

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



19/vii-76

M-197

P4 - 9652

2733/2-76

Л.А.Малов, В.Г.Соловьев

ФРАГМЕНТАЦИЯ ОДНОЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ
И НЕЙТРОННЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

1976

P4 - 9652

Л.А.Малов, В.Г.Соловьев

ФРАГМЕНТАЦИЯ ОДНОЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ
И НЕЙТРОННЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в "Nuclear Physics"

Ref.

S u m m a r y

The fragmentation of single-particle states and the neutron strength functions in odd- N deformed nuclei are studied in the framework of the model based on the quasiparticle-phonon interaction. The dependence of the fragmentation on the position of the single-particle level with respect to the Fermi-level is studied. It is shown that in the distribution of the single-particle strength alongside with a large maximum there appear local maxima and the distribution itself has a long tail towards high excitation energies. The averaged neutron strength functions are determined without calculating the energies and wave functions of each state. The dependence of neutron strength functions on the excitation energy is investigated for the transfer reactions of the type (d,p) and (d,t) . The s -, p - and d -wave neutron strength functions are calculated for many deformed nuclei at the neutron binding energy B_n . They are in satisfactory agreement with the corresponding experimental data.

1. Введение

С ростом энергии возбуждения увеличивается плотность состояний в атомных ядрах и усложняется их структура. Осуществляется переход от простых низколежащих состояний к более сложным состояниям при промежуточных энергиях возбуждения и далее к многокомпонентным состояниям при высоких энергиях возбуждения. Процесс усложнения структуры состояний с ростом энергии возбуждения неодинаков для состояний с различными спинами и различен в разных ядрах. Так, с ростом энергии возбуждения усложнение структуры состояний с малыми спинами идет быстрее, чем состояний с большими спинами. Усложнение структуры состояний с ростом энергии возбуждения замедлено в магических ядрах по сравнению с другими сферическими ядрами, оно идет более быстро в переходных и деформированных ядрах.

При изучении структуры состояний с промежуточной и высокой энергией возбуждения в атомных ядрах важную роль играет фрагментация одночастичных состояний, т.е. распределение силы одночастичных состояний по многим ядерным уровням. В моделях независимых частиц и квазичастиц одночастичная сила сконцентрирована на одном уровне. В предельной статистической модели она хаотично распределена по всем ядерным уровням.

При вычислении нейтронных силовых функций Лейном, Томасом и Вигнером ^{/1/} введена модель промежуточной связи для описания фрагментации. Однако в рамках этой модели не выполнены непосредственные расчеты фрагментации. Между низколежащими состояниями, когда изучаются характеристики каждого отдельного уровня, и состояниями предельной статистической модели, когда исчезла индивидуальность отдельных ядер /в том числе пропал эффект оболочек/, лежит большая область промежуточных и высоких энергий возбуждения атомного ядра. Экспериментальное изучение структуры состояний промежуточных и высоких энергий возбуждения встречает большие трудности. Совершенно ясно, что практически невозможно измерить основные характеристики каждого из многих тысяч уровней. Тем более, что из-за усложнения структуры состояний необходимо экспериментально определить большое число характеристик для каждого уровня.

Для трактовки структуры состояний промежуточных и высоких энергий возбуждения неразумно ставить задачу описания каждого отдельного уровня. Исследования на модели с волновой функцией, содержащей однофононные и двухфононные компоненты ^{/2/}, показали, что при увеличении на /2-5/% констант квадруполь-квадрупольного и октуполь-октупольного взаимодействий структура всех первых и отдельных вторых $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-, 2^-$ состояний меняется мало, а структура большинства третьих и более высоких состояний - очень сильно. Можно сказать, что теоретически невозможно правильно описать структуру каждого уровня деформированного ядра с энергией возбуждения больше 2-3 МэВ.

Для изучения структуры состояний промежуточных и высоких энергий возбуждения нужно выяснить основные закономерности фрагментации одноквазичастичных, двухквазичастичных и многоквазичастичных состо-

ний. Реакции однонуклонных передач являются важным инструментом изучения фрагментации одноквазичастичных состояний при промежуточных энергиях возбуждения. В качестве первого шага нужно измерять экспериментально и описывать теоретически силовые функции реакций однонуклонных передач, которые дают сведения о величинах одноквазичастичных компонент, усредненных по ряду возбужденных состояний. Из-за необходимости учета связи каналов из экспериментальных данных не удается достаточно корректно выделить спектроскопические факторы, и поэтому следует проводить громоздкие вычисления сечений. В^{/3/} сделана интересная попытка получить сведения о нейтронных силовых функциях в деформированных ядрах. Наибольший интерес представляет экспериментальное измерение силовых функций для реакций однонуклонных передач с фиксированным переданным орбитальным моментом ℓ или на конечные состояния с фиксированным угловым моментом I . Для проведения таких экспериментов не нужно высокое энергетическое разрешение.

Для описания усложнения структуры состояний с ростом энергии возбуждения и для выяснения общих закономерностей фрагментации одночастичных состояний воспользуемся моделью, основанной на учете взаимодействия квазичастиц с фононами. Существо модели изложено в^{/4/}, в^{/5/} разработаны приближенные методы решения уравнений модели. В^{/6/} модель обобщена на случай введения спин-мультипольных сил, в^{/7/} она применена к описанию четно-четных деформированных ядер, а в^{/8/} - к нечетным сферическим ядрам. Первые результаты по изучению фрагментации одночастичных состояний в рамках этой модели получены для деформированных ядер в^{/9,10/}, для сферических ядер - в^{/11/}.

В настоящей работе на основе упрощенного варианта модели, учитывающей взаимодействие квазичастиц с

фононами, изучается фрагментация одночастичных состояний и вычисляются нейтронные силовые функции в нечетных деформированных ядрах.

2. Формулировка модели

Гамильтониан модели возьмем в виде потенциала, описывающего среднее поле, взаимодействий, приводящих к парным корреляциям сверхпроводящего типа, и мультиполь-мультипольных взаимодействий. Все параметры модели фиксированы при изучении низколежащих состояний ядер. Если принять во внимание секулярные уравнения для определения энергий фононов ω_l /где через t обозначено $\lambda_\mu j$, j - номер корня секулярного уравнения/, то соответствующая часть гамильтониана имеет вид:

$$H_M = \sum_{\nu} \epsilon(\nu) B(\nu, \nu) - \frac{1}{2} \sum_t \frac{1}{Y_{1\nu\nu'}} \sum_{\nu, \nu'} \frac{(f^t(\nu, \nu') u_{\nu\nu'})^2 (\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu'))}{(\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu'))^2 - \omega_t^2} \times \\ \times Q_t^+ Q_t - \frac{1}{2} \sum_{t, \nu, \nu'} \{ \Gamma^t(\nu, \nu') B(\nu, \nu') (Q_t^+ + Q_t) + \text{e. c.} \}, \quad /1/$$

где

$$\Gamma^t(\nu, \nu') = \frac{v_{\nu\nu'}}{2\sqrt{Y_t}} f^t(\nu, \nu') = \Gamma_{\nu g},$$

$$B(\nu, \nu') = \sum_{\sigma} a_{\nu\sigma}^+ a_{\nu'\sigma} \quad \text{или} \quad \sum_{\sigma} \sigma a_{\nu-\sigma}^+ a_{\nu'\sigma}.$$

Здесь используются следующие обозначения: $f^t(\nu, \nu')$ - матричный элемент от оператора мультиполя λ_μ ; Q_t^+ , Y_t - оператор рождения и характеристика /см. /8.67/ в ^{12/} фонона; $a_{\nu\sigma}^+$ - оператор рождения квазичастицы,

$\epsilon(\nu) = \sqrt{C^2 + (E(\nu) - \lambda)^2}$, $E(\nu)$ - одночастичная энергия, C -

корреляционная функция, λ - химический потенциал, $u_{\nu\nu'} = u_{\nu} v_{\nu'} + u_{\nu'} v_{\nu}$, $v_{\nu\nu'} = u_{\nu} u_{\nu'} - v_{\nu} v_{\nu'}$, u_{ν} , v_{ν} - коэффициенты канонического преобразования Боголюбова. Совокупность квантовых чисел для любого одночастичного состояния обозначена через $(\nu\sigma)$, а для состояний с данным K^{π} - через $(\rho\sigma)$, $\sigma = \pm 1$.

Волновую функцию неротационного состояния нечетного деформированного ядра запишем в следующем виде:

$$\Psi_i(K^{\pi}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \left\{ \sum_{\rho} C_{\rho}^i a_{\rho\sigma}^+ + \sum_{g} D_{g}^i (a^+ Q^+)_{g} \right\} + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{G} F_G^i (a^+ Q^+ Q^+)_{G} \Psi_0, \quad /2/$$

где Ψ_0 - волновая функция основного состояния четно-четного ядра; i - номер состояния, $g = \nu t$, $G = \nu t_1 t_2$. Волновая функция /2/ отличается от волновых функций в /4,6,9/ тем, что в ней учитывается одновременно несколько одночастичных компонент ρ .

Вычислим среднее значение N_M по состоянию /2/ и с помощью вариационного принципа получим следующую систему уравнений:

$$(\rho(g) - \eta_i) D_{g}^i - \sum_{\rho} \Gamma_{\rho g} C_{\rho}^i - \sum_{G} \Gamma_{gG} F_G^i = 0, \quad /3/$$

$$(\epsilon(\rho) - \eta_i) C_{\rho}^i - \sum_{g} \Gamma_{\rho g} D_{g}^i = 0, \quad /4/$$

$$(\rho(G) - \eta_i) F_G^i - \sum_{g} \Gamma_{gG} D_{g}^i = 0, \quad /5/$$

$$1 = \sum_{\rho} (C_{\rho}^i)^2 + \sum_{g} (D_{g}^i)^2 + \sum_{G} (F_G^i)^2. \quad /6/$$

Уравнение /3/ можно записать так:

$$(p(g) - \eta_i) D_g^i - \sum_{g'} K(g, g') D_{g'}^i = 0. \quad /7/$$

Здесь использованы обозначения: η_i - энергия состояния, $p(g) = \epsilon(\nu) + \omega_{t_1}$, $p(G) = \epsilon(\nu) + \omega_{t_1} + \omega_{t_2}$ - фундаментальные полюса,

$$K(g, g') = \sum_{\rho} \frac{\Gamma_{\rho g} \Gamma_{\rho g'}}{\epsilon(\rho) - \eta_i} + \sum_G \frac{\Gamma_{gG} \Gamma_{g'G}}{p(G) - \eta_i}, \quad /8/$$

$$\Gamma_{gG} = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \delta_{t_1} \Gamma^{t_2}(\nu, \nu_2) \delta_{t_1, t_1} + \delta_{t_1}' \Gamma^{t_1}(\nu, \nu_2) \delta_{t_1, t_2} \},$$

где фазовые множители $\delta_{t_1} = \pm 1$, $\delta_{t_1}' = \pm 1$ даны в /5/.

