

В-41

13/8-69

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 4687



Х.Вибике , О.Думитреску , В.К.Лукиянов,  
И.Ж.Петков, Г.Шульц ,

МНОГОСТУПЕНЧАТЫЙ СРЫВ  
НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ С ВКЛЮЧЕНИЕМ  
НЕВРАЩАТЕЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1969

P2 - 4687

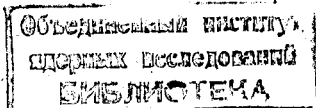
Х.Вибике\*, О.Думитреску\*,\* В.К.Лукьянов,  
И.Ж.Петков, Г.Шульц\*,

МНОГОСТУПЕНЧАТЫЙ СРЫВ  
НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ С ВКЛЮЧЕНИЕМ  
НЕВРАЩАТЕЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

Направлено в Nucl. Phys.

---

\* Институт ядерных исследований, Россендорф, ГДР.  
\* \* Бухарестский университет.



7961/2 up

## 1. Постановка задачи

Особенность реакций срыва на деформированных ядрах связана с существованием в них низколежащих легко возбуждаемых состояний, которые вместе с основными состояниями должны включаться в рассмотрение на основе метода связанных каналов.

Ранее <sup>/1,2/</sup> было рассмотрено влияние вращательных полос ядер А и В на сечение реакции срыва. Было показано, что, в противоположность обычной теории МИВ <sup>/3/</sup>, это рассмотрение дает точные правила отбора и существенно изменяет структуру поперечных сечений и форму угловых распределений. Оказалось также <sup>/4/</sup>, что подобные реакции можно интерпретировать как многоступенчатые, так как, кроме прямого перехода, существуют дополнительные не прямые переходы через низколежащие состояния ядер А и В .

Однако для практических приложений важно рассмотреть также влияние на сечение реакции срыва низколежащих невращательных состояний, в особенности состояний нечётного деформированного ядра, участвующего в реакции. Другими словами, это означает, что в дополнение к вращательным должны быть включены некоторые дополнительные каналы, которые вместе с первыми конкурируют с входным и выходным упругими каналами. Однако в этом случае трудно применять адиабатическое

приближение, которое существенно упростило все наши рассмотрения и численные расчёты в предыдущих работах<sup>/1,2/</sup>. В принципе здесь можно использовать точный (неадиабатический) метод, где все ядерные состояния включаются равноправно (см., например,<sup>/5,6/</sup>). Однако практически этот метод неудобен, так как требует большого счётного времени для разумного числа включенных каналов.

Поэтому в данной статье развит другой, полуадиабатический метод для расчёта искаженных волн в поле деформированного ядра. Основная идея этого метода состоит в том, что точно (неадиабатически) учитываются небольшое число наиболее важных невращательных состояний, которые можно описывать как в микро- так и макромоделях ядра, в то время как все вращательные состояния учитываются адиабатически. Таким образом, этот метод позволяет существенно сократить время численных расчётов.

## 2. Волновые функции

Для нахождения сечения реакции срыва  $A(d,p)B$  в рамках МИВ необходимо построить волновые функции входного  $(A+d)$  и выходного  $(B+p)$  каналов. Рассмотрим сначала входной канал.

Запишем гамильтониан системы  $(A+d)$  в виде

$$H = H_d(\vec{p}) + T_r + V_{opt}(r) + H_A^{rot}(\theta_1) + H_A^{in}(\xi) + V_{rez}^{rot}(\vec{r}, \theta_1) + V_{rez}^N(\vec{r}, \xi). \quad (1)$$

Здесь полностью разделены движения неротационного типа  $(\xi)$  и вращательные  $(\theta_1)$ , так как в гамильтониане отсутствуют кориолисовы и т.п. взаимодействия, связывающие координаты  $\xi$  и  $\theta_1$ . Основанием для этого служит адиабатическое предположение, которое обычно вво-

дится при построении моделей ядра. Остаточные взаимодействия падающей частицы с переменными  $(\xi)$  и  $(\theta_i)$  также предполагаются аддитивными и описываются двумя независимыми слагаемыми  $V_{\text{rez}}^{\text{rot}}(\vec{r}, \theta)$  и  $V_{\text{rez}}^{\text{N}}(\vec{r}, \xi)$ .

Волновая функция уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) при выбранной асимптотике имеет вид:

$$\Psi_{d+\Lambda}^{(+)} = X_{\Lambda}^{(+)}(\vec{r}, \theta_i, \xi) \Phi_d(\vec{\rho}) |s_d\rangle. \quad (2)$$

Произведем приближенное разделение переменных

$$X_{\Lambda}^{(+)}(\vec{r}, \theta_i, \xi) = D_{\Lambda}(\theta_i) \eta_{\Lambda}^{(+)}(\vec{r}, \theta_i, \xi), \quad (3)$$

где

$$D_{\Lambda} = \sqrt{\frac{2J_{\Lambda} + 1}{8\pi^2}} D_{M_{\Lambda} K_{\Lambda}}^{J_{\Lambda}}(\theta_i) \quad (3)$$

является вращательной функцией состояния ядра  $(\Pi_{\Lambda}^{\text{rot}} D_{\Lambda} = E_{\Lambda}^{\text{rot}} D_{\Lambda})$ .

