

УДК 539.164.2

α -РАСПАД СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

С. Г. Кадменский

Куйбышевский государственный
университет, Куйбышев

В. И. Фурман

Объединенный институт ядерных
исследований, Дубна

На основе не R -матричного варианта теории α -распада рассмотрены возможности описания абсолютных и относительных вероятностей α -переходов сферических ядер в рамках традиционной оболочечной модели. Введена поверхностная α -кластерная модель. С ее помощью изучена роль асимптотических областей в формировании ширины α -переходов и проанализированы данные по α -распаду компаунд-состояний.

On the basis of the non- R -matrix approach to α -decay theory the possibilities of the description of absolute and relative α -widths are considered in the frame of the current shell model for spherical nuclei. The surface α -cluster model is introduced. The contribution of the asymptotic region to the α -decay widths is investigated using this model. The experimental data on (n, α) -reactions are analysed.

ВВЕДЕНИЕ

Общие свойства явления α -радиоактивности. В настоящее время известны [1] три достаточно большие области ядер, обладающих спонтанной α -радиоактивностью: редкие земли, сферические ядра в окрестности ^{208}Pb , трансураны. В связи с прогрессом в методике получения нейтроннодефицитных изотопов все эти области заметно расширились, причем возник новый остров радиоактивности в окрестности $A \approx 100$. Помимо указанных выше α -излучателей в настоящее время интенсивно исследуется α -распад из возбужденных состояний в области легких ядер (с помощью (p, α) -, (n, α) -реакций и других) и в промежуточной области ядер $60 \leq A \leq 180$ с помощью (n, α) -реакций на медленных нейтронах. Таким образом, испускание α -частиц из основных или возбужденных состояний атомных ядер — глобальное явление, имеющее место практически для всей периодической системы элементов.

Характерной особенностью α -распада является экспоненциальная чувствительность периода полураспада к энергии α -час-

тицы. Поэтому периоды полураспада $T_{1/2}^\alpha$ меняются в широких пределах: $10^{-20} \leq T_{1/2}^\alpha \leq 10^{25}$ сек, что накладывает очень жесткие требования на любую теорию, стремящуюся описать абсолютные вероятности α -распада. В настоящее время накоплен большой экспериментальный материал, связанный с α -распадом (энергии и периоды полураспада, парциальные отношения для различных групп α -частиц, (α, γ) -корреляции и угловые распределения α -частиц при распаде ориентированных ядер и т. п.). К сожалению, до сих пор на основе этих экспериментальных данных удалось получить мало информации о свойствах и деталях структуры атомных ядер.

Причина этого — трудности, возникающие при построении последовательной теории α -распада. Это связано с физической сложностью явления α -распада, который необходимо трактовать как распад многочастичного изолированного резонансного состояния по α -частичному (четырёхнуклонному) каналу. Заметим, что в отличие от β - и γ -распадов, а также круга проблем, связанных с изучением структуры и свойств основных и низколежащих возбужденных состояний атомных ядер, которые определяются в основном объемными свойствами ядерных волновых функций, α -распад — процесс, родственные поверхностным ядерным реакциям, он радикально зависит от характеристик ядра в периферийной области, информация о которых в настоящее время существенно не полна.

Поэтому понимание α -распада дает дополнительные данные о свойствах ядер в поверхностной области и, в частности, о роли α -кластеризации в этой области [2].

В настоящее время сделаны только первые шаги к построению количественной теории α -распада. О перспективах и трудностях исследований в этом направлении и пойдет речь в данном обзоре.

Исторический обзор многочастичных вариантов теории α -распада. Первый многочастичный подход к описанию явления α -распада был развит в работах Томаса [3] и Манга [4] в рамках R -матричной теории ядерных реакций [5]. В работе [3] α -распад трактуется как распад изолированного резонанса со спином I_i и проекцией M_i и прочими квантовыми числами σ_j . Парциальная ширина распада в α -частичный канал $L\sigma_j I_f$ определяется формулой

$$\Gamma_{L\sigma_j I_f} = 2P_L(R_0) \gamma_{L\sigma_j I_f}^2(R_0), \quad (1)$$

где $P_L(R_0)$ — фактор проницаемости [5]; R_0 — радиус канала; амплитуда приведенной ширины $\gamma_{L\sigma_j I_f}(R_0)$ определяется интегралом перекрытия между волновой функцией начального состоя-

