

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-84-829

Р.Г.Назмитдинов\*, И.Силиштеану

ОБ АЛЬФА-РАСПАДЕ  
БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДЕР

Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

\* Научно-исследовательский институт прикладной физики ТашГУ

1984

Эксперименты с тяжелыми ионами /HI, xp -реакции/ позволяют получать атомные ядра при высоких угловых моментах и больших энергиях возбуждения. Анализ таких экспериментов требует знания распределения энергии и углового момента между различными каналами девозбуждения. Одним из важных каналов девозбуждения, который может предшествовать испусканию  $\gamma$ -квантов различной мультипольности, является эмиссия  $\alpha$ -частиц из быстровращающихся ядер. В работах <sup>1,2/</sup> в квазиклассическом приближении исследовалась вероятность вылета  $\alpha$ -частиц без учета фактора формирования, который обусловлен внутренней структурой ядра. Используя развитый ранее подход для описания  $\alpha$ -распада из невращающегося ядра <sup>3/</sup> и модель принудительного вращения для описания внутренней структуры вращающегося ядра, мы исследуем влияние фактора формирования на испускание  $\alpha$ -частиц при высоких спинах. Влияние сил спаривания на  $\alpha$ -распад достаточно важно <sup>4/</sup>, однако при  $I \geq 30\hbar$  им можно пренебречь. В данной работе мы ограничимся случаем "холодных" быстровращающихся ядер, хотя в условиях эксперимента эмиссия  $\alpha$ -частиц имеет место преимущественно из возбужденных состояний. Однако после испускания нейтронов, которые уносят значительную энергию возбуждения из вращающегося ядра, изовекторных дипольных переходов, разряжающих состояния гигантского дипольного резонанса <sup>5,6/</sup> при высоких спинах, когда ядро находится в состоянии "холодного" вращения, но угловые моменты еще достаточно велики, - возможна конкуренция между эмиссией  $\alpha$ -частиц и испусканием  $\gamma$ -квантов.

Ниже будет показано, что вращение приводит к увеличению вероятности  $\alpha$ -распада из "холодных" ядер при больших значениях углового момента.

## §1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

### 1. Расчет ширины $\alpha$ -распада

Для микроскопического описания  $\alpha$ -распада необходимо определить два набора базисных состояний: состояние  $|\Phi_k\rangle$  материнского ядра /начальное состояние/ и состояние рассеяния  $|\chi_E^c\rangle$  конечной системы. Если начальное состояние определено, состояние рассеяния можно получить из интегрального уравнения /детали см. в <sup>3/</sup> /

$$(E - H) |\chi_E^c\rangle = \sum_k \langle \Phi_k | H | \chi_E^c \rangle |\Phi_k\rangle,$$

/1/

где  $H$  - гамильтониан всей системы,  $E$  - полная энергия, которая находится в континууме. Уравнение /1/ вместе с условием ортогональности

$$\langle \Phi_k | \chi_E^c \rangle = 0 \quad /2/$$

определяет  $\alpha$ -распадную ширину состояния  $k$

$$\Gamma_k = 2\pi \sum_c |\langle \Phi_k | H | \chi_E^c \rangle|^2 \quad /3/$$

Общее решение уравнения /1/ можно записать в виде

$$|\chi_E^c \rangle = |\chi_{E,0}^c \rangle - \sum_k \langle \Phi_k | H | \chi_E^c \rangle |\chi_{E,k}^c \rangle, \quad /4/$$

где  $|\chi_{E,0}^c \rangle$  и  $|\chi_{E,k}^c \rangle$  являются решениями соответственно однородного и неоднородного уравнений

$$(E - H) |\chi_{E,0}^c \rangle = 0, \quad (E - H) |\chi_{E,k}^c \rangle = |\Phi_k \rangle. \quad /5/$$

Используя уравнения /5/, условие ортогональности /2/ и соотношение /4/, в случае одного резонансного состояния для ширины  $\alpha$ -распада /3/ имеем

$$\Gamma_k = 2\pi \sum_c \left| \frac{\langle \Phi_k | \chi_{E,0}^c \rangle}{\langle \Phi_k | \chi_{E,k}^c \rangle} \right|^2 = \sum_c \Gamma_{ck}. \quad /6/$$

Парциальная ширина  $\Gamma_{ck}$ , вообще говоря, является функцией многих переменных. Однако выбором соответствующего модельного гамильтониана для конечного состояния расчет  $\Gamma_{ck}$  можно свести к расчету функции, имеющей только радиальную зависимость.

