ЛИТЕРАТУРА

[1] Binning G., Rohrer H., Gerber Ch., Weibel E.//J. Appl. Phys. Lett. 1982. 40. P. 178; Phys. Rev. Lett. 1982. 49. P. 57. [2] Garsia N., Ocal C., Flores F.//Phys. Rev. Lett. 1983. 50. P. 2002. [3] Stoll E., Baratoff A., Selloni A., Carnevali P.//J. Phys. C.: Solid State Phys. 1984. 17. P. 3073. [4] Tersoff J., Hamann D. R.//Phys. Rev. Lett. 1983. 50. P. 1998. [5] Туннельные явления в твердых телах/Под ред. Э. Бурштейна, С. Лундквиста. М., 1973. [6] Пытьев Ю. П. Математические методы интерпретации эксперимента. М., 1988. [7] Пытьев Ю. П. Методы анализа и интерпретации эксперимента. М., 1990.

Поступила в редакцию
03.02.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 6

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.17

МНОГОСТУПЕНЧАТАЯ ЭМИССИЯ γ-КВАНТОВ В РЕАКЦИИ ЗАХВАТА НЕЙТРОНА ЯДРОМ ПРИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ

Ф. А. Живописцев, В. А. Иванов, Хурэлсух Сэр-Одын *)

(НИИЯФ)

Обсуждаются возможности описания неравновесного γ-спектра в реакции (n, γ) при $\mathscr{E}_n = 14{,}1$ МэВ в рамках квантовой модели статистических многоступенчатых компаунд-процессов (СМКП) и статистических многоступенчатых прямых процессов (СМПП). Показано, что можно достигнуть согласованного описания экспериментальных данных для реакций (n, γ) при $\mathscr{E}_n = 14{,}1$ МэВ на ядрах ^{93}Nb, ^{133}Cs при учете вкладов 1СПП, 2 СПП, СМПК и равновесной γ-эмиссии.

1. Введение

Теоретическое исследование неравновесного γ-спектра, полученного в реакции (n, γ) при средних энергиях ($\mathscr{E}_n > 10$ МэВ), в ряде работ [1—3] проводилось в рамках феноменологической экситонной модели (ЭМ) предравновесного распада. Однако даже в случае удовлетворительного количественного описания экспериментальных данных в рамках ЭМ вопрос о ее физической интерпретации в большой степени остается открытым, поскольку ЭМ присущи следующие основные недостатки [4]:

1) неопределенность величины единого усредненного квадрата матричного элемента внутриядерного перехода ($\overline{V}^2$) (свободный параметр) и плотности одночастичных состояний (g) при одновременном рассмотрении статистических многоступенчатых прямых процессов (СМПП) и компаунд-процессов (СМКП);

2) некорректное применение принципа детального баланса, использование ненаблюдаемой величины сечения обратной реакции возбужденного ядра;

3) невозможность последовательного учета одноступенчатой прямой реакции, отсюда и неопределенность подгоняемого под эксперимент начального числа экситонов (N_0), в частности, для реакции (n, γ) $N_0 = 1$ либо 3. Выбор $N_0 = 1$ противоречит понятию сечения поглощения, определяемого через мнимую часть оптического потенциала. Поэтому ЭМ в настоящее время служит в основном для ориентировки и

*) Монголия.

параметризации экспериментальных данных и может претендовать лишь на описание небольших отклонений от равновесного спектра. Полнота последовательного и количественного описания всевозможных механизмов многоступенчатой неравновесной эмиссии вторичных частиц (включая γ-кванты) — основное требование, которое предъявляется к построению различных вариантов единой квантовой теории статистических многоступенчатых ядерных процессов.

Целью работы является исследование различных многоступенчатых механизмов эмиссии γ-квантов в реакциях захвата быстрых нейтронов ядрами $(n, x\gamma)$ в рамках квантового формализма СМКП+ +СМПП (относительная роль 1СПП, 2СПП, СМКП+множественной эмиссии в реакциях $(n, n'\gamma)+(n, 2n'\gamma)$). В литературе реакция (n, γ) обсуждалась только в рамках феноменологической ЭМ (выше указаны основные недостатки такого подхода), при этом не учитывались вклады различных механизмов множественной эмиссии вторичных нейтронов. Расчеты спектров γ-квантов в реакциях $(n, x\gamma)$, выполненные в данной работе, по существу первая попытка анализа реакций $(n, x\gamma)$ в рамках квантового подхода (формализм СМКП+СМПП).