ния $\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$ и волновой функцией конечного канала α-распада $u_{L\sigma_f I_f}^{I_i M_i}$:

$$\gamma_{L\sigma_f I_f}(R_0) = \sqrt{\frac{\hbar^2 R_0}{2m}} \langle \Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i} | u_{L\sigma_f I_f}^{I_i M_i} \rangle |_{R=R_0}, \quad (2)$$

причем функция $u_{L\sigma_f I_f}^{I_i M_i}$ имеет вид:

$$u_{L\sigma_f I_f}^{I_i M_i} = \sum_{M_f} C_{M_f M M_i}^{I_f L I_i} Y_{LM}(\Omega_R) \psi_\alpha \Psi_{\sigma_f}^{I_f M_f}. \quad (3)$$

Здесь m — приведенная масса α-частицы; $\Psi_{\sigma_f}^{I_f M_f}$ — волновая функция дочернего ядра. Шаровая функция $Y_{LM}(\Omega_R)$ — угловая часть функции относительного движения центра инерции α-частицы с орбитальным моментом и проекцией LM .

Внутренняя функция α-частицы

$$\psi_\alpha = \chi_\alpha(\xi_1, \xi_2, \xi_3) S_\alpha(1, 2, 3, 4) \quad (4)$$

факторизуется на спиновую функцию S_α и пространственную функцию χ_α , которая выбирается в виде

$$\chi_\alpha(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{9/4} \exp\left[-\frac{\beta}{2} \sum_{i=1}^3 \xi_i^2\right]. \quad (5)$$

Выше использованы переменные:

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)/\sqrt{2}; & \xi_3 &= (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_4)/2; \\ \xi_2 &= (\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_4)/\sqrt{2}; & \mathbf{R} &= (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 + \mathbf{r}_3 + \mathbf{r}_4)/4. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Полная ширина α-распада Γ определяется суммой парциальных ширин

$$\Gamma = \sum_{L\sigma_f I_f} \Gamma_{L\sigma_f I_f}. \quad (7)$$

В рассматриваемом варианте теории α-распад представляется процессом, идущим в две стадии. На первом этапе в точке R_0 с вероятностью, пропорциональной $\gamma_{L\sigma_f I_f}^2(R_0)$, в родительском ядре формируются α-частица и дочернее ядро. На втором этапе α-частица как единое целое проникает через потенциальный барьер с вероятностью, пропорциональной $P_L(R_0)$.

В рамках схемы Томаса и Манга были проведены многочисленные расчеты вероятностей α-распада сферических и деформированных ядер [1]. В этих расчетах волновые функции родительского и дочернего ядер строились на основе оболочечной модели с учетом смешивания конфигураций и сверхтекучих корреляций.

Результаты расчетов показали, что в некоторых случаях относительные теоретические вероятности α -распада можно согласовать с соответствующими экспериментальными значениями, тогда как абсолютные вероятности сильно отличаются от экспериментальных и в зависимости от выбора параметра теории R_0 могут меняться на четыре и более порядков [6].

Дальнейший прогресс в понимании α -распада связан с развитием не R -матричных подходов, в принципе не содержащих свободного параметра R_0 . Первый вариант подобного подхода был развит в работе Харады, Раушер [7]. Используя метод Манга [4], они получили интегральную формулу для парциальной ширины α -распада:

$$\Gamma_{L\sigma_f I_f} = 2\pi |\langle \Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i} | V_{\alpha A-4} - V_{\alpha}^{\text{опт}}(R) | u_{L\sigma_f I_f}^{I_i M_i} \varphi_L \rangle|^2, \quad (8)$$

где $V_{\alpha A-4}$ — полный ядерный потенциал взаимодействия α -частицы с дочерним ядром. Функция $\varphi_L(R)$ описывает движение центра тяжести α -частицы в оптическом потенциале $V_{\alpha}^{\text{опт}}(R)$.

