

Ф-951

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

4 - 8737

ФУРМАН Вальтер Ильич

ПРОБЛЕМЫ  $\alpha$  -РАСПАДА  
ТЯЖЕЛЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук Б.Н.Захарьев,  
кандидат физико-математических наук В.А.Ходель.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Ленинградский государственный университет.

Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 1975 г.

Защита состоится " " \_\_\_\_\_ 1975 г. в " " час.

на заседании Объединенного Ученого совета Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ (г. Дубна, Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ. Отзывы и замечания направлять по адресу: г. Дубна, Московской области, Объединенный институт ядерных исследований, ученому секретарю Объединенного Ученого совета ЛНФ и ЛЯР.

Ученый секретарь Совета

Э.Н.КАРЖАВИНА

4 - 8737

ФУРМАН Вальтер Ильич

ПРОБЛЕМЫ  $\alpha$  -РАСПАДА  
ТЯЖЕЛЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

В последние годы заметно усилился интерес к исследованию  $\alpha$ -распада. Этот интерес связан с тем, что доступными для изучения стали ядра, далекие от долины  $\beta$ -стабильности, для которых  $\alpha$ -распад иногда оказывается единственным процессом, дающим информацию об их структуре / 1 /. Расширилось изучение спектров  $\alpha$ -частиц, позволяющих получать сведения о необлегченных  $\alpha$ -переходах на низколежащие возбужденные состояния сферических и переходных ядер / 2 /, появилась возможность изучать свойства короткоживущих ( $T_{1/2} \approx 10^{-6} + 10^{-7}$  сек)  $\alpha$ -излучателей. На новом методическом уровне продолжалось исследование  $\alpha$ -ширин возбужденных состояний легких ядер, где были получены интересные результаты / 3 /.

В течение последнего десятилетия, в основном, усилиями физиков Дубны была открыта совершенно новая область изучения  $\alpha$ -распада - с помощью реакции ( $n, \alpha$ ) на резонансных нейтронах были получены данные о  $\alpha$ -ширинах сильновозбужденных компаунд-состояний ряда средних и тяжелых ядер / 4 /. Наконец, совсем недавно были открыты / 5 / задержанные  $\alpha$ -частицы, испускаемые после  $\alpha$ -распада на возбужденные состояния родительского ядра.

Определенный прогресс был достигнут и в теории  $\alpha$ -распада / 6, 7 /. Был устранен присущий традиционным вариантам теории  $\alpha$ -распада (см. обзор / 8 /) недостаток - зависимость от произвольно выбираемого радиуса канала  $R_0$ .

В работах / 7, 8 / были получены интегральные формулы для  $\alpha$ -ширин, близкие по духу к формуле Фешбаха / 9 / для ширины распада резонансного состояния. Однако формализм, предложенный в работе / 6 /, оказался не приспособленным для конкретных вычислений ввиду присущих ему принципиальных неустойчивостей. В противоположность этому с помощью подхода, развитого в работах / 7, 10, 11 /, можно анализировать данные по  $\alpha$ -распаду сферических и деформированных, легких и тяжелых ядер. На основе метода / 7 / была сделана попытка / 12 / рассмотреть  $\alpha$ -распад компаунд-состояний.

К сожалению, из-за ряда серьезных вычислительных трудностей расчеты проводились или в приближении точечных размеров  $\alpha$ -частицы / 13, 14 / или с использованием "гибридной" модели / 15 /. В этой модели вероятность формирования  $\alpha$ -частицы рассчитывается с помощью осцилляторных оболочечных функций, тогда как взаимодействие между нуклонами  $\alpha$ -частицы и дочерним ядром описывается Вудс-Саксоновским потенциалом. Поэтому подобные расчеты / 16 / могли претендовать лишь на качественное выяснение возможностей рассматриваемого подхода / 7 / при описании  $\alpha$ -распада.

Таким образом, несмотря на определенные успехи / 14, 16 / в объяснении относительного хода ширин  $\alpha$ -распада (в зависимости от числа нейтронов), оставался открытым вопрос о возможностях и ограничениях теории / 7 / при количественной интерпретации экспериментальной классификации  $\alpha$ -распада и описании абсолютных величин  $\alpha$ -ширин.

Реферлируемая диссертация посвящена исследованию указанных проблем на основе проведения последовательных расчетов в рамках оболочечной модели с реалистическим (неосцилляторным) самосогласованным потенциалом при учете конечных размеров  $\alpha$ -частицы для случая тяжелых сферических ядер, а также анализу данных по  $\alpha$ -ширинам компаунд-состояний.

Диссертация состоит из введения, двух глав, заключения и приложения.