Предположим, что гамильтониан системы есть сумма гамильтонианов отдельных фрагментов  $H_\alpha$  и  $H_D$  и членов, описывающих относительное движение.

$$H = H_\alpha + H_D + V_{\alpha D} + T_{\alpha D}, \quad /7/$$

где  $T_{\alpha D}$  и  $V_{\alpha D}$  - соответственно кинетическая и потенциальная энергия конечного состояния. Аппроксимируя  $V_{\alpha D}$  ядерным потенциалом, зависящим от относительного расстояния между центрами масс фрагментов  $r$  и полярного угла  $\theta$ , характеризующего положение  $\alpha$ -частицы относительно оси симметрии дочернего ядра, получим

$$V_{\alpha D}(r, \theta) = \sum_\lambda V_\lambda(r) P_\lambda(\cos\theta). \quad /8/$$

Здесь

$$V_\lambda(r) = \int r'^2 v_\lambda(r, r') \rho_\lambda(r') dr' \quad /9/$$

$$v_\lambda(r, r') = \int_{-1}^1 V_{\alpha\Phi\Phi}(|\vec{r} - \vec{r}'|) P_\lambda(\cos\theta) d\cos\theta, \quad /10/$$

где  $V_{\alpha\Phi\Phi}(|\vec{r} - \vec{r}'|)$  - эффективное взаимодействие  $\alpha$ -частицы с нуклонами дочернего ядра, а  $\rho_\lambda(r')$  - плотность нуклонов дочернего ядра /7/. Решение уравнений /5/ с гамильтонианом /7/ будем искать в виде

$$|\chi_{E,0}^c \rangle \equiv r^{-1} \Phi_c^0(c) |c\rangle \quad |\chi_{E,k}^c \rangle \equiv r^{-1} \Phi_c^k(r) |c\rangle. \quad /11/$$

Волновая функция канала определяется собственными функциями фрагментов  $\Phi_\alpha$  и  $\Phi_D$ , а также функцией  $Y_{LM}$  относительного движения

$$|c\rangle = [\Phi_\alpha(\xi) \Phi_D(\eta) Y_{LM}(\theta, \phi)]. \quad /12/$$

Умножая слева уравнения /5/ на волновую функцию канала /12/ и интегрируя по всем внутренним координатам фрагментов  $\xi$  и  $\eta$ , угловым координатам  $\theta$  и  $\phi$ , получим

$$[T_{\alpha D}(r) + V_{cc}(r) - \epsilon_c + \sum_{c' \neq c} V_{cc'}(r)] \begin{Bmatrix} \Phi_c^0(r) \\ \Phi_c^k(r) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix}. \quad /13/$$

Здесь  $V_{cc'}$  - матричный элемент взаимодействия  $\alpha$ -частицы и дочернего ядра

$$\langle c | V_{\alpha D} | c' \rangle = (-1)^{I+R} (2\lambda+1) [(2L+1)(2R+1)]^{1/2} \times \\ \times C_{000}^{L\lambda L'} C_{K0K'}^{R\lambda R'} \begin{Bmatrix} L & R & I \\ R' & L' & \lambda \end{Bmatrix} V_\lambda(r), \quad /14/$$

где  $I$  и  $R$  - угловые моменты материнского и дочернего ядер соответственно,  $\epsilon_c$  - энергия, уносимая  $\alpha$ -частицей в канале  $c$

$$\epsilon_c = E_I - E_\alpha - E_R, \quad /15/$$

а  $O_c^k(r) \equiv O_{IL}(r)$  - интеграл перекрытия или амплитуда фактора формирования  $\alpha$ -частицы в ядре

$$O_c^k(r) \equiv r \langle \Phi_k | c \rangle. \quad /16/$$

Чтобы вычислить интеграл /16/, необходимо трансформировать функцию  $|\Phi_k \rangle$  материнского ядра, которая зависит от индивидуальных координат нуклонов  $r_i$ , к координатам относительного движения и центра масс фрагментов. Процедура вычисления интеграла перекрытия приведена в /8/. Аналогичный подход применительно к потенциалу Вудса-Саксона рассмотрен в /9/.

