ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4 - 5432

В.К.Лукьянов

МНОГОСТУПЕНЧАТЫЙ СРЫВ НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ В ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1970

P4 - 5432

В.К.Лукьянов

МНОГОСТУПЕНЧАТЫЙ СРЫВ НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ В ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

Направлено в "Physics Letters"

В ряде недавних работ была развита теория многоступенчатых реакций срыва $A(dp)B$ на деформированных ядрах, где учитываются процессы неупругого возбуждения вращательных состояний во входном и выходном каналах. В этих работах авторы вели рассмотрение либо с помощью общего метода связанных каналов, либо только в первом порядке теории возмущений по параметру деформации β (см., например, работу[1]). Однако первый метод дает недостаточно наглядный результат, который к тому же неудобен на практике, так как требует много времени для численных расчетов. Второй подход довольно удобен тем, что основан на простом численном коде метода искаженных волн, однако в рамках этого подхода остается нерешенным вопрос учёта и оценки вклада остальных порядков по β.

Цель настоящей работы - использовать специальную теорию возмущений, разработанную в работах[2,3], и получить наглядное выражение для сечения многоступенчатого срыва. Для этого мы исходим из общей формулы для сечения, полученной в работе[4], где в теории связанных каналов и адиабатическом приближении был учтен вклад всех неупругих вращательных возбуждений. Именно,

$$\sigma(\theta) = \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} \sum_{JL} S^{rot}_{J\Omega} \sum_m \Big| \sum_{\ell\Lambda} a^{\Omega}_{\ell\Lambda} (L s \Lambda \Sigma | J\Omega)\, F_{L\ell\Lambda m}(\theta) \Big|^2 , \quad (1)$$

$$F_{L\ell\Lambda m} = cD_0 \sum_{(dp)} (-1)^{\ell_d} \frac{\hat{\ell}_d \hat{\ell}'_d \hat{\ell}'_p}{4\pi \hat{L} \hat{\ell}} (\ell_p \ell_d m0|Lm)(\ell_p \ell_d \mu_p \mu_d|L\Lambda) \cdot$$

$$\cdot (\ell'_p \ell'_d 00|\ell 0)(\ell'_p \ell'_d \mu_p \mu_d|\ell\Lambda) I_\ell^{(dp)} Y^*_{\ell_p m}(\hat{k}_p). \tag{2}$$

Здесь $(dp) \equiv \{\ell_p \ell'_p \mu_p \ell_d \ell'_d \mu_d\}$, $\hat{\ell} = \sqrt{2\ell+1}$ и $c^2 = \frac{m_p^* \cdot m_d^*}{(2\pi\hbar^2)^2} \cdot \frac{k_p}{k_d} \cdot \frac{1}{\hat{s}^2}$.

D_0 означает константу нулевого радиуса взаимодействия. Далее,

$$I_\ell^{(dp)} = \int r^2 dr\, \phi^{\mu_d}_{\ell_d \ell'_d} N_\ell \phi^{\mu_p}_{\ell_p \ell'_p} \tag{2'}$$

есть радиальный интеграл перекрытия, а

$$S^{rot}_{J\Omega} = g^2 \frac{2J_A+1}{2J_B+1} (J_A J K_A \Omega | J_B K_B)^2 -$$

– часть полного спектроскопического фактора, связанная с перекрытием вращательных функций ($g = \sqrt{2}$, если K_A или K_B равно нулю, и $g=1$ в противном случае). Величины $a^{\Omega}_{\ell\Lambda}$ есть коэффициенты нильссоновского разложения для нейтрона, захваченного на деформированную орбиту, а N_ℓ – есть соответствующие базисные сферические функции. Интеграл перекрытия (2') включает также радиальные части $\phi^{\mu}_{\ell\ell'}$ полных функций падающей и уходящей частиц, которые во внутриядерной системе координат имеют вид

$$\psi_{\vec{k}'}(\vec{r}\,') = \sum_{\ell\ell'\mu} \phi^{\mu}_{\ell\ell'}(r)\, Y_{\ell'\mu}(\hat{r}\,')\, Y^{*}_{\ell\mu}(\hat{k}\,'). \qquad (3)$$

Эти функции есть источник основных трудностей задачи, так как для их отыскания приходится численно решать соответствующие системы связанных уравнений с деформированным оптическим потенциалом $U(r, \mathcal{R}(\hat{r}\,')$, включающим зависящий от угла параметр

$$\mathcal{R}(\hat{r}\,') = R + \Delta R(\hat{r}\,'); \quad \Delta R(\hat{r}\,') = \beta R\, Y_{20}\,(\hat{r}\,'). \qquad (4)$$