Во введении, помимо обсуждения современного состояния исследований по  $\alpha$ -радиоактивности, дается обзор формализма, необходимого для последующего рассмотрения. Используя результаты работ / 17, 18 /, излагаются основные пункты вывода интегральной формулы / 7 / для ширины  $\alpha$ -распада сферического ядра  $A$ . Парциальная ширина  $\alpha$ -перехода из состояния  $I_i^{J_i}$  в конечный канал  $C = \{L, I_f^{J_f}, Q_{if}\}$  имеет вид ( $L$  и  $Q_{if}$  - орбитальный момент и энергия вылетающей  $\alpha$ -частицы):

$$\Gamma_c = 2\pi \binom{Z}{2} \binom{N}{2} \left| \langle F_L(R) \chi_\alpha [\psi^{I_i M_i} Y_{LM}(Q_{if})]_{I_i M_i} / \chi_{A-4} / \psi^{I_i M_i} \rangle \right|^2 \quad (1)$$

Здесь  $\chi_\alpha$ ,  $\psi^{I_i M_i}$  и  $\psi^{I_f M_f}$  - полностью антисимметризованные внутренние волновые функции  $\alpha$ -частицы, родительского и дочернего ядер, соответственно,  $F_L(R)$  - нормированная на  $\delta$ -функцию по энергии регулярная кулоновская функция,  $\chi_{A-4}$  - ядерное взаимодействие между нуклонами  $\alpha$ -частицы и дочернего ядра, а  $R$  - расстояние между их центрами тяжести. Факторы  $\binom{Z}{2}$  и  $\binom{N}{2}$  связаны с антисимметризацией в конечном канале.

Введем радиальную функцию канала с

$$\Psi_c(R) = R \left(\frac{z}{2}\right)^{1/2} \left(\frac{N}{2}\right)^{1/2} \langle \chi_\alpha | \Psi^{I, M_\alpha} Y_{LM}(\Omega_{R^2}) | I, M_i \rangle \Psi^{I, M_i}, \quad (2)$$

имеющую следующее асимптотическое поведение:

$$\Psi_c(R \rightarrow R_1) \rightarrow \sqrt{\Gamma_c \kappa_c / 2Q_{if}} G_L(R), \quad (3)$$

где  $R_1$  - точка, лежащая вблизи и слева от внешней кулоновской точки поворота,  $G_L(R)$  - нерегулярная кулоновская функция, а  $\kappa_c = \sqrt{2m_\alpha Q_{if} / \hbar}$ .

Тогда формулу (1) можно переписать в виде / 19 /:

$$\Gamma_c = 2\pi \left| \int_0^{R_1} \Psi_c(R) V_{эф}(R) F_L(R) R dR \right|^2, \quad (4)$$

совпадающем по форме с выражением для ширины распада одночастичного квазистационарного состояния / 20 /.

В области, которую ниже будем называть кластерной областью  $\alpha$ -распада, где  $\alpha$ -частицу и дочернее ядро можно считать пространственно разделенными, это совпадение имеет прямой физический смысл. Потенциал  $V_{эф}(R)$  переходит при этом в реальную часть обычного оптического потенциала / 21, 22 /

$$V_{эф}(R) = V_\alpha(R) = \langle \chi_\alpha | v_{\alpha A-4} | \chi_\alpha \rangle, \quad (5)$$

а радиальная функция канала (4) описывает относительное движение разлетающихся фрагментов и удовлетворяет уравнению Шредингера с ядерным потенциалом (5).

Отметим, что с помощью формулы (4) удобно проводить оценку вкладов в ширину  $\Gamma_c$  различных областей переменной  $R$ . Величина безразмерной функции

$$\alpha_c^2(R) = \frac{2\pi}{\Gamma_c} \left| \int_R^{R_1} \Psi_c(R') V_{эф}(R') F_L(R') dR' \right|^2 \quad (6)$$

дает оценку указанного вклада для области от  $R$  до  $R_1$ .

В первой главе детально исследуются возможности и ограничения теории / 7, 17 / при описании абсолютных и относительных вероятностей  $\alpha$ -распада тяжелых сферических ядер в рамках оболочечной модели с самосогласованным потенциалом Саксона-Вудса. Решение этой задачи стало возможным благодаря созданию оригинального метода / 23 / выделения движения центра тяжести группы нуклонов, находящихся в среднем потенциале произвольной формы.

Волновые функции родительского и дочернего ядра выберем в виде оболочечных функций, причем остаточные нуклон-нуклонные взаимодействия примем во внимание или с помощью традиционных методов смешивания конфигураций / 24-27 / или в рамках модели сверхтекучего ядра / 28 /.

