

УДК 539.166.2

## ПРИРОДА ВНУТРЕННЕГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ $\alpha$ -, КЛАСТЕРНОМ И ПРОТОННОМ РАСПАДАХ

© 2001 г. С. Д. Кургалин, Ю. М. Чувильский, Т. А. Чуракова

*Воронежский государственный университет*

KEY WORDS. Internal bremsstrahlung, cluster decay, proton decay, realistic nuclear potentials.

Предложен универсальный способ теоретического исследования внутреннего тормозного излучения (ВТИ) для различных распадов ядер на основе реалистических ядерных потенциалов. Выполнены расчеты вероятностей и форм спектров ВТИ для кластерного распада ядра  $^{222}\text{Ra}$  с выходом  $^{14}\text{C}$ , для протонного распада ядра  $^{113}\text{Cs}$  и для  $\alpha$ -распада ядра  $^{210}\text{Po}$ . Исследованы вклады различных областей (внутриядерной, подбарьерной и периферийной) в амплитуду процесса ВТИ. Продемонстрирована близость рассчитанной и экспериментальной форм спектров ВТИ для  $\alpha$ -распада ядра  $^{210}\text{Po}$ .

### Введение

Вопрос о природе  $\gamma$ -излучения с непрерывным спектром частот, сопровождающем распад атомных ядер, стал особенно актуальным после его экспериментального обнаружения при  $\alpha$ -распаде ядер  $^{210,214}\text{Po}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{244}\text{Cm}$  [1—4]. Такое излучение было впервые теоретически рассмотрено в работе [5], где в нерелятивистском приближении с учетом кулоновского взаимодействия  $\alpha$ -частицы и дочернего ядра, а также эффекта отдачи было получено выражение для вероятности внутреннего тормозного излучения (ВТИ) при  $\alpha$ -распаде. Расчеты [5] для ядра  $^{210}\text{Po}$  показали, что вероятность ВТИ находится в диапазоне от  $3,6 \cdot 10^{-8}$  до  $3,4 \cdot 10^{-9}$  кэВ $^{-1}$ ·распад $^{-1}$  при изменении энергии  $\epsilon_\gamma$  испускаемых  $\gamma$ -квантов от 20 до 200 кэВ.

Работы по теории ВТИ, выполненные до настоящего времени, основывались либо на существенных упрощениях [6—9], либо на очень простых, весьма далеких от реальной картины ядерного взаимодействия модельных потенциалах [10—11]. В этих работах не учитывался тот принципиальный факт, что ВТИ сопровождается чрезвычайно сложным ядерным процессом — распадом атомного ядра. Так, в недавних работах [10—11] рассмотрены модельные задачи излучения при движении  $\alpha$ -частицы через сферически симметричный прямоугольный барьер, через обычный кулоновский барьер и обрезанный в некоторой точ-

ке кулоновский потенциальный барьер и оценена вероятность формирования ВТИ на различных расстояниях от центра ядра.

Возможность формирования ВТИ при движении  $\alpha$ -частицы внутри потенциального барьера открывает новые перспективы для изучения поведения волновой функции в кинематически запрещенной области.

Экспериментальные и теоретические исследования ВТИ продолжаются и в самое последнее время [12—14].

В настоящей работе в нерелятивистском приближении проводится расчет относительной вероятности ВТИ при различных ядерных распадах, которые сопровождаются рождением ядерных частиц (под ядерными частицами будем понимать протоны,  $\alpha$ -частицы и вылетающие из ядра кластеры). В ней впервые изучается процесс ВТИ в случае, когда между ядерной частицей и атомным ядром имеется реальное ядерное взаимодействие. При построении волновых функций начального квазистационарного и конечного состояний системы численно решается уравнение Шредингера с реалистическим ядерным потенциалом с учетом кулоновского взаимодействия. Исследуются области формирования  $\gamma$ -излучения в каждом конкретном случае в зависимости от энергии  $\epsilon_\gamma$  тормозного кванта.

