta}^{(t)}} (q_1\sigma_1, q_3 - \sigma) \bar{\Psi}_{q_2q_3}^{\lambda\mu i}) \}. \quad (3.18)
 \end{aligned}$$

Матричный элемент $E\lambda$ -перехода в однофононное состояние сферического ядра приведен в работе [6].

Матричные элементы $E\lambda$ -переходов с высоковозбужденных состояний, описываемых волновыми функциями (2.3) и (2.12), в одноквазичастичные состояния, описываемые (3.6), нечетных N деформированных и сферических ядер имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}(E\lambda; I^\pi\lambda \rightarrow K_f^{\pi f}) & = \sum_s b_{I\pi}^{\lambda n} (s) v_{s_f}^{(-)} \times \\
 & \times [(s_f + | \Gamma(E\lambda) | s + \rangle - \sigma_f (s_f + | \Gamma(E\lambda) | s - \rangle)] + \\
 & + \sum_{q, q', \sigma} \sum_t (3\delta_{t, n} + \delta_{t, p}) u_{qq'}^{(+)} [b_{I\pi}^{\lambda n 2t} (q - \sigma, q'\sigma, s_f\sigma_f) \times \\
 & \times \sigma \langle q + | \Gamma(E\lambda) | q' + \rangle - b_{I\pi}^{\lambda n 2t} (q\sigma, q'\sigma, s_f\sigma_f) \langle q + | \Gamma(E\lambda) | q' - \rangle] - \\
 & - \sum_s \sum_{\zeta} \frac{1}{\sqrt{2}} b_{I\pi}^{\lambda n \Omega_{\zeta}^{(n)}} (s) u_{ss_f}^{(+)} (\Psi_{s_f s_f}^{\zeta} + \Phi_{ss}^{\zeta}) \times \\
 & \times [(s + | \Gamma(E\lambda) | s_f + \rangle) + \sigma_f (s + | \Gamma(E\lambda) | s_f - \rangle)], \quad (3.19)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}(E\lambda; I^\pi\lambda \rightarrow j_f m_f) & = \frac{(-1)^\lambda}{\sqrt{2\lambda+1}} (-1)^{j_f - M} \times \\
 & \times (j_f m_f I - M | \lambda\mu) b_I^{\lambda n} (j) \delta_{I, jv_{j_f}^{(-)}} \langle j | \Gamma(E\lambda) | j_f \rangle - \\
 & - \frac{1}{\sqrt{2\lambda+1}} \sum_{\substack{j_1; j_2 \\ m_1, m_2}} (-1)^{j_1 + j_2 - \mu} (j_1 m_1, j_2 m_2 | \lambda\mu) \times
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \times [b_{IM}^{\lambda n 2p} (j_f m_f, j_1 m_1, j_2 m_2) + 3b_{IM}^{\lambda n 2n} (j_f m_f, j_1 m_1, j_2 m_2)] \times \\
 & \times u_{j_1 j_2}^{(+)} \langle j_2 | \Gamma(E\lambda) | j_1 \rangle - \frac{1 + (-1)^\lambda}{4\sqrt{2\lambda+1}} (-1)^{j_f + I - \mu} \times
 \end{aligned}$$

$$\times (j_f - m_f I M | \lambda - \mu) b_I^{\lambda n \Omega_{\zeta}^{(n)}} (j) \delta_{j, i u_{j_f, j}^{(+)}} \Psi_{j_f j_f}^{\zeta} \langle j | \Gamma(E\lambda) | j_f \rangle + \dots \quad (3.20)$$

Матричный элемент $E\lambda$ -перехода в состояние квазичастица плюс фонон приведен в работе [12].

Матричный элемент для $M1$ -перехода с высоковозбужденного состояния, описываемого (2.12), в одноквазичастичное состояние можно записать так:

$$\mathcal{M}(M1; I^\pi\lambda \rightarrow j_f m_f) = \frac{-(-1)^{j_f - M}}{\sqrt{3}} (j_f m_f I - M | 1\mu) \times$$

$$\begin{aligned}
 & \times b_I^{\lambda n}(j) \delta_{j, I\nu_{j_f}^{(+)} \langle j | \Gamma(M1) | j_f \rangle - \\
 & - \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{\substack{j_1, j_2 \\ m_1, m_2}} (-1)^{j_1+j_2-\mu} (j_1 m_1, j_2 m_2 | \lambda \mu) [b_{IM}^{\lambda n 2p}(j_f m_f, j_1 m_1, j_2 m_2) + \\
 & + 3b_{IM}^{\lambda n 2n}(j_f m_f, j_1 m_1, j_2 m_2)] u_{j_1 j_2}^{(-)} \langle j_2 | \Gamma(M1) | j_1 \rangle + \dots \quad (3.21)
 \end{aligned}$$

Для переходов между состояниями типа $3s_{1/2} \rightleftharpoons 4s_{1/2}$ одночастичный матричный элемент $\langle 3s_{1/2} | \Gamma(M1) | 4s_{1/2} \rangle = 0$ и $M1$ -переход идет через трехквазичастичные компоненты волновой функции (2.12). Наибольшее значение приобретают переходы между конфигурациями $\{j_f, j_1 = l - 1/2, j_2 = l + 1/2\} \rightarrow j_f$, так как соответствующие матричные элементы $\langle l - 1/2 | \Gamma(M1) | l + 1/2 \rangle$ велики.

Радиационная ширина $\Gamma_{\gamma\lambda f}$ связана с матричным элементом, описывающим $E\lambda$ -переход с высоковозбужденного состояния $I^\pi M\lambda$ в низколежащие, например $j_f m_f$, следующим образом:

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{\gamma\lambda f}(E\lambda) &= 8\pi \frac{(\lambda+1) E_\gamma^{2\lambda+1}}{\lambda [(2\lambda+1)!!]^2} \cdot \frac{1}{2I+1} \cdot \frac{1}{2\lambda+1} \times \\
 & \times \left| \sum_{M, m_f} (j_f m_f \lambda \mu | IM) \mathcal{M}(E\lambda; I^\pi \lambda \rightarrow j_f m_f) \right|^2, \quad (3.22)
 \end{aligned}$$

где E_γ — энергия γ -перехода. Сходный вид имеет выражение $\Gamma_{\gamma\lambda f}(M\lambda)$. Приведенная радиационная ширина имеет следующий вид:

$$\Gamma_{\gamma\lambda f}^0 = \frac{1}{2I+1} \cdot \frac{1}{2\lambda+1} \left| \sum_{M, m_f} (j_f m_f \lambda \mu | IM) \mathcal{M}(E\lambda; I^\pi \lambda \rightarrow j_f m_f) \right|^2. \quad (3.22')$$

При анализе экспериментальных радиационных ширин используются приведенные величины, определенные так (см. [13]):

$$k_{E1} = \frac{[\Gamma_{\gamma\lambda f}(E1)(eV)]^{exp}}{[E_\gamma(MeV)]^3 D(MeV) A^{2/3}} = 0,11 \frac{[\Gamma_{\gamma\lambda f}^0(E1)(eV)]_{s.p.u.}^{exp}}{D(MeV)}; \quad (3.23)$$

$$k_{M1} = \frac{[\Gamma_{\gamma\lambda f}(M1)(eV)]^{exp}}{[E_\gamma(MeV)]^3 D(MeV)} = 0,021 \frac{[\Gamma_{\gamma\mu f}^0(M1)(eV)]_{s.p.u.}^{exp}}{D(MeV)}, \quad (3.23')$$

где

$$[\Gamma_{\gamma\lambda f}^0(E1)(eV)]_{s.p.u.}^{exp} = \frac{[\Gamma_{\gamma\lambda f}(E1)(eV)]^{exp}}{\Gamma_W(E1)(eV)};$$

$$\Gamma_W(E1)(eV) = 0,11 A^{2/3} [E_\gamma(MeV)]^3 eV;$$

$$[\Gamma_{\gamma\lambda f}^0(M1)(eV)]_{s.p.u.}^{exp} = \frac{[\Gamma_{\gamma\lambda f}(M1)(eV)]^{exp}}{\Gamma_W(M1)(eV)};$$

$$\Gamma_W(M1)(eV) = 0,021 [E_\gamma(MeV)]^3 eV.$$

5. Важную информацию о структуре нейтронных резонансов дают экспериментальные данные по α -распаду резонансов на низколежащие уровни дочерних ядер [14—16].

Парциальную α -ширину, описывающую переход из высоковозбужденного состояния λ на низколежащее уровни f , можно записать в виде

$$\Gamma_{\alpha\lambda f} = \sum_l \gamma_{\alpha\lambda f}^2(e) P_l \approx \Gamma_{\alpha\lambda f}^0 \sum_l P_l, \quad (3.24)$$

где P_l — проницаемость через потенциальный барьер. Ввиду того, что экспериментально не удастся измерить долю α -частиц с определенным орбитальным моментом l , вводится приведенная ширина $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$, усредненная по l .

Как известно [1, 17], парные корреляции сверхпроводящего типа приводят к усилению α -переходов между основными состояниями четно-четных ядер. Для нейтронной или протонной системы оно составляет величину порядка

$$C^2/G^2 \approx 40 - 60, \quad (3.25)$$

где G — константа взаимодействия, приводящего к парным корреляциям сверхпроводящего типа. Для α -переходов между основными состояниями четно-четных ядер усиление равно 1500—3000.

Матричный элемент α -распада из высоковозбужденного состояния, описываемого волновой функцией (2.16), в основное состояние дочернего четно-четного сферического ядра имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(\alpha; I^\pi\lambda \rightarrow 0_g^+) &= \sum_{\substack{j_1 j_2 \\ m_1 m_2}} \sum_l b_{lM}^{\lambda 2t} (j_1 m_1, j_2 m_2) \times \\ &\times u_{j_1} u_{j_2} \sum_{j, m > 0} W(j-m, jm | j_2 m_2, j_1 m_1) (-1)^{j-m} v_j u_j + \\ &+ \sum_{\substack{j_1, j_2, j_3, j_4 \\ m_1, m_2, m_3, m_4}} b_{lM}^{\lambda 2n2p} (j_1 m_1, j_2 m_2, j_3 m_3, j_4 m_4) \times \\ &\times W(j_4 m_4, j_3 m_3 | j_2 m_2, j_1 m_1) u_{j_1} u_{j_2} u_{j_3} u_{j_4} + \\ &+ \sum_{\substack{j_1, j_2 \\ m_1, m_2}} \sum_{\substack{t, t' \\ t \neq t'}} \sum_{\zeta} b_{lM}^{\lambda 2t\Omega_{\zeta}(t')} (j_1 m_1, j_2 m_2) u_{j_1} u_{j_2} \times \\ &\times \sum_{j, m > 0} W(j-m, jm | j_2 m_2, j_1 m_1) (\psi_{jj}^{\zeta} u_j^2 - \varphi_{jj}^{\zeta} v_j^2) \frac{(-1)^{j-m}}{\sqrt{2j+1}}, \end{aligned}$$

где функция $W(j_1^p m_1^p, j_2^p m_2^p | j_1^n m_1^n, j_2^n m_2^n)$ описывает образование α -частицы из протонов, находящихся в состояниях $j_1^p m_1^p, j_2^p m_2^p$, и из нейтронов в состояниях $j_1^n m_1^n, j_2^n m_2^n$. Заметим, что α -переход

с двухквазичастичных компонент $b^{\lambda 2n}$, $b^{\lambda 2p}$ волновой функции (2.16) усилен на фактор (3.25).

Матричный элемент для α -перехода из высоковозбужденного состояния в однофононное состояние имеет весьма громоздкий вид, поэтому не будем приводить его здесь. Для случая сферического четно-четного ядра он приведен в работе [6]. При α -переходе на однофононное состояние значительно расширяется число компонент волновой функции (2.10) или (2.16), которые дают вклад в вероятности α -распадов. Кроме коэффициентов $b^{\lambda 2n}$, $b^{\lambda 2p}$, $b^{\lambda 2n2p}$, $b^{\lambda 2n\Omega_{\zeta}(p)}$, $b^{\lambda 2p\Omega_{\zeta}(n)}$, содержащихся в (3.26), в переходах в однофононные состояния участвуют еще следующие компоненты: $b^{\lambda 4n}$, $b^{\lambda 4p}$, $b^{\lambda 4n2p}$, $b^{\lambda 2n4p}$, $b^{\lambda 2n2p\Omega_{\zeta}(p)}$, $b^{\lambda 2n2p\Omega_{\zeta}(n)}$, $b^{\lambda 4n\Omega_{\zeta}(p)}$, $b^{\lambda 4p\Omega_{\zeta}(n)}$, $b^{\lambda 2n\Omega_{\zeta}(n)\Omega_{\zeta}(p)}$, $b^{\lambda 2p\Omega_{\zeta}(n)\Omega_{\zeta}(p)}$, $b^{\lambda 2n\Omega_{\zeta}(p)\Omega_{\zeta}(p)}$, $b^{\lambda 2p\Omega_{\zeta}(n)\Omega_{\zeta}(n)}$. Однако такого большого усиления, как (3.25), в переходах в однофононные состояния не имеется.

При α -распадах из высоковозбужденных состояний в двухквазичастичные состояния дочерних ядер участвуют только те компоненты волновых функций (2.10) или (2.16), которые по сравнению с переходами в однофононные состояния удовлетворяют дополнительным правилам отбора. Явный вид соответствующего матричного элемента дан в работе [6]. Квазичастичные правила требуют отбора для того, чтобы одна или две квазичастицы в (2.10) или (2.16) находились на тех же одночастичных орбитах, что и квазичастицы в конечном состоянии. Из-за этих правил отбора приведенные вероятности α -переходов из высоковозбужденных состояний в двухквазичастичные состояния должны быть меньше приведенных вероятностей α -переходов на однофононные состояния.

4. КОРРЕЛЯЦИИ НА НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСАХ

1. Свойства нейтронных резонансов и $n\gamma$ -реакция обычно описываются с помощью статистической модели ядра, согласно которой не должно быть корреляций между процессами, идущими через нейтронные резонансы. В последние годы появились экспериментальные указания на наличие корреляций между приведенными ширинами для разных каналов на нейтронных резонансах. В некоторых теоретических работах предложены механизмы $n\gamma$ -реакции, выходящие за рамки статистической теории. К ним относится модель канального захвата [18, 19], модель полупрямого захвата [20] и формализм входных состояний [21].

Рассмотрим корреляции на нейтронных резонансах в рамках предложенного выше полумикроскопического подхода, когда задана операторная форма волновых функций высоковозбужденных состояний. Корреляционная функция для двух систем величин x_i

и y_i обычно определяется так:

$$\rho(x, y) = \sum_i (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y}) / \sqrt{\sum_i (x_i - \bar{x})^2 \sum_i (y_i - \bar{y})^2}, \quad (4.1)$$

где \bar{x} и \bar{y} — средние значения.

Корреляция двух процессов, протекающих через одно и то же состояние (например, через резонанс λ), имеет место только тогда, когда основной вклад в оба процесса дают одни и те же компоненты $b_{l\pi}^\lambda$ волновой функции высоковозбужденного состояния. Структура высоковозбужденных состояний весьма сложная. Волновые функции типа (2.3) содержат большое число малоквазичастичных и многоквазичастичных компонент. Поэтому корреляции двух процессов, протекающих через ряд резонансов, будут встречаться в тех довольно редких случаях, когда определенные малоквазичастичные компоненты в этих резонансах приобретают существенное значение в обоих процессах.