Привлекательной особенностью формулы (8) является отсутствие параметра R_0 , что роднит ее с формулой Фешбаха для ширины распада резонансного состояния [8]. В качестве потенциала $V_{\alpha A-4}$ авторы работы [7] используют сумму действительных частей нуклонных оптических потенциалов:

$$V_{\alpha A-4} = \sum_{i=1}^4 V_i(r_i) = \sum_{i=1}^4 V_{0if}(r_i), \quad (9)$$

где

$$f(r_i) = [1 + \exp\{(r_i - R_A)/a\}]^{-1}; \quad (10)$$

$$R_A = r_0 A^{1/3}.$$

Параметры r_0 , a и V_{0i} находятся из экспериментов по упругому рассеянию нуклонов. Оптический потенциал $V_{\alpha}^{\text{опт}}(R)$ выбирается в работе [7] феноменологически без всякого согласования с потенциалом $V_{\alpha A-4}$ (9), хотя, как было показано позднее в работе [9], оптический потенциал $V_{\alpha}^{\text{опт}}(R)$, построенный на основе суммы оптических нуклонных потенциалов, удовлетворительно описывает данные по упругому рассеянию α -частиц, так что указанное выше согласование в принципе возможно. С другой стороны, из-за наличия в подынтегральном выражении формулы (8) двух осциллирующих функций $\langle \Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i} | u_{L\sigma_f I_f}^{I_i M_i} \rangle$ и φ_L , принципиально не согласованных друг с другом, величина $\Gamma_{L\sigma_f I_f}$ резко меняется при переходе от ядра к ядру, от одного потенциала к другому, от одной энергии Q_{α} к другой.

Как показано в работе [7], использование различных наборов потенциалов $V_{\alpha}^{\text{опт}}$ приводит к разбросу в рассчитанных значениях абсолютных α-ширин, отнесенных к экспериментальным, от 10^{-3} до $6 \cdot 10^{-2}$ для ^{210}Po и от 1 до $0,7 \cdot 10^{-3}$ для ^{212}Po . Характерно при этом, что среди наборов потенциалов $V_{\alpha}^{\text{опт}}$ не удается выделить набор, удовлетворительно описывающий одновременно даже эти два ядра: потенциалы, приводящие к согласию с экспериментальными значениями α-ширин для ^{210}Po , дают резкое расхождение для ^{212}Po и наоборот.

Чувствительность $\Gamma_{L\sigma_f I_f}$ к энергии Q_{α} связана с тем, что функция $\phi_L(R)$ имеет резонансы в потенциале $V_{\alpha}^{\text{опт}}(R)$. Это приводит к вариациям амплитуды функции ϕ_L в случае приближения Q_{α} к энергии резонанса, что в свою очередь существенно меняет ширину $\Gamma_{L\sigma_f I_f}$.

Таким образом, хотя подход, предложенный в работе [7], и позволяет устранить из теории α-распада трудность, связанную с выбором параметра R_0 , в этом варианте теории появляются неустойчивости, которые делают эту схему непрacticной для анализа экспериментальных данных.

В связи с изложенным выше в настоящем обзоре мы основываемся на альтернативном не R -матричном варианте теории α-распада [10, 11] и с его помощью анализируем широкий круг экспериментальных данных по α-переходам сферических ядер.

1. ИНТЕГРАЛЬНАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ ШИРИНЫ α-РАСПАДА

Основываясь на результатах работ [10—13], проведем последовательно вывод интегральной формулы для ширины α-распада. Ограничимся рассмотрением случая, когда открыты только α-частичные каналы. Тогда в случае малых ширин состояние α-распадного ядра A можно описать квазистационарной волновой функцией $\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$ с комплексной энергией $E_0 - i\Gamma/2$, имеющей следующую асимптотику:

$$\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i} \rightarrow \sum_{L\sigma_f I_f} C_{L\sigma_f I_f} u_{L\sigma_f I_f}^{I_i M_i} \frac{1}{R} [F_L(R) + iF_L(R)] \exp(i\beta_{L\sigma_f I_f}^{\text{пот}}), \quad (11)$$

где $\beta_{L\sigma_f I_f}^{\text{пот}}$ — ядерная потенциальная фаза рассеяния в канале $L\sigma_f I_f$; $F_L(G_L)$ — регулярная (нерегулярная) кулоновская радиальная функция, имеющая синусную (косинусную) асимптотику

$$F_L(R) \rightarrow \sin(kR - L\pi/2 + \beta_L^{\text{кул}}),$$

причем $k = \sqrt{2mQ_{\alpha}/\hbar^2}$; $\beta_L^{\text{кул}}$ — кулоновская фаза рассеяния. Каналовая функция $u_{L\sigma_f I_f}^{I_i M_i}$ определена ранее формулой (3). Испол-