Примем далее, что основной вклад в ширину  $\alpha$ -распада определяется компонентой волновой функции родительского ядра  $A$ , которая соответствует движению четырех нуклонов, формирующих  $\alpha$ -частицу поверх остова, совпадающего с дочерним ядром ( $A-4$ ) (диагональное приближение). Тогда взаимодействие может быть представлено в виде / 21 /

$$v_{\alpha A-4} = V_{\alpha A-4} = \sum_{i=1}^4 V(i\bar{z}_i) + \sum_{i < j}^4 (\Gamma_{ij} - V_{ij}), \quad (7)$$

где  $V(i\bar{z}_i)$  - оболочечный потенциал  $i$ -го нуклона,  $V_{ij}$  - нуклон-нуклонное взаимодействие в пустоте, а  $\Gamma_{ij}$  - величина, соответствующая эффективному взаимодействию между нуклонами внутри родительского ядра / 21 /. Таким образом, разность  $\Gamma_{ij} - V_{ij}$

стремится к нулю при уходе в кластерную область и имеет максимальное значение во внутренней области ядра  $A$ . Окончательно для  $\alpha$ -ширины в оболочечной модели имеем / 16 /:

$$\Gamma_{\text{с об}} = \left| \sum_{P_1 N_1; P_2 N_2; P_3 N_3} C^{P_1 N_1} C^{P_2 N_2} G_{P_1 N_1; P_2 N_2}^{R N_3 L} \int \Theta_L^{R N_3 L}(R) \mathcal{F}_L(R) R^2 dR \right|^2, \quad (8)$$

где  $C^{P_1 N_1}$  и  $C^{P_2 N_2}$  - коэффициенты смешивания конфигураций. Произведение геометрического фактора  $G_{P_1 N_1; P_2 N_2}^{R N_3 L}$  на функцию

$$\Theta_L^{R N_3 L}(R) = \int \chi_{\alpha}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) V_{\alpha A-4} Y_{LM}(\Omega_{\vec{R}}) \left[ \int \psi_{n_1 l_1 j_1}(\vec{r}_1) \psi_{n_2 l_2 j_2}(\vec{r}_2) \right]_{j_{P_1}} \times \left[ \int \psi_{n_3 l_3 j_3}(\vec{r}_3) \psi_{n_4 l_4 j_4}(\vec{r}_4) \right]_{j_{N_3}} d\Omega_{\vec{R}} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{r}_3 \quad (9)$$

определяет оболочечную вероятность формирования  $\alpha$ -частицы из пары протонов ( $P_{\alpha}$ ) с моментом  $j_{P_{\alpha}}$  и пары нейтронов ( $N_{\alpha}$ ) с моментом  $j_{N_{\alpha}}$ . Использование метода, предложенного в работе / 23 /, позволяет в принципе рассчитывать функцию  $\Theta_L^{R N_3 L}(R)$ , а следовательно, и ширину  $\Gamma_{\text{с об}}$  без дальнейших приближений с учетом самоогласования потенциала  $V_{\alpha A-4}$  и нуклонных оболочечных функций  $\psi_{n_i l_i j_i}(\vec{r}_i)$ . Поскольку свойства эффективного взаимодействия  $\Gamma_{ij}$  в настоящее время изучены недостаточно, дальнейшие расчеты проведем без учета второго члена в формуле (7).

Во втором параграфе главы I подробно обсуждаются свойства оболочечных ширин  $\Gamma_{\text{с об}}^{\text{чист}}$ , рассчитанных без учета смешивания конфигураций. Поскольку потенциал  $V_{\alpha A-4}$ , входящий в подынтегральное выражение для функции  $\Theta_L^{R N_3 L}(R)$ , зависит не только от переменной  $\vec{R}$ , но и от внутренних переменных  $\alpha$ -частицы  $\{\vec{r}_i\}$ , это приводит к специфическому эффекту - "поляризуемости"  $\alpha$ -частицы, - не имевшему аналога в традиционной теории  $\alpha$ -распада / 8 /. Ранее эффект поляризуемости был качественно изучен в работах / 15, 16 / на основе "гибридной" модели. В диссертации впервые получены коли-

чественные результаты по влиянию поляризуемости на величины оболочечных ширин. Показано, что этот эффект возрастает от  $\approx 10\%$  для  $L = 0$  до  $\approx 20\%$  для  $L = 18$  и слабо зависит от оболочечных конфигураций нуклонов.

Далее в § 2 обсуждаются новые результаты по вероятностям формирования  $\alpha$ -частиц. Указанная вероятность увеличивается, если  $\alpha$ -частица образуется из нуклонов, находящихся на различных оболочечных орбитах. С другой стороны, она уменьшается с ростом величин  $j_{P_{\alpha}}$  и  $j_{N_{\alpha}}$  при фиксированных конфигурациях нуклонов.

