СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

P4 - 6960

С.Г.Кадменский, Г.Стратан, В.И.Фурман, С.Холан

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ АЛЬФА-ЧАСТИЦЫ НА АБСОЛЮТНЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ АЛЬФА-РАСПАДА СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 6960

С.Г.Кадменский, Г.Стратан, В.И.Фурман, С.Холан

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ АЛЬФА-ЧАСТИЦЫ НА АБСОЛЮТНЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ АЛЬФА-РАСПАДА СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

S u m m a r y

It is shown that taking into account of the finite size of α -particle leads to decrease of the α -decay absolute probabilities by two-three orders of magnitude and also to the dependence of the relative α-widths on the orbital momenta of nucleons forming an α -particle. The effect of the α -particle polarizability (which role increases with the L growth) is studied.

In the framework of the superfluid model the absolute probabilities are calculated for the favored α -transitions of more than 200 nuclei.

The theoretical α -widths turn out to be smaller than the experimental ones by a factor of 10 which is approximately constant for all the nuclei studied.

1. В последнее время достигнут определенный прогресс в теоретическом описании абсолютных вероятностей α-распада /1,2/. Теоретические α-ширины сферических ядер, рассчитанные с учетом сверхтекучести в приближении точечности α-частицы /когда оболочечные волновые функции четырех нуклонов, формирующих α-частицу, имеют совпадающие аргументы/, оказываются систематически больше экспериментальных /3/.

Расмуссен в рамках традиционной R-матричной теории α-распада изучил влияние конечных размеров /"неточечности"/ α-частицы на относительные вероятности α-распада /4/. Из работы /4/ следует, что эффект неточечности является важным, он зависит от оболочечной конфигурации распадного состояния и орбитального момента вылетающей α-частицы. Однако неточечность α-частицы может существенно сказываться и на абсолютных вероятностях α-распада. В настоящей работе изучены поправки к абсолютным теоретическим α-ширинам, рассчитанным в точечном приближении /3/, которые связаны с учетом конечных размеров α-частицы. При этом кроме эффектов, связанных с особенностями перекрывания нуклонных оболочечных функций с волновой функцией α-частицы, изучено влияние зависимости потенциала взаимодействия α-частицы с конечным ядром от ее внутренних переменных /"поляризуемость" α-частицы/.

2. Рассмотрим, пользуясь методом работы /1/, общее выражение для ширины α-распада сферического ядра в оболочечной модели без смешивания конфигураций.

Парциальная ширина для вылета α-частицы с моментом L имеет вид:

$$\Gamma_{\alpha}^{L} = 2\pi \,|< \mathcal{G} \,|\, \Phi_f^L V_{\alpha A} \,|\, |\Phi_i >|^2. \qquad /1/$$

$\Phi_i^{J_i M_i}(\vec{r}_1,...,\vec{r}_A)$ - оболочечная волновая функция материнского ядра, антисимметризованная по всем нуклонам. Потенциал взаимодействия α-частицы с дочерним ядром в первом приближении представим как

$$V_{\alpha A}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) = \sum_{i=1}^{4} V_i(|\vec{r}_i|) = \sum_i V_{0i} f(r_i), \qquad /2/$$

где $V_i(\vec{r}_i)$ - реальные части оптических потенциалов нуклонов.

Функция выходного канала Φ_f^L нормироваиа на δ-функцию по энергии:

$$\Phi_f^L = \sum_{M_f, M} C^{J_f L J_i}_{M_f M M_i} \chi_\alpha(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) S_\alpha(1,2,3,4) \times$$
$$\times \Psi^{J_f M_f}(\vec{r}_5, \ldots, \vec{r}_A) \mathcal{F}_L(R) Y_{LM}(\vec{R}). \qquad /3/$$

Здесь $\Psi^{J_f M_f}(\vec{r}_5, \ldots, \vec{r}_A)$ - волновая функция дочернего ядра. Оператор $\mathcal{A}$ указывает на антисимметризацию по всем A нуклонам.

Пространственная часть внутренней волновой функции α-частицы χ_α берется в симметричном виде:

$$\chi_\alpha(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) = \chi_\alpha(\vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2, \vec{\xi}_3) = \left(\frac{\beta^{3/2}}{2\pi}\right)^{3/2} e^{-\frac{\beta}{2}\sum_i \xi_i^2}, \qquad /4/$$

а антисимметричная спиновая часть S_α равна:

$$S_\alpha(1,2,3,4) = \Psi_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}(00)}(1;2)\, \Psi_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}(00)}(3,4) \qquad /4'/$$

$$(\beta = 0{,}434 \ \text{ф}^{-2}).$$

Индексы 1 и 2 относятся к протонам, а 3 и 4 - к нейтронам. Используются координаты

$$\vec{\xi}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \qquad \vec{\xi}_3 = \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 - \vec{r}_3 - \vec{r}_4),$$
$$\vec{\xi}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{r}_3 - \vec{r}_4), \qquad \vec{R} = \frac{1}{4}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \vec{r}_3 + \vec{r}_4). \qquad /5/$$

Функция относительного движения $\mathcal{F}_L(R) = \frac{F_L(R)}{R}\frac{1}{h}\sqrt{\frac{2m}{k\pi}}$, где

$F_L(R)$- регулярная кулоновская волновая функция.