зуя уравнение непрерывности, приводящее к следующему соотношению между полной шириной Γ и полным потоком вероятности:

$$\Gamma = \sum_{L\sigma_f I_f} C_{L\sigma_f I_f}^2 k \hbar^2 / m, \quad (12)$$

можно получить

$$C_{L\sigma_f I_f} = \sqrt{\Gamma_{L\sigma_f I_f} k / 2Q\alpha}.$$

В случае глубоко подбарьерного α -распада из-за малой проникаемости кулоновского барьера

$$|\beta_{L\sigma_f I_f}^{\text{пот}}| \ll 1. \quad (13)$$

Пусть R_1 — точка, расположенная слева и вблизи от внешней кулоновской точки поворота, где уже выполняется условие $G_L(R_1) \gg F_L(R_1)$. Тогда в асимптотической области для $R \leq R_1$ с учетом условия (13) имеем:

$$\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i} \rightarrow \sum_{L\sigma_f I_f} \sqrt{\Gamma_{L\sigma_f I_f} k / 2Q\alpha} u_{L\sigma_f I_f}^{I_i M_i} \frac{G_L(R)}{R}. \quad (14)$$

Заметим, что функция $\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$ (14) при $F_L \ll G_L$ совпадает с внутренней базисной функцией $X_{\lambda}^{I_i M_i}$, используемой в R -матричном подходе для описания изолированного резонанса [5]. Действительно, по определению [5] функция $X_{\lambda}^{I_i M_i}$, как и функция $\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$, нормирована на единицу в области $0 \leq R \leq R_1$ и для $R \ll R_1$ имеет вид:

$$X_{\sigma_i}^{I_i M_i} \rightarrow \left(\frac{2mR}{\hbar^2}\right)^{1/2} \sum_{L\sigma_f I_f} \gamma_{\lambda I_f I_f}(R) u_{L\sigma_f I_f}^{I_i M_i} \equiv \sum_{L\sigma_f I_f} u_{L\sigma_f I_f}^{I_i M_i} \frac{1}{R} \Phi_{\lambda L\sigma_f I_f}(R). \quad (15)$$

В качестве граничного условия для радиальной функции $\Phi_{\lambda L\sigma_f I_f}(R)$ в R -матричной схеме обычно используют естественное граничное условие для $R_0 \ll R_1$:

$$\left. \frac{\Phi'_{\lambda L\sigma_f I_f}}{\Phi_{\lambda L\sigma_f I_f}} \right|_{R=R_0} = \left. \frac{F_L F'_L + G_L G'_L}{F_L^2 + G_L^2} \right|_{R=R_0} \rightarrow \left. \frac{G'_L}{G_L} \right|_{R=R_0},$$

которое совпадает с граничным условием радиальной части функции $\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$.

Наконец, как следует из сопоставления формул (14) и (15), парциальная ширина $\Gamma_{L\sigma_f I_f}$ выражается через приведенную ширину $\gamma_{\lambda L\sigma_f I_f}$ обычной R -матричной формулой:

$$\Gamma_{L\sigma_f I_f} = \frac{2kR_0}{G_L^2(R_0)} \gamma_{\lambda L\sigma_f I_f}^2(R_0) = 2P_L \gamma_{\lambda L\sigma_f I_f}^2. \quad (16)$$

Рассмотрим теперь задачу, обратную задаче α -распада, когда на дочернем ядре ($A - 4$), находящемся в состоянии $I_f^0 \sigma_f^0$, рассеивается α -частица с орбитальным моментом L^0 , причем полная энергия системы близка к энергии E_0 α -распадного ядра A . Тогда волновая функция рассеяния $\Phi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$ в асимптотической области имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi_{\sigma_i}^{I_i M_i} \rightarrow \sum_{L\sigma_f I_f} \frac{i}{2} \{ [\tilde{G}_L(R) - i\tilde{F}_L(R)] \delta_{\sigma_i \sigma_f^0} \delta_{L L^0} \delta_{I_f I_f^0} - \\ - S_{L\sigma_f I_f, L^0 \sigma_f^0 I_f^0} [\tilde{G}_L(R) + i\tilde{F}_L(R)] \} u_{L\sigma_f I_f}^{I_i M_i}, \end{aligned} \quad (17)$$