Определитель системы уравнений /7/ после ряда преобразований можно представить в следующем виде:

$$\Theta(\eta) = 1 - \sum_{\rho} \frac{A_{\rho}}{\epsilon(\rho) - \eta} - \sum_g \frac{A_g}{p(g) - \eta} - \sum_G \frac{A_G}{p(G) - \eta}, \quad /9/$$

здесь коэффициенты A_{ρ} , A_g , A_G , являющиеся суммой определителей различного ранга, не зависят от η . Из /9/ следует, что секулярное уравнение

$$\Theta(\eta_i) = 0 \quad /10/$$

содержит полюса только первого порядка.

Ввиду того, что дальше мы будем изучать фрагментацию определенного одночастичного состояния ρ_0 , введем функции

$$\tilde{C}_{\rho}^i = \frac{C_{\rho}^i}{C_{\rho_0}^i}, \quad \tilde{D}_g^i = \frac{D_g^i}{C_{\rho_0}^i}, \quad \tilde{F}_G^i = \frac{F_G^i}{C_{\rho_0}^i},$$

где $\rho \neq \rho_0$, и систему уравнений /3/, /4/, /5/ перепишем в следующем виде:

$$\mathcal{F}_{\rho_0}(\eta_i) = \epsilon(\rho_0) - \eta_i - \sum_g \Gamma_{\rho_0 g} \tilde{D}_g^i = 0, \quad /11/$$

$$(\epsilon(\bar{\rho}) - \eta_i) \tilde{C}_{\bar{\rho}}^i - \sum_{\mathfrak{g}} \Gamma_{\bar{\rho}\mathfrak{g}} \tilde{D}_{\mathfrak{g}}^i = 0, \quad /12/$$

$$(p(\mathfrak{g}) - \eta_i) \tilde{D}_{\mathfrak{g}}^i - \sum_{\bar{\rho}} \Gamma_{\bar{\rho}\mathfrak{g}} \tilde{C}_{\bar{\rho}}^i - \sum_{\mathfrak{G}} \Gamma_{\mathfrak{g}\mathfrak{G}} \tilde{F}_{\mathfrak{G}}^i = \Gamma_{\rho_0\mathfrak{g}} \quad /13/$$

$$(p(\mathfrak{G}) - \eta_i) \tilde{F}_{\mathfrak{G}}^i - \sum_{\mathfrak{g}} \Gamma_{\mathfrak{g}\mathfrak{G}} \tilde{D}_{\mathfrak{g}}^i = 0. \quad /14/$$

Условие нормировки волновой функции имеет вид

$$(C_{\rho_0}^i)^{-2} = 1 + \sum_{\bar{\rho}} (\tilde{C}_{\bar{\rho}}^i)^2 + \sum_{\mathfrak{g}} (\tilde{D}_{\mathfrak{g}}^i)^2 + \sum_{\mathfrak{G}} (\tilde{F}_{\mathfrak{G}}^i)^2. \quad /15/$$

Можно строго показать, что

$$(C_{\rho_0}^i)^{-2} = - \frac{\partial \mathcal{F}_{\rho_0}(\eta)}{\partial \eta} \Big|_{\eta=\eta_i}, \quad /16/$$

$$\mathcal{F}_{\rho_0}(\eta) = \frac{\Theta(\eta)}{\Theta(\rho_0; \eta)} (\epsilon(\rho_0) - \eta), \quad /17/$$

$$\tilde{C}_{\bar{\rho}}^i =$$

$$= \frac{1}{(\epsilon(\bar{\rho}) - \eta) \Theta(\rho_0; \eta) \prod_{\mathfrak{g}} (p(\mathfrak{g}) - \eta)} \begin{vmatrix} p(\mathfrak{g}_1) - \eta - K_{\rho_0}(\mathfrak{g}_1, \mathfrak{g}_1) \dots & -K_{\rho_0}(\mathfrak{g}_1, \mathfrak{g}_N) \Gamma_{\rho_0 \mathfrak{g}_1} & & & \\ -K_{\rho_0}(\mathfrak{g}_2, \mathfrak{g}_1) \dots & \vdots & & & \\ \vdots & \vdots & & & \\ \vdots & \vdots & & & \\ -K_{\rho_0}(\mathfrak{g}_N, \mathfrak{g}_1) \dots & p(\mathfrak{g}_N) - \eta - K_{\rho_0}(\mathfrak{g}_N, \mathfrak{g}_N) \Gamma_{\rho_0 \mathfrak{g}_N} & & & \\ \Gamma_{\bar{\rho} \mathfrak{g}_1} \dots \dots \dots & \Gamma_{\bar{\rho} \mathfrak{g}_N} & & & 0 \end{vmatrix}, \quad /18/$$

здесь N - число состояний \mathfrak{g} .

Функции $K_{\rho_0}(g, g')$ и $\Theta(\rho_0; \eta)$ отличаются от величин, даваемых выражениями /8/ и /9/, тем, что при суммировании по ρ в них отсутствуют члены с $\rho = \rho_0$. Выражение /18/ получено после некоторых алгебраических преобразований общего решения по формуле Крамера для \tilde{C}_{ρ}^i неоднородной системы уравнений /12/-/14/:

$$\tilde{C}_{\rho}^i = \frac{\Theta_{\rho_0}(\bar{\rho})}{\Theta_{\rho_0}}, \quad /18'/$$

где в знаменателе /18'/ стоит определитель системы /12/-/14/, а в числителе - определитель, получившийся из определителя этой системы заменой его $\bar{\rho}$ - столбца столбцом свободных членов $1^{\rho_0 g}$.

Проведенные исследования /см. 9/ показали, что изучение фрагментации одночастичных состояний в деформированных ядрах можно проводить на основе упрощенной модели, когда в волновой функции /2/ отсутствуют компоненты "квазичастица плюс два фонона". Рассчитанная в рамках модели с волновыми функциями /2/, содержащими и не содержащими F_{ρ}^i , структура состояний заметно различается. Однако распределение силы любого одночастичного состояния, представленного, например, в виде гистограммы с шагом 0,1 МэВ, близки между собой в обоих случаях.

В случае, когда в волновой функции /2/ $F_{\rho}^i = 0$, вместо системы уравнений /11/-/15/ имеем

$$\mathcal{F}_{\rho_0}(\eta_i) = \epsilon(\rho_0) - \eta_i - \sum_{g} \Gamma_{\rho_0 g} \tilde{D}_{g}^i = 0, \quad /19/$$

$$(\epsilon(\bar{\rho}) - \eta_i) \tilde{C}_{\bar{\rho}}^i - \sum_{g} \Gamma_{\bar{\rho} g} \tilde{D}_{g}^i = 0, \quad /20/$$

$$(\rho(g) - \eta_i) \tilde{D}_{g}^i - \sum_{\bar{\rho}} \Gamma_{\bar{\rho} g} \tilde{C}_{\bar{\rho}}^i = \Gamma_{\rho_0 g}, \quad /21/$$

$$(C_{\rho_0}^i)^{-2} = 1 + \sum_{\rho} (\bar{C}_{\rho}^i)^2 + \sum_{g} (\bar{D}_g^i)^2 : \quad /22/$$

В этом случае выражения /17/, /18/ можно получить в более простом виде. Для этого уравнения /20/, /21/ переищем так:

$$\sum_{\rho'} \{ (\epsilon(\bar{\rho}) - \eta_i) \delta_{\bar{\rho}\rho'} - K(\bar{\rho}, \bar{\rho}') \} \bar{C}_{\rho'}^i = K(\rho_0, \bar{\rho}), \quad /23/$$

где

$$K(\rho, \rho') = \sum_{g} \frac{\Gamma_{\rho g} \Gamma_{\rho' g}}{\rho(g) - \eta_i}.$$

Решения этого уравнения можно записать в виде

$$\bar{C}_{\rho}^i = \frac{\Theta_{\rho_0}(\bar{\rho})}{\Theta_{\rho_0}} \quad /24/$$

/ Θ_{ρ_0} - определитель системы /23/, а $\Theta_{\rho_0}(\bar{\rho})$ получается из него заменой столбца $\bar{\rho}$ на правую часть уравнения /23//. Нетрудно показать, что

$$f_{\rho_0}(\eta) = \frac{\Theta}{\Theta_{\rho_0}}, \quad /25/$$

где Θ - определитель следующей системы уравнений:

$$\sum_{\rho'} \{ \epsilon(\rho') - \eta_i \} \delta_{\rho\rho'} - K(\rho, \rho') \} C_{\rho'}^i = 0.$$

В случае, когда учитывается только одно одночастичное состояние ρ_0 с данным K^{π} , секулярное уравнение и выражение $(C_{\rho_0}^i)^2$ имеют вид

$$f_{\rho_0}(\eta) = \epsilon(\rho_0) - \eta_i - \sum_{g} \frac{\Gamma_{\rho_0 g}^2}{\rho(g) - \eta_i} = 0, \quad /26/$$

$$(C_{\rho_0}^i)^{-2} = 1 + \sum_{g} \frac{\Gamma_{\rho_0 g}^2}{(\rho(g) - \eta_i)^2}. \quad /26'/$$

3. Фрагментация одночастичных состояний

Сначала кратко изложим некоторые детали численных расчетов. Мы используем одночастичные энергии и волновые функции аксиально симметричного потенциала Саксона-Вудса. Параметры потенциала, константы спаривания и константы квадруполь-квадрупольного и октуполь-октупольного взаимодействий взяты такими же, как в ^{/13,14/}. Все эти параметры фиксированы ранее при вычислении характеристик низколежащих состояний. При вычислении одночастичных энергий и волновых функций квазистационарных состояний использованы усовершенствованный метод расчета и результаты, полученные в ^{/15/}. Как было отмечено в ^{/4/}, наш математический аппарат приспособлен к использованию фононов различной мультипольности. Мы учитываем фононы 15 мультипольностей с $\lambda_{\mu} = 20, 22, 30, 31, 32, 33, 41, 43, 44, 54, 55, 65, 66, 76, 77$ и принимаем во внимание от 10 до 70 решений секулярных уравнений для фононов каждой мультипольности. Здесь имеется некоторый произвол, связанный с выбором констант мультиполь-мультипольного взаимодействия с $\lambda \geq 4$. В рамках такой схемы с учетом многофононных состояний в ^{/16/} рассчитана плотность возбужденных состояний с различными спинами. Получено достаточно хорошее описание плотности состояний при энергии связи нейтрона B_n .

Отдельные результаты по фрагментации одночастичных состояний в нечетных деформированных ядрах получены в ^{/9,10/} в рамках упрощенной модели с формулами ^{/26/}, ^{/26'/}. Результаты такого типа расчетов представлены на рис. 1 в виде гистограммы. Сумма величин $(C_{\rho}^i)^2$ по состояниям i , лежащим в энергетическом интервале $\Delta E = 0,4 \text{ МэВ}$, обозначена через $C_{\rho}^2 = \sum_i \Delta E (C_{\rho}^i)^2$ и дана в процентах.