Зависимость α-ширины /1/ от оболочечной структуры исходного состояния рассмотрим в терминах интеграла перекрытия $\Theta_L(R)$, который введем следующим соотношением:

$$\langle \Phi_f^L | V_{\alpha A} | \Phi_i \rangle = \int \Theta_L(R) \mathcal{F}_L(R) R^2 dR. \qquad /6/$$

После интегрирования по переменным $\vec{r}_5, \ldots, \vec{r}_A$ и суммирования по спиновым переменным дочернего ядра получим

$$\Theta_L(R) = \sum_{j_{12} j_{34}} \hat{j}_{p_i} \hat{j}_{n_i} \hat{J}_f \hat{L} \begin{Bmatrix} j_{p_f} & j_{n_f} & J_f \\ j_{12} & j_{34} & L \\ j_{p_i} & j_{n_i} & J_i \end{Bmatrix} \langle p_f\, j_1 j_2 || p_i \rangle \langle n_f\, j_3 j_4 || n_i \rangle G^L_{j_{12} j_{34}}(R), \qquad /7/$$

$$G^L_{j_{12} j_{34}}(R) = \int \mathcal{A}\{\chi_\alpha(\xi_1 \xi_2 \xi_3) S_\alpha(1234) V_{\alpha A}(R, \vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2, \vec{\xi}_3)\} Y_{LM}(\Omega_R) \times \sqrt{8} \times \qquad /8/$$
$$\times \phi^{LM}_{j_{12} j_{34}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4)\, d\vec{\xi}_1\, d\vec{\xi}_2\, d\vec{\xi}_3\, d\Omega_R.$$

Здесь $\hat{j} = \sqrt{2j+1}$, $\langle p_f\, j_1 j_2 || p_i \rangle$, $\langle n_f\, j_3 j_4 || n_i \rangle$-

- генеалогические коэффициенты отделения пары протонов с моментом j_{12} из состояний $n_1 \ell_1 j_1, n_2 \ell_2 j_2$ и пары нейтронов из состояний $n_3 \ell_3 j_3, n_4 \ell_4 j_4$ с j_{34} [5].

Произведенне оболочечных функций четырех отделяемых нуклонов запнсано в виде

$$\phi^{LM}_{j_{12} j_{34}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) = [\mathcal{A}[\psi_{n_1 \ell_1 j_1}(\vec{r}_1) \psi_{n_2 \ell_2 j_2}(\vec{r}_2)]_{j_{12}} \times \qquad /9/$$
$$\times \mathcal{A}[\psi_{n_3 \ell_3 j_3}(\vec{r}_3) \psi_{n_4 \ell_4 j_4}(\vec{r}_4)]_{j_{34}}]_{LM}.$$

Вычнсленне многомерного интеграла /8/ значительио облегчается, если в потенциале $V_{\alpha A}$ и в функции $\phi^{LM}_{j_{12} j_{34}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4)$ отделнть координату центра тяжести α-частицы $\vec{R}$ от относительных переменных $\vec{\xi}$.

Разложим $V_{\alpha A}$ согласно [6] в ряд по степеням отношения размера α-частнцы к размеру ядра и, перегруппировывая члены, запишем:

$$V_{\alpha A}(\vec{R}, \vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2, \vec{\xi}_3) = V_0(R, \xi_1, \xi_2, \xi_3) + \sum_{i=1}^{3} \sum_{\ell=1}^{\infty} V_{i\ell}(R, \xi_1, \xi_2, \xi_3) P_\ell(\hat{R}, \hat{\xi}_i). \qquad /10/$$

Как показано в [6], для тяжелых ядер достаточно ограничиться членами второго порядка, таким образом:

$$V_0(R,\xi_1,\xi_2,\xi_3)=2(V_{on}+V_{op})[f(R)+\frac{\partial f}{\partial R}\frac{\xi_3^2}{12R}+\frac{\partial^2 f}{\partial R^2}\frac{\xi_3^2}{24}]+$$

$$+2V_{on}[\frac{\partial f}{\partial R}\frac{\xi_1^2}{6R}+\frac{\partial^2 f}{\partial R^2}\frac{\xi_1^2}{12}]+2V_{op}[\frac{\partial f}{\partial R}\frac{\xi_2^2}{6R}+\frac{\partial^2 f}{\partial R^2}\frac{\xi_2^2}{12}], \qquad /11/$$

$$V_{i1}(R,\xi_3)=2(V_{on}-V_{op})\frac{\partial f}{\partial R}\frac{\xi_3}{2}\delta_{i3}, \qquad /12/$$

$$V_{12}(R,\xi_1)=2V_{on}[-\frac{\partial f}{\partial R}\frac{\xi_1^2}{6R}+\frac{\partial^2 f}{\partial R^2}\frac{\xi_1^2}{6}],$$

$$V_{22}(R,\xi_2)=2V_{op}[-\frac{\partial f}{\partial R}\frac{\xi_2^2}{6R}+\frac{\partial^2 f}{\partial R}\frac{\xi_2^2}{6}], \qquad /13/$$

$$V_{32}(R,\xi_3)=2(V_{on}+V_{op})[-\frac{\partial f}{\partial R}\frac{\xi_3^2}{12R}+\frac{\partial^2 f}{\partial R^2}\frac{\xi_3^2}{12}].$$