### 1. Амплитуда процесса внутреннего тормозного излучения

Матричный элемент, соответствующий тормозному излучению ядерной частицы  $X$ ,

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 00-02-16683.

вылетающей при распаде ядра, записывается как

$$\langle \Psi_i | \hat{H}_\gamma | \Psi_f \rangle \quad (1)$$

$\hat{H}_\gamma$  - оператор взаимодействия системы нуклонов с электромагнитным полем, имеющий вид:

$$\hat{H}_\gamma = -\frac{1}{c} \int \hat{j} \vec{A}_\lambda dV, \quad (2)$$

где

$$\vec{A}_\lambda(\vec{r}) = \sqrt{\frac{2\pi c \hbar}{k}} \vec{u}_\lambda e^{i\vec{k}\vec{r}}, \quad \hat{j} = \frac{Z_{eff}^{(J)} e \hat{p}}{\mu}, \quad (3)$$

$\vec{u}_\lambda$  — вектор поляризации; величина  $\lambda = +1, -1$  определяет круговую поляризацию поля;  $\vec{k}$  — волновой вектор фотона;  $\hat{p}$  — оператор импульса частицы X;  $\mu$  — приведенная масса системы:

$$\mu = \frac{A_X A_D}{A_X + A_D} \cdot m_N, \quad (4)$$

$A_X$  и  $A_D$  — массовые числа частицы X и дочернего ядра,  $m_N$  — масса нуклона,  $\vec{r}$  — координата относительного движения частицы X и дочернего ядра,

$$Z_{eff}^{(J)} = Z_X \left( \frac{A_D}{A_X + A_D} \right)^J + Z_D \left( -\frac{A_D}{A_X + A_D} \right)^J \quad (5)$$

— эффективный электрический заряд [15], учитывая относительное движение вылетающей частицы X с зарядом  $Z_X$  и дочернего ядра с зарядом  $Z_D$  для электрического перехода мультипольности  $J$ . В данной работе рассматриваются только  $E1$ -переходы, поэтому всюду мультипольность  $J$  считается равной единице. В дальнейшем, когда речь будет идти о частице X, под ней будем понимать частицу с приведенной массой  $\mu$ , относительной координатой  $\vec{r}$  и эффективным зарядом  $Z_{eff}^{(J)}$ .

Для получения векторного потенциала  $\vec{A}_\lambda(\vec{r})$  используется разложение [15]:

$$\vec{u}_\lambda e^{i\vec{k}\vec{r}} = \pi \sum_{J=1}^{\infty} \sum_{m=-J}^J i^J \sqrt{2J+1} \mathcal{D}_{m\lambda}^J \left\{ \vec{A}_{Jm}^{(M)} + i\lambda \vec{A}_{Jm}^{(E)} \right\}, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \vec{A}_{Jm}^{(E)} &= \sqrt{\frac{2J}{\pi(2J+1)}} j_{J+1}(kr) \vec{Y}_{J,J+1;m} - \\ &- \sqrt{\frac{2(J+1)}{\pi(2J+1)}} j_{J-1}(kr) \vec{Y}_{J,J-1;m}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\vec{A}_{Jm}^{(M)} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} j_J(kr) \vec{Y}_{J,J;m}, \quad (8)$$

$\mathcal{D}_{m\lambda}^J$  —  $\mathcal{D}$ -функция Вигнера;  $j_J(kr)$  — сферическая функция Бесселя;  $\vec{Y}$  — шаровые векторы;  $k$  — волновой вектор фотона ( $k = \varepsilon_\gamma / \hbar c$ ).