Следует отметить, что трудно ожидать больших корреляций между двумя процессами, если проведено усреднение или по очень большому числу резонансов, или по многим низколежащим состояниям. Поскольку в двух процессах, идущих через данный резонанс, участвуют как одинаковые, так и разные для этих двух процессов компоненты волновой функции резонанса, можно говорить только о более или менее благоприятных случаях для наблюдения корреляций. Наиболее благоприятными для наблюдения корреляций между различными приведенными, парциальными ширинами на нейтронных резонансах являются следующие ядра:

а) расположенные в области максимумов для силовых функций s - или p -нейтронов, для которых соответствующие одно- или двухквазичастичные компоненты волновых функций являются наибольшими;

б) более легкие ($A < 100$) или околomagические ядра, где плотность состояний не очень большая, а одно или двухквазичастичные компоненты не слишком малы;

в) ядра, в которых для рассматриваемых переходов выполняются квазичастичные правила отбора, сформулируемые ниже.

Наше объяснение корреляций связано с общими одно-или двухквазичастичными компонентами волновых функций высоковозбужденных состояний. Объяснение корреляций, данное в работе [7], связано с общими входными состояниями. Совпадают ли эти два подхода или нет, сказать трудно, так как для ответа на подобный вопрос необходимо более четко определить структуру входных состояний.

2. Изучим благоприятные случаи для корреляций между приведенными нейтронными $\Gamma_{n\lambda}^0$ и приведенными радиационными $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ ширинами на нейтронных резонансах (см. [5, 8, 22, 23]).

Рассмотрим корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{n\lambda f}^0$ в случае, когда s - или p -нейтрон захватывается нечетным N -ядром, описываемым волновой функцией (3.6), и образуется четно-четное ядро. Приведенная нейтронная ширина имеет вид (3.8) или (3.9). Матричные элементы $E\lambda$ -переходов с высоковозбужденных состояний, описываемых волновыми функциями (2.10) и (2.16) на основные состояния четно-четных ядер даны формулами (3.15) и (3.15'). В случае, когда при захвате s -нейтрона образуется состояние с $I^\pi = 1^-$ и идет $E1$ -переход в основное состояние четно-четного ядра, в формуле (3.15) при $t = n$ имеются члены, содержащие коэффициенты $b_{1^-}^{\lambda 2n}(s_0\sigma_0, s_2\sigma_2)$ с s_2 , для которых $K^\pi = 1/2^+$, т. е. те же величины $b_{1^-}^{\lambda 2n}(s_0\sigma_0, s_2\sigma_2)$, что и в формуле (3.8). Поэтому в таких случаях можно ожидать большие корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ для $E1$ -переходов в основное состояние (и первое ротационное 2^+ состояние в деформированных ядрах). Такие случаи наиболее благоприятны потому, что в выражения для $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ входят только коэффициенты при двухквaziчастичных компонентах (2.10) и (2.16) и нет коэффициентов при четырехквaziчастичных компонентах. Однако следует иметь в виду, что в (3.15) и (3.15') входят двухквaziчастичные протонные компоненты $b_{I\pi}^{\lambda 2p}(r\sigma, r'\sigma')$ и двухквaziчастичные нейтронные компоненты $b_{I\pi}^{\lambda 2n}(s_3\sigma_3, s_4\sigma_4)$ с $s_3 \neq s_0$ и $s_4 \neq s_0$, для которых $K^\pi \neq 1/2^+$, таких компонент нет в (3.8) и (3.9). Большая роль этих членов в (3.15) и (3.15') может свести на нет корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$.

Благоприятными для наблюдения корреляций между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ являются случаи, когда после захвата нейтрона образуются резонансы с $I^\pi = 1^-$ и идет $E1$ -переход на основное (и первое ротационное 2^+) состояние четно-четного ядра. При захвате s -нейтрона благоприятными для наблюдения $\rho(\Gamma_{n\lambda}^0, \Gamma_{\gamma\lambda f}^0)$ являются следующие ядра-мишени: ^{53}Cr , ^{57}Fe , ^{59}Ni , ^{61}Ni , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{69}Ga , ^{77}Se , ^{155}Gd , ^{157}Gd , ^{159}Gd , ^{159}Dy , ^{169}Er , ^{171}Yb , ^{173}Hf , ^{181}Hf , ^{183}W , ^{185}Os , ^{189}Os , ^{195}Pt , ^{197}Pt , ^{195}Hg , ^{197}Hg , ^{199}Hg , ^{201}Hg , ^{207}Pb , ^{225}Ra и др. При захвате p -нейтрона благоприятными для наблюдения $\rho(\Gamma_{n\lambda}^0, \Gamma_{\gamma\lambda f}^0)$ являются ядра-мишени: ^{95}Mo , ^{97}Mo , ^{111}Cd , ^{113}Cd , ^{115}Sn , ^{117}Sn , ^{119}Sn , ^{121}Sb и другие.

В γ -переходах с высоковозбужденных на однофононные состояния участвует значительно большее число компонент волновых функций (2.10) или (2.16) по сравнению с переходами на основные состояния. Дополнительные члены в (3.18) по сравнению с (3.15) не содержатся в выражении для $\Gamma_{n\lambda}^0$. Поэтому корреляционные функции $\rho(\Gamma_{n\lambda}^0, \Gamma_{\gamma\lambda f}^0)$ для $E1$ -переходов на однофононные состояния должны быть меньше таковых для $E1$ -переходов в основные состояния.

Матричный элемент для $E\lambda$ -перехода с высоковозбужденного состояния (2.10) на двухквaziчастичное нейтронное состояние

(3.13) имеет вид (3.17). Из сравнения формул (3.8) и (3.17) следует, что корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ могут иметь место для тех $E1$ -переходов на двухквaziчастичные нейтронные (ss')-состояния, для которых выполняются следующие квазичастичные правила отбора: или $s = s_0$, т. е. одна квазичастица находится на той же одночастичной орбите, что и квазичастица ядра-мишени в основном состоянии, или одна из квазичастиц (ss') расположена на одночастичной орбите с $I^\pi = 1/2^+$ (в случае захвата s -нейтрона).

Корреляции между ширинами $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ обнаружены при захвате s -нейтрона ^{163}Dy и для $E1$ -переходов на двухквaziчастичное нейтронное состояние $nn\ 523 \downarrow -521 \downarrow$ с энергией 1987 кэв и на уровни ротационной полосы. Согласно [24], $\rho(\Gamma_{n\lambda}^0, \Gamma_{\gamma\lambda f}^0) = 0,357$. Следует ожидать существования такого типа корреляций в других ядрах.

Рассмотрим корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ в случае, когда s - или p -нейтрон захватывается четно-четным ядром и в образовавшемся нечетном N ядре идет $E1$ -переход на одноквaziчастичное состояние. В этом случае приведенная нейтронная ширина имеет вид (3.3) или (3.5). Матричные элементы для $E1$ -переходов с высоковозбужденных состояний (2.3), (2.12) на одноквaziчастичные состояния (3.6), (3.6') имеют вид (3.19) и (3.20). Из сравнения, например, формул (3.3) и (3.19) видно, что могут иметь место большие корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ для K -разрешенных $E1$ -переходов на одноквaziчастичные состояния в нечетных N ядрах. Однако следует иметь в виду, что в матричных элементах $E1$ -переходов имеются члены, содержащие $b^{\lambda n 2t}(s\sigma, q_2\sigma_2, q_3\sigma_3)$ и $b_{I\pi}^{\lambda n \Omega, \xi(n)}(s)$, которые работают против рассматриваемой корреляции.

В случае нечетных N сферических ядер, образовавшихся после захвата s -нейтрона, большие корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ для $E1$ -переходов следует ожидать в тех ядрах, низколежащими одноквaziчастичными состояниями которых являются состояния $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$. К ним относятся следующие ядра, образовавшиеся после захвата s -нейтрона: ^{51}Cr , ^{53}Cr , ^{55}Cr , ^{55}Fe , ^{59}Fe , ^{59}Ni , ^{61}Ni , ^{63}Ni , ^{65}Ni , ^{143}Ce , ^{145}Ce , ^{191}Pt , ^{195}Pt , ^{197}Pt , ^{195}Hg , ^{197}Hg , ^{199}Hg , ^{201}Hg и другие. В работе [25] для 12 резонансов найдена корреляция $\rho(\Gamma_{n\lambda}^0, \Gamma_{\gamma\lambda f}^0) = 0,80$ для $E1$ -переходов на низколежащие состояния в ^{51}Cr , ^{53}Cr , ^{55}Cr и ^{61}Ni .

В нечетных N деформированных ядрах, образовавшихся после захвата s -нейтрона, следует ожидать большие корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ для $E1$ -переходов в низколежащие состояния с $K^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$. Наиболее благоприятными для наблюдения больших корреляций являются (захватившие s -нейтрон) следующие ядра: ^{155}Sm , ^{155}Gd , ^{157}Gd , ^{159}Gd , ^{159}Dy , ^{169}Er , ^{171}Yb , ^{181}Hf , ^{183}W , ^{187}Os и другие.

В случае захвата p -нейтрона следует ожидать большие корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ для $E1$ -переходов на низколежащие $s_{1/2}$ и $d_{3/2}$ состояния ядер, имеющие большие силовые функции для p -нейтронов. К ним относятся следующие компаунд-ядра: ^{87}Kr , ^{89}Sr , ^{89}Zr , ^{95}Zr , ^{93}Mo , ^{95}Mo , ^{97}Mo , ^{99}Mo , ^{101}Mo , ^{93}Ru , ^{101}Ru , ^{103}Ru , ^{103}Pd , ^{105}Pd , ^{107}Pd , ^{109}Cd , ^{111}Cd , ^{113}Cd и другие.

Матричные элементы $E1$ -переходов из высоковозбужденных состояний в состояния квазичастица плюс фонon содержат намного больше компонент b_I^{λ} волновых функций (2.3) и (2.12) по сравнению с переходами в одноквазичастичные состояния. Эти дополнительные компоненты в $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ не содержатся в $\Gamma_{n\lambda}^0$. Поэтому величины ρ ($\Gamma_{n\lambda}^0$, $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$) при $E1$ -переходах в состояния квазичастица плюс фонon должны быть меньшими, чем при $E1$ -переходах в одноквазичастичные состояния.

При захвате нейтрона нечетным Z ядром образуется нечетно-нечетное ядро. В этом случае корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ могут наблюдаться для тех $E1$ -переходов в двухквазичастичные состояния (s , r), когда выполняются следующие квазичастичные правила отбора: или $r = r_0$, т. е. протон находится на уровне, соответствующем основному состоянию нечетного Z ядра, или для s , $K^{\pi} = 1/2^{+}$ (при захвате s -нейтрона). Матричный элемент $E1$ -переходов из высоковозбужденных состояний (2.11), (2.14) в двухквазичастичные нейтрон-протонные состояния содержат четырехквазичастичные и ряд двухквазичастичных компонент (2.11), (2.14), которых нет в выражениях (3.8'), (3.9') для $\Gamma_{n\lambda}^0$.

Квазичастичные правила отбора выполняются для $E1$ -переходов в низколежащие состояния $p411 \downarrow \pm n521 \downarrow$, $p411 \downarrow - n512 \uparrow$ в ^{170}Tm , поэтому можно ожидать заметные корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ при захвате s -нейтрона ^{169}Tm . Имеются экспериментальные указания [26] на существование корреляций в этом ядре, однако учитываются $E1$ -переходы в 15 конечных состояний. При определении корреляций ρ ($\Gamma_{n\lambda}^0$, $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$) нужно учитывать $E1$ -переходы в состояния, удовлетворяющие квазичастичным правилам отбора, и не следует включать конечные состояния, природа которых неизвестна. Так, в данном случае следует ограничиться шестью нижними состояниями. В случае захвата s -нейтрона ^{175}Lu не должны наблюдаться корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$, так как для большинства $E1$ -переходов не выполняются квазичастичные правила отбора. Это согласуется с данными, полученными в работе [27].

Из-за сложности волновых функций высоковозбужденных состояний имеет смысл говорить о наиболее благоприятных случаях, когда могут иметь место большие корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$. Случаи отсутствия корреляций можно сформулировать вполне определенно. Из вышеприведенных выражений для $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ следует, что ρ ($\Gamma_{n\lambda}^0$, $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$) = 0 для следующих γ -переходов: а) $M1$ -

переходы в сферических ядрах при захвате s -нейтрона; б) $E\lambda$ - и $M\lambda$ -переходы на двухквaziчастичные протонные уровни и на те двухквaziчастичные нейтронные уровни (s, s') в четно-четных ядрах, у которых $s \neq s_0, s' \neq s_0$, или для $s, s' I^\pi \neq 1/2^+$; в) $E\lambda$ - и $M\lambda$ -переходы в нейтрон-протонные двухквaziчастичные уровни (r, s) в нечетно-нечетных ядрах, у которых или $r \neq r_0$, или для $s I^\pi \neq 1/2^+$ (в случае захвата s -нейтрона).

Покажем, например, что нет корреляции между приведенной шириной захвата s -нейтрона сферическим ядром и приведенной шириной $M1$ -перехода в одноквaziчастичное состояние. Приведенная ширина $\Gamma_{n\lambda}^0$ дана формулой (3.5), она зависит только от $b_{jn}^{\lambda n} (j^n)$.

Матричный элемент $M1$ -перехода определен формулой (3.21), причем первое слагаемое в правой части равно нулю. Из формул (3.5) и (3.21) видно, что захват s -нейтрона описывается одноквaziчастичной компонентой волновой функции (2.12), а $M1$ -переход осуществляется через трехквaziчастичные компоненты. Поэтому эти ширины не коррелированы.

3. Рассмотрим корреляции между радиационными ширинами при переходах с нейтронных резонансов на различные конечные состояния.

Матричные элементы для $E\lambda$ -переходов из высоковоzбужденных в низколежащие состояния даны формулами (3.15), (3.15'), (3.17), (3.18), (3.19) и (3.20). Корреляции между $E1$ -переходами должны иметь место, когда их вероятности определяются одними и теми же коэффициентами $b_{I\pi}^\lambda$.

В сильнодеформированных ядрах следует ожидать больших корреляций между приведенными парциальными радиационными ширинами для K -разрешенных переходов на уровни ротационной полосы, построенной на основном или низколежащих квaziчастичных состояниях. Определение K -разрешенных переходов дадим позднее.

В нечетных N деформированных ядрах, образовавшихся после захвата s -нейтрона, следует ожидать больших корреляций между парциальными ширинами для $E1$ -переходов, например на уровни $I^\pi = 3/2^-$ и $1/2^-$, построенные на состояниях $521 \downarrow$ в ядрах ^{165}Dy , ^{167}Er , ^{169}Er , ^{171}Er , ^{169}Yb , ^{171}Yb , ^{173}Yb , ^{173}Hf , ^{175}Hf и на состояниях $510 \uparrow$ в ядрах ^{177}Yb , ^{179}Hf , ^{181}Hf , ^{181}W , ^{183}W , ^{185}Os и других.

В работе [28] обнаружена корреляция $\rho(\Gamma_{\gamma\lambda f}^0, \Gamma_{\gamma\lambda f}^0) = 0,81$ для $E1$ -переходов 3982 и 3991 $k\varepsilon\varepsilon$ на уровни $1/2^- \rightarrow 1/2^-$; 811 $k\varepsilon\varepsilon$ и $3/2^- \rightarrow 1/2^-$, 820 $k\varepsilon\varepsilon$ в ^{239}U . Трудность в интерпретации большой величины этой корреляции связана с тем, что природа низколежащих состояний неизвестна. Можно ожидать заметных корреляций между $E1$ -переходами с резонансов на различные одноквaziчастичные состояния, например на состояния $521 \uparrow$ и $521 \downarrow$ в ^{161}Gd , ^{163}Dy , ^{165}Er и ^{167}Yb .

В нечетных N сферических ядрах, образовавшихся после захвата s -нейтрона, могут быть большие корреляции между приведенными ширинами для $E1$ -переходов с резонансов на низколежащие одноквазичастичные состояния $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$. Наиболее благоприятными для наблюдения этих корреляций являются следующие компаунд-ядра: ^{195}Pt , ^{197}Pt , ^{197}Hg , ^{199}Hg , ^{201}Hg и ^{207}Pb .

