АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

. УДК 539.17.02

АНАЛИЗ РЕАКЦИИ (p, d) В ЭКСИТОННО-ФОНОННОЙ МОДЕЛИ ПРЕДРАВНОВЕСНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

А. Н. Бояркина, Ф. А. Живописцев, В. Г. Сухаревский (НИИЯФ)

Рассмотрен многоступенчатый механизм ядерной реакции (р, d). Исследованы два механизма формирования дейтрона: коалесценция и подхват. Показана важность учета не только 1-й, но и 2-й и 3-й стадий статистических многоступенчатых прямых процессов.

В микроскопической теории предравновесных ядерных реакций [1-3] предполагается, что промежуточные состояния в многоступенчатом процессе релаксации классифицируются по числу экситонов N_3 ; при этом рассматриваются допустимые внутриядерные переходы с $\Delta N_3=0, \pm 2$. В экситонно-фононной модели предравновесного распада [4] наряду с экситонами учитываются коллективные степени свободы ядра — фононы. Промежуточные состояния определяются числом экситонов N_3 и фононов N_{ϕ} , при этом рассматриваются два типа переходов с $\Delta N_3=+2$ и $\Delta N_{\phi}=+1$. Вероятности этих переходов связаны с плотностями $\rho_f(N_3, N_{\phi}, E)$ допустимых конечных состояний и усредненными квадратами матричных элементов

$$\lambda_{+}^{\mathfrak{s}} = (2\pi/\hbar) \rho_{f}^{\mathfrak{s}} (N_{\mathfrak{s}}, N_{\Phi}, E) \langle |V_{\mathfrak{s}}|^{2} \rangle,$$

$$\lambda_{+}^{\Phi} = (2\pi/\hbar) \rho_{f}^{\Phi} (N_{\mathfrak{s}}, N_{\Phi}, E) \langle |V_{\Phi}|^{2} \rangle$$

Полная вероятность перехода $\lambda_{+} = \lambda_{+}^{\circ}(1, 0, E) + \lambda_{+}^{\phi}(1, 0, E)$, где

$$\begin{split} \lambda^{\mathfrak{d}}_{+}(1, 0, E) &= (2\pi/\hbar) \left\langle \sum_{j_{1}j_{2}j_{3}} |\langle j|V_{\mathfrak{s}}| j_{1}j_{2}j_{3} \rangle |^{2} \times \right. \\ &\times \left\{ (1/\pi) \frac{\Delta E/2}{[E - (e_{j_{1}} + e_{j_{2}} + e_{j_{3}})]^{2} + (\Delta E/2)^{2}} \right\} \right\rangle, \\ \lambda^{\Phi}_{+}(1, 0, E) &= (2\pi/\hbar) \left\langle \sum_{\lambda, j'} \frac{\beta^{2}_{\lambda}(E_{\lambda})}{(2\lambda + 1)(2j' + 1)} |\langle j||T_{\lambda}||j' \rangle |^{2} \times \right. \\ &\times \left\{ \frac{(1/\pi) \Delta E/2}{[E - (e_{j'} + E_{\lambda})]^{2} + (\Delta E/2)^{2}} \right\} \right\rangle. \end{split}$$

Здесь $T_{\lambda\mu} = R (\partial U/\partial r) Y_{\lambda\mu}$, R — радиус ядра, j — набор квантовых чисел, характеризующих одночастичные состояния в среднем поле U(r) ядра, $\mathfrak{P}_{\lambda}(E_{\lambda})$ — параметры деформации ядра, соответствующие возбуждению фонона мультипольности λ и энергии E_{λ} , ΔE — интервал усреднения.

Жесткая часть спектра эмиссии определяется в основном вкладами 1—3-й стадий статистического многоступенчатого прямого процесса (СМПП). При конкретизации двух типов переходов ($\Delta N_3 = +2$ и $\Delta N_{\Phi} = +1$) возможны приведенные на рис. 1 схемы протекания реакции (1ПП, 2СПП, 3СПП — 1—3-я стадии СМПП). В этих схемах сечение S_1 процесса 1ПП и вероятность $W_{n,n-1}$ внутриядерного перехода из (n-1)-й стадии в *n*-ю определены следующим образом [1, 3]:

$$S_{1} = \frac{d^{2}\sigma^{1\Pi\Pi}(\mathbf{k}_{1}, \mathbf{k}_{i})}{d\mathscr{C}_{1} d\Omega_{1}} = (2\pi m/\hbar^{2}k_{i})\rho(\mathbf{k}_{1})\rho_{f,1}(U_{1})\langle |V_{1}(\mathbf{k}_{1}, \mathbf{k}_{i})|^{2}\rangle,$$
$$W_{n,n-1} = \frac{d^{2}W_{n,n-1}(\mathbf{k}_{n}, \mathbf{k}_{n-1})}{d\mathscr{C}_{1} d\Omega_{n}} = 2\pi^{2}\rho(\mathbf{k}_{n})\rho_{f,n}(U_{n})\langle |V_{n,n-1}(\mathbf{k}_{n}, \mathbf{k}_{n-1})|^{2}\rangle.$$

Здесь k_n — волновой вектор частицы на *n*-й стадии СМПП.