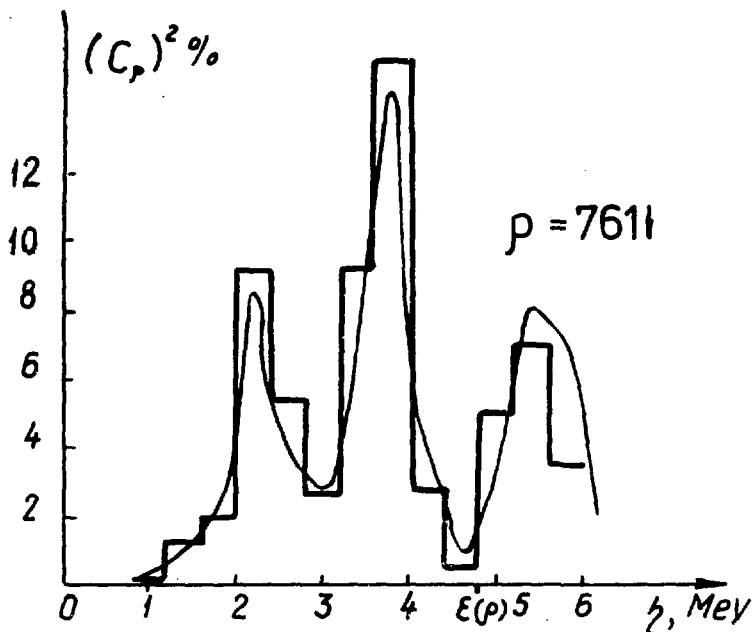


Рис. 1. Сравнение величин $(C_\rho)^2$ /гистограмма/ и $\Phi_\rho(\eta)$ /кривая/ для состояния $761^+_{\rho v}$ ^{239}U с $\Delta = 0,4$ МэВ. Через $\epsilon(\rho)$ обозначена квазичастичная энергия состояния $\rho = 761^+$ из которой вычтена энергия основного состояния $622^+_{\rho v}$ ^{239}U .

Для выяснения закономерностей фрагментации одночастичного состояния нужно рассчитать энергии и волновые функции большого числа состояний и потом провести суммирование величины $(C_\rho^i)^2$ в определенном энергетическом интервале. В результате из большого количества полученной информации используется только очень малая ее часть. Поэтому воспользуемся методом непосредственного вычисления усредненных характеристик без детального расчета каждого состояния. Построим функцию

$$\Phi_{\rho_0}(\eta) = \sum_i (C_{\rho_0}^i)^2 \rho(\eta_i - \eta), \quad /27/$$

где, следуя /17/, возьмем

$$\rho(\eta_i - \eta) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\eta - \eta_i)^2 + (\Delta/2)^2}. \quad /28/$$

Энергетический интервал усреднения Δ является свободным параметром. Примем во внимание соотношение /16/ и перепишем функцию $\Phi_{\rho_0}(\eta)$ в виде

$$\Phi_{\rho_0}(\eta) = - \sum_i \left(\frac{\partial \mathcal{F}_{\rho_0}(\eta)}{\partial \eta} \right)_{\eta = \eta_i}^{-1} \rho(\eta_i - \eta). \quad /27'/$$

Воспользуемся теорией вычетов и выразим функцию /27/ через контурный интеграл, охватывающий полюса, которые являются корнями уравнения /10/. Учитывая, что контурный интеграл по окружности бесконечного радиуса в комплексной плоскости z равен нулю, перейдем от вышеупомянутого контурного интеграла к двум контурным интегралам, охватывающим полюса $z_1 = \eta + i \frac{\Delta}{2}$ и $z_2 = \eta - i \frac{\Delta}{2}$. Вычислим соответствующие вычеты и в результате получим

$$\begin{aligned} \Phi_{\rho_0}(\eta) &= - \frac{\Delta}{2\pi} \frac{1}{2(\eta - z)} \frac{1}{\mathcal{F}_{\rho_0}(z)} \Big|_{z = \eta \pm i \frac{\Delta}{2}} = \\ &= \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \left(\frac{1}{\mathcal{F}_{\rho_0}(\eta + i \frac{\Delta}{2})} \right). \end{aligned} \quad /29/$$

В случае упрощенной модели, основные уравнения которой определяются формулами /26/ и /26'/, после простых вычислений получаем

$$\Phi_{\rho}(\eta) = \frac{\Delta}{2\pi} \frac{\Gamma(\eta)}{(\varepsilon(\rho) - \gamma(\eta) - \eta)^2 + (\frac{\Delta}{2})^2 \Gamma(\eta)^2}, \quad /30/$$

где

$$\Gamma(\eta) = 1 + \sum \frac{\Gamma_{\rho g}^2}{(p(g) - \eta)^2 + (\Delta/2)^2}, \quad /31/$$

$$\gamma(\eta) = \sum \frac{\Gamma_{\rho g}^2 (p(g) - \eta)}{\varepsilon (p(g) - \eta)^2 + (\Delta/2)^2}. \quad /31'/$$

Функция $\Phi_{\rho}(\eta)$ представлена в брейт-вигнеровской форме, но функции $\Gamma(\eta)$ и $\gamma(\eta)$ зависят от энергии η . Обычно^{/18/} для описания нейтронных силовых функций используются функции вида /30/ с величинами Γ и γ , не зависящими от η . Более общее рассмотрение силовых функций проведено в /19/.

Функция $\Phi_{\rho}(\eta)$, рассчитанная по формуле /30/ с $\Delta = 0,4$ МэВ для состояния 761^+ в ^{239}U , представлена на рис. 1 в виде кривой. Из рисунка видно, что из-за зависимости Γ и γ от η общая брейт-вигнеровская форма $\Phi_{\rho}(\eta)$ сильно искажена. Функция $\Phi_{\rho}(\eta)$ повторяет поведение $(C_{\rho})^2$ во всех ее чертах. Аналогичная картина наблюдается в других случаях. Из сравнения поведения $\Phi_{\rho}(\eta)$ и $(C_{\rho})^2$ можно сделать вывод, что при изучении фрагментации одночастичных состояний в нечетных деформированных ядрах соответствующие расчеты можно проводить по формулам /29/ или /30/.

В деформированных ядрах сила подоболочки сферического базиса распределена по ряду одночастичных состояний в широком энергетическом интервале. Из-за взаимодействия квазичастиц с фононами одночастичное состояние фрагментировано по многим ядерным уровням

в большом энергетическом интервале. Расчеты показывают, что области фрагментации разных одночастичных состояний с одинаковыми значениями K^π перекрываются. Поэтому при изучении фрагментации определенного одночастичного состояния ρ_0 следует учитывать несколько других одночастичных состояний $\bar{\rho}$ с такими же значениями K^π . Соответствующие выражения для $\Phi_{\rho_0}(\eta)$ не трудно получить на основе формулы /29/, если воспользоваться выражением $\mathcal{F}_{\rho_0}(\eta)$ в виде /25/. Составленная нами программа на ЭВМ позволяет учитывать одновременно любое число одночастичных состояний с данным значением K^π .

Рассмотрим, как влияет на фрагментацию определенного одночастичного состояния учет других одночастичных состояний с тем же значением K^π . На рис. 2 приведены функции $\Phi_{\rho_0}(\eta)$ в ^{239}U для двух экстремальных случаев - очень слабого и очень сильного влияния подключения второго состояния. На рис. 2а дана фрагментация состояния 620^+ ; подключение состояния 631_+ так слабо изменяет фрагментацию состояния 620^+ , что на рисунке нельзя отличить одну кривую от другой. На рис. 2в приведены функции $\Phi_{\rho_0}(\eta)$ для состояний 611_+ и 600_+ , рассчитанные по формуле /30/, и функция $\Phi_{\rho_0}(\eta)$ для состояния 600^+ , когда учитывается влияние состояния 611_+ . Из рисунка видно, что учет влияния состояния 611_+ сильно изменил поведение функции $\Phi_{600^+}(\eta)$, сместив максимум распределения на 0,4 МэВ и трансформировав ее форму. Влияние последовательного подключения многих ρ продемонстрировано на рис. 3 для состояния 611_+ в ^{239}U . Данное рассмотрение показало, что при изучении фрагментации одночастичного состояния в нечетном деформированном ядре необходимо учитывать влияние ряда близлежащих одночастичных состояний с тем же значением K^π .

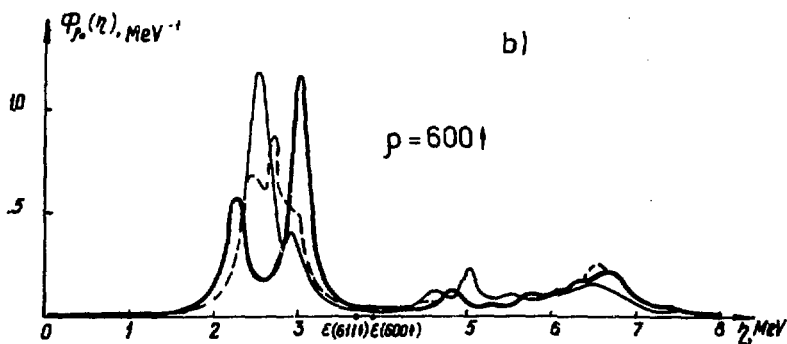
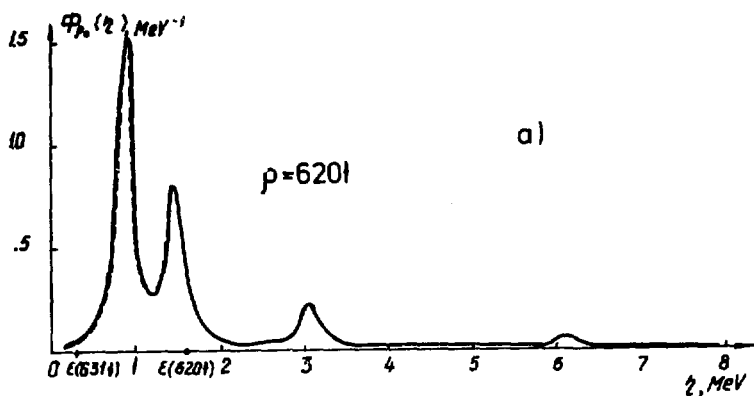
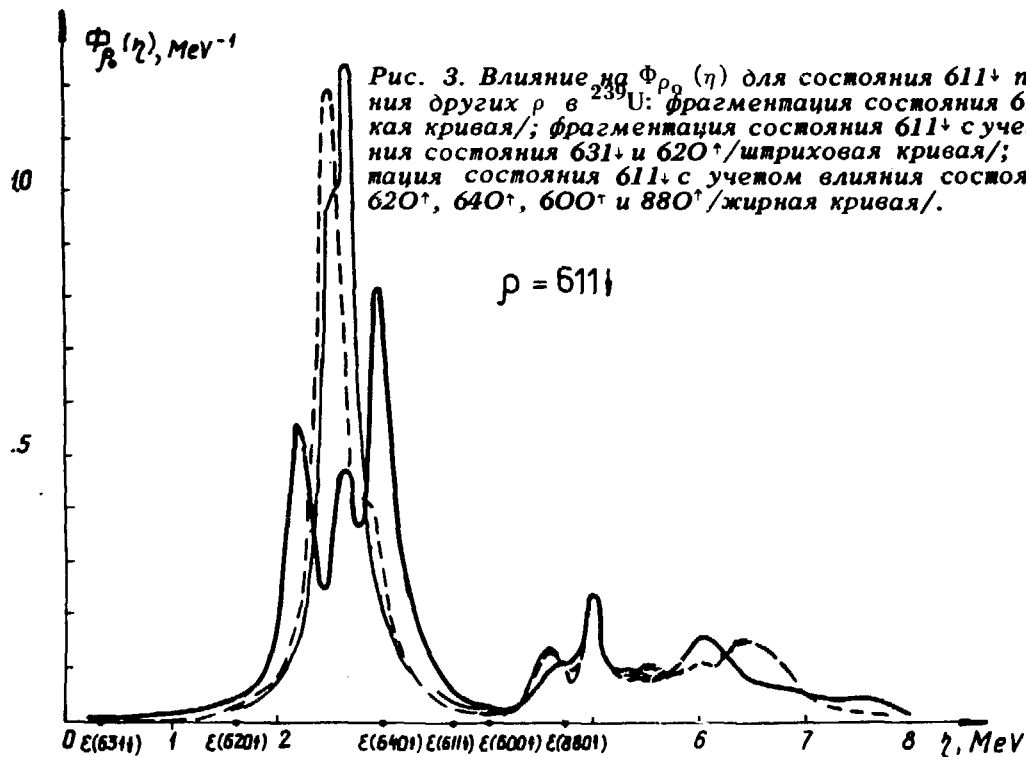