В четно-четных ядрах, образовавшихся после захвата s -нейтрона, следует ожидать большие корреляции для $E1$ -переходов с $I^\pi = 1^-$ резонансов на уровни 2^+0 и 0^+0 ротационной полосы основного состояния. Это относится, например, к ядрам, которые считаются выше как благоприятные для наблюдения корреляций между приведенными нейтронными $\Gamma_{n\lambda}^0$ и радиационными $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ ширинами. Так, согласно работе [26], $\rho(\Gamma_{\gamma\lambda f}^0, \Gamma_{\gamma\lambda f'}^0) = 0,488$ для $E1$ -переходов на уровни 2^+0 и 0^+0 ротационной полосы основного состояния ^{184}W .

В отдельных случаях можно ожидать корреляций для $E1$ -переходов на уровни ротационных полос, построенных на основном и однофононных состояниях, например согласно работе [26] $\rho(\Gamma_{\gamma\lambda f}^0, \Gamma_{\gamma\lambda f'}^0) = 0,335$ для $E1$ -переходов с нейтронных резонансов на уровни 0^+0 , 2^+0 , 2^+2 , 0^+0 , 2^+0 и один уровень неизвестной природы в ^{184}W .

Большие корреляции могут быть между радиационными ширинами K -разрешенных $E1$ - или $M1$ -переходов на уровни ротационной полосы, построенной на двухквазичастичном состоянии. Например, для $E1$ -переходов с $I^\pi = 3^-$ резонансов в ^{164}Dy на уровни 2^+2 1987 *кэв*, 3^+2 2058 *кэв* и 4^+2 2138 *кэв* с конфигурацией nn 523 \downarrow — 521 \downarrow .

Возможны корреляции между приведенными радиационными ширинами для переходов на двухквазичастичные состояния, отличающиеся положением одной квазичастицы. Они могут иметь место в четно-четных и нечетно-нечетных сферических и деформированных ядрах.

Например, в ^{170}Tm в работе [28] обнаружена корреляция $\rho(\Gamma_{\gamma\lambda f}^0, \Gamma_{\gamma\lambda f'}^0)$ между $E1$ -переходами на 15 состояний с энергией до 1080 *кэв* с резонансов $I^\pi = 1^+$. Из этих 15 состояний известна структура только шести нижних. В работе [29] было отмечено, что если вычислить корреляционную функцию $\rho(\Gamma_{\gamma\lambda f}^0, \Gamma_{\gamma\lambda f'}^0)$ для переходов на пять состояний с конфигурацией $p411 \downarrow n521 \downarrow$, то следует ожидать увеличения корреляции ρ . Действительно, в работе [26] рассчитана корреляция между $E1$ -переходами на шесть нижних состояний, причем к пяти состояниям $p411 \downarrow \pm n521 \uparrow$ добавлено состояние $p411 \downarrow - n512 \uparrow$, $E1$ -переходы в которые должны быть коррелированы с переходами в другие пять состояний, и получено $\rho(\Gamma_{\gamma\lambda f}^0, \Gamma_{\gamma\lambda f'}^0) = 0,604$.

Это подтверждает наш основной вывод, что коррелированными являются те переходы, которые удовлетворяют определенным пра-

вилам отбора, которые впервые были сформулированы в работе [29]. Именно это обстоятельство отличает наш подход от рассмотрения корреляций в рамках общих входных состояний, где не сформулированы правила отбора для γ -переходов.

4. Рассмотрим корреляции между парциальными приведенными α -ширинами $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ и приведенными нейтронными ширинами, а также между $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ и приведенными радиационными ширинами $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$.

Пусть медленный нейтрон поглощается сферически нечетным N ядром, находящимся в основном состоянии с волновой функцией $\alpha_{j_0^n m_0^n}^+ \Psi_0$. В результате образуется высоковозбужденное состояние, описываемое волновой функцией (2.16). В этом случае приведенная нейтронная ширина $\Gamma_{n\lambda}^0$ определена формулой (3.9). Матричный элемент α -распада (а тем самым и $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$) из этого высоковозбужденного состояния в основное состояние имеет вид (3.26). Он содержит компоненты $b_{IM}^{\lambda 2n}(j_0^n m_0^n, j_2^n m_2^n)$, входящие в $\Gamma_{n\lambda}^0$, а также компоненты $b_{IM}^{\lambda 2n}(j_3^n m_3^n, j_4^n m_4^n)$ с $j_3^n m_3^n \neq j_0^n m_0^n$, $j_4^n m_4^n \neq j_0^n m_0^n$, $b_{IM}^{\lambda 2p}(j_3^n m_3^n, j_4^n m_4^n)$, $b_{IM}^{\lambda 2n 2p}(j_1^n m_1^n, j_2^n m_2^n, j_3^n m_3^n, j_4^n m_4^n)$ и $b^{\lambda 2\Omega_\xi(t')}(jm, jm')$, которых нет в $\Gamma_{n\lambda}^0$. Поэтому, если компоненты $b_{IM}^{\lambda 2n}(j_0^n m_0^n, j_2^n m_2^n)$ вносят весьма существенный вклад в $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$, то можно ожидать больших корреляций между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$. Однако из-за того, что матричный элемент α -распада содержит большое число двухквaziчастичных и четырехквaziчастичных компонент (2.16), корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ должны наблюдаться весьма редко.

Матричный элемент α -перехода из высоковозбужденного состояния в однофоновое состояние содержит значительно большее число компонент (2.16) по сравнению с матричным элементом α -перехода в основное состояние. Поэтому в этом случае $\rho(\Gamma_{n\lambda}^0, \Gamma_{\alpha\lambda f}^0) = 0$.

Однако имеется одна возможность для наблюдения больших корреляций между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$, которая предложена в работе [30]. Рассмотрим случай, когда s -нейтрон захватывается четно-четным сферическим ядром и образуется высоковозбужденное состояние (2.12). Приведенная нейтронная ширина определяется (3.5). Матричный элемент α -распада из высоковозбужденного состояния в одноквaziчастичное состояние $\alpha_{j_f^n m_f^n}^+ \Psi_0$ запишем так:

$$\mathcal{M}(\alpha; I^\pi \lambda \rightarrow j_f m_f) = b_{j_f^n}^{\lambda n}(j_f^n) \sum_{j^n, j^p} u_{j^n} v_{j^n} u_{j^p} v_{j^p} W(j^n, j^p) + \dots, \quad (4.2)$$

где функция W описывает особенности α -распада. В (4.2) дан только один член матричного элемента, имеется еще большое число других членов. Коэффициент $b_{j_f^n}^{\lambda n}(j_f^n)$ в (4.2) тот же самый, что и в формуле (3.5) для $\Gamma_{n\lambda}^0$, если α -распад идет на подоболочку

$j_f^\pi = 1/2^+$. Множитель при $b_{j_f}^{\lambda n}$ в (4.2) такой же, как в матричном элементе α -перехода между основными состояниями четно-четных ядер. Это означает, что α -переход из одноквазичастичной компоненты $b_{j_f}^{\lambda n} (j_f^n) \alpha_{j_f m_f}^+ \Psi_0$, входящей в (2.12), усилен согласно (3.25) примерно в 10^3 раз. Именно это обстоятельство может служить причиной больших корреляций между $\Gamma_{n\lambda}^0$ для захвата s -нейтрона и $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ для перехода на одноквазичастичную компоненту $j_f^\pi = 1/2^+$.

В случае захвата p -нейтрона четно-четным ядром и образования резонанса с $I^\pi = 1/2^-$ большие корреляции можно наблюдать между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ для α -распада на одноквазичастичное состояние с $I^\pi = 1/2^-$ и т. д.

Представляет интерес экспериментально найти корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\alpha\lambda n}^0$. Благоприятными для такого обнаружения являются следующие случаи: а) захват s -нейтрона ^{92}Zr или ^{94}Zr и α -распад резонансов на $1/2^+$ состояния ^{89}Sr или ^{91}Sr ; б) захват s -нейтрона ^{94}Mo или ^{96}Mo и α -распад резонансов на $1/2^+$ состояния ^{91}Zr или ^{92}Zr , в) захват s -нейтрона ^{110}Cd , или ^{112}Cd , или ^{114}Cd и α -распад резонансов на низколежащие $1/2^+$ состояния ^{107}Pd , или ^{109}Pd , или ^{111}Pd .

Несомненно, что экспериментальное обнаружение таких корреляций является трудной задачей, так как в тех случаях, когда подболочка $s_{1/2}$ находится вблизи энергии поверхности Ферми и $1/2^+$ состояния является основным или низколежащим, тогда силовая функция S_0 весьма мала.

Рассмотрим корреляции между парциальными приведенными α - и γ -ширинами. Пусть после захвата медленного нейтрона образовано возбужденное состояние с $I^\pi = 1^-$, описываемое волновой функцией (2.16). Матричный элемент α -распада из этого состояния в основное состояние дочернего четно-четного ядра имеет вид (3.26). Матричный элемент $E1$ -перехода в основное состояние дан формулой (3.15'). В обе эти формулы входят одни и те же двухквазичастичные компоненты $b_{IM}^{\lambda 2I} (j_1 m_1, j_2 m_2)$, причем в матричный элемент α -распада с множителем $u_{j_1} u_{j_2}$, а в матричный элемент $E1$ -перехода с множителем $u_{j_1 j_2}^{(+)} = u_{j_1} v_{j_2} + u_{j_2} v_{j_1}$. Если одна квазичастица находится на частичном уровне, а другая — вблизи поверхности Ферми, то эти множители несильно отличаются друг от друга. Альфа-переход с двухквазичастичных компонент усилен на фактор (3.25). Все это указывает на то, что именно в таких случаях могут наблюдаться большие корреляции между ширинами $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ и $\Gamma_{\alpha\lambda f'}^0$. Однако следует иметь в виду, что выражение для $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ содержит много других компонент волновой функции (2.16), которых нет в выражении для $\Gamma_{\alpha\lambda f'}^0$.

Благоприятными для наблюдения корреляций между $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f'}^0$ являются те же ядра, что и для наблюдения корреляций между $\Gamma_{n\lambda}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f'}^0$, для $E1$ -переходов в основные состояния четно-четных ядер. Эти ядра уже перечислены выше. Было бы весьма интересно экспериментально определить корреляции $\rho(\Gamma_{\alpha\lambda f}^0, \Gamma_{\gamma\lambda f'}^0)$ и $\rho(\Gamma_{n\lambda}^0, \Gamma_{\gamma\lambda f'}^0)$ для одних и тех же резонансов.

Целесообразно изучить корреляции $\rho(\Gamma_{\alpha\lambda 0_g^+}, \Gamma_{\gamma\lambda f}^0)$ между α -переходами в основные состояния четно-четных ядер и $E1$ -переходами в однофонное и двухфонное состояния. Имеются экспериментальные указания [31] на существование таких корреляций. Трудно ожидать корреляций между $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ и $\Gamma_{\gamma\lambda f'}^0$ в других случаях, так как матричные элементы α - и $E1$ -переходов содержат очень большое число компонент волновых функций высоковозбужденных состояний.

5. Рассмотрим вопрос о корреляции между $n\gamma$ - и dp -реакциями, который обсуждается, например, в работах [7, 26, 32, 33].

Если в результате захвата нейтрона или в dp -реакции возбуждается состояние, лежащее выше энергии связи нейтрона, то несомненно должна наблюдаться корреляция между приведенной нейтронной шириной $\Gamma_{n\lambda}^0$ и спектроскопическим фактором dp -реакции. Более того, это две величины должны быть близки друг к другу, если преобладает механизм прямого захвата нейтрона. Поскольку разрешение в dp -реакции значительно хуже, чем при захвате нейтрона, то можно сравнивать спектроскопические факторы с усредненными значениями $\langle \Gamma_n^0 \rangle$ по небольшому энергетическому интервалу. Они должны быть также близки друг к другу.

О корреляциях между dp - и $n\gamma$ -реакциями можно говорить вполне определенно, если $n\gamma$ -реакцию трактовать как прямой захват нейтрона в конечное состояние. Однако такой механизм $n\gamma$ -реакции имеет весьма малое значение. Если же трактовать $n\gamma$ -реакцию как двухступенчатую: сначала захват нейтрона, потом γ -переход на низколежащее состояние, то трудно говорить о корреляциях между dp - и $n\gamma$ -реакциями. Общими в обеих реакциях являются волновые функции конечных состояний, но сечение $n\gamma$ -реакции существенно зависит от волновой функции высоковозбужденного состояния, которое образовалось после захвата нейтрона.

Однако если процесс захвата нейтрона и последующий γ -распад коррелированы друг с другом, т. е. определяются одними и теми же коэффициентами b^λ , то в этом случае правила отбора для заселения конечных состояний в четных ядрах являются одинаковыми для $n\gamma$ - и dp -реакций. Одинаковые правила отбора для заселения конечных состояний могут проявляться как корреляции относительных вероятностей заселения конечных состояний в dp - и $n\gamma$ -реакциях.

Если процесс захвата нейтрона не коррелирован с процессом радиационного распада, т. е. первый процесс связан с одними значениями b^{λ} , а второй — с другими, то $n\gamma$ - и dp -реакции совсем не связаны друг с другом и никаких корреляций не должно наблюдаться. Например, dp -реакция не должна быть коррелирована с процессом захвата нейтрона и последующего $M1$ -перехода в сферических ядрах.

Представляет интерес проанализировать имеющиеся экспериментальные данные по процессам, идущим через резонансы в средних и тяжелых ядрах с точки зрения анализа рассмотренных здесь корреляций.

5. СТРУКТУРА НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

1. Высоковозбужденные состояния, в том числе нейтронные резонансы, энергия которых чуть больше энергии связи нейтрона, являются весьма сложными. Плотность их велика. Поэтому они обычно описываются статистической моделью ядра.

Поскольку бессмысленно ставить задачу о вычислении энергии и волновой функции каждого резонанса и об экспериментальном определении всего набора их квантовых характеристик, возникает вопрос о том, что необходимо знать о структуре высоковозбужденных состояний. Для ответа на этот вопрос используем операторную форму волновой функции высоковозбужденного состояния, представленную в п. 2.

Чтобы выяснить структуру высоковозбужденных состояний, необходимо знать следующие характеристики их волновых функций: 1) величины одноквазичастичных или двухквазичастичных компонент и их изменения в близлежащих уровнях; 2) суммарный вклад одноквазичастичных и двухквазичастичных компонент; 3) величины трехквазичастичных или четырехквазичастичных компонент и их суммарный вклад; 4) зависимость отдельных величин и суммарного вклада малоквазичастичных компонент от энергии возбуждения \mathcal{E} и спина I ; 5) зависимость величин и суммарного вклада малоквазичастичных компонент от массового числа A , т. е. от того, как меняются эти величины по мере отхода от магического ядра к ядрам переходной области и далее к сильно деформированным ядрам; 6) величины многоквазичастичных компонент, каково максимальное число квазичастиц и вклад компонент с максимальным числом квазичастиц и 7) какие коллективные ветви возбуждения являются существенными.

Необходимо также найти ответы на следующие вопросы: 1) какова форма ядер в высоковозбужденных состояниях; 2) как проявляется вращение ядра в высоковозбужденных состояниях и, в частности, насколько хорошим является квантовое число K (проекция полного момента на ось симметрии ядра); 3) содержат ли

волновые функции отдельных высоковозбужденных состояний большие компоненты, выделенные по каким-либо квантовым числам; 4) имеются ли еще неизвестные ветви коллективных возбуждений.

Посмотрим, на какие из этих вопросов можно ответить в настоящее время и какие эксперименты необходимо провести для ответа на другие вопросы.

2. Интегральные характеристики типа силовых функций для s -нейтронов или силовых функций в β -распаде дают важные сведения о структуре высоковозбужденных состояний. Однако, чтобы получить ответы на сформулированные вопросы, необходимо также изучать характеристики отдельных резонансов.