Волновая функция конечного состояния ищется в виде разложения:

$$\Psi_f(\vec{r}) = \frac{4\pi}{k_f r} \sum_{L=0}^{\infty} \sum_{M=-L}^L i^L e^{i\Delta} Y_{LM}^*(\vec{n}_{k_f}) Y_{LM}(\vec{n}_r) R_L(k_f r), \quad (9)$$

где  $\Delta$  — фаза рассеяния,  $\vec{k}_f$  — волновой вектор частицы X в конечном состоянии;  $\vec{n}_r = \vec{r}/|\vec{r}|$ ;  $R_L(k_f r)$  — радиальная функция, удовлетворяющая уравнению:

$$\frac{d^2 R_L(k_f r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left( E - U(r) - \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2\mu r^2} \right) R_L(k_f r) = 0, \quad (10)$$

Потенциал  $U(r)$  представляет собой сумму реалистического ядерного  $V_{nuc}(r)$  и кулоновского  $V_c(r)$  потенциалов и имеет вид, представленный на рис. 1.

Волновая функция начального состояния

$\Psi_i(r)$  выражается как:  $\Psi_i(r) = \sqrt{\frac{\Gamma}{\hbar v}} \frac{\Phi_i(r)}{r} Y_{00}$ .  $\Gamma$  — ширина квазистационарного состояния,  $v$  — скорость частицы X.

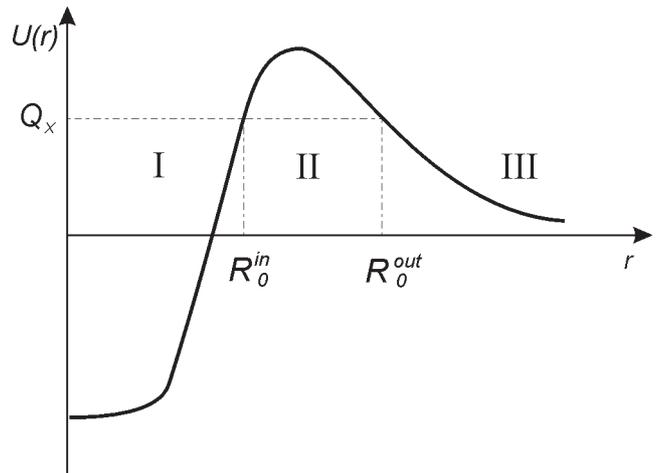


Рис. 1. Вид используемого для расчетов потенциала  $U(r)$  взаимодействия частицы X с энергией  $Q_x$  и дочернего ядра, представляющего собой сумму реалистического ядерного и кулоновского потенциалов.  $R_0^in$  и  $R_0^out$  — внутренняя и внешняя точки поворота, которые делят область изменения  $r$  от 0 до  $\infty$  на три части: внутриядерную (I), подбарьерную (II) и периферийную (III)

Функция  $\Phi_i(r)$  имеет следующие асимптотики [16]:

$$\begin{aligned} \Phi_i(r) &\underset{r \rightarrow 0}{\sim} r^{L+1} \\ \Phi_i(r) &\underset{r \rightarrow \infty}{\sim} G_L(k_i r) + iF_L(k_i r), \end{aligned} \quad (11)$$

где  $G_L(k_i r)$  и  $F_L(k_i r)$  — иррегулярная и регулярная кулоновские функции,  $k_i$  — волновой вектор частицы  $X$  в начальном состоянии.

Функция  $\Phi_i(r)$  находится путем численного решения уравнения Шредингера с заданной энергией  $Q_X$  частицы  $X$ . В окрестности внутренней точки поворота  $R_0^{in}$  с использованием процедуры подгонки глубины ядерного потенциала (well-depth) [16] производится сшивание логарифмических производных действительных частей функции квазистационарного состояния  $\Phi_i(r)$ , полученных из решения уравнения Шредингера во встречных направлениях.