Для оболочечных функций $\psi_{n\ell j}(\vec{r})$ нуклонов, движущихся в потенциале Вудса-Саксона, трудно выделить движение центра масс α-частицы. Поэтому мы вводим "гибридную" модель, в которой $V_{\alpha A}$ является суммой потенциалов типа Вудса-Саксона /2/,

$/ V_{op}$ = -6О Мэв, V_{on} = -5О Мэв, $r_{op}=r_{on}$ = 1,25 ф,

$a_p = a_n$ = О,65 ф/,

а в качестве функций $\psi_{n\ell j}(\vec{r})$ применяются оболочечные функции в потенциале гармонического осциллятора. Параметры его подобраны так, чтобы величины среднеквадратичных радиусов, рассчитанные с осцилляторными функциями, совпадали с соответствующими значениями, полученными при использовании оболочечных функций потенциала Вудса-Саксона [7].

Используем преобразование Тальми-Мошинского [8] для разделения переменных в функции $\phi^{LM}_{j_{12}j_{34}}(\vec{r}_1,\vec{r}_2,\vec{r}_3,\vec{r}_4)$. После суммирования по спиновым переменным и перехода от $j-j$ к $\ell-s$ связи интеграл перекрытия $G^L_{j_{12}j_{34}}(R)$ получим в виде

$$G^L_{j_{12}j_{34}}(R)=S^{n_1\ell_1j_1n_2\ell_2j_2n_3\ell_3j_3n_4\ell_4j_4}_{j_{12}j_{34}}[G^L_1(R)+G^L_3(R)+\sum_{i=1}^{3}(G^L_{2i}(R)+ \qquad /14/$$

$$+G^L_{4i}(R))],$$

где использованы обозначения

$$S^{n_1\ell_1j_1n_2\ell_2j_2n_3\ell_3j_3n_4\ell_4j_4}_{j_{12}j_{34}}=\frac{\sqrt{(2-\delta_{n_1n_2}\delta_{\ell_1\ell_2}\delta_{j_1j_2})(2-\delta_{n_3n_4}\delta_{\ell_3\ell_4}\delta_{j_3j_4})}}{2}\times$$

$$\times\hat{j}_1\hat{j}_2\hat{j}_3\hat{j}_4(-)^{\ell_1+j_2+j_{12}+\ell_3+j_4+j_{34}+1}\begin{Bmatrix}\ell_2 & j_2 & 1/2\\ j_1 & \ell_1 & j_{12}\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix}\ell_4 & j_4 & 1/2\\ j_3 & \ell_3 & j_{34}\end{Bmatrix}, \qquad /15/$$

$$G^L_1(R)=V_1(R)<\chi_\alpha Y_{LM}(\vec{R})|\phi^{LM}_{j_{12}j_{34}}>=V_1(R)A^L_1(R), \qquad /16/$$

$$G^L_{2i}(R)=V_{2i}(R)<\chi_\alpha Y_{LM}(\vec{R})|\xi_i^2|\phi^{LM}_{j_{12}j_{34}}>=V_{2i}(R)A^L_{2i}(R), \qquad /17/$$

$$G^L_3(R)=V_3(R)<\chi_\alpha Y_{LM}(\vec{R})|\xi_3 P_1(\cos\widehat{\vec{R}\vec{\xi}_3})|\phi^{LM}_{j_{12}j_{34}}>= \qquad /18/$$
$$=V_{4i}(R)A^L_{4i}(R),$$

$$G^L_{4i}(R)=V_{4i}(R)<\chi_\alpha Y_{LM}(\vec{R})|\xi_i^2 P_2(\cos\widehat{\vec{R}\vec{\xi}_i})|\phi^{LM}_{j_{12}j_{34}}>= \qquad /19/$$
$$=V_{4i}(R)A^L_{4i}(R).$$

Функции $V(R)$ легко получаются из формул /1О-13/. Интегралы $A^L(R)$ выражаются через коэффициенты Тальми-Мошинского, осцилляторные функции, зависящие от координаты R, и некоторые стандартные интегралы, известные в теории α-распада [9].

Если пренебречь поляризуемостью α-частицы, т.е. считать, что потенциал $V_{\alpha A}$ зависит только от координаты центра тяжести R, то неисчезающий вклад в α-ширину дает только интеграл типа /16/. Соответствующую ширину, обозначаемую $\Gamma^L_\alpha(G^L_1)$, можно рассчитывать по более простой формуле, полученной ранее Мангом [10].

В приближении точечности α-частицы, т.е. для $\vec{r}_1=\vec{r}_2=\vec{r}_3=\vec{r}_4=\vec{R}$, α-ширина $\Gamma^L_{\alpha T}$ автоматически получается из приведенных формул. При этом только $A^L_1(R)$ не обращается в нуль и имеет следующий вид [1,2]:

$$[A^L_1(R)]_{\text{точ.}}\equiv A^L_T(R)=\frac{N_\alpha}{(4\pi)^{3/2}}\frac{\hat{\ell}_1\hat{\ell}_2\hat{\ell}_3\hat{\ell}_4}{\hat{L}}C^{\ell_1\ell_2j_{12}}_{0\,0\,0}C^{\ell_3\ell_4j_{34}}_{0\,0\,0}\times$$

$$\times C^{j_{12}j_{34}L}_{0\,0\,0}\Re_{n_1\ell_1j_1}(R)\Re_{n_2\ell_2j_2}(R)\Re_{n_3\ell_3j_3}(R)\Re_{n_4\ell_4j_4}(R). \qquad /2О/$$

Здесь N_α = 5,5.1О^3, а $\Re_{n\ell j}(R)$- радиальная часть оболочечной функции.