Рис. 1. Схемы протекания реакции (p, d)

При получении расчетных формул, приведенных ниже, были сделаны следующие приближения.

1. Использовалось факторизованное выражение для матричного элемента [5]: $\langle |V_{n,n-1}(\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_{n-1})|^2 \rangle = \langle |V_{n,n-1}(\mathcal{E}_n, \mathcal{E}_{n-1})|^2 \rangle \mathscr{P}(\Omega_{n-1} \rightarrow \Omega_n)$, полученное в предположении, что угловые распределения $\mathscr{P}(\Omega_{n-1} \rightarrow \Omega_n)$ вторичных частиц определяются лишь направлением движения Ω налетающей частицы. 2. Принималось, что при $k_n R \gg 1$ матричные элементы $\langle |V_{n,n-1}(\mathscr{E}_n, \mathscr{E}_{n-1})|^2 \rangle$ определяются лишь свойствами волновых функций для r < R, т. е. практически не зависят от энергии \mathscr{E}_n .

3. Полная вероятность перехода λ_+ определялась средней длиной свободного пробега $\Lambda(\mathscr{E})$ нуклонов в ядре: $\lambda_+(1, 0, \mathscr{E}) = v/\Lambda(\mathscr{E})$.

4. Плотности состояний $\rho(N_{\bullet}, N_{\Phi}, E)$ рассчитывались с использованием базиса одночастичных уровней в эквидистантном приближении и спектра фононов в ядре.

5. Учет механизма формирования дейтрона на последней стадии процесса достигался введением фактора $\gamma_{l,m}^{(b)}$, определяющего вероятность формирования кластера *b* из *l* возбужденных частиц и *m* частиц, находящихся ниже уровня Ферми [6], а также выбором соответствующей конечной плотности $\rho_f(N_2, N_{\Phi}, E) \cong \rho_{f,n}(E)$.

Расчетные формулы для сечений S_1 в реакции (p, d) с возбуждением экситонов и фононов следующие:

$$S_1^{\mathfrak{g}(d,p)} = (2\pi V_{\mathfrak{g}}/(\hbar v_p)) \rho\left(\mathscr{E}_d\right) \widetilde{\rho}_{\mathfrak{f},1}^{\mathfrak{g}(b)}\left(U_{\mathfrak{f}}\right) \left\langle |V_{\mathfrak{g}}(\mathfrak{E}_p)|^2 \right\rangle \mathscr{F}\left(0 \to \Omega_d\right), \tag{1}$$

$$S_1^{\phi(d,p)} = (2\pi V_s / (\hbar v_p)) \rho\left(\mathscr{E}_d\right) \widetilde{\rho}_{f,1}^{\phi(b)}\left(U_f\right) \left\langle |V_{\phi}\left(\mathscr{E}_p\right)|^2 \right\rangle \mathscr{F}\left(0 \to \Omega_d\right).$$
(2)

Здесь V_{π} — объем ядра, v_{p} — скорость налетающего протона, U_{f} — энергия возбуждения ядра.

Плотность состояний $\rho(\mathcal{E}_d)$ дейтрона в континууме [7]

$$\rho\left(\mathcal{E}_{d}\right) = \left(4\pi g' m_{d} V_{\pi} \sqrt{2\mathcal{E}_{d} m_{d}}\right) / (2\pi\hbar)^{3},\tag{3}$$

где g' - спин-изоспиновый множитель.