Слабая зависимость функции  $\eta_{\Lambda}^{(+)}$  от углов Эйлера позволяет рассматривать их как параметры уравнения

$$[\Pi_{\Lambda}^{\text{in}}(\xi) + T_r + V_{\text{opt}}(r) + V_{\text{rez}}^{\text{rot}}(\vec{r}_1, \theta_i) + V_{\text{rez}}^{\text{N}}(\vec{r}, \xi) - E] \eta_{\Lambda}^{(+)}(\vec{r}, \theta_i, \xi) = 0. \quad (4)$$

Такому разделению (3) препятствует оператор  $\Pi_{\Lambda}^{\text{rot}}(\theta_i)$ , который действует на функцию  $\eta_{\Lambda}^{(+)}$ . Однако, если выполняется условие адиабатики  $\tau \gg t$ , где  $\tau (\approx \hbar / E^{\text{rot}})$  - характерное время вращательного

движения, а  $t \approx R \sqrt{\frac{2m}{E}}$  - характерное время пролета частицы возле ядра, то

$$\Pi_A^{\text{rot}} X_A^{(+)} \approx E^{\text{rot}} X_A^{(+)} \ll E X_A^{(+)} \quad (5)$$

и такое разделение осуществляется с точностью до членов порядка  $E^{\text{rot}}/E \ll 1$ . В системе координат, жестко связанной с ядром, уравнение (4) имеет простой вид:

$$[\Pi_A^{\text{in}}(\xi) + T_{r'} + V_{\text{opt}}(r') + V_{\text{rez}}^{\text{rot}}(\vec{r}') + V_{\text{rez}}^N(\vec{r}'; \xi) - E] \eta_A^{(+)}(\vec{r}'; \xi) = 0, \quad (6)$$

а преобразование полученной из него функции  $\eta_A^{(+)}(\vec{r}'; \xi)$  в лабораторную систему осуществляется простым поворотом на углы Эйлера  $(\theta_i)$ . Решение уравнения (6) можно найти методом связанных каналов. Разложим  $\eta_A^{(+)}(\vec{r}'; \xi)$  по собственным функциям  $\Phi_a(\xi)$  внутреннего движения ( $\Pi_A^{\text{in}} \Phi_a = E_a^{\text{in}} \Phi_a$ ):

$$\eta_A^{(+)}(\vec{r}'; \xi) = \sum_a \Phi_a(\xi) \Psi_{\Lambda a}^{(+)}(\vec{r}'), \quad (7)$$

а  $\Psi_{\Lambda a}^{(+)}$  представим в виде ряда сферических гармоник:

$$\Psi_{\Lambda a}^{(+)}(\vec{r}') = \frac{1}{\ell' \ell'_{\text{mm}'}} \sum_{\ell' \ell'_{\text{mm}'}} \bar{R}_{\Lambda a}^{\ell' \ell'_{\text{mm}'}}(r) Y_{\ell' m'}(\hat{r}') Y_{\ell'_{\text{mm}'}}^*(\hat{k}'_d). \quad (8)$$

После поворота  $\vec{k}_d'$  в лабораторную систему с осью z по  $\vec{k}_d'$ , получим

$$\Psi_{\Lambda\alpha}^{(+)}(\vec{r}') = \sum_{\bar{\ell}' \bar{m}' \bar{m}'} \bar{R}_{\Lambda\alpha \bar{\ell}' \bar{m}' \bar{m}'} \bar{Y}_{\bar{\ell}' \bar{m}'}(\hat{r}') D_{0 \bar{m}'}^{\bar{\ell}'}(\theta_1), \quad (9)$$

где

$$\bar{R}_{\Lambda\alpha \bar{\ell}' \bar{m}' \bar{m}'} = \sqrt{\frac{2\bar{\ell}' + 1}{4\pi}} \bar{R}_{\Lambda\alpha \bar{\ell}' \bar{m}' \bar{m}'} = \sqrt{\frac{1}{\pi(2\bar{\ell}' + 1)}} i^{\bar{\ell}'} e^{i\sigma_{\bar{\ell}'}} \frac{1}{k_d r} \bar{\Phi}_{\Lambda\alpha \bar{\ell}' \bar{m}' \bar{m}'}, \quad (9')$$

и затем, подставив (7) и (9) в (6), найдем систему связанных уравнений на радиальные функции

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\bar{\ell}(\bar{\ell} + 1)}{r^2} + \frac{2m_d}{\hbar^2} V_{\text{opt}} - k_d^2 \right] \bar{\Phi}_{\Lambda\alpha \bar{\ell}' \bar{m}' \bar{m}'} = - \sum_{\bar{\ell}_1 \bar{m}_1} \langle Y_{\bar{\ell}' \bar{m}'} | V_{\text{rez}}^{\text{rot}} | Y_{\bar{\ell}_1 \bar{m}_1} \rangle \bar{\Phi}_{\Lambda\alpha \bar{\ell}_1 \bar{m}' \bar{m}'}, \quad (10)$$

$$- \sum_{\alpha' \bar{\ell}_1 \bar{m}_1} \langle Y_{\bar{\ell}' \bar{m}'} \Phi_{\alpha'} | V_{\text{rez}}^N | \Phi_{\alpha'} Y_{\bar{\ell}_1 \bar{m}_1} \rangle \bar{\Phi}_{\Lambda\alpha \bar{\ell}_1 \bar{m}' \bar{m}'}$$