Численно решив дифференциальные уравнения /13/, для парциальной ширины  $\alpha$ -распада имеем

$$\Gamma_{\text{ck}} = 2\pi \frac{|\langle O_c^k(r) | \Phi_c^0(r) \rangle|}{|\langle O_c^k(r) | \Phi_c^k(r) \rangle|}^2, \quad /17/$$

где символ  $\langle | \rangle$  означает интегрирование по радиальной переменной — расстоянию между фрагментами. Соответствующее время жизни определяется стандартным образом

$$(T_{1/2}) = \hbar \ln 2 / \Gamma_{\text{ck}}. \quad /18/$$

Заметим, что если при определении  $\alpha$ -распадной ширины в уравнениях /13/ опустить связь каналов, то получится выражение для парциальной ширины, как и в /3/. Отметим также, что при расчете выражения /17/ не учтен вклад континуума. Кроме того, при выводе всех предыдущих соотношений не учтена антисимметризация волновой функции канала. Учет последнего обстоятельства приводит к условию

$$\langle O_c^k(r) | \Phi_c(r) \rangle = 0, \quad /19/$$

определяющему состояния, запрещенные принципом Паули /см. Приложение/. Учет всех эффектов, обусловленных принципом Паули, приводит к перенормировке волновых функций относительного движения, интеграла перекрытия /10-12/ и взаимодействия  $\alpha$ -частицы с дочерним ядром /7/.

## 2. О ВЫЧИСЛЕНИИ АМПЛИТУДЫ ФАКТОРА ФОРМИРОВАНИЯ $\alpha$ -ЧАСТИЦЫ /АФФА/ И ЭНЕРГИИ $\alpha$ -РАСПАДА

В оболочечной модели АФФА для основного /13-16/ и низкоспиновых состояний /17,18/ определяется матричным элементом /см., например, /19/

$$O_{LM}(r) = \langle \alpha_1 I_1 M_1 | A_\alpha^+(r, L, M) | \alpha_2 I_2 M_2 \rangle. \quad /20/$$

Здесь  $|\alpha_1 I_1 M_1\rangle$ ,  $|\alpha_2 I_2 M_2\rangle$  — состояния материнского и дочернего ядер соответственно,  $r$  — координата центра масс  $\alpha$ -частицы;  $A_\alpha^+$  — оператор рождения  $\alpha$ -частицы

$$A_\alpha^+(r, L, M) = \frac{1}{4} \sum_{\Omega_1} \langle \Omega_1 \Omega_2 \Omega_3 \Omega_4 | \alpha r L M \xi s \rangle a_{\Omega_4}^+ a_{\Omega_3}^+ a_{\Omega_2}^+ a_{\Omega_1}^+, \quad /21/$$

который определяется операторами рождения  $a_{\Omega_1}^+$  нуклона в одночастичном оболочечном состоянии, и интегралом перекрытия в точке

$r$  между внутренними волновыми функциями  $\alpha$ -частицы и произведением волновых функций четырех нуклонов, антисимметризованных по координатам двух протонов и двух нейтронов /8,9/. Совершая трансформацию во внутреннюю систему координат, для выражения /20/ получим при  $I \gg 1$

$$O_{LM}(r) = C_{I_2 I_1}^{I_1 I_1} \sum_{LMK} C_{I_2 0 L K}^{I_1 K} \sqrt{\frac{2I_2 + 1}{2I_1 + 1}} \times \langle \chi(I_1) | A_\alpha^+(r, L, K) | \chi(I_2) \rangle, \quad /22/$$

где  $|\chi(I)\rangle$  — внутренние волновые функции соответствующих ядер.

Для описания  $\alpha$ -распада быстровращающегося ядра мы аппроксимируем волновые функции  $|\chi(I)\rangle$  волновыми функциями модели принудительного вращения  $|\omega(I)\rangle$  /20,21/.

$$(H - \omega J_x) |\omega(I)\rangle = E |\omega(I)\rangle, \quad /23/$$

которые построены из одночастичных волновых функций

$$|\Omega_1\rangle = \sum_{n l j} A_{n l j}^{\Omega_1}(\omega, \epsilon, \gamma) |n l j \Omega_1\rangle. \quad /24/$$

Коэффициенты  $A_{n l j}^{\Omega_1}$  зависят от соответствующего выбора параметров деформации, минимизирующих функцию Раусса ядра  $\bar{R} = \langle H - \omega J_x \rangle$  при заданной частоте вращения  $\omega$ , а  $\Omega_1$  — проекция углового момента состояния на ось симметрии ядра.