2. Анализ многоступенчатого механизма реакции (n, γ) в рамках квантового формализма СМКП+СМПП

В рамках квантового формализма СМКП и СМПП [4—6] рассматриваются два типа многоступенчатой ядерной реакции: через связанные (b) и через несвязанные (u) промежуточные состояния, когда хотя бы один нуклон находится в непрерывном спектре. При описании СМКП вместо теории возмущений (как в ЭМ) используется приближение сильной связи $(\Gamma_{N+2}(E)>D_N(E)$, где $\Gamma_N(E)$ — ширина, $D_N(E)$ — расстояние между уровнями N-экситонного состояния, E — энергия возбуждения промежуточного ядра).

Важной особенностью квантового формализма СМКП в отличие от ЭМ для равновесного процесса (РП) с числом экситонов $\bar{N}$ является использование соотношения $\Gamma_{\bar{N}}=\Gamma^{\uparrow}_{\bar{N}}$, при этом равновесное число экситонов $\bar{N}=\sqrt{2gE}$, где g — одночастичная плотность ($g=A/13$ МэВ$^{-1}$). Для вклада СМКП (включая РП) в дифференциальное сечение реакции $A(n, \gamma)B$, протекающей по схеме $n+A\to Y\to B+\gamma$, согласно квантовой теории СМКП+СМПП [6], имеем

$$\frac{d\sigma^{(\text{СМКП})}_{n,\gamma}(\mathscr{E}_n, \mathscr{E}_\gamma)}{d\mathscr{E}_\gamma}=\sum_{N_0=3}^{\bar{N}}\sum_{\Delta N=0,-2}\frac{d\sigma^{(\text{СМКП})(\Delta N)}_{n,\gamma(N)}(\mathscr{E}_n, \mathscr{E}_\gamma)}{d\mathscr{E}_\gamma}, \tag{1}$$

где

$$\frac{d\sigma^{(\text{СМКП})(\Delta N)}_{n,\gamma(N)}(\mathscr{E}_n, \mathscr{E}_\gamma)}{d\mathscr{E}_\gamma}=\sigma^{(\text{СМКП})}_n(N_0, \mathscr{E}_n)\,\tau^Y_N(E_n)\,\Gamma^{\uparrow(\Delta N)}_{N,\gamma}(E_n, \mathscr{E}_\gamma), \tag{2}$$

$E_n=\mathscr{E}_n+B_n(Y)$ — энергия возбуждения, $B_n(Y)$ — энергия связи нейтрона, $\sigma^{(\text{СМКП})}(N_0, \mathscr{E}_n)$ — сечение образования промежуточного ядра Y нейтроном с энергией $\mathscr{E}_n$ во входном связанном $2p1h$-состоянии $(N_0=3)$ (в отличие от ЭМ, где вместо $\sigma^{(\text{СМКП})}_n(N_0, \mathscr{E}_n)$ используется экспериментальное сечение реакции $\sigma^{\exp}_R(\mathscr{E}_n)=\sigma^{(\text{СМКП})}_n(N_0, \mathscr{E})$), что неверно при учете вкладов СМПП [6], при котором полное сечение поглощения задается в виде

$$\sigma^{(\text{СМКП})}_n(N_0, \mathscr{E}_n)=\left[\frac{2\pi V_R}{\hbar v_n}\right]\bar{V}^2_{ub}(E_n)\,\rho^{(b)}(3, E_n), \tag{3}$$

$\rho^{(b)}(3, E_n)$ — плотность связанных $2p1h$-состояний, V_R — объем ядра: $V_R = (4\pi/3) R_R^3$, $R_R = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1{,}4$ фм, $\overline{V}_{ub}^2(E_n)$ — усредненный квадрат матричного элемента внутриядерного перехода $(u) \to (b)$.

Времена жизни N-экситонных состояний $\{\tau_N^Y(E_n)\}$ в (2) удовлетворяют системе алгебраических уравнений

$$-\delta_{N,N_0} = \Gamma_{N-2}^{(+)}(E_n)\,\tau_{N-2}^Y(E_n) + \Gamma_{N+2}^{(-)}(E_n)\,\tau_{N+2}^Y(E) - \Gamma_N(E_n)\,\tau_N^Y(E_n) \quad (4)$$