Таким образом, полная волновая функция входного канала имеет

вид:

$$\Psi_{d+A}^{(+)} = \sqrt{\frac{2J_A + 1}{8\pi^2}} D_{M_A K_A}^{J_A}(\theta_1) \sum_{\alpha \bar{\ell}' \bar{m}' \bar{m}'} \Phi_{\alpha}(\xi) \bar{R}_{\Lambda\alpha \bar{\ell}' \bar{m}' \bar{m}'}(r) Y_{\bar{\ell}' \bar{m}'}(\hat{r}') D_{0 \bar{m}'}^{\bar{\ell}'}(\theta_1) \Phi_d(\vec{\rho}) / s_d > (11)$$

Здесь индексами  $a$  обозначены квантовые числа каналов, соответствующие невращательным состояниям ядра  $A$ , каждое из которых может иметь свою вращательную полосу. Упругий канал  $a = A$  соответствует состоянию системы  $(d+A)$ , когда в асимптотике имеются сходящиеся и расходящиеся волны. Во всех других каналах  $a \neq A$  - волны только расходящиеся:

$$\Phi_{\Lambda a \bar{\ell} \bar{\ell}'}^{m \bar{m}'} = (F_{\bar{\ell}} - i G_{\bar{\ell}}) \delta_{\bar{\ell} \bar{\ell}'} \delta_{a \Lambda} + S_{\Lambda a \bar{\ell} \bar{\ell}'}^{m \bar{m}'} (F_{\bar{\ell}} + i G_{\bar{\ell}}). \quad (12)$$

Здесь  $F_{\bar{\ell}}$  и  $G_{\bar{\ell}}$  - соответственно регулярная и нерегулярная кулоновские функции.

Аналогичным образом можно построить волновую функцию выходного канала системы  $(p+B)$  со сходящейся асимптотикой. Однако, чтобы не решать заново уравнения, аналогичного (6), но с другой асимптотикой, можно воспользоваться операцией обращения времени  $\hat{R}$ . Поскольку мы пользуемся здесь адиабатическим приближением по вращению, то эта операция будет определяться из инвариантности при обращении времени уравнений (6), описывающего движение частицы в поле деформированного ядра. Таким образом

$$\Psi_{p+B}^{(-)} = D_B(\theta_1) \eta_B^{(-)}(\vec{r}, \theta_1, \xi) | \alpha_p \rangle, \quad (13)$$

где

$$\eta_B^{(-)} = \hat{R} \eta_B^{(+)} = \hat{R} \sum_{\beta \ell \ell' m m'} \Phi_{\beta}(\xi) R_{\beta \ell \ell'}^{m m'}(r) Y_{\ell m}(\hat{r}') Y_{\ell' m'}^*(\hat{k}_p'). \quad (14)$$



Имея в виду

$$\hat{R} \Phi_{\beta} = \Phi_{\beta}^R; \quad \hat{R} Y_{\ell' m'}(\hat{k}_d') = (-1)^{\ell'} Y_{\ell' m'}^*(\hat{k}_d')$$

(15)

$$\hat{R} Y_{\ell m}(\hat{r}') = Y_{\ell m}^*(\hat{r}'); \quad \Psi_{\vec{k}}^{(-)} = \hat{R} \Psi_{\vec{k}}^{(+)} = \Psi_{-\vec{k}}^{(+)*},$$

получим для волновой функции выходного канала ( $p + B$ ):

$$\Psi_{p+B}^{(-)*} = \sqrt{\frac{2J_B+1}{8\pi^2}} D_{M_B K_B}^{J_B*}(\theta_1) \sum_{\beta \ell \ell' m m'} \Phi_{\beta}^{R*}(\xi) \mathcal{R}_{\beta \ell \ell' m m'}^{m m'}(\mathbf{r}) \times$$

$$\times Y_{\ell m}(\hat{r}') Y_{\ell' \mu}^*(\hat{k}_p) D_{\mu m}^{\ell'}(\theta_1) < s_p |,$$

(16)

где

$$\mathcal{R}_{\beta \ell \ell' m m'}^{m m'} = 2\pi i^{-\ell'} e^{i\sigma_{\ell'}} \frac{1}{k_p r} \Phi_{\beta \ell \ell' m m'}^{m m'}; \quad (16')$$

а функции  $\Phi$  удовлетворяют уравнению, аналогичному (10) с теми же граничными условиями (12).

В заключении этого раздела остановимся на выборе остаточных взаимодействий  $V_{\text{rez}}^{\text{rot}}$  и  $V_{\text{rez}}^N$ . Как показано, использование адиабатического приближения приводит к уравнению (10) и позволяет задавать эти взаимодействия во внутренней системе координат.