Среднее расстояние между уровнями с одинаковыми спинами в средних и тяжелых ядрах составляет от 1 эв до 10 кэв при энергиях возбуждения, близких к B_n . Поэтому изучение структуры отдельных высоковозбужденных состояний (резонансов) требует экспериментальной методики с весьма высокой разрешающей способностью. Использование методики по времени пролета, имеющей весьма высокое разрешение для медленных нейтронов, позволяет определить энергию, спин (не всегда однозначно), нейтронную ширину и парциальные γ - и α -ширины для отдельного резонанса.

Однако высокая разрешающая способность методики по времени пролета в нейтронной спектроскопии имеет место до энергий нейтронов 0,1—10 кэв. Поэтому можно изучать структуру резонансов, лежащих в весьма узком интервале энергий возбуждения и спинов. Энергетический интервал равен $\Delta\epsilon \approx 0,1\text{—}10$ кэв и доступными являются энергии возбуждения от B_n до $B_n + \Delta\epsilon$. Для расширения этого интервала следует преодолеть большие методические трудности.

При захвате s -нейтрона ядром-мишенью со спином I_0 можно изучать высоковозбужденные состояния со спинами $I_0 \pm 1/2$. Расширение области изучаемых состояний по спинам, т. е. изучение состояний со спинами $I_0 \pm 3/2$, $I_0 \pm 5/2$ и т. д., является весьма трудным. Это связано с тем, что сечения захвата p и d нейтронов весьма малы при низких энергиях, а с ростом энергии нейтронов резко ухудшается разрешающая способность методики.

Важным обстоятельством с точки зрения получения более полного представления о структуре высоковозбужденных состояний является то, что энергия связи нейтрона B_n значительно меняется при переходе от ядра к ядру. А это значит, что можно изучать структуру резонансов при разных энергиях возбуждения. В табл. 1 приведены величины B_n и средние расстояния между уровнями с $I^\pi = 1/2^+$ для ряда изотопов с нечетным числом нейтронов [34]. Из этой таблицы видно, что величины B_n существенно уменьшаются при переходе от легких к более тяжелым изотопам одного элемента. Для средних и тяжелых ядер, находящихся вбли-

Таблица 1

Энергии связи нейтрона B_n и среднее расстояние D между уровнями с $I^\pi = 1/2^+$ вблизи B_n

Ni	A $B_n, \text{ Мэв}$ $D, \text{ эв}$	59 9,003 $2 \cdot 10^4$	61 7,821 $2 \cdot 10^4$	63 7,14 $2 \cdot 10^4$	65 6,40 $2,8 \cdot 10^4$	— — — — — —
Se	A $B_n, \text{ Мэв}$ $D, \text{ эв}$	75 8,026 200	77 7,415 $1,2 \cdot 10^3$	79 6,972 $4,5 \cdot 10^3$	81 6,715 $1,6 \cdot 10^3$	83 — 5,990 — $6,9 \cdot 10^3$ —
Sn	A $B_n, \text{ Мэв}$ $D, \text{ эв}$	113 7,744 140	115 7,537 320	117 6,941 250	119 6,182 730	121 123 6,182 5,932 240 400
Ba	A $B_n, \text{ Мэв}$ $D, \text{ эв}$	131 7,633 120	133 — —	135 7,200 380	137 6,950 $3,8 \cdot 10^3$	139 — 4,720 — $9,6 \cdot 10^3$ —
Er	A $B_n, \text{ Мэв}$ $D, \text{ эв}$	163 6,840 7,1	165 6,645 17,5	167 6,438 47	169 5,997 100	— — — — — —
Yb	A $B_n, \text{ Мэв}$ $D, \text{ эв}$	169 6,790 20	171 6,760 22	173 6,480 75	175 5,830 250	177 — 5,530 — 250 —
Hf	A $B_n, \text{ Мэв}$ $D, \text{ эв}$	177 6,370 41	179 6,070 55	181 5,950 140	— — —	— — — — — —

зи зоны β -стабильности, энергия связи нейтрона принимает значение в интервале от 4 до 10 Мэв.

Если s -нейтрон захватывается четно-четным ядром, то образуются высоковозбужденные состояния с $I^\pi = 1/2^+$. Если s -нейтрон захватывается нечетным A ядром, то образуются компаунд-состояния с $I_0 \pm 1/2$, т. е. со спинами от 0 до 5, так как максимальный спин основного состояния нечетного ядра равен $9/2$. Сведения о резонансах с более высокими спинами можно получить при изучении захвата s -нейтронов нечетно-нечетными ядрами. Например, при захвате s -нейтрона ядром ^{176}Lu с $I^\pi = 7^-$ и конфигурацией $p 404 \downarrow + n 514 \downarrow$ образуются компаунд-состояния ^{177}Lu с $I^\pi = 13/2^-$ и $15/2^-$.

Возможности использования методики по времени пролета в нейтронной спектроскопии существенно расширяются, если

в качестве мишеней использовать нестабильные ядра, находящиеся в изомерных состояниях. Если в качестве мишеней использовать нейтрондефицитные изотопы, для которых величины B_n велики, то можно получить сведения о резонансах при больших энергиях возбуждения. Если в качестве мишеней использовать нейтронно-избыточные изотопы, для которых величины B_n невелики, то можно изучить структуру состояний при несколько меньших энергиях возбуждения. Если s -нейтроны захватываются ядром, находящимся в изомерном состоянии с энергией \mathcal{E}_e и спином I_e , то можно получить данные о структуре резонансов с энергиями от $B_n + \mathcal{E}_e$ до $B_n + \mathcal{E}_e + \Delta\mathcal{E}$ и спинами $I_e \pm 1/2$, т. е. существенно расширяются области изучаемых энергий возбуждения и спинов.

Таблица 2

Примеры ядер, основные и изомерные состояния которых можно использовать в качестве мишеней в нейтронной спектроскопии

Ядро	Основное состояние		Изомерное состояние		
	$T_{1/2}$	Конфигурация	$T_{1/2}$	Энергия, кэв	Конфигурация
^{93}Nb	<i>st</i>	$g_{9/2}$	13,6y	30,4	$p_{1/2}$
^{113}Cd	$> 10^{15}y$	$s_{1/2}$	14y	270	$h_{11/2}$
^{119}Sn	<i>st</i>	$s_{1/2}$	$\sim 250d$	89	$h_{11/2}$
^{123}Te	$10^{13}y$	$s_{1/2}$	110d	248	$h_{11/2}$
^{131}Xe	<i>st</i>	$d_{3/2}$	11,8d	164	$h_{11/2}$
^{174}Lu	1300d	$1^-p404\downarrow - n512\uparrow$	140d	171	$6^-p404\downarrow + n512\uparrow$
^{177}Lu	6,7d	$p404\downarrow$	155d	969	$23/2^-p404\downarrow +$ $+ n624\uparrow + n514\downarrow$
^{179}Hf	<i>st</i>	$p624\uparrow$	29d	1105,7	$25/2^-n624\uparrow +$ $+ p404\downarrow + p514\uparrow$
^{180}Hf	<i>st</i>	0^+	5,5h	1142	$8^-p404\downarrow + p514\uparrow$
^{184}Re	38d	$3^-n402\uparrow + n510\uparrow$	160d	188	$8^+p514\uparrow + n503\uparrow$
^{193}Ir	<i>st</i>	$d_{3/2}$	12d	80	$h_{11/2}$
^{195}Pt	<i>st</i>	$p_{1/2}$	4,1d	259	$i_{13/2}$
^{202}Pb	$3 \cdot 10^5y$ 0^+	—	3,1h	2208	$9^-i_{13/2}f_{5/2}$

В табл. 2 приведены характеристики основных и изомерных состояний ряда ядер. Было бы важно использовать эти ядра в качестве мишеней при изучении упругого рассеяния нейтронов, $n\gamma$ - и $n\alpha$ -реакций на резонансах.

3. Исследуем, какую информацию из имеющихся экспериментальных данных можно получить о величинах одноквазичастичных и двухквазичастичных компонент волновых функций нейтронных

резонансов. Оценка величин этих компонент впервые дана в работе [8].

Определим средние значения одноквазичастичных и двухквазичастичных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний из средних значений приведенных нейтронных ширин $\langle \Gamma_n^0 \rangle$. Выражения для приведенных нейтронных ширин даны формулами (3.3), (3.5), (3.8), (3.8'), (3.9) и (3.9'). Рассмотрим, например, случай, когда медленный нейтрон захватывается нечетным N деформированным ядром, нейтронная ширина в этом случае определяется (3.8). Считаем, что $u_s^2 \approx 1$, и упростим (3.8) следующим образом:

$$\Gamma_{n\lambda}^0 = \Gamma_{sp}^0 \left| \sum_{s_2 \sigma_2} b_{I\pi}^{\lambda 2n} (s_0 \sigma_0, s_2 \sigma_2) u_{s_2} d_{s_2}(l) \right|^2 \approx \Gamma_{s,p}^0 |\bar{b}^\lambda|^2, \quad (5.1)$$

так как в случае захвата s -нейтрона $\sum_{s_2} |d_{s_2}(l=0)|^2 = 1$; это означает, что учтена полная сила одночастичного состояния $s_{1/2}$. В выражении (5.1) проводится суммирование по состояниям с $I\pi = 1/2^+$. Усреднение \bar{b}^λ связано с суммированием по s_2 . В случае нечетных N сферических ядер, образовавшихся после захвата нейтрона, такого суммирования нет. Проведем усреднение по ряду резонансов и получим

$$\langle \Gamma_n^0 \rangle \approx \Gamma_{s,p}^0 |\bar{b}|^2, \quad (5.2)$$

здесь $|\bar{b}|^2$ означает, что сделано усреднение по резонансам λ .

В табл. 3 приведены экспериментальные данные по $\langle \Gamma_n^0 \rangle$ и рассчитанные значения $|\bar{b}|^2$. Из этой таблицы видно, что $|\bar{b}|^2$ по порядку величины равна 10^{-6} в околomagических ядрах, в которых фрагментация одночастичных компонент еще не набрала полную силу, и в сравнительно легких ядрах с $A = 50-60$, где силовая функция для s -нейтронов имеет максимум. В ядрах с $A \approx 100$ величина $|\bar{b}|$ равна $10^{-7}-10^{-8}$ для одноквазичастичных компонент $s_{1/2}$ и для тех двухквазичастичных компонент, одной из которых является $s_{1/2}$. В тех же ядрах величина $|\bar{b}|^2$ равна 10^{-6} для одноквазичастичных компонент $3p_{1/2}$ и $3p_{3/2}$, что связано с максимумом силовой функции для p -нейтронов.

В табл. 3 даны энергии связи нейтрона B_n для того, чтобы знать, при какой энергии возбуждения находятся резонансы. В ряде случаев можно проследить, как с ростом энергии возбуждения уменьшаются значения $|\bar{b}|^2$. Например, в ^{139}Ba $B_n = 4,720 \text{ Мэв}$, $|\bar{b}|^2 \approx 2 \cdot 10^{-6}$, а в ^{131}Ba $B_n = 7,633 \text{ Мэв}$, $|\bar{b}|^2 \approx 4 \cdot 10^{-8}$, т. е. при возрастании энергии возбуждения примерно на 3 Мэв величина $|\bar{b}|^2$ уменьшается в 50 раз.

Таблица 3
Средние значения нейтронных ширин $\langle \Gamma_n \rangle$ и величин
одноквазичастичных и двухквазичастичных компонент $|\bar{b}|^2$

Ядро	I^π	B_n , Мэв	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$, эв	$ \bar{b} ^2$
⁴¹ Ca	1/2+	8,364	15	4·10 ⁻⁶
⁵¹ Cr	1/2+	9,270	8	2·10 ⁻⁶
⁵⁹ Ni	1/2+	9,003	6	2·10 ⁻⁶
⁶⁵ Zn	1/2+	7,988	0,4	1,3·10 ⁻⁷
⁶⁸ Zn	2, 3	10,203	0,12	1·10 ⁻⁷
⁹⁷ Mo	1/2+	6,816	0,1	1·10 ⁻⁷
⁹⁸ Mo	2+, 3+	8,642	0,004	0,4·10 ⁻⁸
¹¹⁷ Sn	1/2+	6,941	0,012	1,2·10 ⁻⁸
¹³⁸ Ba	1+, 2+	8,540	0,08	2·10 ⁻⁷
¹³⁹ Ba	1/2+	4,720	1,8	2·10 ⁻⁶
¹⁴⁶ Nd	3-, 4-	7,561	0,004	0,5·10 ⁻⁸
¹⁵⁷ Gd	1/2+	6,347	0,015	1,4·10 ⁻⁸
¹⁵⁸ Gd	1-, 2-	7,929	0,003	4·10 ⁻⁹
¹⁶⁵ Er	1/2+	6,645	0,003	4·10 ⁻⁹
¹⁷¹ Yb	1/2+	6,760	0,003	4·10 ⁻⁹
¹⁷² Yb	0-, 1-	8,140	0,001	1,3·10 ⁻⁹
¹⁸² Ta	3+, 4+	6,060	0,0005	4·10 ⁻¹⁰
¹⁹⁸ Au	1+, 2+	6,497	0,0014	2·10 ⁻⁹
²⁰¹ Hg	1/2+	6,227	0,2	0,3·10 ⁻⁶
²⁰⁷ Pb	1/2+	6,734	3,4	5·10 ⁻⁶
²⁰⁸ Pb	0-, 1-	7,376	0,6	1·10 ⁻⁶
²¹⁰ Bi	4-, 5-	4,600	0,13	2·10 ⁻⁷
²³⁵ U	1/2+	5,267	0,0003	5·10 ⁻¹⁰
²³⁶ U	3+, 4+	6,467	0,002	4·10 ⁻⁹

В сильно деформированных ядрах силовые функции для s -нейтронов не малы, однако величины $|\bar{b}|^2$ очень малы и равны 10^{-9} . Это уменьшение $|\bar{b}|^2$ в деформированных ядрах связано с богатством коллективных ветвей возбуждения в них по сравнению со сферическими ядрами. Большое число коллективных возбуждений в деформированных ядрах привело к усилению процесса фрагментации одночастичных компонент по многим ядерным уровням.

В табл. 3 даны величины двухквазичастичных компонент в ряде ядер. Хотя трудно сравнивать величины $|\bar{b}|^2$ для одноквазичастичных и двухквазичастичных компонент из-за разности значений B_n и из-за щели в спектрах четно-четных ядер, однако можно сказать, что величины $|\bar{b}|^2$ для двухквазичастичных компонент несколько меньше, чем для одноквазичастичных.