Проведенные расчеты показали, что для оболочечного потенциала Вудса-Саксона конечные размеры  $\alpha$ -частицы не могут быть количественно учтены путем введения корректирующих факторов / 8 / для  $\alpha$ -ширин, вычисленных в приближении точечности  $\alpha$ -частицы. В заключение параграфа дано критическое обсуждение результатов, полученных в "гибридной" модели / 15 /. Показано, что переход от осцилляторного оболочечного базиса к реалистическому уменьшает ширину  $\Gamma_{\text{с об}}^{\text{чист}}$  в 10-30 раз в зависимости от величин орбитальных моментов  $l_i$  нуклонов, формирующих  $\alpha$ -частицу.

В § 3 проведена классификация экспериментальных  $\alpha$ -переходов для широкого круга четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных ядер ( $144 \leq A \leq 235$ ) / 18 /. На рис. I показаны логарифмы экспериментальных коэффициентов усиления (ЭКУ)

$$K_3 = \Gamma_{\text{ЭКС}} / \Gamma_{\text{с об}}^{\text{чист}} \quad (10)$$

в зависимости от числа нейтронов  $N$ . Наибольшие значения ЭКУ ( $10^4 - 10^5$ ) на рис. I соответствуют многочисленной группе облегченных  $\alpha$ -переходов, когда вылетающая  $\alpha$ -частица образуется из спаренных с моментом нуль нуклонов и имеет  $L = 0$ . Большинство величин  $K_3$  для этой группы ложится в узкую полосу шириной меньше, чем 0,6 в  $\lg K_3$ .

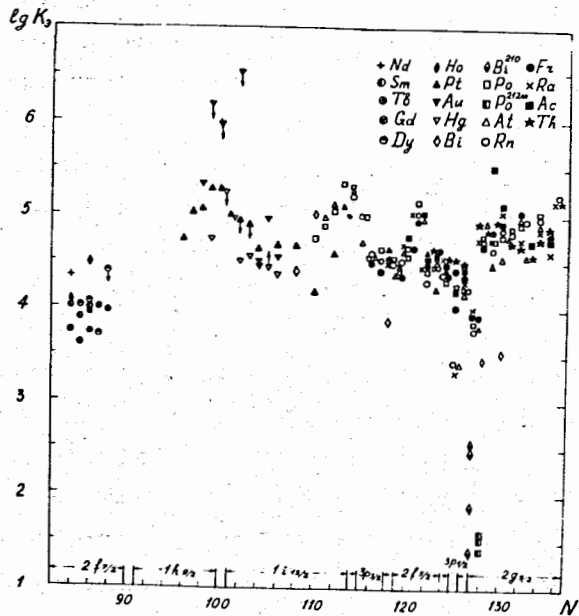


Рис. I. Зависимость экспериментальных коэффициентов усиления (точки) от числа нейтронов  $N$ . На оси абсцисс указаны оболочечные конфигурации нейтронов, которые использовались в расчетах.

$\alpha$ -переходы для ядер с  $N = 125$  и  $127$ , а также для нечетных изотопов  $Bi$  образуют вторую группу, для которой  $K_3 \approx 10^3 - 10^4$ . В этом случае полуоблегченного  $\alpha$ -распада одна из пар нуклонов имеет ненулевой момент, в то время как вторая пара имеет момент равный нулю.

$\alpha$ -распад ядра  ${}^{210}_{83}Bi_{127}$  ( $K_3 \approx 10^2$ ) дает пример необлегченного  $\alpha$ -перехода, когда  $\alpha$ -частица формируется из двух пар нуклонов с ненулевым моментом.

Разброс в значениях ЭКУ на рис. I, составляющий более трех порядков, и немонотонность зависимости от  $N$  могут быть объяснены

в данном подходе только за счет смешивания оболочечных конфигураций в волновых функциях родительского и дочернего ядер, поскольку в теории отсутствуют свободные параметры.

В § 4 рассмотрен  $\alpha$ -распад изомерных состояний ( $18^+$ ) и  ${}^{210m}Bi(9^-)$ , а также основного состояния ( $1^-$ ) ядра  ${}^{210}Bi$ . Как известно, смешивание конфигураций для этих состояний относительно невелико / 24-26 /, ввиду близости к дважды-магическому ядру  ${}^{208}Pb$ , так что необходимые для расчета волновые функции можно считать достаточно надежными.