Отметим, что, выбрав представление  $\{n l \Lambda \Sigma\}$  для функций  $|\Omega_1\rangle$  при нулевой частоте вращения, мы получим результат Манга для АФФА /13/.

Энергия /15/, уносимая  $\alpha$ -частицей из вращающегося ядра, определяется разницей энергий материнского и дочернего ядер, рассчитанных в соответствующих равновесных конфигурациях, и энергией связи  $\alpha$ -частицы  $E_\alpha^{\text{св}}$

$$E_\alpha(I, L) = E_I^M(\epsilon, \gamma) - E_I^D(\epsilon', \gamma') - E_\alpha^{\text{св}}, \quad /25/$$

где

$$E_I(\epsilon, \gamma) = I^2 / 2J(\epsilon, \gamma) + E_{LDM}(\epsilon, \gamma) + E_{\text{обол}}(\epsilon, \gamma). \quad /26/$$

Здесь  $E_{LDM}$  — сумма кулоновской, поверхностной энергий модели жидкой капли,  $J$  — момент инерции жидкой капли; оболочечная поправка  $E_{\text{обол}}$  определяется по методу Струтинского на основе вращающегося потенциала Нильсона /20,21/. В предположении одинаковой деформации для обоих ядер, вычисляя производную энергии  $\alpha$ -эмиссии по отношению к начальному спину  $I$ , получим

$$\frac{\partial E_a}{\partial I} = \frac{L}{J_D} + \left(\frac{1}{J_M} - \frac{1}{J_D}\right) I + \frac{\partial}{\partial I} (E_{LDM}^M - E_{LDM}^D) + \frac{\partial}{\partial I} (E_{обол}^M - E_{обол}^D). \quad /27/$$

В расчетах мы предполагаем, что спин дочернего ядра определяется  $I_D = I_M - L$ . Из /27/, в первом приближении, следует  $\partial E_a / \partial I = L$ , т.е. энергия, уносимая  $\alpha$ -частицей, растет с ростом спина начального состояния и уносимого ею орбитального момента. Однако, по-видимому, рост проницаемости  $\alpha$ -частиц с большими орбитальными моментами при высоких спинах будет подавляться соответствующим увеличением центробежного барьера.

## §2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ОБСУЖДЕНИЕ

В качестве иллюстрации рассмотренного в §1 формализма мы исследовали реакцию  $^{122}\text{Xe} + ^{118}\text{Te} + \alpha$  при различных значениях углового момента как материнского, так и дочернего ядер. На рис.1 представлен годограф - график эволюции параметров формы ядра  $^{122}\text{Xe}$ . Как при небольших, так и при высоких значениях спина наиболее выгодной оказывается аксиально-сплюснутая форма с вращением вокруг оси симметрии. Увеличение угловой частоты вращения приводит лишь к увеличению аксиально-сплюснутой деформации. Вращение в данном случае носит неколлективный характер, а увеличение углового момента ядра происходит за счет выстраивания угловых моментов отдельных нуклонов вдоль оси симметрии.

При расчете фактора формирования необходимо также следить за эволюцией формы дочернего ядра. Учет разных параметров формы материнского и дочернего ядер обуславливает необходимость рассмотрения разных конфигурационных пространств, что приводит к значительным вычислительным трудностям. Поэтому, в качестве первого приближения, предполагаем, что форма дочернего ядра определяется теми же параметрами деформации, что и для материнского ядра.

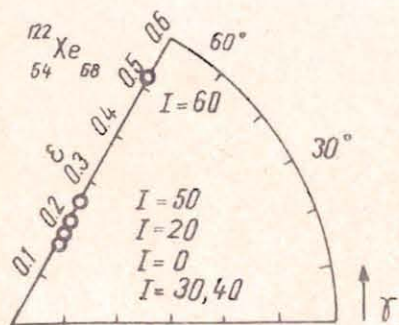


Рис.1. Годограф энергии ядра  $^{122}\text{Xe}$ . Точки на годографе соответствуют минимуму энергии при заданном значении углового момента, величины которых указаны.