Рис. 2. Влияние на $\Phi_{\rho_0}(\eta)$ включения других ρ в ^{239}U
 а/ слабое влияние - фрагментация состояния 620^+ без и с учетом состояния 631^+ / в масштабе рисунка обе кривые расположены близко друг к другу /; б/ сильное влияние - фрагментация отдельных состояний: 600^+ / тонкая кривая /, 611^+ / штриховая кривая /; фрагментация состояния 600^+ с учетом влияния состояния 611^+ / жирная кривая /.

$V^{9/}$ изучено, как меняется фрагментация в зависимости от положения одночастичного уровня относительно уровня Ферми и показано, что если одночастичное состояние расположено вблизи уровня Ферми, то примерно 90% силы сконцентрировано на самом низком уровне с данным значением K^n , а остальные 10% распределены в широком энергетическом интервале. По мере удаления одночастичного состояния от уровня Ферми уменьшается сила, сконцентрированная на одном уровне, а само распределение расширяется. На *рис. 1-4* приведено несколько типичных примеров фрагментации одночастичных состояний в ^{239}U . Для отдельных состояний, значительно удаленных от уровня Ферми, их сила может быть фрагментирована в широком энергетическом интервале. Такой случай продемонстрирован на *рис. 4* для состояния 880^+ , где в области максимума исчерпано около 40% силы этого состояния.

Исследования выявили следующие особенности фрагментации силы одночастичных состояний в нечетных деформированных ядрах: 1/ кроме первого большого максимума, при более высоких энергиях проявляются другие небольшие максимумы, 2/ функция распределения несимметрична относительно своего наибольшего значения из-за более медленного спада в сторону высоких энергий, 3/ вид функции распределения определяется в значительной мере положением состояния относительно уровня Ферми, он также зависит от волновой функции данного одночастичного состояния и от влияния других состояний с этим же значением K^n , 4/ распределение силы имеет длинный хвост, который даже для одночастичных состояний, лежащих вблизи уровня Ферми, простирается дальше энергии связи нейтрона. Можно сказать, что распределение силы одночастичного состояния в деформированном ядре имеет более сложную зависимость от



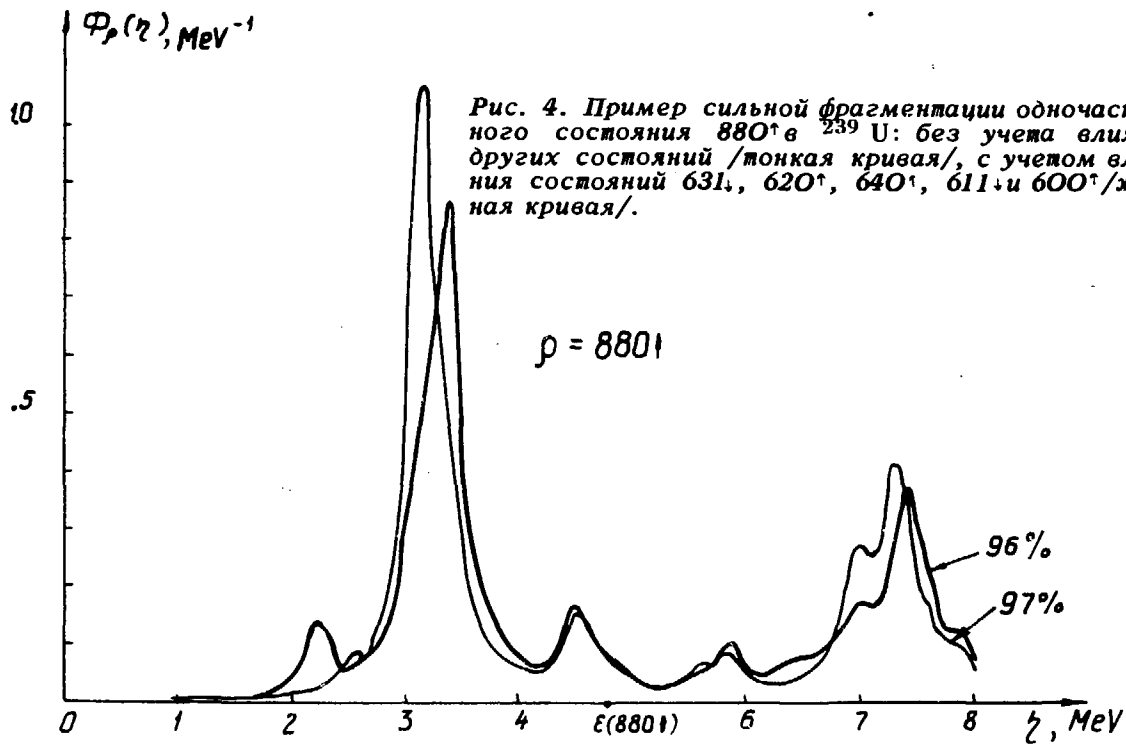


Рис. 4. Пример сильной фрагментации одночастичного состояния 880^+ в ^{239}U : без учета влияния других состояний /тонкая кривая/, с учетом влияния состояний 631^- , 620^+ , 640^+ , 611^+ и 600^+ /жирная кривая/.

энергии возбуждения по сравнению с той, которая принята из интуитивных соображений /см., напр., ^{/3,17,18/} /.

4. Нейтронные силовые функции

Возможность вычисления фрагментации одночастичных состояний привела к формулировке принципиально нового полумикроскопического метода вычисления нейтронных силовых функций /см. ^{/9/} /. Это относится как к силовым функциям для нейтронных резонансов, так и к силовым функциям реакций передачи одного нейтрона или протона.

Нейтронная силовая функция определяется так:

$$S_{\ell} = \frac{\langle \Gamma_n^{\ell} \rangle}{\langle D \rangle}, \quad /32/$$

где Γ_n^{ℓ} - нейтронная приведенная ширина, D - расстояние между уровнями с данным I^{π} . Пользуясь определением силовой функции, данным в ^{/20/}, и волновыми функциями нейтронных резонансов в виде ^{/2/}, получим следующее выражение, например, для s -волновой силовой функции:

$$S_0 = \frac{15(\text{keV})}{\Delta E(\text{keV})} A^{-1/3} \sum_i \Delta E_i \left| \sum_{\rho} a_{\rho}^{1/2} a_{01/2\rho}^u C_{\rho}^i \right|^2, \quad /33/$$

здесь ΔE - энергетический интервал, по возбужденным состояниям внутри которого проводится суммирование величин C_{ρ}^i , u_{ρ} , v_{ρ} - коэффициенты канонического преобразования Боголюбова, вычисленные с корреляционной функцией и химическим потенциалом для основного состояния ядра-мишени, суммирование по ρ проводится по одночастичным состояниям с $K^{\pi} = 1/2^{+}$. Согласно ^{/14/}, одночастичная волновая функция ϕ_{ρ}^k представлена в виде разложения по сферическому базису

$$\phi_{\rho}^K = \sum_{n \neq l} a_{nl}^{\rho K} \phi_{nl}^K, \quad a_{nl}^{\rho K} = \sum_n a_{nl}^{\rho K}. \quad /34/$$

В силовые функции для нейтронных резонансов и в спектроскопические факторы реакций однонуклонных передач входят выражения вида

$$\left(\sum_{\rho} a_{l1}^{\rho K} u_{\rho} C_{\rho}^i \right)^2, \quad /35/$$

$$\left(\sum_{\rho} a_{l1}^{\rho K} v_{\rho} C_{\rho}^i \right)^2. \quad /36/$$

Аналогично тому, как это сделано в §3, введем силовые функции

$$S_{l1}^{pK}(\eta) = \sum_i \rho(\eta - \eta_i) \left| \sum_{\rho} a_{l1}^{\rho K} u_{\rho} C_{\rho}^i \right|^2, \quad /37/$$

$$S_{l1}^{hK}(\eta) = \sum_i \rho(\eta - \eta_i) \left| \sum_{\rho} a_{l1}^{\rho K} v_{\rho} C_{\rho}^i \right|^2, \quad /37'/$$