Определим по аналогии с [3] корректирующий множитель, учитывающий неточечность a-частицы, как

$$B^{n_1 \ell_1 j_1 n_2 \ell_2 j_2 n_3 \ell_3 j_3 n_4 \ell_4 j_4}_{j_{12} j_{34} j_{p_i} j_{n_i} J_i j_{p_f} j_{n_f} J_f L} = \frac{\Gamma_a^L}{\Gamma_{aT}^L} . \qquad /21/$$

Ниже индексы у B опускаем, когда это не приводит к недоразумениям. Для получения абсолютных теоретических ширин a-переходов необходимо учитывать смешивание конфигураций [4,3]. Необходимость перебора большого числа различных конфигураций делает такие расчеты при работе с общими формулами, учитывающими неточечность a-частицы, весьма трудоемкими. Практичнее получить интерполяционные формулы для зависимости корректирующих факторов B от квантовых чисел $n \ell j$ и массового числа, а оболочечные a-ширины рассчитывать в точечном приближении.

3. Представим a-ширину Γ_a^L в виде суммы амплитуд, связанных с различными частями интеграла перекрытия /см. /14//:

$$\Gamma_a^L = | [\Gamma_a^L(G_1^L)]^{1/2} + [\Gamma_a^L(\sum_i G_{2i}^L)]^{1/2} + [\Gamma_a^L(G_3^L)]^{1/2} + [\Gamma_a^L(\sum_i G_{4i}^L)]^{1/2} |^2 . \qquad /22/$$

Введенная ранее ширина $\Gamma_a^L(G_1^L)$ включает в себя эффект неточечности a-частицы, обусловленный исключительно перекрытием четверки оболочечных функций с волновой функцией a-частицы. Остальные три члена в /22/ связаны с поляризуемостью a-частицы.

В табл. 1 приведены результаты расчетов вкладов отдельных членов в полную a-ширину для ряда четно-четных ядер $(L=0)$. Видно, что относительный вес каждого из четырех членов в /22/ зависит от оболочечной конфигурации материнского ядра и почти не меняется при вариации энергии a-частицы и массового числа. Разность между Γ_a и $\Gamma_a(G_1)$ плавно увеличивается с ростом ℓ конфигурации. Однако даже для конфигурации $(1h_{9/2})^2(1i_{11/2})^2$ суммарный вклад членов в /22/, обусловленных поляризуемостью a-частицы, не превышает 50%. Таким образом, для a-распада с $L=0$ качественное рассмотрение зависимости корректирующего фактора от исходных оболочечных конфигураций можно проводить без учета эффекта поляризуемости a-частицы, что существенно сокращает объем вычислений. Отдельные члены в /22/ имеют разные знаки, различные радиальные зависимости и отличаются по амплитуде для разных оболочечных конфигураций.

Кроме того, $[\Gamma_a^L(\sum_i G_{2i})]^{1/2}$ и $[\Gamma_a^L(\sum_i G_{4i})]^{1/2}$ представляют собой суммы трех членов, каждый из которых примерно одного порядка. Для $L=0$ имеет место деструктивная интерференция внутри $[\Gamma_a^0(\sum_i G_{4i})]^{1/2}$, а также между разными членами в /22/.

Таким образом, суммарный эффект поляризуемости для $L=0$ невелик. Ситуация радикально меняется с увеличением L. В табл. 2 представлены результаты для конфигурации $(1h_{9/2})^2_{j_{12}}(2g_{9/2})^2_{j_{34}}$. Очевидно, что с ростом L вклад, связанный с поляризуемостью, сильно возрастает и, например для $L=16$, увеличивает Γ_a^L почти на порядок по сравнению с $\Gamma_a^L(G_1^L)$. Это обусловлено появлением конструктивной интерференции как внутри отдельных членов /22/, так и между ними в целом. Следовательно, при расчетах a-переходов с изомерных состояний, для которых орбитальные моменты a-частиц велики, учет поляризуемости оказывается принципиальным. При этом становится качественно понятной неудача при попытке рассчитать изомерные отношения для распада ^{212m}Po в рамках точечного приближения [11].

4. Работоспособность введенной выше "гибридной" модели проверим, сравнивая оболочечные a-ширины, полученные [3] с использованием нуклонных волновых функций потенциала Вудса-Саксона, с Γ_{aT}, рассчитанными с осцилляторными оболочечными функциями в приближении точечности a-частицы. Это сравнение удобно сделать в терминах экспериментального коэффициента усиления [1] $K_э = \frac{\Gamma_a^{эксп.}}{\Gamma_a^{обол}}$.