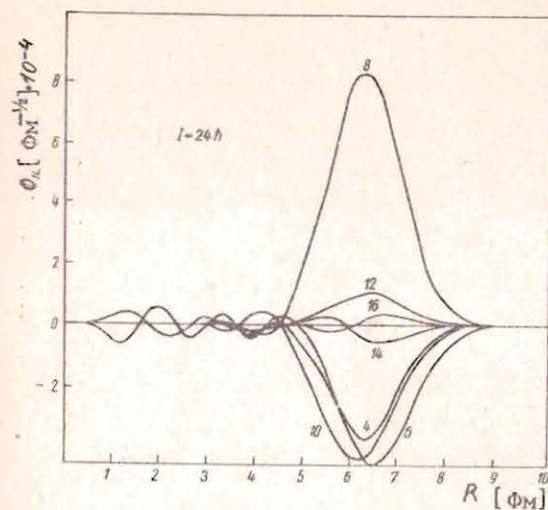


Рис.2. Интеграл перекрытия как функция расстояния между центрами масс фрагментов для различных значений орбитального момента  $L = 4-16\hbar$ . Рассмотрена реакция  $^{122}\text{Xe}(I=24\hbar) \rightarrow ^{118}\text{Te} + \alpha(L)$

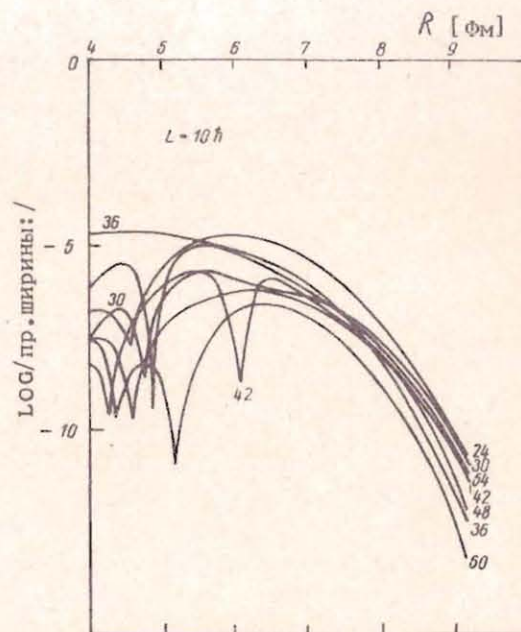


Рис.3. Вероятность фактора формирования или приведенная ширина как функция расстояния между центрами масс фрагментов для различных значений спина ядра  $^{122}\text{Xe} / I = 24-60\hbar$  и орбитального момента  $\alpha$ -частицы  $L = 10\hbar$ .

На рис.2 приведен результат расчета АФФА для различных значений  $L$ , уносимых  $\alpha$ -частицей, при спине материнского ядра  $I = 24\hbar$ . Максимум АФФА независимо от углового момента формируется вблизи поверхности ядра, что отражается в аналогичном поведении для максимума вероятности фактора формирования /см. рис.3/ независимо от величины  $L$ . На рис.4 приведены результаты расчета времени жизни /ф./18//  $\alpha$ -частицы в зависимости от орбитального