Из экспериментальных данных по $\langle \Gamma_n^0 \rangle$, часть из которых приведена в табл. 3, следует, что в волновых функциях нейтронных

резонансов ядер со значениями A от 50 до 250 одноквазичастичные и двухквазичастичные компоненты $|\bar{b}|^2$ принимают значения в следующем интервале:

$$|\bar{b}|^2 = 10^{-6} - 10^{-9}. \quad (5.3)$$

Представляет интерес посмотреть, как изменяется величина $|\bar{b}^\lambda|^2$ при переходе от одного резонанса к другому в определенном ядре. Для этого воспользуемся формулой (5.1) и оценим значения одноквазичастичных компонент $|\bar{b}^\lambda|^2$ для различных резонансов. В табл. 4 приведены величины $|\bar{b}^\lambda|^2$ для ряда резонансов в ^{93}Mo , ^{99}Mo , ^{207}Pb и ^{239}U , образовавшихся после захвата медленных

Таблица 4

Нейтронные ширины $\Gamma_{n\lambda}^0$ и величины одноквазичастичных компонент $|\bar{b}^\lambda|^2$ для отдельных резонансов

Ядро	$J\pi$	$E - E_n, \text{ эв}$	$\Gamma_{n\lambda}^0, \text{ эв}$	$ \bar{b}^\lambda ^2$
^{93}Mo	3/2-	347	0,30	$0,3 \cdot 10^{-6}$
	3/2-	2040	0,32	$0,3 \cdot 10^{-6}$
	3/2-	5400	1,8	$1,8 \cdot 10^{-6}$
^{99}Mo	3/2-	12	0,37	$0,3 \cdot 10^{-6}$
	1/2-	429	3,17	$3,0 \cdot 10^{-6}$
	1/2-	612	1,11	$1,0 \cdot 10^{-6}$
	3/2-	818	1,78	$1,7 \cdot 10^{-6}$
^{207}Pb	1/2+	$205 \cdot 10^3$	2,64	$4 \cdot 10^{-6}$
		$217 \cdot 10^3$	1,82	$3 \cdot 10^{-6}$
		$253 \cdot 10^3$	2,97	$4,5 \cdot 10^{-6}$
		$342 \cdot 10^3$	13,6	$2,1 \cdot 10^{-5}$
		$350 \cdot 10^3$	6,73	$1,0 \cdot 10^{-5}$
		$374 \cdot 10^3$	4,70	$7,0 \cdot 10^{-6}$
		$391 \cdot 10^3$	7,64	$1,2 \cdot 10^{-5}$
		$416 \cdot 10^3$	7,72	$1,2 \cdot 10^{-5}$
		$488 \cdot 10^3$	12,5	$2,0 \cdot 10^{-5}$
$543 \cdot 10^3$	7,29	$1,1 \cdot 10^{-5}$		
^{239}U	1/2+	6,7	$0,6 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-9}$
		21,0	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^{-9}$
		36,7	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$12 \cdot 10^{-9}$
		66,2	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$6,4 \cdot 10^{-9}$
		81,1	$0,2 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-10}$
		89,5	$0,1 \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^{-11}$
		102,7	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$16 \cdot 10^{-9}$

нейтронов. Экспериментальные данные взяты из работ [35—37]. Приведенные в табл. 4 величины $\Gamma_{n\lambda}^0$ для изотопов молибдена аномально велики, при больших энергиях резонансов они несколько уменьшаются. Из этой таблицы видно, если в изотопах молибдена величины $|\bar{b}^\lambda|^2$ меняются в пределах одного порядка, то в ^{239}U — в пределах трех порядков, особенности резонансов ^{207}Pb обсудим в следующем разделе.

Оценим величины одно- и двухквaziчастичных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний из экспериментальных данных по $E1$ -переходам в основные и низколежащие состояния. Для этого воспользуемся экспериментальными значениями K_{E1} -величин. Формулу (3.23) перепишем так:

$$[\Gamma_{\lambda f}^0(E1)(eV)]_{s.p.u.} = 10K_{E1}^{\text{exp}}D(\text{MeV}). \quad (5.4)$$

Матричный элемент $E1$ -перехода, например (3.19), приблизительно перепишем так:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(E1; I^\pi\lambda \rightarrow K_f^\pi s_f) &\approx \overline{\langle s_f | \Gamma(E1) | s \rangle} \sum_s b_{I\pi}^{\lambda n}(s) \times \\ &\times v_{s_f s}^{(-)} + \dots \approx \overline{\langle s_f | \Gamma(E1) | s \rangle} \bar{b}^\lambda n \eta, \end{aligned}$$

где n — среднее число членов в сумме; η учитывает роль отброшенных трехквaziчастичных слагаемых. Подставим матричный элемент в (5.4) и получим

$$10K_{E1}^{\text{exp}}D(\text{MeV}) \approx |\bar{b}^\lambda|^2 n^2 \eta^2 F, \quad (5.5)$$

где F — степень замедления одночастичных $E1$ -переходов по сравнению с единицами Вайскопфа. Если считать, что для ядер с $A < 100$ $F \approx 10$, для остальных ядер $F \approx 100$ и $\eta = 1,5 - 2,0$; $n = 2$, то получим следующие грубые оценки одно- и двухквaziчастичных компонент $|\bar{b}^\lambda|^2$:

а) для области изотопов Cr — Ni — Zn $|\bar{b}^\lambda|^2 \sim 10^{-5}$;

б) для ядер в районе Mo — Sn $|\bar{b}^\lambda|^2 \sim 10^{-6} - 10^{-7}$;

в) для деформированных ядер $|\bar{b}^\lambda|^2 \sim 10^{-8}$;

г) для ядер в районе $A \approx 200$ $|\bar{b}^\lambda|^2 \sim 10^{-7} - 10^{-8}$.

Хотя эти оценки являются более грубыми, но по порядку величины они совпадают с оценками, полученными из значений (Γ_n^0) .

Более точные оценки $|\bar{b}^\lambda|^2$ величин из $E1$ -переходов можно сделать в двух случаях. Первый случай, когда можно проследить, между какими подоболочками в сферических ядрах идут $E1$ -переходы, и вычислить соответствующие одночастичные матричные элементы. Такие расчеты можно проводить для ядер с $A \leq 100$ в областях максимумов силовых функций. Например, в ядрах ^{53}Cr , ^{55}Cr , ^{61}Ni и других основные $E1$ -переходы идут между оболочками $3s_{1/2} \rightleftharpoons 2p_{3/2}$, $3s_{1/2} \rightleftharpoons 2p_{1/2}$, в изотопах молибдена и рутения — между подоболочками $3p_{3/2} \rightleftharpoons 2d_{3/2}$, $3p_{3/2} \rightleftharpoons 2d_{5/2}$,

$3p_{1/2} \rightleftharpoons 2d_{3/2}$, $3p_{1/2} \rightleftharpoons 3s_{1/2}$. Имеются экспериментальные указания на проявление такого типа одночастичных переходов, они получили название «переходы валентного нейтрона» [19, 35, 38].

Второй случай — когда для оценки величин двухквaziчастичных компонент $|\bar{b}^\lambda|^2$ следует воспользоваться экспериментальными значениями парциальных ширин для $E1$ -переходов с резонансов $I^\pi = 1^-$ в основные состояния четно-четных ядер. Согласно (3.15) и (3.15') в $E1$ -переходах принимает участие минимальное число компонент волновых функций (2.10) и (2.16), что способствует проведению оценок величин $|\bar{b}^\lambda|^2$. Для экспериментального определения парциальных ширин $E1$ -переходов в основные состояния можно использовать в качестве мишеней следующие ядра: ^{53}Cr , ^{59}Ni , ^{61}Ni , ^{65}Cu , ^{157}Gd , ^{159}Dy , ^{169}Er , ^{171}Yb , ^{171}Hf и др. В [31] измерены радиационные ширины для $E1$ -переходов с резонансов I^- в основное состояние в ^{158}Gd и получено, что $|\bar{b}^\lambda|^2 \sim 10^{-8}$.

Величины $|\bar{b}^\lambda|^2$ для одноквaziчастичных компонент можно грубо оценить из отношения D/D_0 , где среднее расстояние между уровнями с одинаковыми $I^\pi - D$ при $\mathcal{E} = B_n$ и D_0 при $\mathcal{E} = 0$. Отношение D/D_0 в немагических ядрах равно $10^{-5} - 10^{-6}$, по порядку величины оно равно $|\bar{b}^\lambda|^2$, если считать, что нижние состояния являются чистыми квазичастичными состояниями. Полученные таким путем величины $|\bar{b}^\lambda|^2$ примерно на два порядка больше $|\bar{b}^\lambda|^2$ величин, найденных из нейтронных и радиационных ширин. Этому различию не стоит придавать значения, поскольку основная сила (90—99%) одночастичного состояния может быть сконцентрирована на нескольких уровнях, лежащих ниже B_n , и в фрагментации по многим уровням участвует 1—10% или меньшая часть одночастичного состояния.

4. Рассмотрим, какие сведения можно получить о величинах трех- и четырехквaziчастичных компонент волновых функций нейтронных резонансов. Сначала проанализируем, какие возможности имеются для оценки вклада трех- и четырехквaziчастичных компонент из приведенных нейтронных ширин $\Gamma_{n\lambda}^0$. Пусть s -нейтрон захватывается нечетно-нечетным сферическим ядром в состоянии, описываемом волновой функцией (3.7'), со спином I_0 и квазичастицами в подоболочках j_0^n, j_0^p (причем $j_0^n \neq 1/2$, $\pi \neq +1$) и образуется высоковозбужденное состояние нечетного Z ядра. В этом случае приведенная ширина имеет вид

$$\Gamma_{n\lambda}^0 = \Gamma_{s.p.}^0 \left| \frac{2}{2I_0 + 1} \sum_{M_0, m_0^n, m_0^p} (j_0^n m_0^n j_0^p m_0^p | I_0 M_0) \times \right. \\ \left. \times \sum_{j_2^n m_2^n} b_{I\pi}^{\lambda p 2n} (j_0^p m_0^p, j_0^n m_0^n, j_2^n m_2^n) u_{j_2^n} \right|^2, \quad (5.6)$$

поскольку $j_2^\pi = 1/2^+$, то в сумме по j_2^n имеется, как правило, один член. В аналогичном случае для деформированных ядер $\Gamma_{n\lambda}^0$ определяется формулой (3.10).

Из формул (3.10) и (5.6) видно, что нейтронные приведенные ширины могут давать сведения о величинах трехквартичных компонент типа $p2n$ волновых функций нейтронных резонансов. Учитывая, что $u_{j_2} \approx 1$, формулу (5.6) приближенно перепишем так:

$$\Gamma_{n\lambda}^0 = \Gamma_{s.p.}^0 \cdot |b_{I\pi}^{\lambda p 2n}(j_0^p, j_0^n, j_2^\pi = 1/2^+)|^2 \frac{2}{2I_0+1} \times \\ \times \sum_{M_0, m_0^n, m_0^p} \sum_{m_2^n j' m'} (j_0^n m_0^n j_0^p m_0^p | I_0 M_0) \times \\ \times (j_0^n m_0^n 1/2 m_2 | j' m') (j' m' j_0^p m_0^p | I M)^2. \quad (5.6')$$

Проведем усреднение по ряду резонансов и из $\langle \Gamma_n^0 \rangle$ вычислим $|\bar{b}|^2$. В табл. 5 даны $\langle \Gamma_n^0 \rangle$ и величины $|\bar{b}|^2$. Из-за того, что долгожи-

Таблица 5

Средние значения нейтронных ширин и величин трехквартичных компонент $|\bar{b}|^2$

Ядро	I^π	$I_0(j_0^p, j_0^n)$ или $I_0(r_0, s_0)$	$B_n, Mэв$	$\langle \Gamma_n^0 \rangle, эв$	$ \bar{b} ^2$
51V	11/2+, 13/2+	6+ ($pf_{7/2}, nf_{7/2}$)	11,055	1,2	$0,7 \cdot 10^{-7}$
139La	9/2+, 11/2+	5+ ($pg_{7/2}, nd_{3/2}$)	8,79	$4 \cdot 10^{-3}$	$0,4 \cdot 10^{-9}$
177Lu	13/2-, 15/2-	7- ($p404\downarrow, n514\downarrow$)	6,890	$4 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-10}$
181Ta	15/2+, 17/2+	8+ ($p404\downarrow, n624\uparrow$)	7,640	$3 \cdot 10^{-4}$	$2,4 \cdot 10^{-10}$

вущие нечетно-нечетные ядра имеют большие спины, в табл. 5 приведены величины $|\bar{b}|^2$ для трехквартичных компонент только с большими спинами. Из сравнения данных табл. 3 и 5 видно, что $|\bar{b}|^2$ — величины для трехквартичных компонент с большими спинами меньше $|\bar{b}|^2$ — величин для одно- и двухквартичных компонент. Это уменьшение $|\bar{b}|^2$ — величин для трехквартичных компонент, по-видимому, связано с тем, что фрагментация трехквартичных компонент с большими спинами находится в начальной стадии и основная часть силы трехчастичных состояний сконцентрирована на небольшом числе уровней.

Сведения о величинах трех- и четырехквартичных компонент волновых функций нейтронных резонансов могут быть

существенно расширены, если в нейтронноспектроскопических исследованиях в качестве мишеней использовать нестабильные ядра и ядра, находящиеся в изомерных состояниях. На примере четырех случаев, приведенных в табл. 6, продемонстрируем рас-

Таблица 6

Ядра-мишени и компаунд-состояния, образовавшиеся после захвата s -нейтрона (энергия дана в $Мэв$)

Ядро-мишень	Компаунд-ядро
$171 \frac{140d}{174Lu} 6^-p404\downarrow + n512\uparrow$ $0 \frac{1300d}{174Lu} 1^-p404\downarrow - n512\uparrow$	$B_n + 171$ ——— $11/2^-, 13/2^-$ B_n ——— $\frac{175Lu}{175Lu} 1/2^-, 3/2^-$
$1106 \frac{29d}{179Hf} 25/2^-n624\uparrow + p404\downarrow + p514\uparrow$ $0 \frac{st}{179Hf} n624\uparrow$	8436 ——— $12^-, 13^-$ $B_n = 7330$ $\frac{180Hf}{180Hf} 4^+, 5^+$
$969 \frac{155d}{177Lu} 23/2^-p404\downarrow + n624\uparrow + n514\downarrow$ $0 \frac{6,7d}{177Lu} p404\downarrow$	$B_n + 969$ ——— $11^-, 12^-$ B_n ——— $\frac{178Lu}{178Lu} 3^+, 4^+$
$1142 \frac{5,5h}{180Hf} 8^-p404\downarrow + p514\uparrow$ $0 \frac{st}{180Hf} 0^+$	7092 ——— $15/2^-, 17/2^-$ $B_n - 5950$ $\frac{181Hf}{181Hf} 1/2^+$

ширение возможностей при изучении захвата s -нейтронов ядрами, находящимися в изомерных состояниях.

Если s -нейтрон захватывается ^{174}Lu , находящимся в основном состоянии с $I_0^\pi = 1^-$ и конфигурацией $p404\downarrow - n512\uparrow$, то образуются резонансы ^{175}Lu с $I^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$ при энергии $\mathcal{E} = B_n$. Если s -нейтрон захватывается ^{174}Lu , находящимся в изомерном состоянии с $I_\pi = 6^-$ и конфигурацией $p404\downarrow + 512\uparrow$, то образуются резонансы ^{175}Lu с $I^\pi = 11/2^-$ и $13/2^-$ при энергии $\mathcal{E} = B_n + 0,171$ $Мэв$. Как видно из формулы (3.10), приведенные ширины захвата s -нейтрона ^{174}Lu , находящимся в основном и изомерном состояниях, дают сведения о величинах трехквартичных компонент $p 404 \downarrow \pm 512 \uparrow \pm n 1/2^+$ (здесь $n 1/2^+$ означает одночастичное нейтронное состояние с $K^\pi = 1/2^+$) в волновых функциях (2.3)

с $I^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$ при энергии $\mathcal{E} \approx B_n$ и с $I^\pi = 11/2^-$ и $13/2^-$ при энергии, превышающей B_n на 171 кэв.

При захвате s -нейтрона ^{180}Hf , находящимся в изомерном состоянии с энергией 1142 кэв, $K^\pi = 8^-$ и конфигурацией $r_0 + r'_0 = p404 \downarrow + p514 \uparrow$, образуются возбужденные состояния с $I^\pi = 15/2^-$ и $17/2^-$, в которых на волновую с $I^\pi = 1/2^+$ как бы накладываются двухквaziчастичные протонные компоненты 8^- . В этом случае приведенная ширина имеет вид

$$\Gamma_{n\lambda}^0 = \Gamma_{s.p.}^0 \left| 2 \sum_{s_2 \sigma_2} b_{I\pi}^{\lambda n 2p} (s_2 \sigma_2, r_0 +, r'_0 +) u_{s_2} d_{s_2} (l=0) \right|^2, \quad (5.7)$$

причем для s_2 $K^\pi = 1/2^+$. В этом случае можно получить сведения о трехквaziчастичных компонентах $p404 \downarrow + p414 \uparrow \pm n1/2^+$ в высоковозбужденных состояниях ^{181}Hf с $I^\pi = 15/2^-$ и $17/2^-$.