Рассмотрим исследованные в [3] четно-четные изотопы $^{174 \div 190}Pt$, $^{180 \div 186}Hg$, $^{194 \div 218}Po$, $^{200 \div 222}Rn$, $^{206 \div 226}Ra$, $^{214 \div 232}Th$ /экспериментальные данные для ряда наиболее короткоживущих изотопов взяты из [12]/. На рис. 1а изображены $\log K_э^T$, полученные в настоящей работе в точечном приближении. Коэффициенты усиления $K_э^T$ для изотопов различных ядер так же, как и в работе [3], ложатся в узкую полосу. Зависимость $K_э^T$ от числа нейтронов и оболочечной конфигурации материнского ядра качественно воспроизводит поведение полученных в [3] экспериментальных коэффициентов усиления, которые для сравнения показаны на рис. 1в. Использование осцилляторных оболочечных функций дает, однако, завышенные в 3-5 раз по сравнению с [3] значения $\Gamma_{aT}^{обол}$. Тем не менее гибридная модель может, по-видимому, претендовать на выяснение относительных аспектов влияния неточечности α-частицы на вероятности α-распада.

На рис. 1с показаны логарифмы корректирующих факторов $B = \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_{\alpha T}} = \frac{K_э^T}{K_э}$, измеряющих эффект неточечности α-частицы по отношению к результатам, полученным в точечном приближении. Как видно из рисунка, $\log B$ довольно сильно зависит от оболочечной конфигурации, уменьшаясь с ростом орбитального момента отделяемых протонов и нейтронов, и почти не зависит от массового числа и энергии α-распада.

Если принять, что относительный ход корректирующего множителя B сохранится при переходе к оболочечным функциям потенциала Вудса-Саксона, то поведение экспериментальных коэффициентов усиления /3/, подправленных на эффект неточечности α-частицы умножением на наши коэффициенты B, имеет вид, изображенный на рис. 2. Сравнение со случаем точечного приближения /рис. 1в/ показывает, что учет конечных размеров α-частицы приводит к значительному увеличению $K_э$, а также к некоторому сглаживанию хода полосы экспериментальных коэффициентов усиления.

5. Проведем систематическое изучение зависимости корректирующего фактора B, определенного согласно /21/, от оболочечных квантовых чисел $n\ell j$, массового числа материнского ядра и энергии α-распада.

На рис. 3 показана зависимость $\log B$ от $\ell_n(\ell_n+1)$ нейтронных конфигураций ядра $^{212}Po(L=0)$, протонная конфигурация $(1h_{9/2})^2$. Каждая из кривых 1-4 соответствует фиксированному числу узлов n /см. подпись к рис. 3/. Видно, что для различных n зависимости $\log B$ от ℓ заметно различаются. Точки, обведенные кружком, соответствуют конфигурациям, расположенным в близкой окрестности энергии Ферми нейтронной системы ^{212}Po, и рассмотренным в /4/. Таким образом, на "траектории реального смешивания" $\log B$ пропорционален $\ell(\ell+1)$ /прямая 1/. Качество интерполяции B для протонной конфигурации $(3p_{3/2})^2$ показывает разброс точек около прямой 2.

Аналогичные расчеты были выполнены для двух других "реальных" наборов протонных и нейтронных конфигураций в окрестности соответствующих энергий Ферми ядер ^{174}Pt и ^{220}Th, а также проведена вариация энергий в широких пределах.

Совокупность всех рассчитанных величин корректирующих множителей B удовлетворительно описывается следующей интерполяционной формулой:

$$B^{n_1\ell_1 j_1 n_1\ell_1 j_1 n_2\ell_2 j_2 n_2\ell_2 j_2}_{000000000} = (0,0924\,A^{3/8})^4\, e^{-0.031[\ell_1(\ell_1+1)+\ell_2(\ell_2\pm 1)]}. \qquad /23/$$

Зависимостью от энергни ввиду ее незначнтельности пренебрегаем.

Расмуссен /4/ в рамках R-матричного подхода исследовал относительные корректирующие факторы, нормированные на единицу для нейтронной конфигурации $(3p_{1/2})^2$ в ядре ^{210}Po. Зависимость коэффициента B_{RAS} от ℓ в принципе такая же, как в /23/, однако в показателе экспоненты вместо 0,031 фигурирует величина 0,013. Разница связана в основном с меньшими значениями эффективных радиусов обрезания в не R-матричной схеме α-распада /1/ $(R_0 \approx 1{,}25A^{1/3}$ ф) по сравнению с радиусами обрезания, использованными Расмуссеном (R_0=9,0ф и 9,5 ф).

В наших расчетах так же, как в /4/, факторы B зависят от орбитальных моментов протонов и нейтронов симметрично, что, вообще говоря, может не иметь места при работе с оболочечными волновыми функциями потенциала Вудса-Саксона.

6. В рамках сверхтекучей модели /3/ с использованием интерполяционной формулы /23/ были рассчитаны абсолютные α-ширины для ряда сферических ядер от Pt до Th. Кроме указанных выше четно-четных ядер, в рассмотрение были включены облегченные α-переходы для нечетных изотопов

$^{175}Pt \div {}^{183}Pt$; $^{179}Hg \div {}^{187}Hg$; $^{195}Po \div {}^{217}Po$; $^{201}Rn \div {}^{219}Rn$;

$^{207}Ra \div {}^{219}Ra$; $^{213}Th \div {}^{215}Th$; $^{221}Th \div {}^{225}Th$; $^{177}Au \div {}^{185}Au$;

$^{197}At \div {}^{219}At$; $^{203}Fr \div {}^{217}Fr$; $^{209}Ac \div {}^{219}Ac$,

а также для нечетно-нечетных ядер ^{184}Au, $^{196}At \div {}^{200}At$;

^{208}At; $^{214}At \div {}^{218}At$; $^{204}Fr \div {}^{210}Fr$; $^{216,218}Fr$; $^{210}Ac \div {}^{224}Ac$,

исследованных в точечном приближении /13/ с оболочечными волновыми функциями потенциала Вудса-Саксона.