Учитывая, как обычно, лишь квадрупольные ( $\lambda=2$ ) и октупольные ( $\lambda=3$ ) деформации ядра, можно записать:

$$V_{\text{rez}}^{\text{rot}}(\vec{r}') = \sum_{\lambda=2,3} u_{\lambda}(r) P_{\lambda}(\hat{r}'), \quad (17)$$

где функции  $u_{\lambda}(r)$  выражаются через производные оптического потенциала  $V_{\text{opt}}(r)$ . Тогда соответствующие матричные элементы в уравнении (10) имеют вид:

$$\langle Y_{\ell \bar{m}}^- | V_{\text{rez}}^{\text{rot}} | Y_{\ell_1 \bar{m}_1}^- \rangle = \sum_{\lambda} \sqrt{\frac{4\pi}{2\lambda+1}} p_{\ell \bar{m}_1 \lambda}^{\bar{m} \bar{m}_1 0} u_{\lambda}(r), \quad (18)$$

где

$$p_{\ell \bar{m}_1 \lambda}^{\bar{m} \bar{m}_1 \mu} = (-1)^{\bar{m}+\mu} \sqrt{\frac{(2\bar{\ell}_1+1)(2\bar{\ell}+1)}{4\pi(2\lambda+1)}} (\bar{\ell}_1 \bar{\ell} 0 0 | \lambda 0) (\bar{\ell}_1 \bar{m}_1 -\bar{m} | \lambda -\mu). \quad (19)$$

Остаточные взаимодействия падающей частицы ( $\vec{r}$ ) с другими степенями свободы ядра ( $\xi$ ) можно задать в общем виде:

$$V_{\text{rez}}^N(\vec{r}, \xi) = \sum_{i=1}^A V(\vec{r}-\vec{r}_i). \quad (20)$$

Имея в виду использование в дальнейшем микромодели ядра, запишем это взаимодействие в представлении чисел заполнения с операторами рождения  $a_n^+$  и уничтожения  $a_n$  частиц на нильссоновских орбитах, определяемых квантовыми числами  $\{n\}$  и волновыми функциями в координатном пространстве  $N_n(\vec{x})$ .

Тогда

$$\begin{aligned}
 V_{\text{rez}}^N(\vec{r}', \xi) &= \sum_{nn'} \langle N_n(\vec{x}) | V(\vec{r}' - \vec{x}) | N_{n'}(\vec{x}) \rangle a_n^+ a_{n'} = \\
 &= \sum_{nn', \nu\sigma} \rho_{nn'}^{\nu\sigma}(\mathbf{r}) Y_{\nu\sigma}(\hat{\mathbf{r}}') a_n^+ a_{n'},
 \end{aligned}
 \tag{21}$$

где  $\rho_{nn'}^{\nu\sigma}$  соответствует переходной плотности ядра и в случае  $\delta$ -образного взаимодействия между нуклонами ( $V(\vec{r}' - \vec{x}) = g \delta(\vec{r}' - \vec{x})$ ) имеет простой вид:

$$\rho_{nn'}^{\nu\sigma}(\mathbf{r}) = g \langle Y_{\nu\sigma}(\hat{\mathbf{r}}) N_n(\vec{r}) | N_{n'}(\vec{r}) \rangle.
 \tag{22}$$

Теперь можно записать матричные элементы остаточных неротационных взаимодействий, входящие в уравнение (10):

$$\langle Y_{\ell m}^- \phi_a | V_{\text{rez}}^N | \phi_a, Y_{\ell m}^- \rangle = \sum_{nn', \nu\sigma} \rho_{nn'}^{\nu\sigma}(\mathbf{r}) \langle \phi_a | a_n^+ a_{n'} | \phi_a \rangle.
 \tag{23}$$

Последний матричный элемент вычисляется в рамках любой микромодели ядра после перехода к квазичастицам, в представлении которых задаются обычно волновые функции ядерных состояний.

### 3. Сечение срыва

С помощью волновых функций входного и выходного каналов (11) и (16) вычислим амплитуду и дифференциальное сечение реакции срыва  $A(dp)B$  :

$$T_{dp} = \langle \Psi_{p+B}^{(-)} | V_{np} | \Psi_{d+A}^{(+)} \rangle \quad (24)$$

$$\sigma(\theta) = [ (2J_A + 1)(2s_d + 1) ]^{-1} \sum_{M_A M_B} \sum_{\sigma_d \sigma_p} |T_{dp}|^2 \quad (25)$$

Для этого воспользуемся приближением  $\delta$ -псевдопотенциала (np)-взаимодействия

$$V_{np} \phi_d = g \cdot \delta(\vec{r}_n - \vec{r}_p), \quad (26)$$

а функции связанного состояния конечного ядра В разложим по функциям ядра А и нильссоновским функциям нуклона:

$$\phi_{\beta(k\beta)}^{R*}(\xi = \xi + 1) = \sum_{\alpha(k\alpha)n(\Omega)} \gamma_{\beta\alpha}^n(k_\beta = k_\alpha + \Omega) \phi_{\alpha(k\alpha)}^{*n} N_{n(\Omega)}(\vec{r}'), \quad (27)$$