При захвате s -нейтрона ^{179}Hf , находящимся в основном и изомерном состояниях, образуются компаунд-состояния ^{180}Hf с энергией 7330 кэв и спинами 4^+ , 5^+ и с энергией 8436 кэв и спинами 12^- , 13^- . В случае захвата нейтрона ^{179}Hf в изомерном состоянии получают высоковозбужденные состояния, у которых двухквaziчастичное протонное состояние со спином 8^- как бы наложено на состояния со спинами 4^+ и 5^+ . Приведенная ширина для захвата s -нейтрона на изомере с $K^\pi = 25/2^-$ и конфигурацией $s_0 + r_0 + r'_0 = n624 \uparrow + p404 \downarrow + p514 \uparrow$ имеет вид

$$\Gamma_{n\lambda}^0 = \Gamma_{s.p.}^0 \left| 4 \sum_{s_2 \sigma_2} b_{I\pi}^{\lambda n 2p} (s_2 \sigma_2, s_0 +, r_0 +, r'_0 +) u_{s_2} d_{s_2} (l=0) \right|^2, \quad (5.8)$$

причем для s_2 $K^\pi = 1/2^+$. Если механизм прямого захвата нейтрона имеет преобладающее значение, то из приведенных ширин захвата нейтрона можно получить сведения о вкладе четырехквaziчастичных компонент $p404 \downarrow + p514 \uparrow + n624 \uparrow \pm n1/2^+$ в волновую функцию высоковозбужденного состояния с $I^\pi = 12^-$ и 13^- .

При захвате s -нейтрона ^{177}Lu , находящимся в изомерном состоянии с энергией 969 кэв и $K^\pi = 23/2^-$, приведенная ширина имеет вид

$$\Gamma_{n\lambda}^0 = \Gamma_{s.p.}^0 \left| 6 \sum_{s_2 \sigma_2} b_{I\pi}^{\lambda p 3n} (r_0 +, s_0 +, s'_0 +, s_2 \sigma_2) u_{s_2} d_{s_2} (l=0) \right|^2, \quad (5.9)$$

причем для s_2 $K^\pi = 1/2^+$. В этом случае можно найти $|\bar{b}|^2$ — величины для четырехквaziчастичных компонент $p404 \downarrow + n624 \uparrow + n514 \downarrow \pm n1/2^+$ в высоковозбужденных состояниях ^{178}Lu со спинами 11^- и 12^- .

Таким образом, использование в качестве мишеней нестабильных ядер и ядер, находящихся в изомерных состояниях, позволит существенно расширить нашу информацию о величинах трех- и четырехквaziчастичных компонент волновых функций нейтронных резонансов.

Сведения о суммарном вкладе части четырехквaziчастичных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний можно получить из сравнения приведенных вероятностей γ -переходов на основное и однофононное состояние. Действительно, согласно (3.15) и (3.15') при γ -переходе на основное состояние четно-четного ядра участвуют двухквaziчастичные компоненты типа частица — дырка волновой функции (2.10) или (2.16). Как видно из (3.18), при γ -переходах на однофононные состояния несколько уменьшен вклад двухквaziчастичных компонент, но в этом принимает участие большое число четырехквaziчастичных компонент. Поэтому если четырехквaziчастичные компоненты волновых функций (2.10) или (2.16) не малы, то следует ожидать увеличения приведенных вероятностей γ -переходов на однофононные состояния по сравнению с переходами на основные состояния, т. е.

$$\Gamma_{\gamma\lambda 2+}^0 > \Gamma_{\gamma\lambda 0}^0. \quad (5.10)$$

Имеются экспериментальные указания [39] на то, что в ряде ядер приведенные вероятности $E1$ -переходов из высоковозбужденных в однофононные 2^+ состояния превышают таковые для $E1$ -переходов на основные состояния. В работе [40] измерены приведенные вероятности γ -переходов и показано, что приведенные вероятности γ -переходов на основные и однофононные состояния близки друг к другу.

5. Роль многоквaziчастичных компонент волновых функций нейтронных резонансов не ясна. Тот факт, что отдельные малоквaziчастичные компоненты дают вклад порядка 10^{-6} — 10^{-9} в нормировку волновой функции, еще не означает, что число компонент волновой функции равно многим миллионам и что все они очень малы. Нельзя исключить такую возможность, что одна или несколько многоквaziчастичных компонент дают превалирующий вклад в нормировку волновой функции высоковозбужденного состояния.

Изучим, какие косвенные данные о величинах пяти-, шести-, семи- и восьмиквaziчастичных компонент волновых функций можно получить из анализа α - и γ -распадов резонансов. Несомненно, что роль многоквaziчастичных компонент должна сильнее проявиться в тех резонансах, для которых соответствующая силовая функция минимальная.

Если бы низколежащие состояния были чистыми двух-, четырех- и т. д. фононными состояниями, то из сравнения приведенных вероятностей γ -переходов на такие состояния можно было бы получить сведения о многоквaziчастичных компонентах волновых функций высоковозбужденных состояний. Однако среди нижних состояний нет чистых четырехквaziчастичных и трехфононных состояний и достаточно чистых состояний с большим числом

квазичастиц. Сложность структуры состояний с энергией возбуждения 1—3 Мэв существенно затрудняет изучение вклада многоквазичастичных компонент в волновые функции высоковозбужденных состояний.

Рассмотрим $E1$ -переходы с высоковозбужденных состояний. Пусть медленный нейтрон захватывается нечетным N сферическим

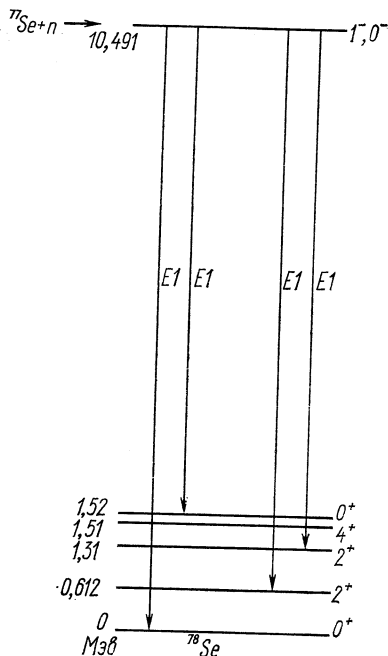


Рис. 3.

ядром и образуются резонансы с $I^\pi = 1^-$. Такой случай изображен на рис. 3. При $E1$ -переходе на двухфононное 0^+ состояние кроме части двухквазичастичных компонент, входящих в переходы на основное 0^+ состояние, участвует большое число четырех- и шестиквазичастичных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний. Если при $E1$ -переходах в однофононное 2^+ состояние участвуют двух- и четырехквазичастичные компоненты волновой функции (2.16), то при $E1$ -переходах в двухфононные 2^+ состояния к ним добавляются шестиквазичастичные компоненты. Увеличение приведенных вероятностей $E1$ -переходов в двухфононные состояния по сравнению с $E1$ -переходами в основные и однофононные состояния будет свидетельствовать о заметном вкладе шестиквазичастичных компонент в нормировку волновой функции (2.16) [41].

Наиболее благоприятными для такого анализа являются следующие ядра-мишени: нечетные изотопы хрома, никеля, ртути, ^{77}Se и другие при захвате s -нейтрона; нечетные изотопы молибдена, кадмия, олова, ^{121}Sb и другие при захвате p -нейтрона. Можно использовать ядра мишени, у которых нечетный нейтрон находится на подболочках $f_{5/2}$, $d_{5/2}$ и $d_{3/2}$.

Для грубой оценки суммарного вклада пятиквазичастичных компонент волновой функции (2.3) можно воспользоваться сравнением приведенных вероятностей γ -переходов на одно- и трехквазичастичные состояния [42] в нечетных деформированных ядрах.

Некоторую информацию о суммарном вкладе шести- и восьми-квазичастичных компонент волновых функций высоковозбужден-

ных состояний могут дать экспериментальные данные по приведенным парциальным вероятностям α -распадов нейтронных резонансов. Как было показано в работах [5, 6] и как видно из (3.26), при α -распадах резонансов в основные состояния четно-четных ядер участвуют двух- и четырехквaziчастичные типа $(2n, 2p)$ компоненты волновых функций (2.10), (2.16). При α -распаде резонансов в однофононные состояния к ним добавляется большое число четырех- и шестиквaziчастичных компонент. Поэтому если четырех- и шестиквaziчастичные компоненты в (2.10) и (2.16) приобретают существенное значение, то приведенные вероятности α -переходов на однофононные состояния должны быть больше, чем на основные состояния, т. е. должно выполняться условие

$$\Gamma_{\alpha\lambda 2^+}^0 > \Gamma_{\alpha\lambda 0^+}^0 \quad (5.11)$$

Экспериментальные данные [15, 43], часть из которых приведена в табл. 7, указывают на то, что во многих резонансах выпол-

Таблица 7

Приведенные ширины для α -переходов из состояний с $I^\pi = 3^-$ в ^{148}Sm на основное и однофононное состояния ^{144}Nd

Энергия резонанса $\mathcal{E} - B_n, \text{ эв}$	Приведенные ширины для перехода на состояния	
	основное $\Gamma_{\alpha\lambda 0^+}^0$	однофононное $\Gamma_{\alpha\lambda 2^+}$
3,4	0,42	1,14
29,7	0,10	0,11
39,7	0,014	0,12
83,3	0,45	0,86
102,6	0,026	0,90
123,4	0,27	0,35
183,7	5,720	—
221,6	0,45	2,14

няется условие (5.11). Усреднение по восьми резонансам с $I^\pi = 3^-$ в ^{148}Sm (исключая резонанс 183,7 эв) дает для α -переходов в основное состояние ^{144}Nd $\langle \Gamma_{\alpha 0^+}^0 \rangle = 0,17 \pm 0,05 \text{ эв}$, в однофононное 2^+ состояние $\langle \Gamma_{\alpha 2^+}^0 \rangle = 0,3 \pm 0,1 \text{ эв}$. Эти данные указывают на важное значение четырех- и шестиквaziчастичных компонент в волновых функциях (2.16).

Если приведенная вероятность α -перехода на основное состояние больше, чем на однофононное, то это указывает на аномально большую двухквaziчастичную компоненту волновой функции данного резонанса. Следует помнить, что для α -переходов с двух-

квазичастичных компонент имеет место усиление (3.25). Такую особенность имеет резонанс с энергией 183,7 эв в ^{148}Sm .

При α -распадах резонансов в двухфононные состояния в соответствующий матричный элемент добавляется большое число шести- и восьмиквазичастичных компонент волновых функций (2.16), которых нет в матричных элементах переходов в однофононные состояния, а значение двух- и четырехквазичастичных компонент уменьшается. В тех случаях, когда значение шести- и восьмиквазичастичных компонент (2.16) является значительным, следует ожидать увеличения приведенных вероятностей α -переходов на двухфононные состояния по сравнению с переходами в основное и однофононное состояния. В работах [15, 43] измерена приведенная α -ширина для перехода с резонанса ^{148}Sm с $I^\pi = 3^-$ и энергией $(B_n + 37,9)$ эв в двухфононное 4^+ состояния в ^{144}Nd , она оказалась равной $\Gamma_{\alpha\lambda 4^+}^0 = 1,2$ эв, т. е. на порядок больше $\Gamma_{\alpha\lambda 2^+}^0 = 0,12$ эв и на два порядка больше $\Gamma_{\alpha\lambda 0g}^0 = 0,014$. Усредненные по четырем резонансам ^{148}Sm с $I^\pi = 4^-$ приведенные α -ширины для переходов в 4^+ состояния ^{144}Nd равны $\langle \Gamma_{\alpha 4^+}^0 \rangle = 0,3 \pm 0,2$ эв.

Эти экспериментальные данные указывают на то, что в ряде резонансов суммарный вклад шести- и восьмиквазичастичных компонент в нормировке волновых функций значителен.

6. Рассмотрим вопрос о равновесной форме и о вращении сильно деформированного ядра, находящегося в высоковозбужденном состоянии. Не имеется экспериментальных данных, которые указывали бы на значительное изменение формы ядра с ростом энергии возбуждения. Действительно, если бы форма ядра сильно менялась с ростом энергии возбуждения, то это должно было бы привести к существенному уменьшению нейтронных, радиационных и α -ширин и сечений прямых реакций из-за неполного перекрытия волновых функций ядер мишеней с компаунд-ядрами. Если бы высоковозбужденные состояния ядер в областях редкоземельных элементов и актиноидов были сферическими, то для них должны были бы быть весьма малыми силовые функции для p -нейтронов. Сложность волновой функции высоковозбужденного состояния должна привести к взаимной компенсации тенденций к отклонению формы ядра от равновесной формы в основном состоянии.

В качестве первого шага к выяснению вращательных свойств высоковозбужденных состояний исследуем, насколько хорошим для них является квантовое число K (проекция момента на ось симметрии ядра). Условимся считать γ -переходы с резонансов K запрещенными, если для них выполняется условие

$$|I_\lambda - K_f - \lambda| = \nu > 0, \quad (5.12)$$

где λ — мультипольность γ -перехода. О роли квантового числа K в высоковозбужденных состояниях можно судить по степени замедления K -запрещенных γ -переходов с резонансов по сравнению

со сходными, но K -разрешенными переходами [29]. Вполне возможно, что роль квантового числа K окажется неодинаковой в различных членах волновых функций (2.3) или (2.10) или (2.11). Так, если имеются корреляции между нейтронной и парциальной радиационной ширинами, то общие для этих двух процессов компоненты волновых функций (2.3), (2.10), (2.11) будут в основном иметь $K = K_0 \pm 1/2$ (при захвате s -нейтронов K_0 относится к ядру-мишени). Поэтому можно ожидать, что K -запрещенные γ -переходы будут замедлены относительно K -разрешенных γ -переходов, радиационные ширины которых коррелированы с нейтронными ширинами.

Рассмотрим детально $E1$ -переходы с резонансов на низколежащие состояния ^{177}Lu , где ситуация является наиболее благоприятной для выяснения вопроса о степени замедления K -запрещенных переходов по сравнению с K -разрешенными переходами. После захвата s -нейтрона состоянием ^{176}Lu с $I^\pi K = 7^-7$ и конфигурацией $p404\downarrow + n514\downarrow$ образуются высоковозбужденные состояния ^{177}Lu с $I^\pi = 13/2^-$ и $15/2^-$. С этих резонансов идут $E1$ -переходы на низколежащие состояния, которые приведены на рис. 4 (экспериментальные данные взяты из работы [44]). На низколежащие состояния $11/2^+ 11/2$, $13/2^+ 11/2$ и $15/2^+ 11/2$ с конфигурацией $n514\downarrow - n512\downarrow + p404\downarrow$ и на состояния $15/2^+ 15/2$, $13/2^+ 13/2$, $17/2^+ 15/2$, $15/2^+ 13/2$ и $17/2^+ 13/2$ идут K -разрешенные переходы, причем $E1$ -переходы на эти состояния удовлетворяют ранее сформулированным квазичастичным правилам отбора. Следовательно, могут быть корреляции между $\Gamma_{n\lambda}^0$, $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$ и между $\Gamma_{\gamma\lambda f}^0$, $\Gamma_{\gamma\lambda f}^+$. K -разрешенные переходы идут также в следующие состояния: $11/2^+ 11/2$, $13/2^+ 11/2$ и $15/2^+ 11/2$ с конфигурацией $n624\uparrow - n514\downarrow + p514\uparrow$; $13/2^+ 13/2$, $15/2^+ 13/2$, $17/2^+ 13/2$ и $11/2^+ 11/2$, $13/2^+ 11/2$, $15/2^+ 11/2$ с конфигурациями $n514\downarrow \pm n510\uparrow + p402\uparrow$; $E1$ -переходы в состояния $11/2^+ 7/2$, $13/2^+ 7/2$, $15/2^+ 7/2$ и $17/2^+ 7/2$ с конфигурацией $p404\downarrow$ являются K -запрещенными с $\nu = 2$ и 3; $E1$ -переходы в состояния $11/2^+ 1/2$, $13/2^+ 1/2$ и $15/2^+ 1/2$ с конфигурацией $p411\downarrow$ являются K -запрещенными с $\nu = 5$ и 6; переходы в состояния $11/2^+ 5/2$, $13/2^+ 5/2$, $15/2^+ 5/2$ и $17/2^+ 5/2$ с конфигурацией $p402\uparrow$ — также K -запрещенные с $\nu = 3$ и 4.