Однако эти функции $\phi^{\mu}_{\ell\ell'}$ можно найти приближенно с помощью более простых решений ϕ_{ℓ} в поле центрального оптического потенциала. Действительно, в работе /3/ было показано, что при условиях $kR \gg 1$ и сильного внутриядерного поглощения выражение (3) можно приближенно представить в факторизованной форме:

$$\psi_{\vec{k}'}(\vec{r}\,') = \sum_{\ell\mu} \phi_{\ell}(r\,\mathcal{R}(\hat{r}\,'))\, Y_{\ell\mu}(\hat{r}\,')\, Y^{*}_{\ell\mu}(\hat{k}\,') + 0\left(\frac{1}{(kR)^{1/3}}\right). \qquad (5)$$

Здесь радиальные функции ϕ_{ℓ} включают дополнительно зависимость от угловых переменных через параметр радиуса деформированного ядра (4).

Сравнивая формулы (3) и (5) и используя (4), получаем

$$\phi^{\mu}_{\ell\ell'} = \sum_{n} (-1)^{\mu} \hat{\ell}\hat{\ell}'(\ell\ell'00|n0)(\ell\ell'\mu-\mu|n0)A_n(\hat{\delta})\phi_{\ell}(r,R), \tag{6}$$

$$A_n(\hat{\delta}) = \int_0^1 dx\, P_n(x)\, e^{\hat{\delta} P_2(x)}, \tag{7}$$

где $\hat{\delta} = \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta R \frac{\partial}{\partial R}$,причем должно выполняться условие $(\hat{\delta})^n = (\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta R)^n \frac{\partial^n}{\partial R^n}$.Оператор A_n (см./5/) можно разложить при малых $\hat{\delta}$ следующим образом:

$$A_0 = 1 + \frac{1}{10}\hat{\delta}^2 + \ldots \qquad A_2 = \frac{1}{5}\hat{\delta}(1 + \frac{1}{7}\hat{\delta} + \frac{1}{14}\hat{\delta}^2 + \ldots). \tag{8}$$

Подставляя теперь (6) в (1) и используя соотношения алгебры Рака,

$$\sum_{\mu_p\mu_d} (-1)^{\Lambda}(\ell_p\ell_d\mu_p\mu_d|L\Lambda)(\ell'_p\ell'_d\mu_p\mu_d|\ell\Lambda)(\ell_d\ell'_d\mu_d-\mu_d|n_d0)(\ell_p\ell'_p\mu_p-\mu_p|n_p0) =$$

$$= \hat{n}_p\hat{n}_d\hat{L}(-1)^{\ell'_p+\ell'_d}\sum_n \hat{n}\begin{Bmatrix}\ell & \ell'_p & \ell'_d\\ n & n_p & n_d\\ L & \ell_p & \ell_d\end{Bmatrix}(nL0\Lambda|\ell\Lambda)(n_p n_d 00|n0), \tag{9}$$

$$\sum_{\ell'_p\ell'_d} (-1)^{\ell'_p+\ell'_d}\hat{\ell}'^2_p\hat{\ell}'^2_d\begin{Bmatrix}\ell & \ell'_p & \ell'_d\\ n & n_p & n_d\\ L & \ell_p & \ell_d\end{Bmatrix}(\ell'_p\ell'_d 00|\ell 0)(\ell_d\ell'_d 00|n_d 0)(\ell_p\ell'_p 00|n_p 0) =$$

$$= \frac{\hat{n}_p\hat{n}_d\hat{\ell}}{\hat{n}\,\hat{L}^2}(n\ell\, 00|L0)(n_p n_d 00|n0)(\ell_p\ell_d 00|L0),$$

где все индексы целые, а n – чётные числа, мы получим окончательный результат:

$$\sigma_{\text{mult-step}}(\theta)=\frac{2J_B+1}{2J_A+1}\sum_{JL} S^{\text{rot.}}_{J\Omega}\sum_m\Big|\sum_{\ell\Lambda} a^{\Omega}_{\ell\Lambda}(Ls\Lambda\Sigma|J\Omega)c\sum_{n_p n_d n} B^{n_p n_d n}_{L\ell\Lambda}\beta^{Lm}_{\ell}\Big|^2.$$