где $\rho(\eta - \eta_i)$ дана формулой /28/. Выполним преобразование

$$\begin{aligned} S_{l1}^{pK}(\eta) &= \sum_i \rho(\eta - \eta_i) \sum_{\rho} (a_{l1}^{\rho K} u_{\rho})^2 (C_{\rho}^i)^2 + \\ &+ \sum_i \rho(\eta - \eta_i) \sum_{\substack{\rho \rho' \\ \rho \neq \rho'}} a_{l1}^{\rho K} a_{l1}^{\rho' K} u_{\rho} u_{\rho'} (C_{\rho}^i)^2 \frac{C_{\rho'}^i}{C_{\rho}^i} = \\ &= - \sum_i \rho(\eta - \eta_i) \sum_{\rho} \frac{(a_{l1}^{\rho K} u_{\rho})^2}{\frac{\partial \mathcal{F}_{\rho}(\eta_i)}{\partial \eta_i}} - \\ &- \sum_i \rho(\eta - \eta_i) \sum_{\substack{\rho, \rho' \\ \rho \neq \rho'}} \frac{a_{l1}^{\rho K} a_{l1}^{\rho' K} u_{\rho} u_{\rho'}}{\frac{\partial \mathcal{F}_{\rho}(\eta_i)}{\partial \eta_i}} \frac{\Theta_{\rho}(\rho')}{\Theta_{\rho}}. \end{aligned}$$

Здесь мы воспользовались формулами /16/ и /18'/ или /24/. Выполним такую же процедуру, как при переходе

от формулы /27'/ к выражению /29/, и в результате получим

$$S_{\ell 1}^{pK}(\eta) = \frac{1}{\pi} \sum_{\rho} (a_{\ell 1}^{\rho K} u_{\rho})^2 \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{\mathcal{F}_{\rho}(\eta + i\Delta/2)} \right\} + \frac{2}{\pi} \sum_{\rho > \rho'} a_{\ell 1}^{\rho K} a_{\ell 1}^{\rho' K} u_{\rho} u_{\rho'} \operatorname{Im} \left\{ \frac{\Theta_{\rho}(\rho'; \eta + i\Delta/2)}{\Theta_{\rho}(\eta + i\Delta/2)} \right\}. \quad /38/$$

Аналогично,

$$S_{\ell 1}^{hK}(\eta) = \frac{1}{\pi} \sum_{\rho} (a_{\ell 1}^{\rho K} v_{\rho})^2 \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{\mathcal{F}_{\rho}(\eta + i\Delta/2)} \right\} + \frac{2}{\pi} \sum_{\rho > \rho'} a_{\ell 1}^{\rho K} a_{\ell 1}^{\rho' K} v_{\rho} v_{\rho'} \operatorname{Im} \left\{ \frac{\Theta_{\rho}(\rho'; \eta + i\Delta/2)}{\Theta_{\rho}(\eta + i\Delta/2)} \right\}. \quad /38'/$$

Вычислим сумму

$$\sum_i \left(\sum_{\rho} a_{\ell 1}^{\rho K} u_{\rho} C_{\rho}^i \right)^2$$

по всем ядерным состояниям i . Воспользуемся условием полноты и получим выражение типа правила сумм

$$\sum_i \left(\sum_{\rho} a_{\ell 1}^{\rho K} u_{\rho} C_{\rho}^i \right)^2 = \sum_{\rho} u_{\rho}^2 (a_{\ell 1}^{\rho K})^2. \quad /39/$$

Правая часть /39/ является верхним пределом силовой функции /38/. Вычисляя /38/ в определенном энергетическом интервале и сравнивая с правой частью /39/, можно сказать, какая часть силовой функции исчерпана на этом энергетическом интервале.

Рассмотрим поведение функций $S_{\ell 1}^{pK}$ на примере ^{239}U . На рис. 5 приведена функция $S_{01/2}^{p1/2}(\eta)$, рассчитанная с

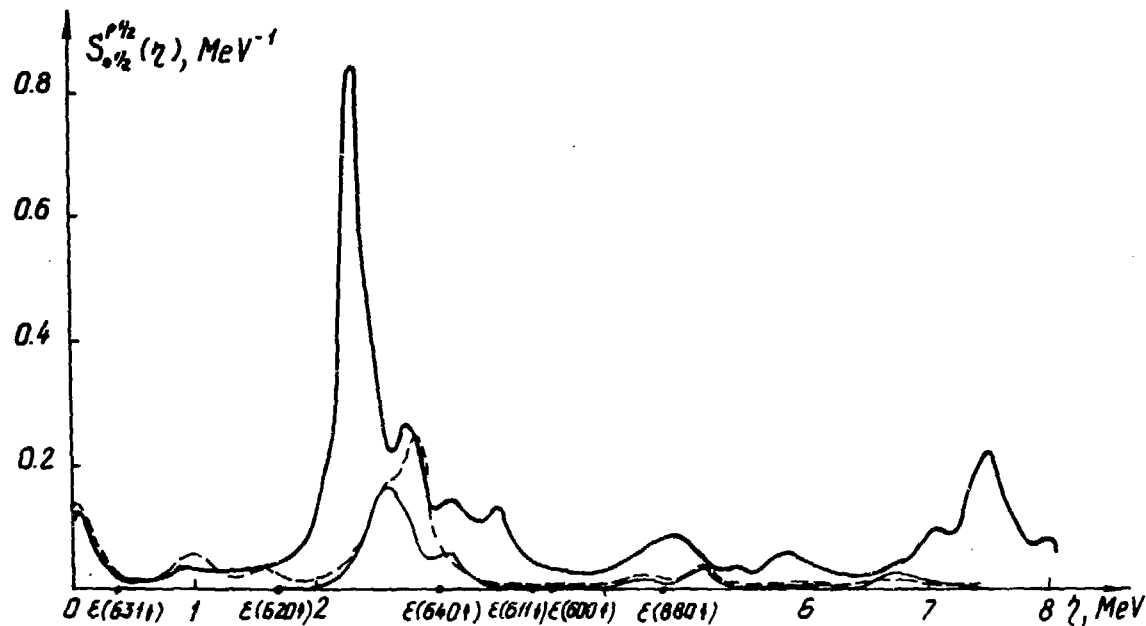


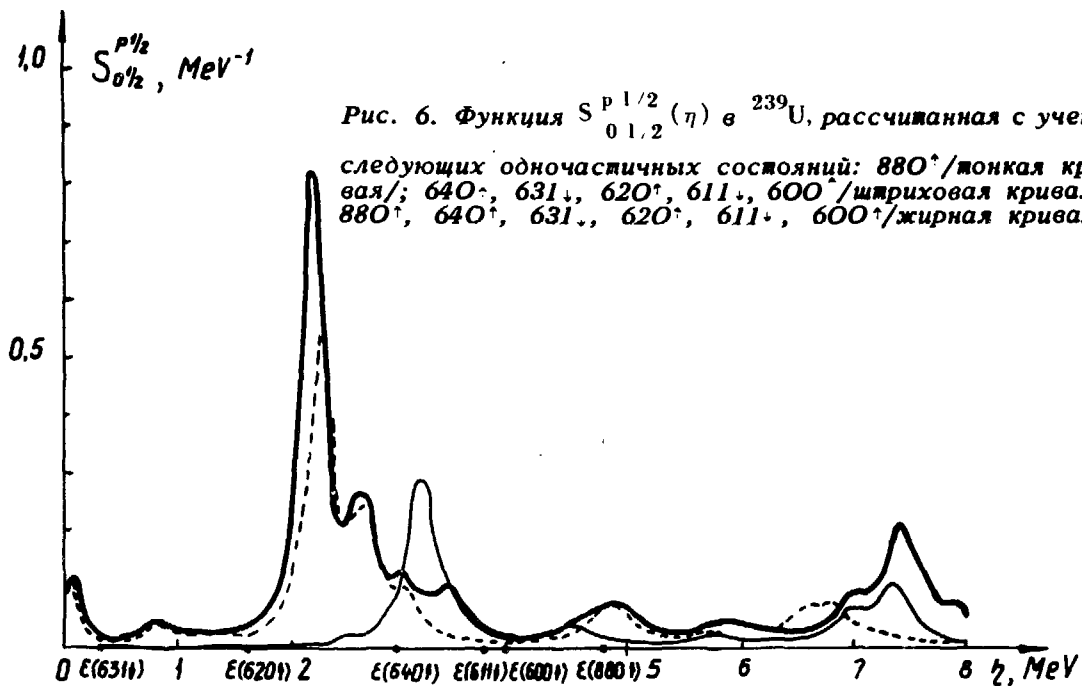
Рис. 5. Вычисление функции $S_{01, 2}^{\rho K}$ для $K^{\pi} = 1/2^1$ в ^{239}U с учетом следующих одночастичных состояний: 611_{\downarrow} /тонкая кривая/; 611_{\downarrow} , 640_{\uparrow} , 631_{\downarrow} , 620_{\downarrow} /штриховая кривая/; 611_{\downarrow} , 640_{\uparrow} , 631_{\downarrow} , 620_{\downarrow} , 600_{\uparrow} , 880_{\uparrow} /жирная кривая/.

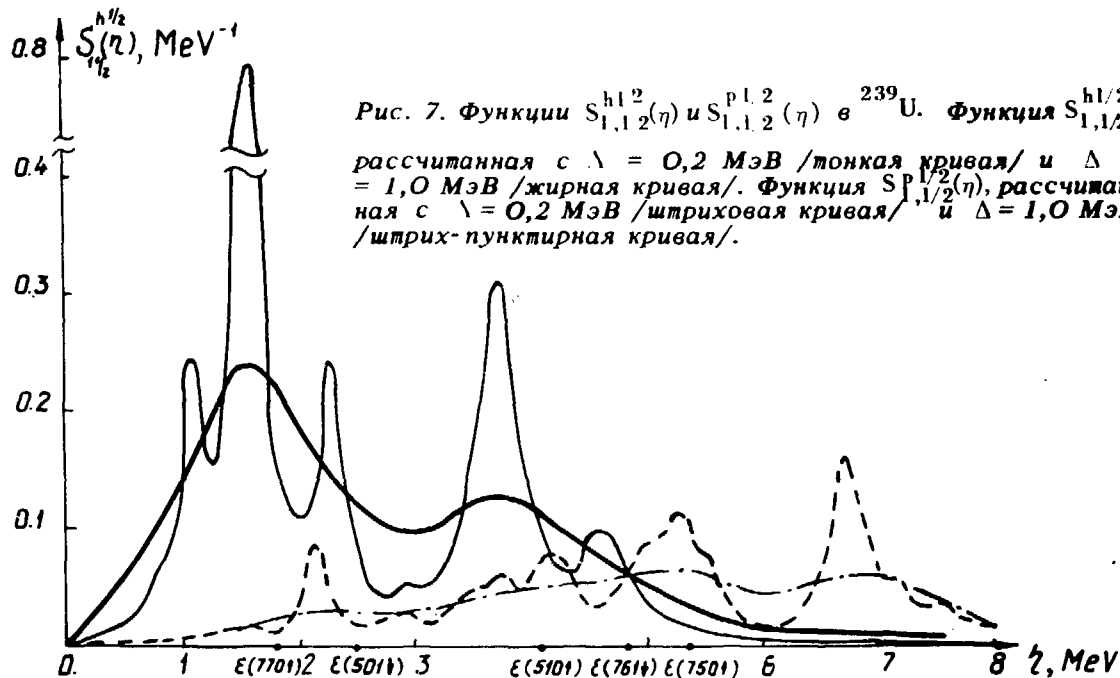
$\Delta = 0,2 \text{ МэВ}$ в случаях, когда учитывается одно состояние $611\downarrow$, четыре и наконец шесть состояний. Из рисунка видно, как изменяется вид функции $S_{01/2}^{p1/2}(\eta)$ по

мере подключения новых состояний. На *рис. 6* приведена функция $S_{01/2}^{p1/2}$, рассчитанная с $\Delta = 0,2 \text{ МэВ}$ для состояния $880\uparrow$, для пяти состояний $640\uparrow$, $631\downarrow$, $620\uparrow$, $611\downarrow$, $600\uparrow$ и для всех шести состояний. Из рисунка видно, что подключение состояния $880\uparrow$ оказывается существенным. Из этих рисунков следует, что при вычислении силовых функций $S_{l1}^{pK}(\eta)$ нужно одновременно учитывать все частичные состояния, лежащие в несколько более широкой области энергий, чем та, в которой рассчитывается функция S_{l1}^{pK} .