Таким образом, при распаде нейтронных резонансов в ^{177}Lu имеются как K -разрешенные, так и K -запрещенные $E1$ -переходы в низколежащие состояния и было бы интересно найти экспериментальные парциальные радиационные ширины для ряда резонансов в ^{177}Lu .

Перечислим еще ряд ядер, наиболее благоприятных для выяснения вопроса о степени замедления K -запрещенных по сравнению с K -разрешенными $E1$ -переходами с резонансов с наибольшими спинами I_λ . После захвата s -нейтрона образуются резонансы

в следующих ядрах: 1) ^{166}Ho резонансы $I_{\lambda}^{\pi} = 4^{-}$ распадаются на состояния: 4^{+3} с энергией $\mathcal{E} = 261 \text{ кэВ}$, 4^{+4} с $\mathcal{E} = 372 \text{ кэВ}$ и конфигураций $p523\uparrow \mp n521\downarrow$ и 3^{+1} с $\mathcal{E} = 522 \text{ кэВ}$ и конфигураций

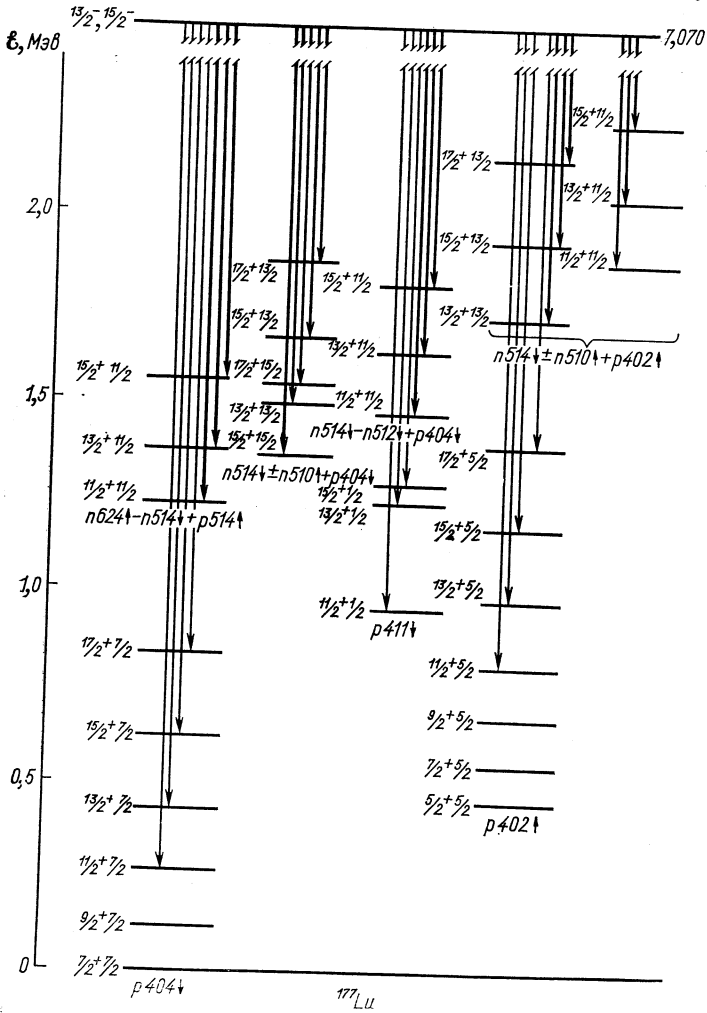


Рис. 4.

$p523\uparrow - n523\downarrow$; 2) ^{176}Lu резонансы $I_{\lambda}^{\pi} = 4^{+}$ распадаются в состояния: 3^{-0} с $\mathcal{E} = 239 \text{ кэВ}$, $p404\downarrow - n514\downarrow$, 3^{-3} с $\mathcal{E} = 662 \text{ кэВ}$, 4^{-4} с $\mathcal{E} = 791 \text{ кэВ}$ и конфигураций $p404\downarrow \mp n510\uparrow$; 3) ^{178}Hf резонансы $I_{\lambda}^{\pi} = 4^{-}$ распадаются в состояния: 4^{+0} с $\mathcal{E} = 306 \text{ кэВ}$,

$4+4$ с $\mathcal{E} = 1513$ кэв, $4+3$ с $\mathcal{E} = 1957$ кэв и конфигурацией $nn514\downarrow \pm 510\uparrow$; 4) ^{182}Ta резонансы $I_\lambda^\pi = 4^+$ распадаются в состояния: $3-3$ основное $p404\downarrow - n510\uparrow$, $3-0$ с $\mathcal{E} = 702$ кэв $p404\downarrow - n503\uparrow$; 5) ^{182}W резонансы $I_\lambda^\pi = 5^+$ распадаются в состояния: $4-2$ с $\mathcal{E} = 1488$ кэв, октупольные, у которых согласно [45] конфигурация $pp514\downarrow - 402\uparrow$ является превалирующей, $4-4$ с $\mathcal{E} = 1554$ кэв $nn624\uparrow - 510\uparrow$.

Представляет интерес проанализировать имеющиеся экспериментальные данные и провести новые опыты по определению степени замедления K -запрещенных $E1$ - и $M1$ -переходов с нейтронных резонансов.

7. Оценим величины магнитных моментов нейтронных резонансов и обсудим особенности $M1$ -переходов на низколежащие состояния. Магнитный момент высоковозбужденного состояния, описываемого волновой функцией (2.16), четно-четного сферического ядра

$$\begin{aligned}
 \mu = & 2\sqrt{\frac{4\pi I}{3(2I+1)(I+1)}} \left\{ \sum_{j_1, j_2, j_3} \langle j_2 | \Gamma(M1) | j_1 \rangle \times \right. \\
 & \times v_{j_1 j_2}^{(+)} b_I^{*\lambda 2t} (j_1, j_3) b_I^{\lambda 2t} (j_2, j_3) (2I+1) (-1)^{3I+j_2-j_3} \left. \begin{Bmatrix} I & I & 1 \\ j_1 & j_2 & j_3 \end{Bmatrix} \right\} + \dots \\
 & \dots + \sqrt{\frac{2I+1}{3}} \sum_{i, i'} (\delta_{ip} \delta_{in} + 3\delta_{ii'}) \sum_{j_1, j_2, j_3, j_4} \langle j_4 | \Gamma(M1) | j_3 \rangle \times \\
 & \times u_{j_3 j_4}^{(-)} [b_I^{*\lambda 2t} (j_1, j_2) b_I^{\lambda 2t 2i'} (j_1, j_2, j_3, j_4) + \\
 & + b_I^{\lambda 2t} (j_1, j_2) b_I^{*\lambda 2t 2i'} (j_1, j_2, j_3, j_4)] + \dots \left. \right\}, \quad (5.13)
 \end{aligned}$$

где $\begin{Bmatrix} I & I & 1 \\ j_1 & j_2 & j_3 \end{Bmatrix}$ — $6j$ -символы. Кроме этих имеется большое число других членов. В выражение для магнитного момента дают вклад все компоненты волновой функции высоковозбужденного состояния.

Выражение для магнитного момента содержит все компоненты волновой функции, поэтому магнитные моменты высоковозбужденных состояний по порядку величины должны быть равны магнитным моментам низколежащих состояний.

В настоящее время имеется только одна работа [46], в которой приведены измеренные на опыте магнитные моменты для двух резонансов в ^{168}Er . Магнитный момент резонанса с $\mathcal{E} - B_n = 0,460$ эв и $I^\pi = 4^+$ равен $\mu = (-0,45 \pm 0,74) \mu_0$ и резонанса $\mathcal{E} - B_n = 0,584$ эв и $I^\pi = 3^+$ равен $\mu = (5,9 \pm 1,2) \mu_0$, где μ_0 — ядерный магнетон Бора. Магнитный момент основного состояния ^{167}Er с $I^\pi K = 7/2^+ 7/2$ $633\uparrow$ равен $\mu = -0,564 \mu_0$, т. е. магнитный

момент резонанса 3^+ с $\mathcal{E} - B_n = 0,584$ эв существенно превышает магнитный момент низколежащего состояния. Эти экспериментальные данные подтверждают наш вывод о величинах магнитных моментов высоковозбужденных состояний. Однако крайне желательно провести экспериментальное измерение магнитных моментов во многих ядрах.

Матричный элемент для $M1$ -перехода из высоковозбужденного состояния в одноквaziчастичное состояние дан формулой (3.21). Сходный вид имеют матричные элементы для $M1$ -переходов в других случаях. Существенное значение в $M1$ -переходах приобретают одночастичные матричные элементы между членами спин-орбитального дублета, т. е. матричные элементы вида $\langle l - 1/2 | \Gamma(M1) | l + 1/2 \rangle$. Компоненты типа $(l - 1/2, l + 1/2)$ образуют коллективные 1^+ состояния, которые должны привести к усилению вероятностей $M1$ -переходов с нейтронных резонансов [47]. Имеются экспериментальные указания [48] на то, что в ряде ядер имеет место усиление приведенных вероятностей $M1$ -переходов с резонансов.

6. УСЛОЖНЕНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ С РОСТОМ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ

1. В трех предыдущих разделах обсуждались свойства нейтронных резонансов. Такое выделение нейтронных резонансов из большой совокупности возбужденных состояний является вынужденным. Оно связано с тем, что из всех возбужденных состояний, кроме нижних, достаточно полные экспериментальные данные имеются только по нейтронным резонансам. Было бы значительно лучше, если бы была возможность последовательно по мере роста энергии возбуждения продвигаться в изучении структуры состояний. Однако экспериментальные данные по возбужденным состояниям в интервале $2-3$ Мэв неполные, так как только для нескольких уровней известны спины и четности и фактически нет сведений об их конфигурациях. Экспериментальных данных о возбужденных состояниях средних и тяжелых ядер в интервале от 3 Мэв до энергии связи нейтрона B_n очень мало. Это данные о силовых функциях β -распада, полученные в работе [49] для ряда ядер, удаленных от зоны β -стабильности, и весьма скудные сведения, извлеченные из анализа запаздывающих протонов [50]. Имеются также не разрешенные по энергиям отдельных состояний данные, полученные в прямых ядерных реакциях.

Обсудим общую картину того, как проходит фрагментация одночастичных состояний по многим ядерным уровням. Считаем, что основным механизмом, ответственным за фрагментацию, являются взаимодействия квазичастиц с фонами.

Если энергия одночастичного состояния находится вблизи энергии поверхности Ферми, то грубо можно полагать, что 90% силы одночастичного состояния сконцентрировано на одном ядерном уровне, 8—9% — на нескольких нижних уровнях. А оставшиеся 1—2% распределены по большому числу уровней в интервале 10 $Mэв$ и более. На распределение силы одночастичного состояния в широком энергетическом интервале указывают отличные от нуля значения силовых функций для s -нейтронов в тех ядрах, у которых подболочка $s_{1/2}$ является основным или дырочным состоянием.

По мере удаления энергии одночастичного состояния от энергии поверхности Ферми возрастает значение недиагональных элементов матрицы плотности, что приводит к усилению фрагментации одночастичного состояния по многим уровням. Когда энергия одночастичного состояния удалена от поверхности Ферми на 2—3 $Mэв$, то примерно 90% силы этого состояния распределено по нескольким ядерным уровням, а оставшиеся 10% фрагментированы по многим уровням в широком энергетическом интервале. По мере удаления энергии одночастичного состояния от энергии поверхности Ферми происходит дальнейшее усиление процесса фрагментации.

Происходит фрагментация трех-, пятичастичных и других состояний по многим ядерным уровням. Степень фрагментации трехчастичных состояний достигает такой же силы, как степень фрагментации одночастичных состояний при более высоких энергиях возбуждения и т. д.

Определенные приближенные законы сохранения приводят к ослаблению степени фрагментации одних состояний по сравнению с другими.

Наиболее ярким примером являются изобар-аналоговые состояния, которые являются малоквазичастичными состояниями из-за противодействия со стороны закона сохранения изотопического спина примешивания к состоянию с изотопическим спином $T_0 + 1$ состояний с изотопическим спином T_0 .

Другой пример представляют состояния с большими значениями спина I в сферических ядрах и квантового числа K в деформированных ядрах. Волновые функции этих состояний не содержат малоквазичастичных компонент, а фрагментация многочастичных состояний набирает силу при более высоких энергиях возбуждения по сравнению с одночастичными состояниями. Эти два обстоятельства приводят к тому, что наиболее низкие состояния сферических ядер с большими спинами I и деформированных ядер с большими значениями K являются достаточно чистыми квазичастичными состояниями. Например, в ^{178}Hf имеется четырехквазичастичное состояние с $K^\pi = 16^+$, энергией 2,5 $Mэв$ и временем жизни $T_{1/2} \approx 10$ лет [51], в ^{177}Hf имеется пятиквазичастичное

состояние с $K^\pi = 37/2^-$, энергией $2,74 \text{ Мэв}$ и $T_{1/2} \approx 53 \text{ мин}$ [52].

Следует ожидать экспериментального обнаружения шести-, семиквазичастичных и других состояний с большими I или K при более высоких энергиях возбуждения. Такого типа состояния по своей структуре сильно отличаются от расположенных рядом других состояний.

Поскольку фрагментация многочастичных состояний становится значительной при больших энергиях возбуждения, можно ожидать существования достаточно чистых многоквазичастичных высоковозбужденных состояний с малыми спинами. Это утверждение не является бесспорным, и его необходимо проверить экспериментально.

Степень фрагментации одночастичных состояний не одинакова в различных ядрах. Особенно резкое отличие наблюдается в дважды магических ядрах, например в ^{208}Pb , и в ядрах, отличающихся от них на один нуклон. В дважды магических ядрах выполняются условия (1.5), а первые однофононные состояния расположены более высоко, чем в немагических ядрах, что приводит к ослаблению взаимодействия квазичастиц с фононами. Если энергия одночастичного состояния близка к энергии поверхности Ферми, то в этих ядрах около 99% силы состояния сконцентрировано на одном уровне. Другой пример: в ^{209}Bi семиплет-октупольный фонon плюс квазичастица в подболочке $h_{41/2}$ имеет очень малую энергию расщепления [53], что свидетельствует о слабости взаимодействия квазичастиц с фононами. Поэтому процесс фрагментации одночастичных состояний по многим ядерным уровням в дважды магических ядрах начинается при больших энергиях и развивается медленнее, чем в других ядрах.

Действительно, свойства нейтронных резонансов в ^{207}Pb и ^{209}Pb , образовавшихся после захвата s -нейтронов, существенно отличаются от свойств нейтронных резонансов в других ядрах. Например, среднее расстояние D между уровнями с $I^\pi = 1/2^+$ в ^{207}Pb при $B_n = 6,734 \text{ Мэв}$ равно $D = 2,4 \cdot 10^4 \text{ эв}$, в то же время в ^{199}Hg при $B_n = 6,653 \text{ Мэв}$ $D \approx 100 \text{ эв}$, а в ^{193}Pt при $B_n = 6,288 \text{ Мэв}$ $D = 140 \text{ эв}$, т. е. примерно при тех же энергиях возбуждения среднее расстояние между уровнями $1/2^+$ в ^{207}Pb на два порядка больше, чем в ^{199}Hg и ^{193}Pt . Далее, согласно работе [54], в ^{209}Pb наблюдается резонанс с $\xi - B_n = 500 \text{ кэв}$ и аномально большой приведенной шириной $\Gamma_{n\lambda}^0 = 80 \text{ эв}$, соответствующая ему величина одноквазичастичной компоненты, равная $|\bar{b}^\lambda|^2 = 1,2 \cdot 10^{-4}$, примерно на три-четыре порядка больше, чем в других ядрах.