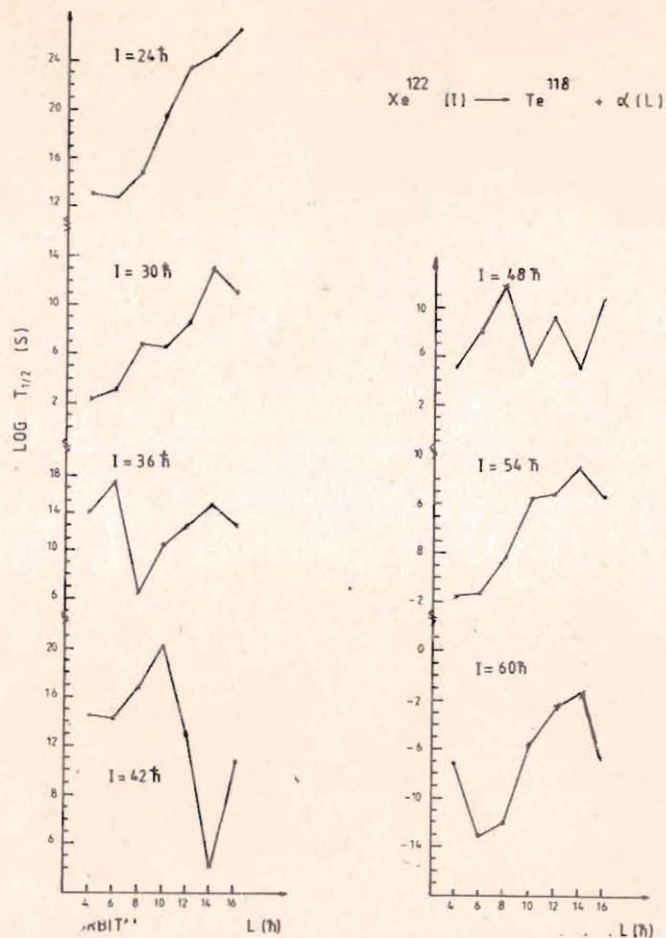


Рис.4. Зависимость времени жизни  $\alpha$ -частицы от уносимого ею орбитального момента при разных значениях спина ядра  $^{122}\text{Xe}$ .

момента, уносимого последней, при разных значениях спина. В области угловых моментов  $I \leq 36\hbar$  минимум времени жизни  $\alpha$ -частицы соответствует орбитальному моменту  $L \sim 6\hbar$ . Следовательно, в этой реакции в случае, когда внутренняя симметрия поля как материнского, так и дочернего ядра, не меняется, наиболее благоприятным является испускание  $\alpha$ -частицы, уносящей из материнского ядра  $\Delta I = 6\hbar$ . С ростом углового момента время жизни  $\alpha$ -частицы заметно уменьшается. На рис.5 эта тенденция достаточно хорошо прослеживается для наиболее вероятных значений  $L$ , которые может унести  $\alpha$ -частица. Таким образом, с ростом углового момента "холодное" ядро на примере рассмотренной реакции может превратиться в  $\alpha$ -

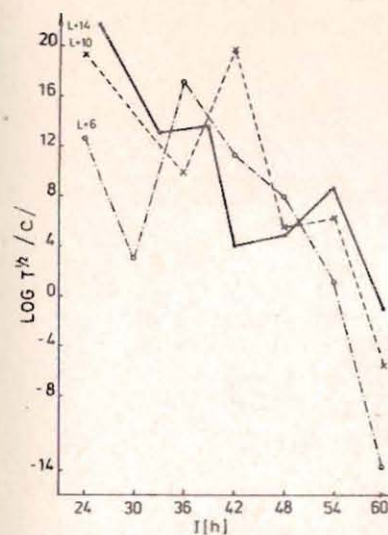
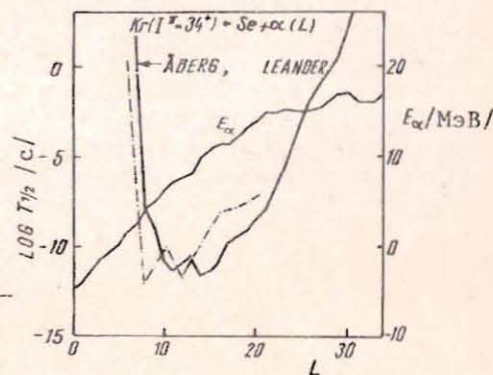


Рис.5. Зависимость времени жизни  $\alpha$ -частицы для наиболее вероятных значений орбитального момента при разных значениях спина ядра  $^{122}\text{Xe}$ .

Рис.6. Сравнение времени жизни  $\alpha$ -частицы без учета /-/ /12/ и с учетом /- - / фактора формирования. Время жизни  $\alpha$ -частицы указано на левой вертикальной шкале, значение энергии  $E_{\alpha}$ , уносимой  $\alpha$ -частицей - на правой.



эмиттер. Наконец, оценим непосредственный вклад микроскопического фактора формирования в оценку времени жизни  $\alpha$ -частицы. На рис.6 приведены результаты расчета времени жизни  $\alpha$ -частицы для реакции  $\text{Kr} \rightarrow \text{Se} + \alpha$  в зависимости от уносимого ею орбитального углового момента. Для сравнения взяты те же параметры, что и в работе /1/. При расчете фактора формирования в ур. /13/ связь каналов также не учитывалась. Учет фактора формирования приводит к сдвигу минимума времени жизни  $\alpha$ -частицы по направлению к меньшим  $L$ . Наиболее благоприятным является эмиссия  $\alpha$ -частиц с  $L \sim 8\hbar$  в отличие от предсказаний, сделанных в работе /1/ ( $L \sim 14\hbar$ ) без учета фактора формирования. Это обусловлено тем, что для малых  $L$  вероятность фактора формирования больше, чем для больших орбитальных моментов.