Поведение функций $S_{11/2}^{h1/2}$, $S_{11/2}^{p1/2}$, рассчитанных с $\Delta = 0,2$ и $1,0 \text{ МэВ}$, продемонстрировано на *рис. 7*. Функция $S_{11/2}^{h1/2}$ определяется, в основном, фрагментацией дырочных состояний. Сильное отличие этих функций связано с отличием величин $a_{11/2}^{p1/2}$ для дырочных и частичных состояний и с особенностями их фрагментации.

Из рисунка видно, что при увеличении параметра Δ происходит сглаживание кривых. Расчеты можно проводить при любых значениях параметра Δ . Если параметр Δ взять очень маленьким, то получим функцию, огибающую каждое значение /35/ или /36/ для корней i . От величины параметра Δ не зависят, по существу, результаты расчетов, если рассматривать величины для достаточно широкого энергетического интервала. Выбор параметра Δ определяет форму представления результатов расчета. При сравнении рассчитанных величин с соответствующими экспериментальными данными параметр Δ следует выбирать равным или экспериментальному энергетическому разрешению аппаратуры или энергетическому интервалу, по которому усреднены эксперимен-





тальные данные. В данных расчетах не имеет смысла брать значения $\Delta < 0,1 \text{ МэВ}$, т.к. точность расчетов невелика и мы не можем претендовать на правильность описания тонкой структуры нейтронных силовых функций.

Изучим, как влияет на фрагментацию одночастичных состояний и на нейтронные силовые функции увеличение числа учитываемых фононов различной мультипольности. Как известно, взаимодействие квазичастиц с фононами является тем большим, чем сильнее коллективизированы фононы. Поэтому можно было предполагать, что только первые коллективные фононы с $\lambda = 2$ и 3 , для которых Y_1 принимает наименьшие значения, играют определяющую роль, а остальные фононы можно не учитывать. Однако это оказалось не так. В табл. 1 приведено число корней секулярного уравнения /19/ в случаях, если ограничивать сверху величины Y_1 и брать число корней j секулярного уравнения для фононов равными 10, 20 и 35. Мы накладываем ограничение на величину $Y_1 (5,22)^{(2-\lambda)}$, а не на Y_1 , чтобы учесть возрастание одночастичных матричных элементов с увеличением λ и не выбрасывать состояния с большими λ . На рис. 8 дано поведение функции $S_{01/2}^{p1/2}(\eta)$ на некотором энергетическом интервале вблизи энергии связи B_n для случаев 1, 7 и 10 из табл. 1. Из рисунка видно, что в случае 1, когда фононное пространство сильно ограничено, функция $S_{01/2}^{p1/2}(\eta)$ имеет наиболее острый максимум. В случаях 2, 3, 4, 5 и 6 поведение $S_{01/2}^{p1/2}(\eta)$ близко к случаю 1, хотя максимум более низкий. Ниже на рис. 8 проходит кривая, соответствующая случаю 7. Кривая, соответствующая случаю 8, проходит между кривыми для случаев 7 и 10. Кривые, соответствующие случаям 9 и 10, практически совпадают. В случае 10 учтены все первые 20 фононов для 15 мультипольностей.

Вышеприведенное исследование показало, что учет слабоколлективизированных фононов приводит к пониже-

Таблица 1

№№ п/п	Ограничение на Y_1 . $Y_1(5,22)^{-(\lambda-2)}$ меньше, чем	Число корней секулярных ур-ний для фононов	Число корней i уравнения (19)
1.	10^4	20	300
2.	10^4	35	437
3.	10^6	10	537
4.	10^6	20	1004
5.	10^6	35	1523
6.	10^8	10	715
7.	10^8	20	1394
8.	10^{25}	10	960
9.	10^{10}	20	1783
10.	10^{25}	20	1920

нию максимума функции $S_0^{p 1/2}$ и к ее более плавной зависимости от η , т.е. он оказывает существенное влияние на фрагментацию одночастичных состояний и на нейтронные силовые функции. Рассмотрение большого числа случаев указывает на то, что нужно учитывать первые двадцать фононов с $Y_1(5,22)^{(2-\lambda)} < 10^{10}$. Таким образом, при вычислении фрагментации одночастичных состояний и нейтронных силовых функций нельзя сильно ограничивать фононное пространство из-за важной роли большого числа слабоколлективизированных фононов.

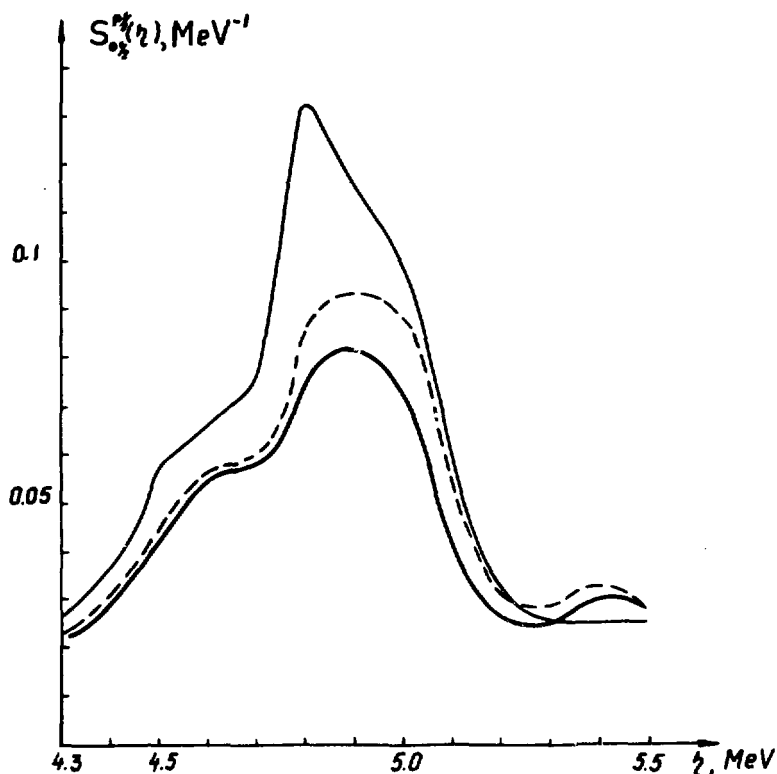


Рис. 8. Функция $S_{0,2}^{p1,2}(\eta)$ в ^{239}U , рассчитанная с ограниченным фоновым пространством, соответствующим в таблице 1 случаям 1 /тонкая кривая/, 7 /штриховая кривая/ и 10 /жирная кривая/.

Силую функцию для реакции передачи одного нейтрона типа (dp) с угловым моментом ℓ на четно-четной мишени можно записать в следующем виде:

$$S_{\ell}^P = S_{\ell,\ell+1/2}^P + S_{\ell,\ell-1/2}^P, \quad /40/$$

где

$$S_{\ell, \ell \pm 1/2}^p = \frac{1}{\Delta E} \sum_i \Delta E_i \left| \sum_{\rho} \sum_K a_{\ell, \ell \pm 1/2}^{\rho K} u_{\rho} C_{\rho}^i \right|^2. \quad /41/$$

Пренебрежем кориолисовым и другими взаимодействиями, приводящими к связи разных ротационных полос, что можно сделать, если они не приводят к значительному перераспределению силы одночастичных состояний от одного энергетического интервала ΔE к другому. Тогда

$$S_{\ell, \ell \pm 1/2}^p = \sum_K \frac{1}{\Delta E} \sum_i \Delta E_i \left| \sum_{\rho} a_{\ell, \ell \pm 1/2}^{\rho K} u_{\rho} C_{\rho}^i \right|^2. \quad /42/$$

Перейдем к усредненным функциям и получим

$$S_{\ell, \ell \pm 1/2}^p = \sum_K S_{\ell, \ell \pm 1/2}^{pK}(\eta), \quad /43/$$

где $S_{\ell, \ell \pm 1/2}^{pK}(\eta)$ определяется формулой /38/.

Для реакции передачи одного нуклона типа (dt) имеем

$$S_{\ell}^h = S_{\ell, \ell + 1/2}^h + S_{\ell, \ell - 1/2}^h, \quad /44/$$

$$S_{\ell, \ell \pm 1/2}^h = \sum_K S_{\ell, \ell \pm 1/2}^{hK}(\eta), \quad /45/$$

где $S_{\ell, \ell \pm 1/2}^{hK}(\eta)$ определяется формулой /38/.