с граничными условиями

$$\Gamma_{\overline{N}}^{(+)}(E_n) = \Gamma_{\overline{N}}^{(-)}(E_n) = \Gamma_{N_0}^{(-)} = 0, \quad N = N_0,\ N_0+2,\ \ldots,\ \overline{N}, \quad (5)$$

$$\overline{N} = \sqrt{2g(Y)E_n}, \quad g(Y) = \frac{A_Y}{13}\ \text{МэВ}^{-1}.$$

Полная ширина N-экситонного состояния $\Gamma_N(E_n)$ в (4) определяется соотношениями

$$\Gamma_N(E_n) = \Gamma_N^{(+)}(E_n) + \Gamma_N^{(-)}(E_n) + \Gamma_N^{\uparrow}(E_n), \quad N = N_0,\ \ldots,\ \overline{N}-2;$$

$$\Gamma_N(E_n) = \Gamma_N^{\uparrow}(E_n), \quad N = \overline{N}(n).$$

Ширины $\Gamma_N^{(\Delta N)}(E_n)$, $\Delta N = \pm 2$ вычисляются по формуле

$$\Gamma_N^{\Delta N}(E_n) = 2\pi \overline{V}_{bb}^2(E_n)\,\rho_N^{(b)(\Delta N)}(E_n), \quad (6)$$

где $\overline{V}_{bb}^2(E_n)$ — усредненный квадрат матричного элемента взаимодействия и $\rho_N^{(b)(\Delta N)}(E_n)$ — плотности доступных связанных состояний составных систем во внутриядерных переходах $(b) \to (b)$ с $\Delta N = \pm 2$ [5, 6], $\rho_N^{(b)(\Delta N)}(E_n) = \rho_N^{(\Delta N)}(E_n)$ $(E_n \leqslant 30$ МэВ).

Полная распадная ширина $\Gamma_N^{\uparrow}(E_n)$ определяется выражением

$$\Gamma_N^{\uparrow}(E_n) = \sum_{c=p,n,\gamma} \sum_{\Delta N} \int_0^{E_n - B_c(Y)} d\mathscr{E}_c\, \Gamma_{N,c}^{(\Delta N)}(E_n, \mathscr{E}_c), \quad (7)$$

где $\Gamma_{N,c}^{\uparrow(\Delta N)}(E_n, \mathscr{E}_c)$ — дифференциальная парциальная распадная ширина с эмиссией частицы типа $c = n, p, \gamma$ (мы пренебрегаем испусканием составных частиц) [6],

$$\Gamma_{N,c}^{\uparrow}(E_n, \mathscr{E}_c) = 2\pi \overline{V}_{bb}^2(E_n)(2s_c+1)\,\rho(\mathscr{E}_c)\,\rho_{N,c}^{(b)f(\Delta N)}(U_B)\,P_c(\mathscr{E}_c), \quad c = p,\ n; \quad \Delta N = 0,\ \pm 2,$$

$$\Gamma_{N,\gamma}^{\uparrow(\Delta N)}(E_n, \mathscr{E}_c) = 2\pi \overline{V}_{\gamma}^2(\mathscr{E}_\gamma)(2s_\gamma+1)\,\rho(\mathscr{E}_\gamma)\,\rho_{N,\gamma}^{(b)f(\Delta N)}(U_B), \quad c = \gamma, \quad \Delta N = 0,\ -2. \quad (8)$$

Для плотностей $\rho_{N,c}^{(b)f(\Delta N)}(U_B) = \rho_N^{f(\Delta N)}(U_B)$ $(c = p,\ n)$ связанных доступных состояний конечного ядра (B) для внутриядерных переходов ($\overline{V}_{bb}^2(E_n)$ с $\Delta N = 0,\ \pm 2$) используются выражения, полученные в [5, 6]. В рамках данного метода расчета нетрудно получить формулы для $\rho_{N,\gamma}^{(b)f(\Delta N)}(U_B)$ $(\Delta N = 0,\ -2)$:

$$\rho_{N,\gamma}^{(b)f(0)}(U_B) = Ng(Y)\,\frac{\rho^{(b)}(p,\ h,\ U_B)}{\rho^{(b)}(p,\ h,\ E_n)} \simeq Ng(Y)\left(\frac{U_{\text{ph}}}{E_{\text{ph}}}\right)^{N-1},$$

$$\rho_{N,\gamma}^{(b)f(-)}(U_B)=\frac{ph}{\rho^{(b)}(p,\ h,\ E_n)}\frac{(p-1)!\,(h-1)!}{p!h!}\rho^{(b)}(1,\ 1,\ E_n-U_B)\times$$

$$\times\rho^{(b)}(p-1,\ h-1,\ U_B)\simeq hp(N-1)(N-2)\left(\frac{\mathscr{E}_\gamma}{E_{ph}^2}\right)\left(\frac{U_{p-1,h-1}}{E_{ph}}\right)^{N-3}. \tag{9}$$