где

$$\gamma_{\beta\alpha}^n(k_\beta = k_\alpha + \Omega) = \langle \phi_{\beta(k\beta)}^R | N_{n(\Omega)} \phi_{\alpha(k\alpha)} \rangle, \quad (28)$$

а

$$N_{n(\Omega=\Lambda+\Sigma)}(\vec{r}') = \sum_{l''\Lambda} a_{l''\Lambda}^{(n)} R_{l''}^{(n)}(r) Y_{l''\Lambda}(\vec{r}') \sum_{\sigma_n} D_{\sigma_n}^{s_n*}(\theta_1) |s_n(\sigma_n)\rangle \quad (29)$$

есть нильссоновская функция нейтрона, в которой спиновая часть переведена в лабораторную систему координат. Используя приведенные выражения и проводя в формулах (24) и (25) соответствующие интегрирования и преобразования, получим окончательный результат:

$$T_{dp} = \sum_{\alpha\beta n} \gamma_{\beta\alpha}^n t_{\alpha\beta}^n \quad (30)$$

$$t_{\alpha\beta}^n = C \frac{(-1)^{K_A - M_A}}{4\sqrt{\pi}} \int_A \int_B \sum_{\substack{\mu \\ mm' \bar{m} \bar{m}'}} \sum_{\ell'' \Lambda \sigma_n} \sum_{JL} a_{\ell'' \Lambda}^{(n)} \frac{\hat{\ell} \hat{\ell}}{\hat{\ell}'' \hat{J}^2} \times$$

$$\times (J_B J_A - M_B M_A | JM) (J_B J_A - K_B K_A | J - \Omega) (\ell' \bar{\ell}' \mu 0 | L \mu) \times \quad (31)$$

$$\times (\ell' \bar{\ell}' m' \bar{m}' | L m' + \bar{m}') (\ell \bar{\ell} 00 | \ell'' 0) (\ell \bar{\ell} m \bar{m} | \ell'' \Lambda) \times$$

$$\times (s_p s_n \sigma_p \sigma_n | s_d \sigma_d) (L s_n \mu \sigma_n | J - M) (L s_n m' + \bar{m}' \sigma_n | J \Omega) \times$$

$$\times I_{\ell \ell' \bar{\ell} \bar{\ell}' m \bar{m}}^{\Lambda B \alpha \beta n} Y_{\ell' \mu}^* (\hat{k}_p),$$

$$\sigma(\theta) = C^2 [16\pi(2s_n + 1)]^{-1} \sum_{JL} \hat{L}^{-2} (J_A J K_A \Omega | J_B K_B)^2 \times \quad (32)$$

$$\times \sum_{\mu} \left| \sum_{\alpha\beta n} \gamma_{\beta\alpha}^n (K_{\beta} = K_{\alpha} + \Omega) \sum_{\ell'' \Lambda} a_{\ell'' \Lambda}^{(n)} (L s_n \Omega - \Sigma \Sigma | J \Omega) \times \right.$$

$$\times \sum_{\substack{\ell \ell' \\ \bar{\ell} \bar{\ell}' \\ mm' \bar{m} \bar{m}'}} I_{\ell \ell' \bar{\ell} \bar{\ell}' m \bar{m}}^{\Lambda B \alpha \beta n} \frac{\hat{\ell} \hat{\ell}}{\hat{\ell}''} (\ell \bar{\ell} 00 | \ell'' 0) (\ell \bar{\ell} m \bar{m} | \ell'' \Lambda) \times$$

$$\times (\ell' \bar{\ell}' m' \bar{m}' | L m' + \bar{m}') (\ell' \bar{\ell}' \mu 0 | L \mu) Y_{\ell' \mu}^* (\hat{k}_p) \Big|^2,$$

(33)

$$\text{где } I_{\ell \ell' \bar{\ell} \bar{\ell}' m \bar{m}}^{\Lambda B \alpha \beta n} = \int r^2 dr R_{B\beta\ell\ell'}^{mm'} R_{\Lambda\alpha\bar{\ell}\bar{\ell}'}^{(n)mm'}$$

- интеграл перекрытия радиальных функций.

Так же как ранее /1/, здесь выполняются правила отбора:  $\Omega = K_B - K_A$ , где  $\Omega$  - проекция момента нуклона в ядре В, а сам переданный момент  $\vec{J} = \vec{J}_B - \vec{J}_A$ , вообще говоря, не совпадает с несохраняющимся моментом нуклона в ядре В. Однако в дополнение к предыдущему здесь появляются спектроскопические амплитуды  $\gamma \beta_\alpha^n$ , что связано с возможностью промежуточного возбуждения уровней неротационной природы.