Согласно работе [36] в ^{207}Pb в интервале $200-550 \text{ кэв}$ наблюдается десять $1/2^+$ состояний, приведенные нейтронные ширины

$\Gamma_{n\lambda}^0$ которых и соответствующие $|\bar{b}^\lambda|^2$ -величины даны в табл. 4. Парциальные радиационные ширины $\Gamma_{\gamma\lambda_0}$ для $E1$ -переходов с этих резонансов в основное состояние принимают значения от 1,1 до 10,2 кэв. Из табл. 4 видно, что если в ^{207}Pb $|\bar{b}^\lambda|^2$ -величины достигают значений $2 \cdot 10^{-5}$, то в ^{239}U они равны $10^{-9} - 10^{-10}$, т. е. величины одноквазичастичных компонент в ^{239}U в $10^4 - 10^5$ раз меньше, чем в ^{207}Pb .

Таким образом, волновые функции околomagических ядер имеют относительно большие значения малоквазичастичных компонент. Поэтому в этих ядрах столь успешно применяется модель входных состояний [7, 26, 36]. Поведение нейтронных резонансов в околomagических ядрах должно демонстрировать отступление от закономерностей статистической модели ядра, что находит экспериментальное подтверждение (см., например, [55]).

2. Волновые функции высоковозбужденных состояний, приведенные в п. 2, можно использовать для анализа структуры состояний с промежуточной энергией возбуждения, например для вычисления матричных элементов β -переходов, спектроскопических факторов в прямых ядерных реакциях, вероятностей γ -переходов.

Рассмотрим β -распад, например, одноквазичастичного состояния нечетного Z сферического ядра, описываемого волновой функцией $\alpha_{j_0^p m_0^p}^+ \Psi_0$, на возбужденное состояние нечетного ядра с волновой функцией $\Psi_\lambda(I_f^\pi M_f)$, данной формулой (2.12). Матричный элемент этого β -распада имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} & \mathcal{M}_\beta(\lambda_0; j_0^p m_0^p \rightarrow \lambda, I_f^\pi M_f) = \\ & = [(-1)^{j_0^p - m_0^p} / \sqrt{2\lambda_0 + 1}] (j_0^p m_0^p I_f - M | \lambda_0 - \mu) \delta_{I_f j_f^n} \times \\ & \quad \times \langle j_f^n | \Gamma_\beta^{\lambda_0} | j_0^p \rangle \{ b_{I_f}^{\lambda^n} (j_f^n) u_{j_0^p} u_{j_f^n} - \\ & \quad - [1 / \sqrt{2j_0^p + 1}] \sum_{\xi} b^{\lambda^n \Omega \xi(p)} (j_f^n) \Psi_{j_0^p j_0^p}^\xi v_{j_0^p} u_{j_f^n} \} - \\ & \quad - \frac{2}{\sqrt{2\lambda_0 + 1}} \sum_{\substack{j_1^n, j_2^p, j^p \\ m_1^n, m_2^p, m^p}} (1 - (-1)^{j_0^p + j_2^p - j^p}) (j_1^n m_1^n j^p m^p | I_f M_f) \times \\ & \quad \times (j_2^p m_2^p j_0^p m_0^p | j^p m^p) (j_2^p - m_2^p j_1^n - m_1^n | \lambda - \mu) \times \\ & \quad \times \langle j_1^n | \Gamma_\beta^{\lambda_0} | j_2^p \rangle b_{I_f}^{\lambda^n 2p} (j_1^n, j_2^p, j_0^p) v_{j_2^p} u_{j_1^n}, \end{aligned} \tag{6.1}$$

где $\langle j^n | \Gamma_\beta^{\lambda_0} | j^p \rangle$ — одночастичный матричный элемент β -распада, $b_{I_f}^{\lambda^n 2p} (j_1^n, j_2^p, j_0^p)$ определяется формулой (2.13). Из формулы (6.1) видно, что в матричный элемент β -распада входят одно- и трех-

квазичастичные ($n, 2p$) компоненты волновой функции возбужденного состояния. На основе формул типа (6.1) можно провести анализ силовых функций β -переходов на различные возбужденные состояния.

Разрешающая способность методики прямых ядерных реакций невелика. Поэтому в прямых реакциях уровни тяжелых ядер с энергией более 3—4 $M\text{эв}$ не разрешаются и из опыта можно получить только некоторые характеристики, усредненные по ряду уровней. Если отделить сечения с $l = 0$, а также с $l = 1$, то из усредненных по ряду уровней сечений прямых реакций можно получить силовые функции в энергетическом интервале от 3—4 $M\text{эв}$ до энергии связи нейтрона B_n , которые аналогичны силовым функциям для s - и p -нейтронов. Представляет интерес объединить экспериментальные данные по силовым функциям, получаемые из прямых реакций и из нейтронной спектроскопии. В этом случае можно проследить поведение силовых функций в зависимости от энергии возбуждения ядра и выяснить промежуточные структуры.

Прямые dt -реакции подхвата дают сведения о величинах дырочных одноквазичастичных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний. Эти величины нельзя получить из $n\gamma$ -реакций. Поэтому представляет большой интерес измерение сечений dt -реакции с $l = 0$ или $l = 1$ в области энергий возбуждения от 3—4 $M\text{эв}$ до энергии связи нейтрона B_n и несколько выше ее. Несомненно, что при изучении с помощью прямых реакций квазисвязанных состояний возникают свои трудности (см., например, [56]).

Представляет интерес определить величины одноквазичастичных протонных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний. Это можно сделать изучением $p\gamma$ -реакций и прямых реакций передачи одного протона типа ${}^3\text{He}, d$.

Новые возможности для изучения структуры отдельных резонансов при энергиях возбуждения больших B_n дают γn -реакции. Действительно, если в результате γn -реакции конечное ядро находится в возбужденном состоянии с энергией \mathcal{E}_1 , то измерением спектров медленных нейтронов можно получить сведения о нейтронных резонансах ядра-мишени при энергии $B_n + \mathcal{E}_1$.

Таким образом, изучением dp -, $n\gamma$ - и γn -реакций можно проследить поведение силовых функций в широком интервале энергий от 3—4 $M\text{эв}$ до энергий на несколько сотен килоэлектронвольт выше B_n в одном ядре. Такого типа исследования представляют весьма большой интерес.

3. Нами изложен общий полумикроскопический подход к изучению структуры высоковозбужденных состояний. На основе такого подхода можно выяснить общие закономерности и из экспериментальных данных получить сведения о некоторых компонентах

волновых функций высоковозбужденных состояний. Детальное теоретическое изучение структуры высоковозбужденных состояний можно выполнить на достаточно простых моделях.

В работе [4] было обращено внимание на то, что взаимодействие квазичастиц с фононами приводит к фрагментации одночастичных состояний по уровням ядра. В работе [5] простая модель, с помощью которой вычисляются энергии и волновые функции нижних неротационных состояний нечетных деформированных ядер [57], была использована для изучения процесса фрагментации с ростом энергии возбуждения. В рамках этой простой модели получено возрастание плотности $1/2^+$ состояний на два порядка по сравнению с моделью независимых квазичастиц при энергии связи нейтрона B_n в ^{239}U . В работе [5] было указано на необходимость модификации этой простой модели.

Эта модификация выполнена в работе [58], где взята достаточно сложная волновая функция, содержащая следующие компоненты: одноквазичастичную, одна квазичастица плюс фонон, одна квазичастица плюс два фонона и одна квазичастица плюс три фонона. С помощью вариационного принципа получено секулярное уравнение для определения энергий возбужденных состояний и найдены величины компонент их волновых функций.

В работе [58] численные расчеты проведены для ^{239}U , выбор которого связан с тем, что из-за малости $B_n = 4,8 \text{ Мэв}$ в этом ядре невелико значение неучтенных компонент волновой функции с большим числом квазичастиц. Согласно расчетам среднее расстояние между уровнями с $I^\pi = 1/2^+$ при $\mathcal{E} = B_n$ равно $D_{\text{cal}} = 33 \text{ э}$, а измеренное на опыте значение $D_{\text{exp}} = 18 \text{ эв}$. Рассчитанная плотность состояний оказалась только в два раза меньше плотности состояний измеренной на опыте. Такое различие свидетельствует о том, что модельная волновая функция по своей сложности и многокомпонентности близка к волновой функции нейтронного резонанса. Предложенная в работе [58] модель может служить основой для изучения многих характеристик высоковозбужденных состояний.

Таким образом, сочетание общего полумикроскопического метода для трактовки ядерных состояний с расчетами на моделях может внести существенный вклад в изучение структуры высоковозбужденных состояний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М., «Наука», 1971.
2. Боголюбов Н. Н. УФН, 1959, 67, 549.
3. Джолос Р. В., Соловьев В. Г. ЭЧАЯ, 1970, 1, 365.
4. Soloviev V. G. Phys. Lett., 1965, 16, 308;
Soloviev V. G. Nuclear Structure Dubna Symp. 1968, p. 101, IAEA, Vienna, 1968.

5. Соловьев В. Г. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1971, 35, 666.
6. Соловьев В. Г. «Ядерная физика», 1971, 13, 48.
7. Lane A. M. *Ann. Phys.*, 1971, 63, 171.
8. Соловьев В. Г. «Ядерная физика», 1972, 15, 733.
9. Seth K. K. *Nucl. Data, Section A*, 1966, 2, No. 3, 299.
10. Попов Ю. П. «Тр. ФИАН», 1964, XXIV, 141.
11. Адамчук Ю. В., Мурадян Г. В., Щенкин Ю. Г. Совещание по нейтронной физике, Киев, 1971.
12. Воронов В. В., Соловьев В. Г. Сообщение ОИЯИ Р4-5562, 1971.
13. Bartholomew G. A. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 1964, 11, 259; Bergqvist I., Starfelt N. *Prog. Nucl. Phys.*, 1969, 11, 1.
14. Попов Ю. П., Стемпински. «Письма ЖЭТФ», 1968, 7, 126; Kvittek J., Porov Yu. P. *Nucl. Phys.*, 1970, A154, 177; Попов Ю. П. Сообщение ОИЯИ Е3-5483, 1970.
15. Вильгельм И. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1971, 35, 1542.
16. Попов Ю. П., Семенов В. Г., Флорек М. Сообщение ОИЯИ Р3-5875, 1971.
17. Soloviev V. G. *Phys. Lett.*, 1962, 1, 202.
18. Lynn J. E., Lane A. M. *Nucl. Phys.*, 1960, 17, 586.
19. Lynn J. E. *The Theory of Neutron Resonance Reactions*, Clarendon Press, Oxford, 1968.
20. Brown G. E. *Nucl. Phys.*, 1964, 57, 339.
21. Estrada L., Feshbach H. *Ann. Phys.*, 1963, 23, 123.
22. Soloviev V. G. *Phys. Lett.*, 1971, 35B, 109.
23. Соловьев В. Г. «Письма ЖЭТФ», 1971, 14, 194.
24. Mughabghab S. F., Chrien R. E., Wasson O. A. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, 25, 1670.
25. Block R. C., Stieglitz R. G., Hockenburry R. W. *The Third Neutron Cross Section and Technology Conference*. Knoxville, Tennessee, 1971.
26. Beer M. *Ann. Phys.*, 1971, 65, 181.
27. Wasson O. A., Chrien R. E. *Phys. Rev.*, 1970, C2, 675.
28. Wasson O. A. e. a. *Phys. Rev.*, 1971, C4, 900; Beer M. e. a. *Phys. Rev. Lett.*, 1968, 20, 340.
29. Soloviev V. G. *Phys. Lett.*, 1971, 36B, 199.
30. Soloviev V. G. *Phys. Lett.*, 1972, B39, 605.
31. Данелян Л. С. Препринт ИАЭ-2167, 1971.
32. Грошев Л. В., Демидов А. М. «Ядерная физика», 1966, 4, 785.
33. Bollinger L. M. *Nuclear Structure Dubna Symp.* 1968, IAEA, Vienna, 1968, p. 317.
34. Baba H. *Nucl. Phys.*, 1970, A159, 625.
35. Mughabghab S. F. e. a. *Phys. Rev. Lett.*, 1971, 26, 1118.
36. Baglan R. J., Bowman C. D., Berman V. L. *Phys. Rev.*, 1971, C3, 2475.
37. Sten J. R., Goldberg M. D. *Neutron Cross Section*, BNL-325, Second edition, v. 111, 1965.
38. Rohr G., Weigmann H., Winter S. *Nucl. Phys.*, 1970, A150, 97.
39. Данелян Л. С., Ефимов Б. В., Сотников С. К. ЖЭТФ, 1970, 58, 456.
40. Bollinger L. M., Thomas G. E. *Phys. Rev.*, 1970, C2, 1951; Jackson H. E. e. a. *Phys. Rev. Lett.*, 1966, 17, 656.
41. Соловьев В. Г. Препринт ОИЯИ Е4-6563, 1972.
42. Соловьев В. Г. ЖЭТФ. 1962. 43, 246; Громов К. Я. и др. ЭЧАЯ, 1970, 1, № 2, 525.
43. Porov Yu. P. e. a. *Nucl. Phys.*, 1972, A188, 212.
44. Бейтинь М. Р. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1971, 35, 759.
45. Железнова К. М. и др. Сообщение ОИЯИ Д-2157, 1965; Малов Л. А., Соловьев В. Г., Федотов С. И. «Докл. АН СССР», 1969, 189, 987.
46. Berckurts K. H., Brunhart G. *Phys. Rev.*, 1970, C1, 726.
47. Габраков С. И., Кулиев А. А., Пятов Н. И. «Ядерная физика», 1970, 12, 82. Сообщение ОИЯИ Е4-4908, 1970.

48. **Bollinger L. M.** Nucl. Structure Dubna Symp. 1968, IAEA, Vienna, 1968, p. 317; **Becvar F. e. a.** Czech. J. Phys., 1969, **B19**, 899.
49. **Duke C. L. e. a.** Nucl. Phys., 1970, **A151**, 609.
50. **Богданов Д. Д.** и др. «Ядерная физика», 1967, **6**, 893; **Карнаухов В. А.** «Ядерная физика», 1969, **10**, 450; **Macfarlane R. D.** Arkiv. Fys., 1967, **36**, 431.
51. **Helmer R. G., Reich C. W.** Nucl. Phys., 1968, **A114**, 649.
52. **Ward T. E., Haustein P. E.** Phys. Rev. Lett., 1971, **27**, 685.
53. **Stein N.** Proc. Inter. Conf. Properties of Nuclear States Montreal. Les Presses de l'Université de Montreal, 1969, p. 337.
54. **Farrell J. A. e. a.** Phys. Lett., 1965, **17**, 286.
55. **Bergqvist I., Drake D., McDaniels D. K.** Phys. Rev. Lett., 1971, **27**, 269.
56. **Bunakov V. E.** Nucl. Phys., 1970, **A140**, 241.
57. **Малов Л. А., Соловьев В. Г., Файнер У. М.** «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1969, **33**, 1244; **Малов Л. А., Соловьев В. Г., Федотов С. И.** «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1971, **35**, 747; **Gareev F. A. e. a.** Nucl. Phys., **A174**, 134 (1971); **Комов А. Л., Малов Л. А., Соловьев В. Г.** «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1971, **35**, 1550; **Соловьев В. Г., Федотов С. И.** «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1972, **36**, 706; **Соловьев В. Г., Файнер У. М.** «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1972, **36**, 698.
58. **Soloviev V. G., Malov L. A.** Preprint JINR P4-6346, 1972.