В (8) и (9) $\rho(\mathscr{E}_0)=2\pi V_R(2m_c)^{3/2}\mathscr{E}_c^{1/2}/(2\pi\hbar)^3$. $P_c(\mathscr{E}_c)$ — проницаемость для частицы $c=p,\ n$; $P_c(\mathscr{E}_c)=[\sigma_c^{\text{opt}}(\mathscr{E}_c)/\sigma_n^{\text{opt}}(\mathscr{E}_c)]$, $\sigma_c^{\text{opt}}(\mathscr{E}_c)$ — сечения реакции в оптической модели; $\rho(\mathscr{E}_\gamma)=4\pi V_R k_\gamma^2/(2\pi)^3 c\hbar$, s — спин частицы типа $c=n,\ p,\ \gamma$; $E_{p,h}=E_n-A_{ph}$; $U_{p,h}=E_n-A_{ph}-B_c(Y)-\mathscr{E}_c$.

Полное сечение поглощения ядром γ-квантов по аналогии с (3) определяется соотношением

$$\sigma_\gamma(\mathscr{E}_\gamma)=\sigma_\gamma^{(\text{СМКП})}(N_0,\ \mathscr{E}_\gamma)=\frac{2\pi V_R}{\hbar c}\overline{V}_\gamma^2(\mathscr{E}_\gamma)\,\rho_f(\mathscr{E}_\gamma), \tag{10}$$

где $\rho_f(\mathscr{E}_\gamma)$ — плотность конечных связанных состояний, $\overline{V}_\gamma^2(\mathscr{E}_\gamma)$ — усредненный квадрат матричного элемента электрических дипольных переходов ($\mathscr{E}_\gamma\leqslant 30$ МэВ). В рамках модели оболочек гигантский дипольный резонанс интерпретируется как $1p1h$-возбуждение и если пренебречь различием в энергиях $1p1h$-возбуждений (гигантский дипольный резонанс в основном формируется группой близких одночастичных переходов, занимающих сравнительно узкий энергетический интервал), для $\rho_f(\mathscr{E}_\gamma)$ имеем

$$\rho_f(\mathscr{E}_\gamma)=\rho^{(b)}(1p1h,\ \mathscr{E}_\gamma)\simeq g^2(Y)\,\mathscr{E}_\gamma.$$

И (10) следует оценка для $\overline{V}_\gamma^2(\mathscr{E}_\gamma)$:

$$\overline{V}_\gamma^2(\mathscr{E}_\gamma)=\sigma_\gamma(\mathscr{E}_\gamma)\left[\frac{\hbar c}{2\pi V_R}\right]\Big/(g^2(Y)\,\mathscr{E}_\gamma), \tag{11}$$

при этом в расчетах для $\sigma_\gamma(\mathscr{E}_\gamma)$ используется приближенная параметризация [7]

$$\sigma_\gamma(\mathscr{E}_\gamma)\simeq 53{,}2\,\frac{NZ}{A}\,\frac{\Gamma_G\mathscr{E}_\gamma^2}{[(\mathscr{E}_\gamma^2-E_G^2)^2+(\Gamma_G\mathscr{E}_\gamma)^2]}\ (\text{мб}), \tag{12}$$

где $E_G\simeq 78A^{1/3}$ МэВ, $\Gamma_G=6$ МэВ.

Следует отметить, что формулы (8) для распадных ширин $\Gamma_{N,c}^{\uparrow(\Delta N)}(E_n,\ \mathscr{E}_c)$ в квантовом формализме СМКП существенно отличаются от соответствующих формул в ЭМ, определяемых через сечения ненаблюдаемой обратной реакции σ_{inv} на основе принципа детального баланса, условия применимости которого, однако, строго говоря, не выполняются для $N<\bar{N}$ (условие испускания частиц из неравновесных состояний).