Таблица I

Родительское ядро ( $i$ )	Переход $I_i^{T_i} \rightarrow I_f^{T_f}$	$\Gamma_{с\ экс}$ МэВ	$\Gamma_{с\ об.}$ МэВ	$\Gamma_{с\ экс} / \Gamma_{с\ об.}$
${}^{210}_{83}Bi_{127}$	$1^- \rightarrow 1^-$	7,86 (-34)	2,16(-36)	365
	$1^- \rightarrow 2^-$	5,24 (-34)	1,7(-36)	308
	$9^- \rightarrow 1^-$	1,48(-36)	1,98(-38)	75
	$9^- \rightarrow 2^-$	2,37(-36)	9,85(-38)	24
${}^{212}_{84}Po_{128}$	$18^+ \rightarrow 0^+$	9,7 (-24)	3,8 (-25)	25,5
	$18^+ \rightarrow 3^-$	1,0 (-25)	2,56(-27)	39,0
	$18^+ \rightarrow 5^-$	2,02(-25)	5,85(-27)	34,2

Из таблицы I, где приведены  $\alpha$ -ширины, полученные по формуле (8), с волновыми функциями из работ / 24-27 /, видно, что теория удовлетворительно воспроизводит относительные вероятности  $\alpha$ -переходов на различные состояния дочерних ядер. Однако абсолютные  $\alpha$ -ширины оказываются существенно меньше экспериментальных. Величина отношения  $\Gamma_{с\alpha c} / \Gamma_{с\alpha d}$  зависит от орбитального момента вылетающей  $\alpha$ -частицы и составляет  $\approx 300$  для малых  $L$  и около  $20+40$  для  $L \geq 8$ . Заметим, что эти цифры отражают предельный уровень согласия с экспериментом в оболочечном приближении (8), поскольку смешивание конфигураций учтено достаточно полно.

Прежде чем обсуждать причины расхождения с экспериментом в абсолютных  $\alpha$ -ширинах, которые рассмотрены в § 6, проанализируем случай облегченного  $\alpha$ -распада четно-четных ядер. Как показано впервые в работе / 28 / для деформированных ядер, а также в работах / 13-16 / для сферических ядер, учет спаривания увеличивает вероятности облегченных  $\alpha$ -переходов на фактор  $10^2+10^4$ . Это усиление связано с когерентностью вклада в амплитуду  $\alpha$ -ширин состояний, образующих куперовские пары в нейтронной и протонной системах.

При получении конкретных величин сверхтекучих факторов усиления в работах / 28, 13-16 / использовался ряд серьезных приближений. Поэтому представляется важным провести последовательные расчеты абсолютных  $\alpha$ -ширин для рассматриваемого случая, хотя соответствующие вычисления весьма сложны, ввиду большого числа оболочечных конфигураций.

В § 5 обсуждаются результаты таких расчетов, проведенных в работе / 30 /.  $\alpha$ -ширины  $\Gamma_{с\alpha b}$  вычислялись по формуле (8), в которой входящие в геометрические факторы  $G_{P_2, N_2}^{P_1, N_1}$  генеалогические коэффициенты отделения пар протонов ( $P_2$ ) и пар

нейтронов ( $N_2$ ) заменялись на их "сверхтекучие" аналоги / 31 /, а суммирование проводилось только по индексам  $P_2$  и  $N_2$ , включая все связанные и квазисвязанные состояния оболочечного потенциала. Как видно из рис. 2, сверхтекучие коэффициенты усиления  $K_{с\alpha b} = \Gamma_{с\alpha b} / \Gamma_{с\alpha d}^{чист}$  удовлетворительно воспроизводит зависимость от числа нейтронов  $N$  величин  $K_2$ , (изображенных на верхней части рисунка), однако абсолютные значения  $\alpha$ -ширин оказываются меньше экспериментальных на приблизительно постоянный фактор  $\approx 10^2$ , что хорошо коррелирует с результатами для  $\alpha$ -распада изомеров и ядра  $^{210}Bi$  (см. § 4).

В заключение первой главы диссертации (§ 6) подводятся итоги применения оболочечного приближения (7), (8) для описания  $\alpha$ -распада тяжёлых сферических ядер. Показано, что при этом удаётся ко-