Плотности $\tilde{\rho}_{f,n}(U_f)$ допустимых конечных экситонных и фононных состояний ядра

$$\widetilde{\rho}_{f,n}^{\mathfrak{s}(b)}(U_f) = \rho^{(b)}(1\rho 1h, U_f) \gamma_{1,1}^{(b)}(\mathscr{E}_d) + \rho^{(b)}(1h, U_f) \gamma_{2,0}^{(b)}(\mathscr{E}_d), \qquad (4)$$

где $\rho^{(b)}(p_n p, h_n h, U_f)$ — плотность квазисвязанных состояний с числом экситонов $N_s = p_n + h_n$ и энергией возбуждения U_f ;

$$\widetilde{\rho}_{f,1}^{\phi(b)} = \gamma_{1,1}^{(b)} (\mathcal{E}_d) \,\delta(U_f - E_\lambda) \,(2\lambda + 1). \tag{5}$$

Для сечения одноступенчатой реакции (p, p')

$$S_1^{\mathfrak{g}(p',p)} = (2\pi V_{\mathfrak{g}}/(\hbar v_p)) \,\rho\left(\mathfrak{E}_1\right) \,\rho_{l,1}^{\mathfrak{g}(b)}\left(U_1\right) \,\langle\left[V_{\mathfrak{g}}(\mathfrak{E}_p)\right]^2\right) \,\mathfrak{F}\left(0 \to \Omega_1\right),\tag{6}$$

где энергия возбуждения ядра-остатка на первой стадии $U_1 = \mathscr{E}_p - \mathscr{E}_1$, \mathscr{E}_1 — энергия вылетающей частицы (p').

Вероятность внутриядерного перехода в процессе неупругого рассеяния (p', p")

$$W_{n,n-1}^{\mathfrak{g}(p^{\prime\prime},p^{\prime})} = 2\pi^{2}\rho\left(\mathfrak{E}_{n}\right)\rho_{f,n}^{\mathfrak{g}(b)}\left(U_{n}\right)\langle\left|V_{\mathfrak{g}}\left(\mathfrak{E}_{n-1}\right)\right|^{2}\rangle\,\mathscr{F}\left(\Omega_{n-1}\to\Omega_{n}\right).\tag{7}$$

Для процесса (p'', d)

-

$$W_{f,n}^{\mathfrak{g}(d,p'')} = 2\pi^2 \rho\left(\mathscr{E}_d\right) \widetilde{\rho}_{f,n}^{\mathfrak{g}(b)}\left(U_f\right) \left\langle |V_{\mathfrak{g}}\left(\mathscr{E}_n\right)|^2 \right\rangle \mathscr{F}\left(\Omega_n \to \Omega_d\right), \tag{8}$$

где энергия возбуждения $U_f = \mathscr{E}_n + B_p - \mathscr{E}_d - B_d$, B_p й B_d – энергии связи частиц p и d.

В данных процессах плотности $\rho_{\tilde{t},n}^{(b)}$ конечных квазисвязанных состояний определяются соотношениями

$$\rho_{f_n}^{\mathfrak{s}(b)}(U_n) = \rho^{(b)}(1p1h, U_n),$$

 $p_{f_n}^{\phi(b)}(U_n,\lambda) = (2\lambda + 1)\,\delta(U_n - E_\lambda).$

В случае переходов с $\Delta N_{\phi} = +1$ формулы для сечений аналогичны выражениям (6)-(8) и отличаются заменой $\langle |V_{\mathfrak{s}}(\mathscr{E})|^2 \rangle$ и $\rho_{f,n}^{\mathfrak{s}(b)}$ на $\langle |V_{\Phi}(\mathscr{E})|^2 \rangle$ и $\rho_{f,n}^{\mathfrak{s}(b)}$ соответственно.

В численных расчетах усредненный квадрат матричного элемента» переходов с ΔN₉=+2 определяется из соотношения

$$\langle | V_{\mathfrak{s}}(\mathscr{E}) |^2 \rangle = (v/\Lambda(\mathscr{E}))[(2\pi/\hbar)\rho_1(\mathscr{E}+B)]^{-1}, \qquad (9)$$

где $\rho_1(\mathcal{E}+B)$ — полная плотность состояний промежуточного ядра после одного столкновения при энергии $\mathcal{E}+B$, \mathcal{E} — энергия налетающегонуклона.

Для переходов с $\Delta N_{\Phi} = \pm 1$ усредненный квадрат матричного элемента оценивался из соотношения

$$\langle |V_{\phi\lambda}(\mathscr{E})|^2 \rangle = (0,012\beta_{\lambda}^2) / \left[(2\lambda + 1) \sum_{\lambda} \beta_{\lambda}^2 \right] M_{\mathfrak{B}} B^2,$$
 (10).

полученного из микроскопических расчетов мнимой части оптического потенциала, обусловленной вкладами состояний типа одна частица + фонон [8].

Величина $\gamma_{l,m}^{(b)}$ рассчитывалась по формуле

$$\gamma_{l,m}^{(b)} = p_n \left\{ \begin{array}{c} p_n \\ l \end{array} \right\}^{-1} \mathcal{F}_{l,m}(\mathcal{E}_d), \tag{11}$$

где p_n — число частиц на *n*-й стадии, $\mathcal{F}_{l,m}(\mathcal{E}_d)$ — факторы формирования сложной частицы на последней стадии, вычисленные в работе [6].