Результаты вычислений в виде логарифмов теоретических коэффициентов усиления $K_{теор} = \Gamma_\alpha^{сверхт.}/\Gamma_\alpha^{обол}$ показаны на рис.2 пунктирной кривой. Видно, что полученные коэффициенты $K_{теор.}$ примерно на порядок меньше $K_э$, тогда как расчеты в приближении точечности α-частицы давали теоретические коэффициенты усиления примерно в 30 раз больше экспериментальных /3,13/.

Итак, учет конечных размеров α-частицы приводит к уменьшению абсолютных теоретических α-ширин на фактор порядка 300, приблизительно постоянный для всех ядер с развитой сверхтекучестью. Это постоянство может быть объяснено тем, что в сверхтекучей схеме происходит замешивание большого числа четверок нуклонных функций с различными орбитальными моментами. Однако при этом средний момент нуклона в четверках оказывается приблизительно постоянным и равным 3. Из рис. 2 видно, что ход теоретического коэффициента усиления передает относительный ход величины $K_э$.

7. Основной вывод настоящей работы состоит в том, что нельзя рассчитывать на получение правильных значений абсолютных и относительных α-ширин без учета конечных размеров α-частицы. Что же касается эффекта поляризуемости α-частицы, то он может стать принципиальным в случае α-распада с выносом большого орбитального момента L.

Необходимо, однако, подчеркнуть, что полученные выше результаты могут рассматриваться лишь как качественные, поскольку использовалась не совсем последовательная "гибридная" модель. Для получения количественных результатов необходимо перейти к оболочечным волновым функциям нуклонов в потенциале Вудса-Саксона, а также учесть возможную несферичность во внутренней функции α-частицы /14/.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить А.Сандулеску и Н.Каржана за полезные обсуждения результатов.

Литература

1. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц. ЯФ, 12, 70 /1970/.
2. K.Harada, E.A.Rauscher. Phys.Rev., 169, 818 (1968).
3. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, А.А.Мартынов. ЯФ,16, 717 /1972/.
4. J.O.Rasmussen. Nucl.Phys., 44, 93 (1963).
5. H.D.Zeh. Zeit. fur Phys., 175, 490 (1963).
6. С.Г. Кадменский. ЯФ, 6, 982 /1967/.
7. О.Бор, Б.Моттельсон. Структура атомного ядра. "Мир", Москва, 1971.
8. J.A.Brody, M.Moshinsky. Tables of Transformation Brackets, Mexico, 1960.
9. A.Sandulescu. Nucl.Phys., 37, 332 (1962).
10. H.J.Mang. Phys.Rev., 119, 1069 (1960).
11. E.A.Rauscher, J.O.Rasmussen, K.Harada. Nucl.Phys., A94, 33 (1967).
12. P.G.Hansen, H.L.Nielsen, K.Wilsky et al. Nucl.Phys., A148, 249 (1970); P.Hornshoi, K.Wilsky, P.G.Hansen et al. Nucl.Phys., A163, 277 (1971).
13. А.А.Мартынов, С.Г.Кадменский. ЯФ. 17. 75 /1973/.
14. Aguillera-Navarro, M.Moshinsky and W.W.Yeh. Ann. of Phys., 51, 312 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
21 февраля 1973 года.

Таблица I

Элемент	Конфигурация протоны	Конфигурация нейтроны	$\frac{\Gamma_\alpha-\Gamma_\alpha(G_1)}{\Gamma_\alpha}$ %	$\frac{\Gamma_\alpha-\Gamma_\alpha(G_1+G_2)}{\Gamma_\alpha}$ %	$\frac{\Gamma_\alpha-\Gamma_\alpha(\sum_{i=1}^{3} G_i)}{\Gamma_\alpha}$ %
Pt^{174}	$(2d_{3/2})^2$	$(1h_{9/2})^2$	23,5	6,6	6,7
Hg^{180}	$(2d_{3/2})^2$	$(1h_{9/2})^2$	22,8	3,7	I,3
Pt^{190}	$(2d_{3/2})^2$	$(1i_{13/2})^2$	38	I6,5	I9,4
Pb^{202}	$(1h_{9/2})^2$	$(3p_{3/2})^2$	26,7	-I2,4	-8,I
Po^{210}	$(1h_{9/2})^2$	$(3p_{1/2})^2$	25,2	-II,6	-7,3
Po^{206}	$(1h_{9/2})^2$	$(2f_{5/2})^2$	30	4,4	6,7
Rn^{214}	$(1h_{9/2})^2$	$(2g_{9/2})^2$	40	9,3	I4,8
Ra^{222}	$(1h_{9/2})^2$	$(2g_{9/2})^2$	4I,3	22,4	24,2
Th^{232}	$(1h_{9/2})^2$	$(1i_{11/2})^2$	43	26,7	28,5
Pb^{194}	$(1h_{9/2})^2$	$(1i_{13/2})^2$	48	3I,5	33,I