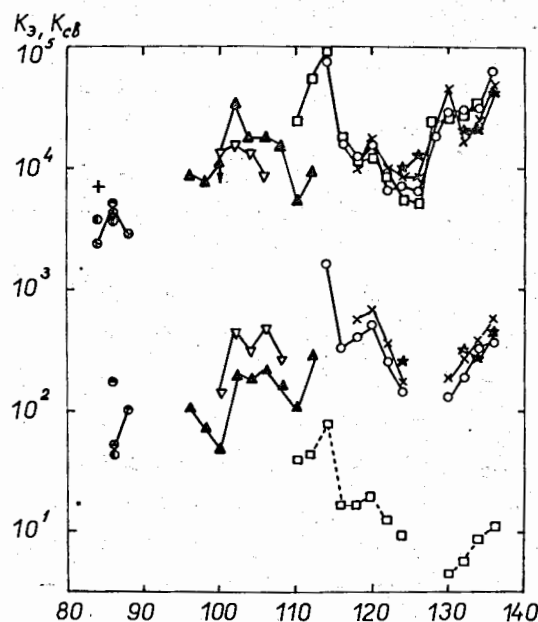


Рис. 2. Зависимость от числа  $N$  величин  $K_2$  (верхняя часть рисунка) и  $K_{с\alpha b} = \Gamma_{с\alpha b} / \Gamma_{с\alpha d}^{чист}$ . Пунктиром соединены точки  $K_{с\alpha b}$  для изотопов  $P_0$ , в которых спаривание в протонной системе ( $Z=84$ ) не описывается моделью сверхтекучего ядра. Остальные обозначения - см. рис. I.



количественно объяснить экспериментальную классификацию  $\alpha$ -переходов - разброс в величинах  $K_3$ , составлявший более трех порядков (см. рис. I), сужается для отношений  $\Gamma_{\text{экс}}/\Gamma_{\text{об}}$  до интервала 25+300. Расхождение в абсолютных  $\alpha$ -ширинах не может быть устранено даже при учете возможных неопределенностей в величинах  $\Gamma_{\text{об}}$ , связанных с феноменологическим выбором параметров оболочечной модели, с пренебрежением перенормировкой взаимодействия (члены  $\Gamma_{ij} - V_{ij}$  в выражении (7) для  $V_{\alpha A-4}$ ), а также с возможным вкладом высших конфигураций волновой функции  $\alpha$ -частицы  $\chi_\alpha$ .

Основная причина указанного расхождения состоит в том, что каналовая функция (2) в оболочечном приближении  $\Psi_c^{\text{об}}(R)$  не имеет правильного асимптотического поведения (3). Как показано в работе / 19 /, вклад периферийных областей родительского ядра  $A$  в абсолютные величины  $\alpha$ -ширин, который количественно определяется функцией  $\alpha_c^2(R)$  (6), составляет величину порядка 80% для расстояний  $R$ , где функция  $\Psi_c^{\text{об}}(R)$  вымирает. Таким образом, можно понять причины расхождения с экспериментом в абсолютных  $\alpha$ -ширинах и качественно объяснить отмеченную выше  $L$ -зависимость этого расхождения.

Важно подчеркнуть, что, несмотря на отсутствие корректной асимптотики у функции  $\Psi_c^{\text{об}}(R)$ , она правильно воспроизводит отношение амплитуд функций канала  $\Psi_c(R)$  (2) в кластерной области, определяющее относительные величины  $\alpha$ -ширин  $\Gamma_{\text{экс}}$ .

Во второй главе диссертации рассматривается  $\alpha$ -распад компаунд-состояний, информация о котором получается при изучении реакции  $(n, \alpha)$  на резонансных нейтронах / 4 /. В соответствии с результатами работ / 32-36 / в § I описывается методика обработки экспериментальных данных на основе оптической модели для взаимо-

действия  $\alpha$ -частиц с ядрами. В § 2 с использованием кластерной модели  $\alpha$ -распада / 19 / анализируются силовые функции для  $\alpha$ -частиц:

$$S_c = \bar{\Gamma}_{\text{экс}} / \bar{D}_c \Gamma_{\text{СКЛ}}, \quad (\text{II})$$

где  $\bar{\Gamma}_{\text{экс}}$  - средние экспериментальные  $\alpha$ -ширины, а  $\bar{D}_c$  - средние расстояния между компаунд-состояниями с фиксированными  $I_i^{P_i}$ .  $\Gamma_{\text{СКЛ}}$  - ширина резонансного квазистационарного уровня, образованного при рассеянии  $\alpha$ -частиц с энергией  $Q_{if}$  на потенциале  $V_\alpha(R)$  (5).

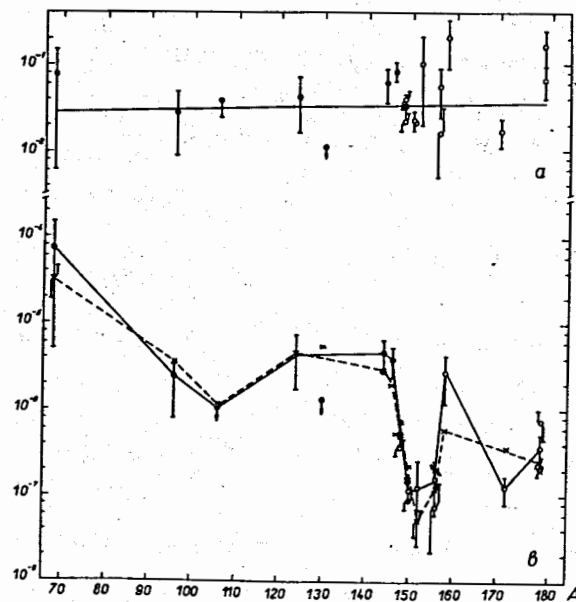


Рис. 3<sup>а</sup>. Точками показаны экспериментальные  $\alpha$ -частичные силовые функции  $S_c$  в зависимости от массового числа  $A$ . Показанные экспериментальные погрешности определяются в основном статистикой усреднения.