Структуру полученных выражений можно проиллюстрировать на примере, когда предполагается малость остаточного взаимодействия  $|V_{rez}^N| \approx \epsilon |V_{rez}^{rot}|$  ( $\epsilon \ll 1$ ). Для этого запишем схематически уравнение (10) на связанные каналы

$$\hat{L}_\ell \Phi_{\Lambda \alpha \ell \ell'}^{m m'} = \sum_{\ell_1 m_1} C_{\ell \ell_1}^{m m_1} \Phi_{\Lambda \alpha \ell_1 \ell'}^{m_1 m'} + \epsilon \sum_{\alpha' \ell_1 m_1} F_{\alpha \alpha' \ell \ell_1}^{m m_1} \Phi_{\Lambda \alpha \ell_1 \ell'}^{m_1 m'} \quad (34)$$

Подставляя сюда решение в виде:

$$\Phi_{\Lambda \alpha \ell \ell'}^{m m'} = \Phi_{\Lambda \Lambda \ell \ell'}^{(0) m m'} \delta_{\Lambda \alpha} + \epsilon \Phi_{\Lambda \alpha \ell \ell'}^{(1) m m'} \quad (35)$$

и приравнявая члены одного порядка по  $\epsilon$ , получим два уравнения для этих функций:

$$\begin{aligned} \hat{L}_\ell \Phi_{\Lambda \Lambda \ell \ell'}^{(0) m m'} &= \sum_{\ell_1 m_1} C_{\ell \ell_1}^{m m_1} \Phi_{\Lambda \Lambda \ell_1 \ell'}^{(0) m_1 m'} \\ \hat{L}_\ell \Phi_{\Lambda \alpha \ell \ell'}^{(1) m m'} &= \sum_{\ell_1 m_1} C_{\ell \ell_1}^{m m_1} \Phi_{\Lambda \alpha \ell_1 \ell'}^{(1) m_1 m'} + \epsilon \sum_{\ell_1 m_1} F_{\alpha \Lambda \ell \ell_1}^{m m_1} \Phi_{\Lambda \Lambda \ell_1 \ell'}^{(0) m_1 m'} \end{aligned} \quad (36)$$

Аналогичные выражения получаются для протонного канала.

Таким образом, с функциями (35) амплитуда срыва с точностью до членов порядка  $\epsilon^2$  представляется в виде:

$$T_{др} = \gamma_{\beta\alpha} [t_{OAB} + \epsilon t_{1AB}] + \epsilon \gamma_{\beta\alpha} (\beta \neq B) t_{1A\beta} + \epsilon \gamma_{\beta\alpha} (\alpha \neq A) t_{1\alpha B}. \quad (37)$$

При  $\epsilon = 0$  здесь остается первое слагаемое, которое при  $\gamma_{\beta\alpha} = 1$  совпадает с полученным ранее /1/ результатом. Остальные слагаемые в (37) описывают промежуточные амплитуды. Видно, что если существует сильный промежуточный переход с  $\gamma_{\beta\alpha}$  (либо  $\gamma_{\beta\alpha}$ )  $\approx \epsilon^{-1} \gamma_{\beta\alpha}$ , то вклад его в сечение может оказаться сравнимым с основным. Тем более важно учитывать промежуточные степени срыва, когда остаточные взаимодействия немалы ( $\epsilon \approx 1$ ).

Рассчитаем теперь спектроскопические амплитуды  $\gamma_{\beta\alpha}^n$  в рамках микро модели деформированного ядра /7,8/. Для этого перепишем (28) в представлении чисел заполнения, подразумевая под индексом  $\{n\}$  совокупность квантовых чисел уровней среднего поля  $s, r$  ( $= \pm 1$ ), в том числе проекции момента  $\Omega$  и четность  $\pi$ :

$$\gamma_{\beta\alpha}^{sr} (K_{\beta} = K_{\alpha} + \Omega) = \langle \Phi_{\beta}^R | a_{sr}^+ \Phi_{\alpha}^+ \rangle. \quad (38)$$

Считая  $\Phi_{\beta}^R = \Phi_{\beta}$ , подставим в (38) волновые функции четного ядра  $A^{1/4}$ :

$$\Phi_{\alpha=A} = |0\rangle \quad (39)$$

(основное состояние с  $K_A = 0$ , которое определено как  $Q_1(\lambda\mu) |0\rangle = 0$ ),

$$\Phi_{\alpha \neq \Lambda} = Q_1^+ \epsilon(\lambda \mu) |0\rangle \quad (40)$$

(однофононное состояние с  $\{ \alpha \} = \{ i, \lambda, \mu = K_\alpha, \pi \}$ ) и нечётного ядра В /5/:

$$\Phi_\beta = \left[ \sum_{\rho\sigma} C_\rho a_{\rho\sigma}^+ + \sum_{\lambda\mu\gamma\sigma} D_{\gamma\sigma}^{\lambda\mu\gamma} (K_{\beta\pi\beta})_{\gamma\sigma}^+ Q_1^+(\lambda\mu\gamma) \right] |0\rangle \quad (41)$$

(здесь  $\{ \beta \} = \{ K_{\beta\pi\beta} \}$ ).