Простые оценки вероятности девозбуждения ядра посредством наиболее коллективных /квадрупольных/  $\gamma$ -квантов /см. ф. /3.146/ в /22/ / показывают, что уже при  $I^{\pi} = 34^{+}$  в приведенной реакции /рис.6/ эмиссия  $\alpha$ -частиц из состояний ираст-линии является выгодным каналом. Средняя энергия  $E2$ -перехода в этой области спинов  $\Delta E_{\gamma E2} \approx 1$  МэВ. Предполагая, что вероятность  $E2$ -переходов

такого же порядка, что и в деформированных ядрах редкоземельной области /  $\sim 10^2$  ед. Вайскопфа/, получим  $T_{1/2}(\gamma E2) \sim 10^{-11}$ , тогда как минимальное значение для  $\alpha$ -частиц  $T_{1/2}(\alpha) \sim 10^{-12}$ .

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе не R-матричная теория  $\alpha$ -распада /8/ обобщена на случай вращающихся ядер. В отличие от /13, 14/, показано, что учет вращения приводит к усилению вклада в вероятность фактора формирования  $\alpha$ -частицы компонент с большими  $L \geq 0$ . Рост аксиальной сплюснутой деформации при увеличении угловой частоты вращения уменьшает время жизни  $\alpha$ -частиц. Следовательно, "холодное" ядро в режиме неколлективного вращения при высоких спинах может быть  $\alpha$ -эмиттером. Фактор формирования является важным элементом для правильного описания времени жизни  $\alpha$ -частицы в быстровращающихся ядрах.

Авторы выражают благодарность проф. И.Н.Михайлову за постоянный интерес и поддержку в работе. Мы также признательны профессорам А.Сэндулеску и В.В.Волкову за полезные дискуссии по ряду вопросов, затронутых в работе.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

Проблема антисимметризации волновой функции канала в случае  $\alpha$ -распада рассмотрена в /14, 15/, в которых было показано, что требование полной антисимметризации естественным образом приводит к исключению состояний, запрещенных принципом Паули. С другой стороны, в подходе, предложенном Сайто /23, 24/, конечные состояния определяются из условия их ортогональности к  $|\Phi_c^3(r)\rangle$  состояниям, запрещенным принципом Паули,

$$\langle \Phi_c^3(r) | \Phi_c(r) \rangle = 0. \quad /П.1/$$

Покажем, что это условие содержится в более общем условии ортогональности для начального и конечного состояний /2/. Перепишем /2/ с использованием проекционного оператора  $P = |r\rangle\langle r|$ , проектирующего начальную волновую функцию на волновую функцию канала, и оператора антисимметризации  $A$ :

$$\langle \Phi_k | r^L \Phi_\alpha \Phi_D Y_{LM}(\hat{r}') \rangle \langle Y_{LM}(\hat{r}') \Phi_D \Phi_\alpha r^L | A \{ r^{-1} \Phi_c(r) \Phi_\alpha \Phi_D Y_{LM}(\hat{r}) \} \rangle = 0, /П.2/$$

Введем оператор  $K(r, r')$

$$K(r, r') = \sum_{\eta} (-1)^{\eta} C_{\eta} \langle r \Phi_\alpha \Phi_D Y_{LM}(\hat{r}) | r'^{-1} \Phi_\alpha \Phi_D Y_{LM}(\hat{r}') \rangle, \quad /П.3/$$

где  $C_{\eta}$  - число перестановок типа  $\eta$ , нормированных условием  $C_{\eta} = 1$  ( $\eta = 0$ ). С учетом /П.3/

$$\langle Y_{LM}(\hat{r}') \Phi_D \Phi_\alpha r^L | A \{ r^{-1} \Phi_c(r) \Phi_\alpha \Phi_D Y_{LM}(\hat{r}) \} \rangle = [1 - \int dr' K(r', r)] \Phi_c(r). \quad /П.4/$$