Функции S_{ℓ}^p и S_{ℓ}^h для $\ell = 1$ в ^{239}U приведены на рис. 9 и 10. Учитываемые в обоих случаях одночастичные состояния с $K^{\pi} = 1/2^{-}$ и $3/2^{-}$ даны на рис. 9. На рисунках показаны значения $S_{1, 1/2}^{1/2}$, $S_{1, 3/2}^{1/2}$ и $S_{1, 3/2}^{3/2}$. Суммарное значение функции $S_1^{p, 1/2}$ в интервале от 0 до 8 МэВ равно 0,725, вклад компонент с $1^{\pi}K$ равен: $1/2^{-}1/2 = 0,315$, $3/2^{-}1/2 = 0,349$, $3/2^{-}3/2 = 0,061$. Суммарное значение S_1^h равно 2,211, вклад компонент с $1^{\pi}K$ равен: $1/2^{-}1/2 = 0,707$, $3/2^{-}1/2 = 0,612$, $3/2^{-}3/2 = 0,892$. Отсюда видно, что ротационными состояниями пренебрегать нельзя. Для функции $S_1^h(\eta)$

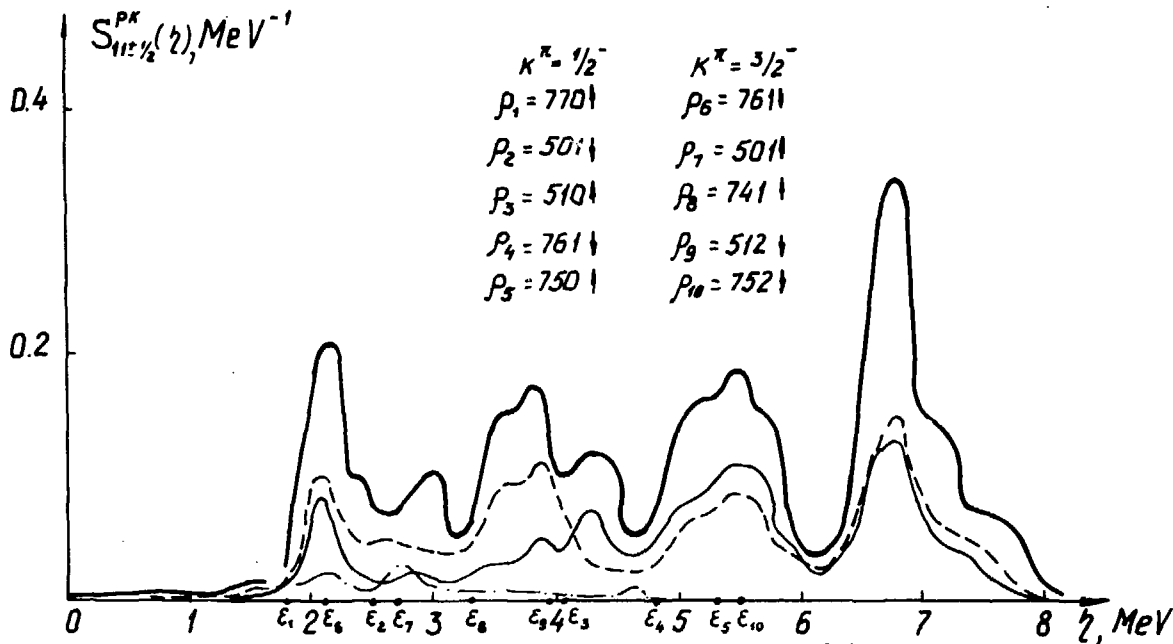
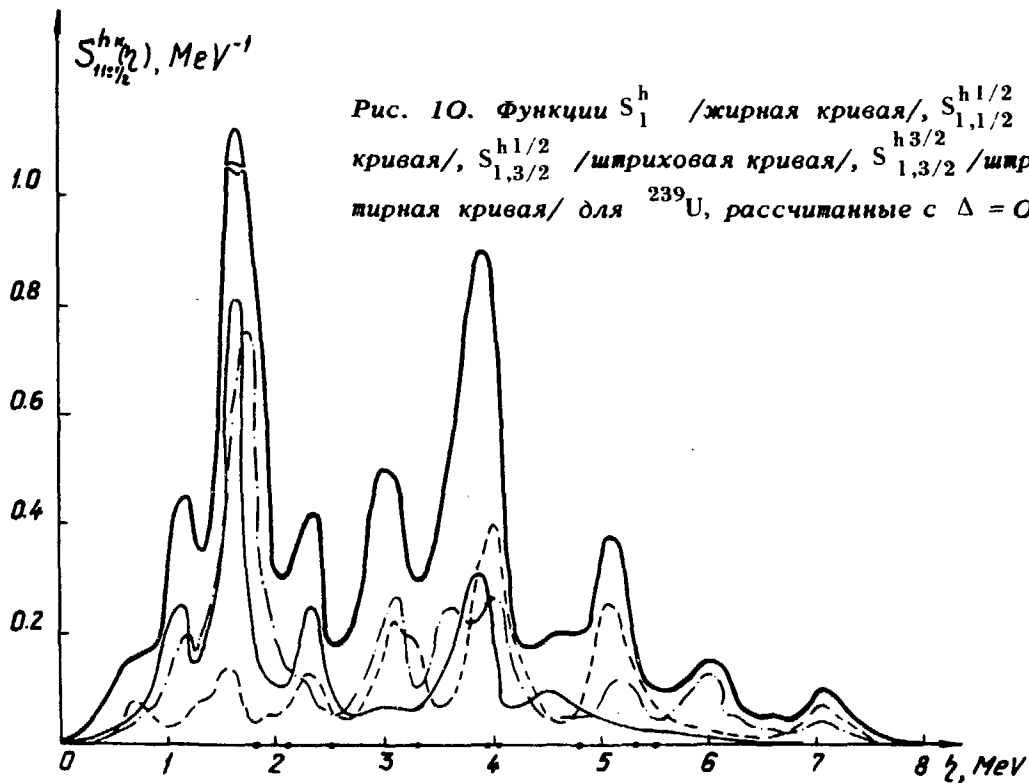


Рис. 9. Функции S_1^p /жирная кривая/, $S_{1,1/2}^{p1/2}$ /тонкая кривая/, $S_{1,3/2}^{p1/2}$ /штриховая кривая/, $S_{1,3/2}^{p3/2}$ /штрих-пунктирная кривая/ для ^{239}U , рассчитанные с $\Delta = 0,2 \text{ МэВ}$.



дают решающий вклад в максимум с $\eta \sim 1,8$ МэВ состояния 501^+ , 501^+ и 761^+ в максимум с $\eta \sim 3$ МэВ - состояние 510^+ , в максимум с $\eta \sim 3,8$ МэВ - состояния 501_1 , 510^+ , 501^+ и 512_+ .

Мы рассчитали функции S_ρ^P для тех ядер, которые изучены в ^{3/}. В качестве примера на рис. 11 для ¹⁶³Dy приведены функции S_ρ^P для $\rho = 0, 1, 2$ с $\Lambda = 0, 4$. Прямое сравнение наших результатов с экспериментальными данными и расчетами в ^{3/} провести трудно, т.к. в ^{3/} даны сечения (dp) реакций, а не силовые функции. Однако наши результаты в общих чертах согласуются с данными в ^{3/}. Из сравнения рис. 11 с аналогичным рисунком в ^{3/} следует, что положения максимумов в обоих случаях практически совпадают и наши результаты качественно правильно описывают ход экспериментальной кривой. Уменьшение рассчитанных в ^{3/} сечений при энергиях возбуждения больше /4-5/ МэВ не имеет физического смысла. Оно, видимо, связано с тем, что в ^{3/} не учитывались квазисвязанные одночастичные состояния. Нам представляется, что наши результаты по фрагментации одночастичных состояний могут быть использованы при вычислении сечений реакций типа (dp) и (dt).

Следует отметить, что для изучения структуры состояний промежуточной энергии возбуждения необходимы экспериментальные исследования реакций однонуклонных передач с выделением определенных переданных угловых моментов ρ и расчеты сечений с учетом связи каналов и фрагментации одночастичных состояний.

5. Нейтронные силовые функции при энергии связи нейтрона

Развитый нами математический аппарат применим к вычислению нейтронных силовых функций при энергии

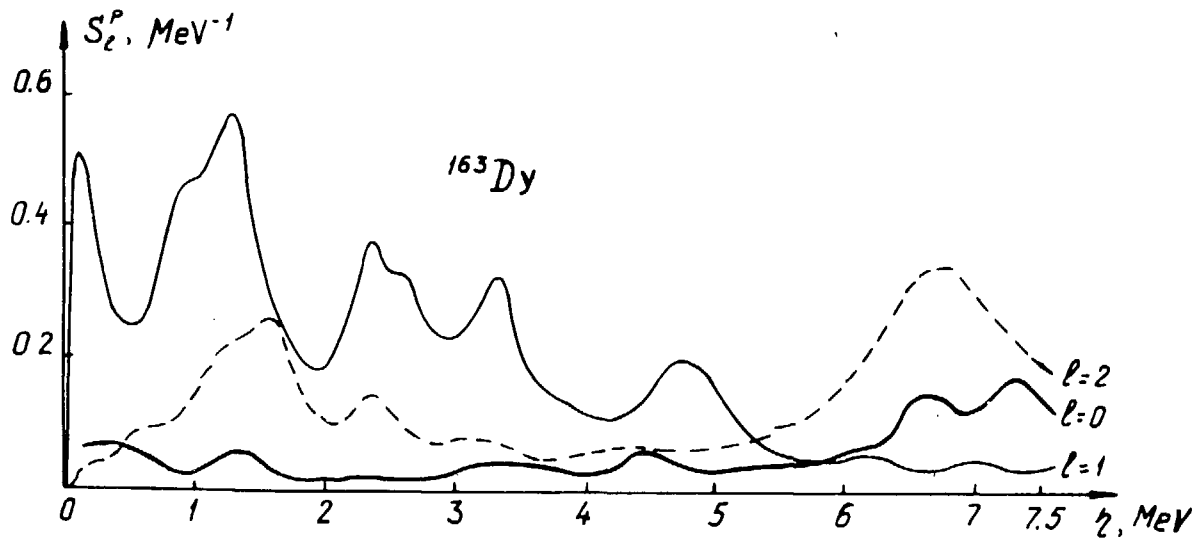


Рис. 11. Функции S_l^p с $l=0$ /жирная кривая/, $l=1$ /тонкая кривая/ и $l=2$ /пунктирная кривая/ для ^{163}Dy , рассчитанные с $\lambda = 0,4 \text{ МэВ}$.

связи нейтрона и сравненно их с соответствующими экспериментальными данными. В наших обозначениях выражения для s-, p- и d-волновых нейтронных силовых функций, определенных в /17,18,20/, имеют следующий вид:

$$S_0 = (15 \text{ keV}) A^{-1/3} S_{0 \ 1/2}^{p \ 1/2} \quad /46/$$

$$S_1 = (5 \text{ keV}) A^{-1/3} \{ S_{1,1/2}^{p \ 1/2} + S_{1,3/2}^{p \ 1/2} + S_{1,3/2}^{p \ 3/2} \} \quad /47/$$

$$S_2 = (9 \text{ keV}) A^{-1/3} \{ S_{2,3/2}^{p \ 1/2} + S_{2,5/2}^{p \ 1/2} + S_{2,3/2}^{p \ 3/2} + S_{2,5/2}^{p \ 3/2} + S_{2,5/2}^{p \ 5/2} \}, \quad /48/$$

где для

$$S_{\ell 1 = \ell \pm 1/2}^{p \ K} = \frac{1}{\Delta E(\text{keV})} \sum_i \Delta E_i \left| \sum_{\rho} a_{\ell i}^{\rho K} u_{\rho} C_{\rho}^i \right|^2$$

возьмем усредненное выражение, определенное формулой /38/ и данное в единицах /кэВ/⁻¹. В формулах /46/-/48/ учтен множитель δ_{ℓ} , равный 1 для $\ell = 0$ и $(2\ell - 1)/(2\ell + 1)$ для $\ell \neq 0$, появляющийся при вычислении одночастичной нейтронной ширины для прямоугольной ямы /17/.