Таблица 2

$J_{12}J_{34}\underline{L}$	$00\underline{0}$	$02\underline{2}$	$04\underline{4}$	$06\underline{6}$	$82\underline{10}$	$84\underline{12}$	$86\underline{14}$	$88\underline{16}$
$\frac{\Gamma_\alpha(G_1)}{\Gamma_\alpha}$ %	68	33	38	4I,5	I7,8	I4,2	I3,2	I3,I

Конфигурация $(1h_{9/2})^2(2g_{9/2})^2$

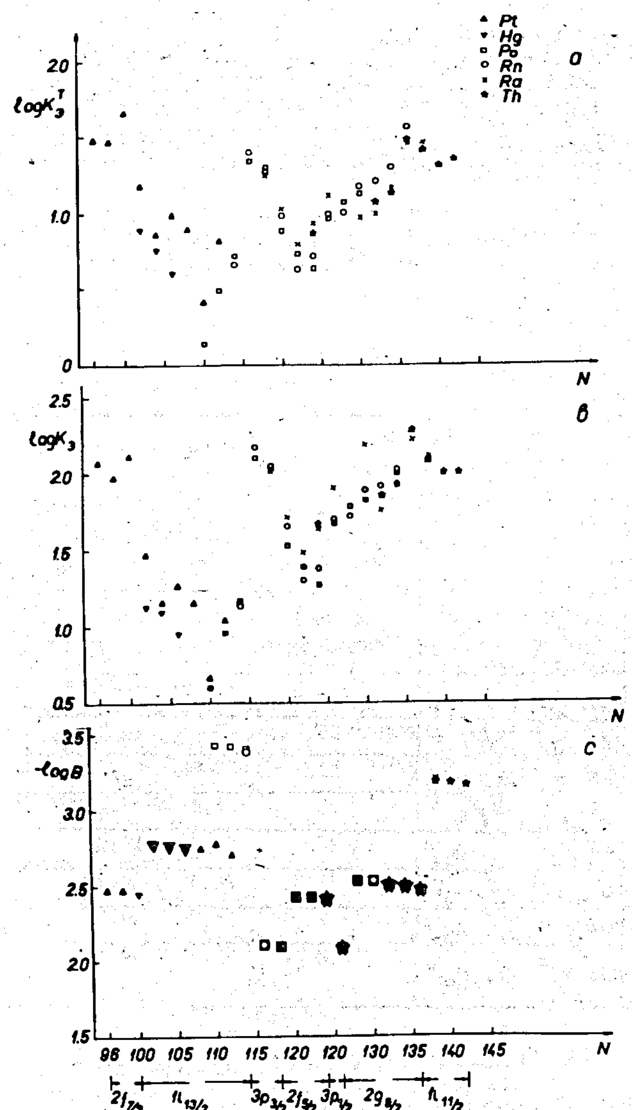

Рис. 1. Зависимость от числа нейтронов N: а/ логарифма экспериментального коэффициента усиления $K_Э^T$, полученного в точечном приближении с осцилляторными оболочечными функциями; в/ того же логарифма, но полученного с использованием оболочечных функций нуклонов в потенциале Вудса-Саксона; с/ логарифма фактора B, дающего поправку на неточечность α-частицы. Внизу указаны нейтронные оболочечные конфигурации, которые применялись в расчетах.