б) Точки, соединенные сплошной линией, изображают отношения

$\bar{\Gamma}_{\text{экс}}/\Gamma_{\text{СКЛ}}$ , а крестики, соединенные

пунктиром, - величины  $\bar{D}_c/D_{\text{СКЛ}}$ , где  $D_{\text{СКЛ}} \approx 25$  МэВ соответствует расстоянию между  $\alpha$ -кластерными уровнями в потенциале  $V_\alpha(R)$ .

На рис. 3<sup>а</sup> показаны результаты расчетов / 37 / величин  $S_c$  (точки) в зависимости от массового числа  $A$ . Несмотря на большой разброс в экспериментальных величинах  $\overline{\Gamma}_{c \rightarrow kc}$  (шесть порядков) и  $\overline{D}_c$  (более трех порядков), значения силовых функций  $S_c$  оказываются приблизительно постоянными и удовлетворительно согласуются с оценками в модели "черного" ядра (сплошная линия на рис. 3<sup>а</sup>). Эта модель соответствует предположению о сильном поглощении  $\alpha$ -частиц в ядре. Таким образом,  $\alpha$ -кластерные уровни, введенные в работе / 38 /, должны обладать большой "спредовой" шириной.

В § 3 второй главы показывается, что в соответствии с качественными выводами работы / 12 / факторы запрета  $-\overline{\Gamma}_{c \rightarrow kc} / \Gamma_{c \rightarrow ka}$  для  $\alpha$ -частичного канала распада компаунд-состояний близки к аналогичным величинам для нейтронного и радиационных каналов. Это означает, что для  $\alpha$ -ширин компаунд-состояний, так же, как и для нейтронных ширин, имеет место приближенное соотношение

$$\overline{\Gamma}_{c \rightarrow kc} = \Gamma_{c \rightarrow ka} \overline{D}_c / D_{c \rightarrow ka}, \quad (12)$$

справедливость которого иллюстрируется рис. 3<sup>б</sup>, где сравниваются отношения  $\overline{\Gamma}_{c \rightarrow kc} / \Gamma_{c \rightarrow ka}$  (точки на сплошной кривой) и  $\overline{D}_c / D_{c \rightarrow ka}$  (кресты, соединенные пунктиром). Здесь  $D_{c \rightarrow ka}$  - расстояния между кластерными уровнями с данными  $I_i^{\pi_i}$ . По аналогии с нейтронным каналом, соотношение (12) можно интерпретировать как правило сумм, регламентирующее сильную фрагментацию  $\alpha$ -кластерных уровней / 38 / по реальным состояниям компаунд-ядра.

Последний параграф главы II содержит обсуждение оболочечных оценок для  $\alpha$ -ширин компаунд-состояний / 18 /. Эти оценки указывают на необходимость учета, по крайней мере, четырехквартичных компонент в волновой функции компаунд-ядра.

В приложении к диссертации подробно рассмотрен метод выделения движения центра тяжести кластеров в ядре /23, 39 / и указаны его полезные применения при проведении расчетов по структуре ядра, теории ядерной материи и анализе прямых реакций передачи / 40 /.

В заключение перечисляются основные результаты, полученные в диссертации, и формулируются проблемы теории  $\alpha$ -распада, которые еще предстоит решить.

Представленные в диссертации результаты неоднократно докладывались: на Всесоюзных конференциях по нейтронной физике (Киев, 1971 и 1973 гг.), ряде ежегодных совещаний по ядерной спектроскопии и структуре ядра (в том числе обзорный доклад на XXX совещании, Ленинград, 1975 г.), II Международной конференции по ядерным данным для реакторов (Хельсинки, 1970 г.), Международной конференции по изучению структуры ядра с помощью нейтронов (Будапешт, 1972 г.), а также на IX Зимней школе по теории ядра и физике высоких энергий (Ленинград, 1974 г.).

Основной материал, изложенный в диссертации, содержится в работах / 12, 15, 18, 19, 22, 23, 29, 30, 32-35, 37, 39 /.

Литература.