В рамках квантового формализма СМПП [4—6] рассмотрим многоступенчатый прямой механизм радиационного захвата нейтрона, отличного от механизма СМКП, когда нейтрон из состояния в непрерывном спектре (входной канал) либо из промежуточного несвязанного состояния при испускании γ-кванта переходит в связанное состояние внутри ядра до того, как его энергия успеет перераспределиться сре-

ди нуклонов ядра с возникновением связанного состояния ядра. Для вклада 1СПП в сечение реакции в рамках квантового формализма СМПП имеем

$$\frac{d\sigma_{n,\gamma}^{(1\text{СПП})}(\mathscr{E}_n, \mathscr{E}_\gamma)}{d\mathscr{E}_\gamma} = \left[\frac{2\pi V_R}{\hbar v_n}\right] \overline{V}_\gamma^2(\mathscr{E}_\gamma)\,\rho(\mathscr{E}_\gamma)\,g(Y) \quad (0 \leqslant \mathscr{E}_\gamma \leqslant \mathscr{E}_n + B_n(Y)). \tag{13}$$

Соответственно для вклада 2СПП (1-я стадия — ядерное взаимодействие (V_{uu} — переход $(u) \to (u)$), 2-я стадия — электромагнитное взаимодействие (V_γ)) получим

$$\frac{d\sigma_{n,\gamma}^{(2\text{СПП})}(\mathscr{E}_n, \mathscr{E}_\gamma)}{d\mathscr{E}_\gamma} = \sum_{c=p,n} \left[\frac{2\pi V_R}{\hbar v_n}\right] \overline{V}_{uu}^2 \overline{V}_\gamma^2(\mathscr{E}_\gamma)\, R_{nc} \times$$

$$\times \frac{g^3(Y)\,\mathscr{E}_n^2}{4} \left(\frac{\mathscr{E}_n}{\mathscr{E}_\gamma}\right) \frac{\pi}{12}\, g^2(Y)\,\rho(\mathscr{E}_\gamma), \tag{14}$$

где

$$R_{nc} = \delta_{nc}\left(\frac{N^2+Z^2}{A^2}\right) + (1-\delta_{n,c})\left[\left(\frac{N}{A}\right)^2 \delta_{c,n} + \left(\frac{Z}{A}\right)^2 \delta_{c,p}\right].$$

Для усредненных квадратов матричных элементов $\{\overline{V}_{u,b}^2(E_n),\ \overline{V}_{uu}^2(\mathscr{E}_n),\ \overline{V}_{bb}^2(E_n)\}$ использовались параметризация, полученная из анализа реакций с нуклонами ($\mathscr{E}_N < 30$ МэВ) в рамках формализма СМКП+СМПП [6], и ширины развала одночастичных состояний гигантских резонансов [8], преобразованная к виду

$$\overline{V}_{ub}^2(E_n) = \overline{V}_{bb}^2/(k_E R_R^-)^2\,(2s_N+1), \quad s_N = \frac{1}{2}, \quad k_E^2 = \frac{2mE_n}{\hbar^2},$$

$$\overline{V}_{uu}^2(\mathscr{E}_n) = \overline{V}_{ub}^2(E_n)\left(\frac{E_n}{\mathscr{E}_n}\right); \quad \overline{V}_{bb}^2 = k_0 A^{-7/3}/5{,}3, \quad k_0 = 400 \text{ МэВ}^3,$$

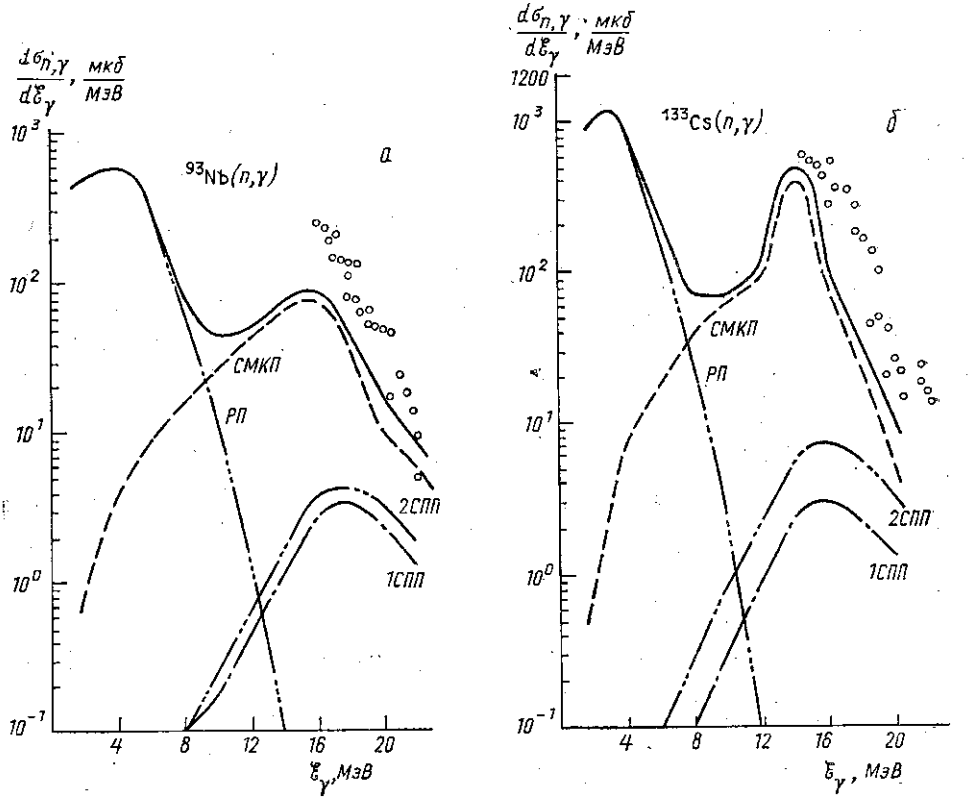
$$\overline{V}_{bb}^2(E_n) = k_b A^{-3} E_n^{-1}, \quad k_b = 120 \text{ МэВ}^3.$$