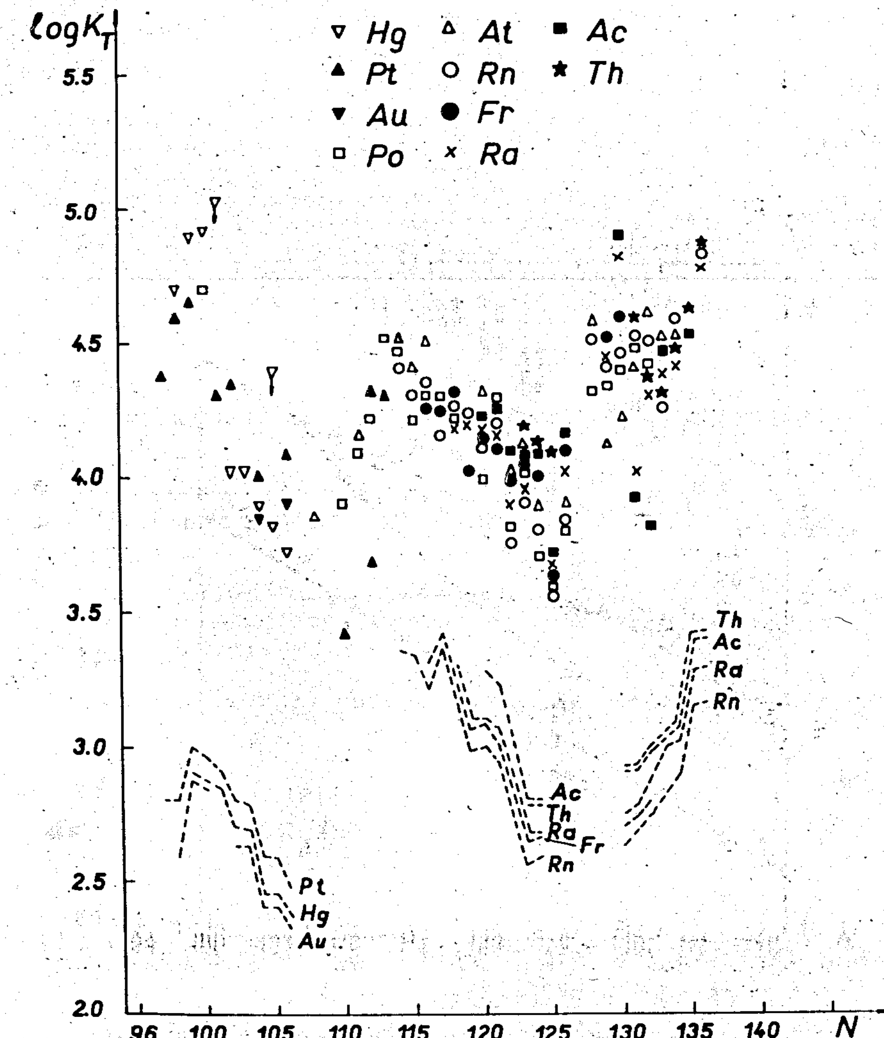

Рис. 2. Зависимость от числа нейтронов N логарифмов экспериментальных коэффициентов усиления /точки/ и логарифмов теоретических коэффициентов усиления, рассчитанных в рамках сверхтекучей модели /пунктирные кривые/. Величины, приведенные на рисунке, получены с учетом конечных размеров α-частицы.

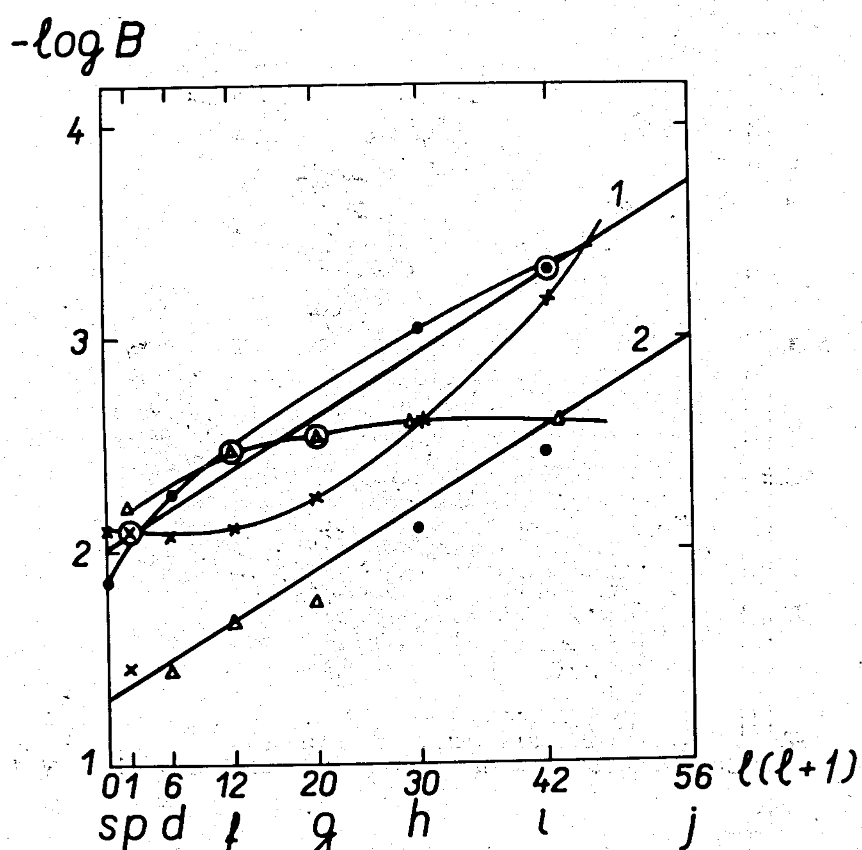

Рис. 3. Зависимость логарифма корректирующего фактора B от орбитального момента ℓ нуклонных конфигураций и числа узлов оболочечных функций ($\cdot$ — $n=1$, Δ — $n=2$, $\times$ — $n=3$). Прямые 1 и 2 соответствуют интерполяционной формуле /23/ в тексте.

Кадменский С.Г., Стратан Г., Фурман В.И., Холан С.

P4 - 6960

Влияние конечных размеров альфа-частицы на абсолютные вероятности альфа-распада сферических ядер

Показано, что учет конечных размеров α-частицы приводит к понижению абсолютных вероятностей α-распада на два-три порядка, а также к появлению зависимости относительных α-ширин от орбитальных моментов нуклонов, формирующих α-частицу. Изучен эффект поляризуемости α-частицы, роль которой возрастает с увеличением L.

В рамках сверхтекучей модели рассчитаны абсолютные вероятности облегченных α-переходов более чем 200 ядер. Теоретические α-ширины оказываются меньше экспериментальных на фактор 10, приблизительно постоянный для всех исследованных ядер.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1973

Kadmensky S.G., Stratan G., Furman V.I., Holan S.

P4 - 6960

Influence of the Finite Size of Alpha-Particle on Absolute Alpha-Decay Widths for Spherical Nuclei

See the Summary on the reverse side of the title-page.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1973