Из /П.4/ следует, что если  $\Phi_c$  - собственная функция оператора  $K$  с собственным значением  $\lambda = 1$ , то

$$A \{ r^{-1} \Phi_c(r) \Phi_\alpha \Phi_D Y_{LM}(r) \} = 0, \quad /П.5/$$

т.е. такое состояние должно быть исключено из рассмотрения, а значит, и запрещено принципом Паули. Используя определение интеграла перекрытия /16/, а также определение /П.3/ и /П.4/, и интегрируя в /П.2/ по всем внутренним координатам фрагментов, а также угловым переменным относительного движения, получим

$$\langle O_c^k(r') | [1 - \int K(r', r) dr] \Phi_c(r) \rangle = 0, \quad /П.6/$$

где

$$\{ 1 - \int K(r', r) dr \} \Phi_c(r) \neq 0 \quad /П.7/$$

нормированная волновая функция относительного движения. Окончательно из /П.6/ получаем условие

$$\langle O_c^k(r) | \Phi_c(r) \rangle = 0, \quad /П.8/$$

которое совпадает с условием Сайто /П.1/, если интеграл перекрытия  $O_c^k(r)$  - состояние, запрещенное принципом Паули.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Aberg S., Leander G. Nucl.Phys., 1979, A232, p. 365.
2. Ploszajczak M., Faber M. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p. 498.
3. Sandulescu A., Silisteanu I., Wunsch R. Nucl.Phys., 1978, A305, p. 205.
4. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
5. Михайлов И.Н., Назмитдинов Р.Г., Федоткин С.Н. ЯФ, 1983, т. 38, с. 24.
6. Ring P. et al. Nucl.Phys., 1984, A419, p. 261.
7. Satchler G.R., Love W.G. Phys.Rep., 1979, C55, p.3; Bulgac A., Cirstoiu F., Dumitrescu O. Rev.Roum.Phys., 1981, 27, p. 331.
8. Sandulescu A., Silisteanu I. Nucl.Phys., 1976, A272, p. 148.
9. Furman V.I. et al. Nucl.Phys., 1975, A239, p. 114.
10. Arima A. Yoshida S. Nucl.Phys., 1974, A219, p. 475.
11. Fliessbach T., Mang H.J. Nucl.Phys., 1976, A263, p. 75.
12. Tonozuka I., Arima A. Nucl.Phys., 1979, A323, p. 45.

13. Mang H.J. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1964, 14, p.1.
14. Mang H.J., Rasmussen J.O. Mat.Fys.Dan.Vid.Selsk., 1962, vol.2, No 3.
15. Harada K., Rausher E. Phys.Rev., 1968, 169, p. 818.
16. Furman V.I. et al. Nucl.Phys., 1974, A226, p. 131.
17. Glendenning N.K., Harada K. Nucl.Phys., 1965, 72, p. 461.
18. Furman V.I., Holan S., Stratan G. JINR, 1978, E4-11287, Dubna.
19. Думитреску О. ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып.2, с. 377.
20. Andersson G. et al. Nucl.Phys., 1976, A268, p. 205.
21. Ignatyuk A.V. et al. Nucl.Phys., 1980, A346, p. 191.
22. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра."Мир", М., 1971.
23. Saito S. Progr.Theor.Phys., 1968, 40, p. 893; 1969, 41, p. 705.
24. Saito S. et al. Progr.Theor.Phys., 1973, 50, p. 1501.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 декабря 1984 года.

Назмитдинов Р.Г., Силиштеану И,  
Об альфа-распаде быстровращающихся ядер

P4-84-829

В рамках теории ядерных реакций /теории Фешбаха/ проведен расчет фактора формирования и времени жизни альфа-частицы в быстровращающихся ядрах. Показано на примере ядра  $^{122}\text{Xe}$ , что с ростом углового момента ядро с аксиально-сплюснутой деформацией может стать эмиттером  $\alpha$ -частиц. Результаты расчета времени жизни  $\alpha$ -частицы указывают на необходимость учета фактора формирования при вращении.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Nazmitdinov R.G., Silisteanu I.  
Alpha Decay of the Fast Rotating Nuclei

P4-84-829

In the framework of the theory of nuclear reactions (Feshbach theory) the formation factor and half-lives of the  $\alpha$ -particle are calculated in the fast rotating nuclei. In the case of  $^{122}\text{Xe}$  it is shown that with increasing angular momentum the nucleus with oblate deformation may be an emitter of  $\alpha$ -particles. The results of calculations of half-lives of the  $\alpha$ -particle show the important role of the formation factor in the case of rotation.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984