Радиальная функция  $R_L(k_f r)$ , описывающая конечное состояние частицы  $X$ , в области, где прекращается действие ядерного потенциала, представляется в виде:

$$R_L(k_f r) = C_1 F_L(k_f r) + C_2 G_L(k_f r), \quad (12)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — константы, связанные с ядерной фазой рассеяния  $\delta_L^{nuc} = \arctg(C_2/C_1)$ . При  $r \rightarrow \infty$  эта функция ведет себя как:

$$R_L(k_f r) \rightarrow \sin(k_f r - \eta \ln(2k_f r) - L\pi/2 + \sigma_L + \delta_L^{nuc}).$$

Волновой вектор  $k_f = \sqrt{2\mu Q_X^f / \hbar^2}$  частицы в конечном состоянии определяется энергией  $Q_X^f = Q_X - \varepsilon_\gamma$ ;  $\eta$  — кулоновский параметр  $\eta = \alpha Z_X Z_D c/v$ ;  $\alpha = e^2/(\hbar c)$  — постоянная тонкой структуры; кулоновская фаза  $\sigma_L$  имеет вид:  $\sigma_L = \arg \Gamma(L+1+i\eta)$ , где  $\Gamma(L+1+i\eta)$  — гамма-функция.

Вероятность ВТИ для ядерной частицы  $X$ , нормированная на один акт распада, рассчитывается по формуле:

$$\left( \frac{dW}{d\varepsilon_\gamma} \right)_X = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \Psi_i | \hat{H}_\gamma | \Psi_f \rangle \right|^2 \rho_f, \quad (14)$$

где плотность конечных состояний  $\rho_f$  выражается как:

$$\rho_f = \frac{\mu k_f}{(2\pi)^6 \hbar^5} \frac{\varepsilon_\gamma^2}{c^3} d\Omega_X d\Omega_\gamma. \quad (15)$$

Проведя интегрирование по угловым переменным и суммирование по поляризациям фото-

на, получим спектр тормозных  $\gamma$ -квантов:

$$\left( \frac{dW}{d\varepsilon_\gamma} \right)_X = \frac{8}{3\pi} (Z_{eff}^{(1)})^2 \frac{\alpha \varepsilon_\gamma}{(\hbar c)^2} \frac{k_f}{k_i} |M|^2, \quad (16)$$

где радиальный матричный элемент  $M$  имеет вид:

$$M = \frac{1}{k_f} \int_0^\infty R_L(k_f r) j_0(kr) \left( \frac{d}{dr} - \frac{1}{r} \right) \Phi_i(r) dr. \quad (17)$$

## 2. Вероятность и форма спектров ВТИ

На основе вышеприведенного формализма в данной работе выполнены расчеты вероятностей и форм спектров ВТИ для  $\alpha$ -распада ядра  $^{210}\text{Po}$ , для кластерного распада ядра  $^{222}\text{Ra}$  с выходом  $^{14}\text{C}$  и для протонного распада ядра  $^{113}\text{Cs}$ . Результаты расчетов представлены в таблицах 1—3.

Вся область интегрирования по  $r$  от 0 до  $\infty$  для получения радиальных матричных элементов  $M$  разбивалась на три части: I — от  $r = 0$  до внутренней точки поворота  $R_0^{in}$ ; II — от внутренней точки поворота  $R_0^{in}$  до внешней точки поворота  $R_0^{out}$ ; III — от внешней точки поворота  $R_0^{out}$  до  $r = \infty$ . В областях II и III вычислялись действительные  $Re M$  и мнимые  $Im M$  части матричных элементов, в области I имеется только действительная часть  $M$ . Для анализа ВТИ при  $\alpha$ -распаде был взят оптический потенциал МакФаддена-Сэчлера [17], наиболее успешно описывающий абсолютные и относительные ширины процессов  $\alpha$ -распада в широкой области ядер [18]. Для анализа ВТИ при кластерном распаде применялся ядерный потенциал, который строился процедурой однократного фолдинга из затравочного нуклон-ядерного потенциала [19] и хорошо зарекомендовал себя при исследовании кластерных распадов ядер [20, 21]. Расчеты для протонного распада выполнены с целью выяснения общих тенденций поведения величин, характеризующих изучаемый процесс. При их проведении были использованы два предположения: не учитывались четно-нечетные эффекты и предполагалось, что протонный распад происходит с орбитали  $s_{1/2}$ .