1. P. Hornshøj, P.G.Hansen et al. Nucl.Phys. A230(1974)365.
2. Н.А.Головков и др. Изв. АН СССР, физ, 38 (1971) 701.
3. В.З.Гольдберг, В.П.Рудаков, В.А.Тимофеев, ЯФ, 19 (1974) 503.
4. Yu.P.Popov. In "Nuclear Structure Study with Neutrons", ed. J. Ero, J. Szucs., p.65, Budapest, 1974.
5. P. Hornshøj, K. Wilsky, P.G.Hansen, B. Jonson. Phys.Lett. B55 (1975)53.
6. K.Narada, E.A.Rauscher. Phys.Rev. 169(1968)818.
7. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, ЯФ, 12 (1970) 70.
8. Дж.Рассмусен, в сб. "Альфа-, бета - и гамма-спектроскопия", М., Атомиздат, 1963.
9. H.Feshbach. Ann.Phys. 5(1958)357.
10. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, А.А.Мартынов, ЯФ, 14 (1971) 343.
11. С.Г.Кадменский, А.А.Мартынов, Ю.И.Харитонов, ЯФ, 19 (1974) 529
12. В.И.Фурман, Ю.П.Попов. Тезисы XXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра, Тбилиси, 1973, стр.176, Наука, 1973.
13. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, А.А.Мартынов, ЯФ, 13 (1971)13, ЯФ, 16(1972)717.
14. А.А.Мартынов, С.Г.Кадменский ЯФ, 17 (1973) 75.
15. С.Г.Кадменский, Г.Стратан, В.И.Фурман, С.Холан. Сообщение ОИЯИ Р4-6960, Дубна 1973.
16. V.I.Furman, S.Holan, S.G.Kadmensky, G.Stratan. Nucl.Phys. A226 (1974)131.
17. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман. Сообщение ОИЯИ, Р4-8729, Дубна, 1975.
18. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман, ЭЧАЯ, 6 (1975) 469.
19. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман, С.Холан, В.Г.Хлебостроев. Сообщение ОИЯИ, Р4- 8730, Дубна, 1975.
20. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, А.А.Мартынов, ЯФ, 14(1971)1174.
21. С.Г.Кадменский. Изв.АН СССР физ, 30 (1966) 1349.
22. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, С.И.Лопатко, В.И.Фурман, В.Г.Хлебостроев, ЯФ, 10, (1969) 730.

23. С.Г.Кадменский, Г.Стратан, В.И.Фурман, С.Холан. Сообщение ОИЯИ, Р4-8101, Дубна, 1974.
24. Л.А.Слив и др. ЖЭТФ, 40 (1961) 946; ЯФ, 6 (1967) 270.
25. Y.E.Kim, J.O.Rasmussen. Nucl.Phys. 47(1963)184.
26. N.K.Glendenning, K.Narada, Nucl.Phys. 72(1965)481.
27. W.T.Pinkstone. Nucl.Phys. 37(1962)312
28. В.Г.Соловьев. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер, М., Госатомиздат, 1963.
29. Г.Стратан, В.И.Фурман, С.Холан. Сообщение ОИЯИ, Р4-8691, Дубна, 1975.
30. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман, С.Холан, ОИЯИ, Р4-8694, Дубна, 1975.
31. H.D.Zeh. Z.Phys. 175(1963)490.
32. Ю.П.Попов, М.Пшитула, Р.Ф.Руми, М.Стэмшински, М.Флорек, В.И.Фурман. Nuclear Data for Reactors. CN26/125, v.I, p.669, IAEA, Vienna, 1970.
33. Ю.П.Попов, М.Пшитула, К.Р.Родионов, Р.Ф.Руми, М.Стэмшински, В.И.Фурман ЯФ, 13 (1971), 913
34. В.И.Фурман, Ю.П.Попов. Нейтронная физика. Материалы всесоюзного совещания, Киев, 1971, ч.1, стр.159, Наукова думка, Киев, 1972.
35. V.I.Furman, Yu.P.Popov. Conference on Nuclear Structure Study with Neutrons, Budapest, 1972.
36. V.I.Furman, K.Niedwiedzjuk, Yu.P.Popov, R.F.Rumi, V.I.Salatsky, V.G.Tishin, P.Winiwarter. Phys.Lett. B44(1973)465.
37. В.И.Фурман, С.Г.Кадменский, С.Холан, Сообщение ОИЯИ, Р4-8734, Дубна, 1975.
38. А.И.Базь. Материалы УП зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. ч.1, Ленинград, 1971.
39. V.I.Furman, S.Holan, S.G.Kadmensky, G.Stratan. Nucl.Phys. A239(1975)114.
40. И.А.Ломаченков, В.И.Фурман, С.Холан. Сообщение ОИЯИ, Р4-8731, Дубна, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел  
26 марта 1975 года.