Используемая угловая зависимость $\mathscr{P}(\Omega_{n-1} {\rightarrow} \Omega_n)$ имеет вид

$$\mathcal{P}(\Omega_{n-1} \to \Omega_n) = \pi^{-1} [\cos \theta_{n-1} \cos \theta_n + \sin \theta_{n-1} \sin \theta_n \cos (\varphi_n - \varphi_{n-1})] \times \\ \times \Theta(\Omega_{n-1} \to \Omega_n), \qquad (12)$$

что соответствует начальному угловому распределению

$$\mathscr{P}(0 \rightarrow \Omega) = \pi^{-1} \Theta(\pi/2 - \theta) \cos \theta,$$

где $\Theta(x)$ — функция Хевисайда. После интегрирования (12) по ф_{n-1}. получаем

$$\mathscr{F}(\theta_{n-1}, \theta_n) = \begin{cases} \pi^{-1}C, C > |S|, \text{ rge } C = \cos \theta_{n-1} \cos \theta_n, S = \sin \theta_{n-1} \sin \theta_n, \\ \pi^{-2} \left[C \cdot \arccos \left(-C/|S| \right) + \sqrt{C^2 - S^2} \right], |C| < |S|, \\ 0, C < -|S|. \end{cases}$$

Конкретные расчеты выполнены для реакции ⁵⁴Fe(p, d) при энергии протонов 62 МэВ. Вычислены парциальные вклады процессов 1ПП, 2СПП, ЗСПП с учетом возбуждения фононов 2⁺, 3⁻, 4⁺, 5⁻. Вклад процесса 4СПП оказался пренебрежимо малым (~0,1%). На рис. 2 показан суммарный вклад всех исследованных процессов в двойное дифференциальное сечение для двух механизмов формирования дейтрона (коалесценции и подхвата). На рис. 3 показаны парциальные вклады от различных стадий процесса в дифференциальное сечение $d\sigma/d\mathcal{E}_d$ (механизм подхвата). На рис. 4 приведено сравнение двойного дифференциального сечения $d^2\sigma/d\mathcal{E}_d d\Omega_d$ при $\theta_d=30^\circ$ с экспериментальными результатами [9]. Длина свободного пробега Λ равнялась. 4 Фм.



Рис. 2. Расчетные значения двойных дифференциальных сечений реакции 5^{44} Fe(p, d) при $\varepsilon_p = 62$ МэВ и $\theta_d = 90^\circ$: сплошная линия — суммарный вклад всех стадий СМПП; пунктир — вклад подхвата; штрих-пунктир — вклад коалесценции; точки — экспериментальные результаты





Рис. 3. Парциальные вклады СМПП в: дифференциальное сечение реакции ⁵⁴Fe(*p*, *d*) при ε_p =62 МэВ (механизм подхвата): сплошная линия — суммарный вклад; пунктир — вклад 1ПП;: штрих-пунктир — вклад 2СПП; кривая с крестиками — вклад 3СПП



Анализ приведенных расчетов убедительно показывает важность учета вкладов в полное сечение процессов 2СПП, 3СПП и особенно вкладов с возбуждением коллективных мод, что позволяет также объяснить и промежуточную структуру предравновесной части спектра. Доминирующим механизмом формирования дейтрона является механизм прямого подхвата.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Feshbach H. et al.//Ann. Phys. 1980. 125. P. 429. [2] Живописпев Ф. А. и др.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1980. 44. С. 2324; Живописцев Ф. А., Кэбин Э. И., Сухаревский В. Г., Хайман В. А.//Там же. 1982. 46. С. 885. [3] Бояркина А. Н., Живописцев Ф. А., Кэбин Э. И. и др.//Там же. 1981. 45. С. 1935. [4] Deb A. H., Zhivopistsev F. A.//Zhech. J. Phys. 1985. **B35**. P. 935. [5] Mantzoranis G.//Phys. Lett. 1976. 63В. P. 25. [6] Iwamoto A., Harada I.//Phys. Rev. 1983. 28. P. 1527. [7] Бунаков В. Е.//ЭЧАЯ. 1980. 11. С. 1285. [8] Lev A., Beres W.//Phys. Rev. 1974. C9. P. 2416. [9] Bertrand F. E., Peel-Ie R. W.//ORNL reports, ORNL-4469. USA, 1970.

Поступила в редакцию 27.01.87