В качестве кулоновского потенциала дочернего ядра во всех случаях использовался потенциал равномерно заряженного шара радиуса  $R_c^0 = 1,3 A_D^{1/3}$ .

Таблица 1. Значения рассчитанных вероятностей  $\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)_\alpha$  (в  $\text{кэВ}^{-1} \cdot \text{распад}^{-1}$ ) тормозного  $\gamma$ -излучения для  $\alpha$ -распада  $^{210}\text{Po} \rightarrow \alpha + ^{206}\text{Pb}$ , их сравнение с экспериментальными значениями из работы [3], а также величина матричного элемента  $M$  (в фм) в различных областях (I—III),  $Q_\alpha = 5,3 \text{ МэВ}$

$\varepsilon_\gamma$ , $\text{кэВ}$	$Re$ $M(I)$	$Re$ $M(II)$	$Im$ $M(II)$	$Re$ $M(III)$	$Im$ $M(III)$	$\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)_\alpha$ настоящ. раб.	$\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)_\alpha^{exp}$ из [3]
100	0,11	11	-0,48	-24	33	$3,1 \cdot 10^{-9}$	$(1,3 \div 1,9) \cdot 10^{-9}$
200	0,072	6,9	-0,37	-10	8,0	$3,5 \cdot 10^{-10}$	$(2,1 \div 3,8) \cdot 10^{-10}$
300	0,043	4,3	-0,28	-5,6	4,0	$1,1 \cdot 10^{-10}$	$< 10^{-10}$
400	0,024	2,7	-0,20	-3,7	1,3	$2,1 \cdot 10^{-11}$	$(2,5 \div 40) \cdot 10^{-12}$
500	0,012	1,6	-0,14	-1,8	0,63	$3,3 \cdot 10^{-12}$	$(3,8 \div 75) \cdot 10^{-12}$
600	0,0062	1,0	-0,097	-1,0	0,29	$5,3 \cdot 10^{-13}$	
700	0,0030	0,60	-0,064	-0,58	0,13	$1,0 \cdot 10^{-13}$	
800	0,0014	0,35	-0,042	-0,32	0,072	$3,6 \cdot 10^{-14}$	

Таблица 2. Значения рассчитанных вероятностей  $\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)_p$  (в  $\text{кэВ}^{-1} \cdot \text{распад}^{-1}$ ) тормозного  $\alpha$ -излучения для протонного распада  $^{113}\text{Cs} \rightarrow p + ^{112}\text{Xe}$ ,  $Q_p = 0,968 \text{ МэВ}$ , а также значения матричного элемента  $M$  (в фм) в различных областях (I—III)

$\varepsilon_\gamma$ , $\text{кэВ}$	$Re$ $M(I)$	$Re$ $M(II)$	$Im$ $M(II)$	$Re$ $M(III)$	$Im$ $M(III)$	$\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)_p$
50	-34	-19	1,3	37	-50	$5,4 \cdot 10^{-9}$
100	-16	-11	0,87	16	-12	$8,9 \cdot 10^{-10}$
150	-6,7	-5,5	0,53	8,1	-3,6	$1,6 \cdot 10^{-10}$
200	-2,7	-2,7	0,29	4,0	-1,2	$2,0 \cdot 10^{-11}$
250	-0,97	-1,2	0,15	1,9	-0,46	$1,3 \cdot 10^{-12}$

Таблица 3. Значения рассчитанных вероятностей  $\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)_{^{14}\text{C}}$  (в  $\text{кэВ}^{-1} \cdot \text{распад}^{-1}$  тормозного  $\gamma$ -излучения для кластерного распада  $^{222}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ ,  $Q_{^{14}\text{C}} = 33,05 \text{ МэВ}$ , а также значения матричного элемента  $M$  (в фм) в различных областях (I—III).