Переходя далее к квазичастицам

$$a_{s\tau}^+ = U_s a_{s-s\tau}^+ + \tau V_s a_{s\tau} \quad (42)$$

после некоторых преобразований получаем соответственно для перехода из основного (A) и однофононного (a)-состояний чётного ядра в состояние  $\Phi_\beta$  нечётного ядра следующий результат:

$$y_{\beta\Lambda}^{s\tau} = y_{K_{\beta\pi\beta}}^{s\tau} (K_\beta = \Omega) = U_s C_s + \frac{V_s}{\sqrt{2}} \sum_{\lambda\mu\gamma} D_{\gamma-\tau}^{\lambda\mu\gamma} (K_{\beta\pi\beta}) \phi_{\gamma s}^1 \quad (43)$$

(см. также /8/, там не приведено второе слагаемое, которое мало, а в приближении Тамма-Данкова исчезает)

$$y_{\beta\alpha}^{s\tau} = y_{K_{\beta\pi\beta}}^{s\tau} (K_\beta = \mu + \Omega) = U_s \sum_\rho D_{\rho s-\tau}^{\lambda\mu\gamma} + \frac{V}{\sqrt{2}} \sum_\rho C_\rho \Psi_{\rho s}^{*1} - \frac{U_s}{2} \sum_{\rho\gamma\mu'} D_{\rho,\gamma-\tau}^{\lambda\mu\gamma} \left( \Psi_{\mu's}^{*1} \Psi_{\mu\gamma}^{*1} + \phi_{\mu'\gamma}^1 \phi_{\mu's}^1 \right) \quad (44)$$

Всюду здесь приняты обозначения работ /7,8/.



#### 4. Численные результаты и обсуждение

В предыдущих разделах построена теория и дано качественное исследование влияния низколежащих невращательных состояний на реакции срыва с участием деформированных ядер. В этом разделе мы проанализируем результаты численных расчётов, проведенных для реакции  $^{154}\text{Gd}(dp)^{155}\text{Gd}$ . Для простоты мы учитываем здесь связь только двух невращательных состояний конечного ядра  $3/2^- [521]$  (осн. сост.) и  $3/2^- [532]$  ( $E = 0,4 \text{ MeV}$ ) и всех построенных на них вращательных состояний, а также связь уровней основной вращательной полосы начального ядра  $^{154}\text{Gd}$ . В этом случае связанные уравнения (10) для невращательных уровней выходного канала можно записать схематически как

$$\begin{aligned}\hat{L} \Phi_1 &= V_{11} \Phi_1 + V_{12} \Phi_2 \\ \hat{L} \Phi_2 &= V_{21} \Phi_1 + V_{22} \Phi_2.\end{aligned}$$

Матричные элементы остаточного взаимодействия ( $V_{11}, V_{12}, V_{21}, V_{22}$ ) рассчитывались с помощью  $\delta$ -сил и базисных функций деформированного потенциала Вудса-Саксона, причем коэффициенты  $a_{\ell''\Lambda}^n$  в ур. (29) были взяты из работы /9/. Как и ожидалось, в этом случае выполняются следующие простые соотношения:

$$V_{12} = V_{21} ; V_{11} \approx V_{22}.$$

Силовой параметр  $\delta$ -сил выбирался равным  $g = 60 \text{ MeV fm}^3$ , так чтобы величина остаточного взаимодействия неротационного типа  $V_{\text{rez}}^N$  была того же порядка, что и  $V_{\text{rez}}^{\text{rot}}$ . Спектроскопические амплитуды (43) рассчитывались с использованием волновых функций модели, развитой в работах /8/, и были равны

$$\gamma(0^+ \rightarrow 3/2^- [521]) = 0.86 ; \gamma(0^+ \rightarrow 3/2^- [532]) = 0.42;$$

Рассматривались два случая переходов из начального дейтронного канала в конечный протонный:

(а) переход на уровни  $J = 3/2, 5/2, 7/2$  вращательной полосы основного состояния  $3/2^- [521]$ .

(б) переход на уровень  $3/2^- [532]$  неротационного типа. Дифференциальные сечения для случая (а) приведены на рис. 1 (кривые 2). В дополнение к ним там же приведены сечения, рассчитанные по сэчлеровской формуле<sup>1/1/</sup> (кривые 3), а также по методу, данному в работе<sup>1/1/</sup>, где в адиабатическом приближении учитывается вклад в сечение только вращательных уровней начального и конечного ядер ( $g=0$ , кривые 1). (Детали этих расчётов см. в работе<sup>1/2/</sup>).

Из рис. 1 видно, что в рассматриваемом случае включение уровня невращательной природы приводит к небольшим изменениям в сечениях по сравнению с сечениями 1, где учтены лишь вращательные состояния ядер. Однако эти изменения оказываются непренебрежимыми. При малых углах вплоть до  $40^\circ$ , дифференциальные сечения гораздо сильнее испытывают влияние включенного (невращательного) уровня, чем при больших углах. Такого же характера изменения видны на рис. 2, где приведены результаты аналогичных расчётов сечений для перехода в возбужденное невращательное состояние  $3/2^- [532]$ . Здесь, как и прежде, учёт в протонном канале связи двух невращательных уровней приводит в основном к отличию абсолютных величин сечений при малых углах.

Приводимый пример показывает, что влияние низколежащих уровней невращательной природы на поперечное сечение оказывается достаточно малым, хотя и не пренебрежимым. Некоторые изменения могут возникнуть, когда большее число уровней будет включено в расчёт. Однако из-за возрастания при этом вычислительных проблем подобный расчёт гораздо более сложен. В то же время учёт вращательных уровней является обязательным, так как приводит к существенным изменениям обычных, одноступенчатых DWBA - сечений<sup>1/3/</sup>.