Здесь (10)

$$\beta^{Lm}_{\ell}=D_0\sum_{\ell_p\ell_d}(-1)^{\ell_d}\frac{\hat{\ell}^2_d\hat{\ell}_p}{4\pi\hat{L}^2}(\ell_p\ell_d m0|Lm)(\ell_p\ell_d 00|L0)\,. \tag{11}$$

$$\cdot\int r^2\,dr\,\phi_{\ell_p}(r,R_B)N_{\ell}(r)\phi_{\ell_d}(r,R_A)Y^*_{\ell_p m}(\hat{k}_p)$$

оказывается прямым обобщением хорошо известного в рамках метода искаженных волн выражения для β^{Lm}_L (см., например,[6]), где только нижний индекс должен быть заменен на ℓ. Для $\ell=L$ эти выражения точно совпадают. Оператор

$$B^{n_p n_d n}_{L\ell\Lambda}=[\hat{n}_p\hat{n}_d(n_p n_d 00|n0)]^2(nL0\Lambda|\ell\Lambda)(n\ell 00|L0)A_{n_p}(\hat{\delta}_p)A_{n_d}(\hat{\delta}_d) \tag{12}$$

является фактически весовым коэффициентом, который определяет вклад каждой ступени срыва в (dp) – процессе.

В частном случае одноступенчатого срыва неупругие каналы не учитываются, то есть $n_p = n_d = n = 0$. Тогда из выражения (12) мы получаем $B^{000}_{L\ell\Lambda} = \delta_{\ell L}$ и сечение (10) сводится к хорошо известной формуле Сэчлера /7/

$$\sigma_{one-step}(\theta) = \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \sum_{JL} S^{rot.}_{J\Omega} \left[\sum_{\Lambda} a^{\Omega}_{L\Lambda}(Ls\Lambda\Sigma|J\Omega)\right]^2 \sum_m |c\,\beta^{Lm}_L|^2 . \qquad (13)$$

Для двухступенчатого процесса, в котором учитывается только один неупругий канал либо в начале ($n_d = n = 0{,}2$; $n_p = 0$), либо в конце ($n_p = n = 0{,}2$; $n_d = 0$), имеются только три отличных от нуля коэффициента: $B^{000}_{L\ell\Lambda}$, $B^{202}_{L\ell\Lambda}$ и $B^{022}_{L\ell\Lambda}$. Поэтому получается результат Йано-Остерна /1/:

$$\sigma_{two-step}(\theta) = \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \sum_{JL} S^{rot.}_{J\Omega} \sum_m \Big|c \sum_{\ell\Lambda} a^{\Omega}_{\ell\Lambda}(Ls\Lambda\Sigma|J\Omega) \cdot \qquad (14)$$

$$\cdot\Big[\beta^{Lm}_L\delta_{L\ell} + \sqrt{\frac{5}{4\pi}}(2L0\Lambda|\ell\Lambda)(2\ell00|L0)\Big(\beta_A R_A\frac{\partial}{\partial R_A} + \beta_B R_B\frac{\partial}{\partial R_B}\Big)\beta^{LM}_\ell(\theta, R_A, R_B)\Big]\Big|^2 .$$

Аналогичным образом с помощью общей формулы (10) довольно просто найти вклад высших ступеней срыва.

В заключение заметим, что получаемый результат (10) дает возможность интерпретации наглядным образом физической картины процесса многоступенчатого срыва. Более того, он основывается на обычном, хорошо известном численном коде метода искаженных волн. Это позволяет делать количественный анализ экспериментальных данных по реакциям срыва на деформированных ядрах.

Литература

1. P.J. Iano and N. Austern. Phys.Rev., 151, 853 (1966).
2. N. Austern and J.S.Blair. Ann.Phys. (N.Y.), 33, 15 (1965); Е.В. Инопин. ЖЭТФ, 50, 1592 (1966).
3. Е.В. Инопин, А.В. Шебеко. ЯФ, 6, 279 (1967).
4. В.К. Лукьянов, И.Ж. Петков. ЯФ, 6, 988 (1967).
5. Е.В. Инопин, А.В. Шебеко. ЖЭТФ, 51, 1761 (1966).
6. R.H. Bassel, R.M. Drisko, G.R. Satchler. Oak Ridge, Nat.Lab. Tech. Report No. ORNL-3240, 1962; К.А. Гриднев и др. Препринт, 2458, Дубна, 1965.
7. G.R. Satchler. Ann.Phys. (N.Y.), 3, 275 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 октября 1970 года.