$\varepsilon_\gamma$ , $\text{МэВ}$	$Re$ $M(I)$	$Re$ $M(II)$	$Im$ $M(II)$	$Re$ $M(III)$	$Im$ $M(III)$	$\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)_{^{14}\text{C}}$
0,1	-0,37	-5,3	0,17	17	-64	$1,4 \cdot 10^{-8}$
0,5	-0,15	-3,0	0,13	6,0	-17	$4,9 \cdot 10^{-9}$
1,0	-0,051	-1,5	0,088	2,2	-1,1	$4,4 \cdot 10^{-11}$
1,5	-0,017	-0,74	0,059	0,94	-0,26	$3,4 \cdot 10^{-12}$
2,0	$-5,4 \cdot 10^{-3}$	-0,36	0,037	0,39	-0,093	$2,2 \cdot 10^{-13}$
2,5	$-1,6 \cdot 10^{-3}$	-0,17	0,021	0,19	-0,041	$8,3 \cdot 10^{-14}$

Изучение разных областей формирования спектра ВТИ дает возможность тестировать распадную волновую функцию на различных расстояниях от центра ядра.

Как видно из табл. 1—3, вклад области I в суммарную вероятность  $\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}$  для случаев  $\alpha$ - и кластерного распадов мал по сравнению с вкладом других областей, но в случае протонного распада является существенным. Так как вклады областей II и III, как правило, превалируют над вкладом области I, то наиболее информативными являются подбарьерная и периферийная ядерные области. Значения действительных и мнимых частей радиальных матричных элементов  $M$  с ростом энергии  $\gamma$ -кванта  $\varepsilon_\gamma$  моно-

тонно убывают: одни быстрее, другие медленнее, так что соотношение между вкладами разных областей при изменении энергии  $\gamma$ -кванта может изменяться. Обращает на себя внимание тот факт, что как действительные, так и мнимые части матричных элементов во II и III областях имеют противоположные знаки, что приводит к их деструктивному суммарному вкладу в полную вероятность. Действительные части матричного элемента  $M$  в I и III областях также имеют противоположные знаки. Этот эффект не является значимым для  $\alpha$ - и кластерного распадов, но в случае протонного распада приводит к тому, что эти части матричного элемента почти полностью компенсируют друг друга.

Значения рассчитанных вероятностей тормозного  $\gamma$ -излучения для распада  $^{210}\text{Po} \rightarrow \alpha + ^{206}\text{Pb}$  находятся в хорошем соответствии с результатами работ [1—4].

Стабильность в поведении компонент матричного элемента  $M$  в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов позволяет сделать вывод о том, что данную расчетную схему можно будет с успехом использовать и в дальнейшем при рассмотрении аналогичных ядерных процессов.

Отметим, что в длинноволновом приближении ( $e^{i\vec{k}\vec{r}} = 1$ ) с учетом эрмитовости гамильтониана  $\hat{H}_\gamma$  можно использовать другое представление для матричного элемента (17), более удобное для численных расчетов:

$$M = \frac{1}{k_f \varepsilon_\gamma} \int_0^\infty R_L(k_f r) \frac{\partial U(r)}{\partial r} \Phi_i(r) dr. \quad (18)$$

Удобство этого представления состоит в том, что содержащаяся в подынтегральном выражении зависимость  $1/r^2$  позволяет получить хорошую сходимость интегрирования при больших  $r$ .

### 3. Заключение

Основа нового направления в теоретическом описании процесса ВТИ при  $\alpha$ -распаде была заложена в работе [5].

Нынешний этап теоретических исследований внутреннего тормозного излучения при  $\alpha$ -распаде ограничивался только случаями использования модельных потенциалов. Вопрос об изучении ВТИ при кластерном и протонном распадах до сих пор даже не ставился. Однако исследование таких процессов представляет безусловный интерес как для теоретиков, так и для экспериментаторов.

В настоящей работе с единой точки зрения рассмотрены процессы ВТИ, происходящие при  $\alpha$ -, кластерном и протонном распадах на основе использования реалистических ядерных потенциалов. В качестве объектов исследований на первом этапе были взяты по одному ядру для каждого вида распада. Обнаружены сходные черты в этих процессах и отмечены особенности каждого из них. Предложенный в настоящей работе метод расчета вероятностей ВТИ позволил строго определить вклад каждой из областей: внутриядер-

ной, подбарьерной и периферийной в полные вероятности процессов. Принципиальным является выбор для теоретических исследований хорошо проверенных на других задачах ядерной физики оптических и фолдинг-потенциалов.