3. Результаты и обсуждение

На рисунке представлены результаты расчетов неравновесных γ-спектров $d\sigma_{n\gamma}/d\mathscr{E}_\gamma$ в рамках квантового формализма СМКП+СМПП (см. раздел 2) на ядрах ^{93}Nb, ^{133}Cs при начальной энергии нейтрона $\mathscr{E}_n = 14{,}1$ МэВ с учетом вкладов 1СПП, 2СПП, СМКП и РП ($N = \overline{N}$) (равновесная γ-эмиссия). Из результатов анализа неравновесных γ-спектров видно, что в данном формализме удается неплохо воспроизвести экспериментальные спектры [1, 9], для $\mathscr{E}_\gamma > 14$ МэВ, при этом в жесткой части спектра для более точного описания необходимо рассчитать вклады в сечение радиационного захвата нейтрона в изолированные состояния конечного ядра и более корректно рассмотреть прямой механизм без процедуры усреднения.

Сравнительный анализ здесь не приводится, так как в литературе нет работ по анализу $(n, x\gamma)$, выполненных в рамках различных квантовых моделей, имеется лишь несколько работ по анализу (n, γ) в рамках феноменологической ЭМ, которая не может претендовать на полноту последовательного и количественного описания различных механизмов многоступенчатой γ-эмиссии.

В отличие от ранее выполненных расчетов в рамках феноменологической экситонной модели [1—3] для реакций $(n\gamma)$, которые следует рассматривать лишь как некую форму параметризации экспериментальных данных (в разделах 1 и 2 указаны основные недостатки



Спектр эмиссии γ-квантов из реакций ^{93}Nb(n, γ) (*а*) и ^{133}Cs(n, γ) (*б*) при $\mathcal{E}_n$= =14,1 МэВ: точки — эксперимент [9] (*а*) и [1] (*б*); сплошная кривая — суммарный вклад 1 СПП+2 СПП+СМКП

ЭМ), в рамках единого квантового формализма СМКП+СМПП возможно получить более достоверную и полную физическую информацию о различных механизмах многоступенчатой эмиссии γ-квантов.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Plynyko V. A., Prokopets P. A.//Phys. Lett. 1978. **76B**, N 3. P. 978. [2] Bětak E., Dobeš J.//Phys. Lett. 1979. **84E**, N 4. P. 2165. [3] Obložinsky P.// Phys. Rev. 1987. **C35**, N 1. P. 407. [4] Живописцев Ф. А., Сухаревский В. Г.// ЭЧАЯ. 1984. **15**, № 6. С. 1208. [5] Feshbach H., Keyman A., Koonin S.// Ann. Phys. 1980. **125**, N 2. P. 429. [6] Kalka H., Seeliger D., Zhivopistsev F. A.//Z. f. Phys. A: A. & N. 1988. **329**. P. 331. [7] Dietrich S. S., Berman B. L.//Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1988. **38**. P. 199. [8] Bortignon P. F., Broglia R. A.//Nucl. Phys. 1981. **A371**, N 3. P. 403. [9] Rigard F. et al.//Nucl. Phys. 1971. **A173**, N 3. P. 551.

Поступила в редакцию
13.01.93