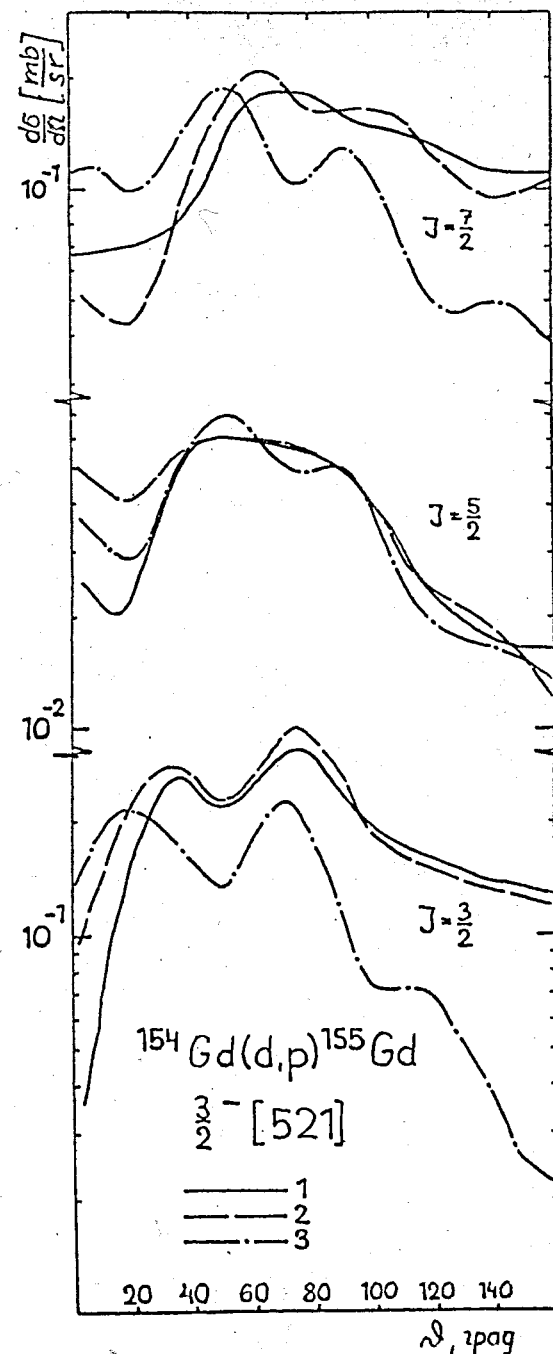


Рис. 1.

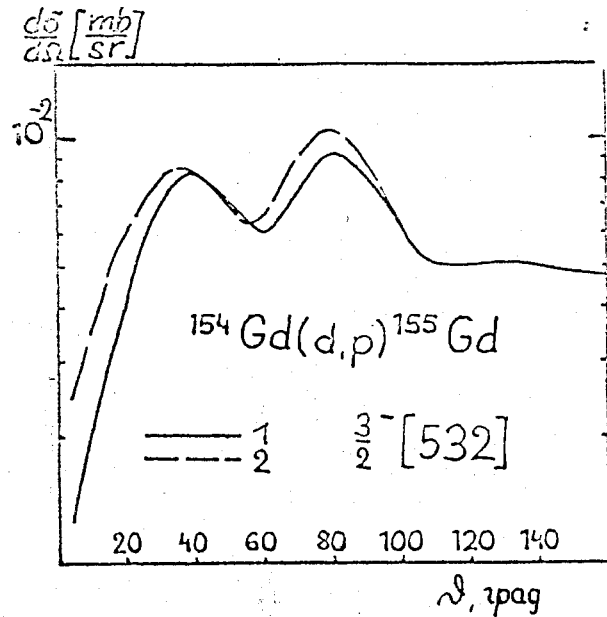


Рис. 2.

1. В.К.Лукьянов, И.Ж.Петков, ЯФ, 6, (1967) 988.  
(перевод. в Sov. Journ. of Nucl. Phys., 6, (1968) 720).
2. H.Schulz, H.J.Wiebicke, Phys.Lett., 29B, (1969) 18.
3. G.R.Satchler, Ann. of Phys., 3, (1958) 275.
4. V.K.Lukyanov, I.Z.Petkov, Phys.Lett., 28B, (1969) 368.
5. S.K.Penney, G.R.Satchler, Nucl. Phys., 53 (1964) 145.
6. О.Думитреску. Препринт ОИЯИ Е4-3624, Дубна, 1967.
7. V.G.Soloviev, Atomic Energy Rev., 3, (1965) 117.
8. V.G.Soloviev, Phys.Lett., 16 (1965) 308;  
В.Г.Соловьев, П.Фогель, Г.Юнгклауссен. Изв. АН СССР, сер. ф  
31, (1967) 518.
9. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин, С.К.Слепнев, М.Г.Гинзбург.  
Препринт ОИЯИ Р4-3607, Дубна, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел

27 августа 1969 года.