Сопоставление экспериментальных и расчетных величин для  $\alpha$ -распада дало возможность сделать вывод о хорошем описании представленной теоретической схемой имеющихся в литературе данных.

Предложенный в настоящей работе метод теоретического исследования позволяет не только получить спектры ВТИ для  $\alpha$ -, кластерного и протонного распадов и дать объяснение имеющимся экспериментальным данным для  $\alpha$ -распада, но также сделать предсказания для поиска ВТИ при различных распадах в широкой области ядер. Этот метод обладает большими возможностями обобщения и развития. Он позволяет учесть влияние вкладов любых мультипольностей в спектр ВТИ, провести расчет угловых корреляций вылетающих частиц. Кроме того, этот метод может быть в последующем использован для изучения процессов, возникающих при воздействии потоков  $\gamma$ -квантов или электронных пучков на ядра с целью стимулировать ядерные распады, рассмотренные в данной работе.

Авторы благодарны С. Г. Кадменскому, И. С. Баткину и И. В. Копытину за ценные обсуждения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D'Arrigo A., Giardina G., Eremin N. V. et. al. // Phys. Lett. 1994. V. B 332. P. 25.
2. Kasagi J., Yamazaki H., Kasajima N. et.al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. N 3. P. 371.
3. Kasagi J., Yamazaki H., Kasajima N. et.al. // J. Phys. G. 1997. V. 23. P. 1451.
4. Еремин Н. В., Климов С. В., Смирнов Д. А., Тулинов А. Ф. // Препринт НИИЯФ МГУ. 2000. № 2000-17/621.
5. Баткин И. С., Копытин И. В., Чуракова Т. А. // ЯФ. 1986. Т. 44. С. 1454.
6. Papenbrock T., Bertsch G. F. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. N 19. P. 4141.
7. Diakonov M. I. // Phys. Rev. 1999. V. C60. N 3. P. 037602.
8. Dyakonov M. I., Gornyi I. V. Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 3542.

9. Bertulani C. A., de Paula D. T., Zelevinsky V. G. // Phys. Rev. 1999. V. C60. N 3. P. 031602.
10. Ткаля Е. В. // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. С. 390.
11. Tkalya E. V. // Phys. Rev. 1999. V. C60. N 5. P. 446.
12. Зон Б. А., Копытин И. В., Кургалин С. Д., Чуракова Т. А. // Международная конференция по ядерной физике «Кластеры в ядерной физике». I Собрание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. С.-Пб. 2000. С. 196.
13. Кургалин С. Д., Чувильский Ю. М., Чуракова Т. А. // Там же, с. 465.
14. Giardina G., Eremin N. V., Klimov S. V., Smirnov D. A., Tulinov A. F. // Там же, с. 197.
15. Давыдов А. С. Теория атомного ядра. М.: Физматгиз, 1958.
16. Кадменский С. Г., Фурман В. И. Альфа-распад и родственные ядерные реакции. М.: Энергоатомиздат, 1985.
17. McFadden L., Sachler G. R. // Nucl. Phys. 1966. V. 84. P. 177.
18. Кадменский С. Г., Кургалин С. Д., Фурман В. И., Хлебостроев В. Г. // ЯФ. 1981. Т. 33. С. 573.
19. Гареев Ф. А., Иванова С. П., Калинин Б. Н. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1968. Т. 32. С. 1690.
20. Кадменский С. Г., Кургалин С. Д., Фурман В. И., Чувильский Ю. М. // ЯФ. 1990. Т. 51. С. 50.
21. Замятнин Ю. С., Кадменский С. Г., Кургалин С. Д., Фурман В. И., Чувильский Ю. М. // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 1981.