В случае, когда в силовую функцию преобладающий вклад дает одно одноквазичастичное состояние, то, например, s-волновую силовую функцию S_0 можно записать в более простом виде

$$S_0 = \frac{(15 \text{ keV})}{A^{1/3}} (a_{0 \ 1/2}^{\rho \ 1/2})^2 u_{\rho}^2 \frac{1}{\Delta E(\text{keV})} \sum_i \Delta E_i (C_{\rho}^i)^2 \quad /49/$$

Усредненное выражение равно

$$S_0 = \frac{(15 \text{ keV})}{A^{1/3}} (a_{0 \ 1/2}^{\rho \ 1/2})^2 u_{\rho}^2 \frac{\Delta}{2\pi} \frac{\Gamma(\eta)}{(\epsilon(\rho) - \gamma(\eta) - \eta)^2 + (\Delta/2)^2} \Gamma(\eta) \quad /49'/$$

при значении η , равном энергии связи нейтрона B_n , функции $\Gamma(\eta)$ и $\gamma(\eta)$ определяются формулами /31/, /31'/.

По формулам типа /49/, /49' / в ^{9,10/} вычислены s- и p-волновые силовые функции в ²³⁹U и ¹⁶⁹Er, а в ^{11/} - для ряда изотопов олова и теллура. Получено согласие с экспериментальными данными в ²³⁹U, ¹⁶⁹Er и дано качественно правильное описание для минимума s-волновой силовой функции для Sn и Te. Поскольку в выражения силовых функций, как правило, дают вклад одновременно несколько одночастичных состояний с одинаковыми значениями K^π , то расчеты проведем по формулам типа /38/.

Результаты численных расчетов s-, p- и d-волновых нейтронных силовых функций представлены в табл. 2. Экспериментальные данные взяты из ^{21,22/}. Расчеты выполнены с параметром $\lambda = 0,4$ МэВ, во многих случаях результаты слабо зависят от величины λ , но если вблизи энергии $\eta = B_n$ находится локальный максимум или минимум, то изменение λ может привести к изменению S_p в $1^{1/2}$ -2 раза. Результаты расчетов сильно зависят от коэффициентов $a_{\ell_1}^{\rho K}$ в разложении одночастичных волновых функций по сферическому базису /см. формулу /34//. Для квазисвязанных состояний величины этих коэффициентов еще требуют уточнения. Результаты настоящих расчетов для ¹⁶⁹Er и ²³⁹U несколько отличаются от предварительных данных работ ^{9,10/}. Это связано с одновременным учетом нескольких одночастичных состояний, фактора δ_ρ и с уточнением коэффициентов $a_{\ell_1}^{\rho K}$.

Из табл. 2 видно, что получено достаточно хорошее описание s- и p-волновых силовых функций для нейтронных резонансов. Приведены также результаты расчетов d-волновых силовых функций, для которых пока имеются только весьма предварительные экспериментальные данные. Согласие результатов наших расчетов с экспериментальными данными не было

Таблица 2

Нейтронные силовые функции при $\rho = B_n$

Компонаунд я д р о	B_n М э в	$S_0 \cdot 10^4$		$S_1 \cdot 10^4$		$S_2 \cdot 10^4$
		Опыт	Расчет	Опыт	Расчет	Расчет
155 <i>Sm</i>	5,819	1,8±0,5	1,0		1,1	1,2
159 <i>Gd</i>	6,031	1,5±0,2	1,1	2,8 $\begin{smallmatrix} +1,4 \\ -1,0 \end{smallmatrix}$	1,6	1,0
161 <i>Gd</i>	5,650	1,8±0,4	1,0	0,88 $\begin{smallmatrix} +0,84 \\ -0,47 \end{smallmatrix}$	1,1	1,2
161 <i>Dy</i>	6,448	2,0±0,36	1,5		0,5	1,5
163 <i>Dy</i>	6,253	1,88	1,8	1,4	0,7	3,7
165 <i>Dy</i>	5,635	1,7	1,8	1,3	0,6	3,6
169 <i>Er</i>	5,997	1,5	3,4	0,7	0,5	6,8
171 <i>Er</i>	5,676	1,54	3,5	0,8	0,7	5,2
175 <i>Yb</i>	5,84	1,6±0,2	3,0		0,6	6,0
183 <i>W</i>	6,187	2,1±0,3	4,6	0,3±0,1	0,8	2,0
185 <i>W</i>	5,748	2,6±0,3	4,3	0,3±0,1	0,6	1,3
231 <i>Th</i>	5,09	1,3	1,1		0,7	4,0
233 <i>Th</i>	4,96	0,9	0,8	0,5±1,6	0,6	6,0
233 <i>U</i>	5,88	0,95	0,9		0,8	4,0
235 <i>U</i>	5,27	1,13±0,4	1,3		1,2	5,8
237 <i>U</i>	5,30	1,3±0,2	1,2	2,3±0,6	1,1	4,6
239 <i>U</i>	4,78	1,1±0,1	1,5	1,7±0,3	0,9	3,8
239 <i>Pu</i>	5,62	1,3±0,3	1,0		1,3	3,4
241 <i>Pu</i>	5,41	0,94±0,09	0,9	2,8	1,0	3,4
243 <i>Pu</i>	5,05	0,9±0,1	1,4		1,4	4,0
243 <i>Cm</i>	5,67	0,76	1,0		1,0	3,6
245 <i>Cm</i>	5,696	1,1±0,2	1,6		0,7	3,0
255 <i>Fm</i>	5,47		0,9		0,5	2,2

заранее очевидным, т.к. в расчетах силовых функций нет ни одного свободного параметра и они основаны на приближенном вычислении фрагментации одночастичных состояний. Отметим, что в наших расчетах мы не можем претендовать на правильность положения и величину того или иного локального максимума или минимума в зависимости силовой функции от энергии возбуждения, которая, например, продемонстрирована на рис. 5-10. Точность наших расчетов ограничена не только точностью приближенного описания фрагментации одночастичных состояний, но и в не меньшей мере точностью вычисления одночастичных энергий и волновых функций потенциала Саксона-Вудса.

Таким образом, в рамках модели, учитывающей взаимодействие квазичастиц с фононами, получено правильное описание низколежащих состояний, построены нейтронные силовые функции для состояний промежуточной энергии возбуждения и рассчитаны s - и p -волновые функции нейтронных резонансов, которые согласуются с соответствующими экспериментальными данными. В рамках этой модели проводятся расчеты характеристик гигантских мультипольных резонансов. Тем самым сделаны первые шаги для реализации изложенной в ²³/программы единого описания низких, промежуточных и высоких энергий возбуждения атомных ядер.

В заключение благодарим Н.Н.Боголюбова, И.Н.Михайлова, С.В.Акулиничева, М.А.Киселева и Р.М.Ямалева за интересные обсуждения и помощь.

Литература

1. A.M.Lane, R.G.Thomas and E.P. Wigner. Phys. Rev., 98, 693 /1955/.
2. Г.Кырчев, В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов. Изв. АН СССР /сер. физ./, 39, 2015 /1975/.

3. B.V.Back, J.Bang, S.Bjornholm, J.Hattula, P.Kleinheinz and J.R.Lien. *Nucl.Phys.*, A222, 377 /1974/.
4. В.Г.Соловьев. *Изв. АН СССР /сер. физ./*, 35 , 666 /1971/;
V.G.Soloviev, L.A.Malov. *Nucl.Phys.*, A196, 433 /1972/.
5. Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. *Препринт ОИЯИ*, Р4-7639, Дубна, 1973; *ЯФ* 21, 502 /1975/; *ТМФ*, 25, 132 /1975/; С.В.Акулиничев, Л.А.Малов. *Сообщение ОИЯИ*, Р4-8433, Дубна, 1974; Л.А.Малов, Г.Очирбат. *Сообщение ОИЯИ*, Р4-8492, Дубна, 1974; Л.А.Малов, В.О.Нестеренко. *Сообщение ОИЯИ*, Р4-8206, Дубна, 1974.
6. В.Г.Соловьев. *ТМФ*, 17, 90 /1973/.
7. Г.Кырчев, В.Г.Соловьев. *ТМФ*, 22, 244 /1975/.
8. А.И.Вдовин, В.Г.Соловьев. *ТМФ*, 19, 275 /1974/.
9. V.G.Soloviev. *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (Reactor Centrum Nederland, Petten, 1975) p. 99*;
Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. *ЯФ*, 23, 53 /1976/.
10. В.Г.Соловьев. *Препринт ОИЯИ*, Е4-8847, Дубна, 1975.
11. D.Dambasuren, V.G.Soloviev. *Ch.Stoyanov and A.I.Vdovin. Journ. Phys.G:Nucl.Phys.*, 2, 26 /1976/.
12. В.Г.Соловьев. *Теория сложных ядер*. М., Наука, 1971.
13. F.A.Gareev, S.P.Ivanova, L.A.Malov and V.G.Soloviev. *Nucl. Phys.*, A171, 134 /1971/.
14. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. *ЭЧАЯ*, 4, 357 /1973/.
15. Р.М.Ямалеев. *Сообщение ОИЯИ*, Р4-8723, Дубна, 1975; Е.Банг, Ф.А.Гареев, И.В.Пузынин, Р.М.Ямалеев. *Сообщение ОИЯИ*, Р4-9054, Дубна, 1975.
16. А.И.Вдовин, В.В.Воронов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов. *ЯФ*, 19, 516 /1974/.
V.G.Soloviev, Ch.Stoyanov and A.I.Vdovin. *Nucl. Phys.*, A224, 411 /1974/; L.A.Malov, V.G.Soloviev and V.V.Voronov. *Nucl.Phys.*, A224, 396 /1974/; *Phys.Lett.*, 55B, 17 /1975/; *ЯФ*, 21, 40 /1975/.
Препринт ОИЯИ, Е4-9236, Дубна, 1975.
17. О.Бор, Б.Моттельсон. *Структура атомного ядра*, М., Мир, 1971.
18. J.E.Lynn. *The Theory of Neutron Resonance Reactions* (Clarendon Press, Oxford, 1968/).
19. Г.Очирбат. *Сообщение ОИЯИ*, Р4-8774, Дубна, 1975.
20. K.Seth. *Nucl.Data, Section A, vol. 2, No. 3 Academic Press, Inc.*, 299 /1966/.
21. S.F.Mughabghab, D.I.Garner, *BNL-325 (Third Ed., 1973)*.

22. *F.Rahn, H.S.Camarda, G.Hacken et al. Phys.Rev., C10, 1904 /1974/; Phys.Rev., C6, 1854 /1972/; H.I.Liou, G.Hacken, J.Rainwater and U.N.Singh. Phys.Rev., C11, 462 /1975/.*
23. *В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР /сер. физ./, 38, 1580 /1974/.*

*Рукопись поступила в издательский отдел
29 марта 1976 года.*