где \tilde{F}_L (\tilde{G}_L) связана с регулярной (нерегулярной) радиальной кулоновской функцией и нормирована на δ -функцию по энергии:

$$\tilde{F}_L(R) = \sqrt{k/\pi Q_\alpha} F_L(R)/R. \quad (18)$$

В формуле (17) $S_{L\sigma_f I_f, L^0 \sigma_f^0 I_f^0}$ — матричный элемент S -матрицы, имеющий для случая изолированного резонанса следующий вид [5]:

$$\begin{aligned} S_{L\sigma_f I_f, L^0 \sigma_f^0 I_f^0} = \frac{\exp(2i\beta_{L\sigma_f I_f}^{\text{пот}}) \delta_{L L^0} \delta_{\sigma_f \sigma_f^0} \delta_{I_f I_f^0} - \\ - \exp[i(\beta_{L\sigma_f I_f}^{\text{пот}} + \beta_{L^0 \sigma_f^0 I_f^0}^{\text{пот}})] \sqrt{\Gamma_{L\sigma_f I_f}} \sqrt{\Gamma_{L^0 \sigma_f^0 I_f^0}}}{E_0 - \Delta(E) - E + i\Gamma/2}, \end{aligned} \quad (19)$$

где $\Delta(E)$ — известный сдвиг уровня. Тогда в асимптотической области для $R \ll R_1$ функцию $\Phi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$ (17) с учетом условия (13) можно переписать в виде

$$\Phi_{\sigma_i}^{I_i M_i} \rightarrow \sum_{L\sigma_f I_f} \frac{\tilde{G}(R)}{2} \cdot \frac{\sqrt{\Gamma_{L\sigma_f I_f}} \sqrt{\Gamma_{L^0 \sigma_f^0 I_f^0}}}{E - E_0 - \Delta(E) + i\Gamma/2} u_{L\sigma_f I_f}^{I_i M_i}. \quad (20)$$

Сравнение формул (20) и (14) показывает, что функции $\Phi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$ и $\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$ в асимптотической области для $R \ll R_1$ совпадают с точностью до постоянного фактора. Поскольку эти функции удовлетворяют одному и тому же уравнению Шредингера, а граничные условия у них, как показано выше, в асимптотической области

($R \approx R_1$) совпадают, то во всей внутренней области $0 \leq R \leq R_1$ имеем:

$$\Phi_{\sigma_i}^{I_i M_i} = \sqrt{\frac{\Gamma_{L\sigma_f I_f^0}}{2\pi}} \cdot \frac{1}{E - E_0 - \Delta(E) + i\Gamma/2} \Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i}. \quad (21)$$

Поскольку, как было отмечено выше, функция $\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$ совпадает с функцией $X_{\lambda}^{I_i M_i}$, то соотношение (21) с точностью до обозначений эквивалентно известной в R -матричной теории связи между функцией рассеяния и внутренней функцией $X_{\lambda}^{I_i M_i}$ в приближении изолированного резонанса [5].

Теперь воспользуемся для S -матрицы формулой [14]:

$$S_{L\sigma_f I_f, L\sigma_f I_f^0} = \delta_{LL} \delta_{\sigma_f \sigma_f} \delta_{I_f I_f^0} - 2\pi i \langle \tilde{F}_{LU}^{I_i M_i} | \tilde{V}_{\alpha A-4} | \Phi_{\sigma_i}^{I_i M_i} \rangle, \quad (22)$$

где $\tilde{V}_{\alpha A-4}$ — ядерный потенциал взаимодействия α -частицы с дочерним ядром, имеющий вид

$$\tilde{V}_{\alpha A-4} = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=5}^A V_{ij}, \quad (23)$$

причем V_{ij} — потенциал парного взаимодействия нуклонов. Сопоставляя далее соотношение (22) и (19) и пользуясь выражением (21), а также условием подбарьерности (13), получаем следующую основную формулу для парциальной ширины α -распада:

$$\Gamma_{L\sigma_f I_f} = 2\pi |\langle \tilde{F}_{LU}^{I_i M_i} | \tilde{V}_{\alpha A-4} | \Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i} \rangle|^2. \quad (24)$$

При выводе формулы (24) не учитывалась антисимметризация в конечном канале α -распада. С учетом антисимметризации [15] формула (24) преобразуется к виду

$$\Gamma_{L\sigma_f I_f} = 2\pi |\langle \mathcal{A} \{ \tilde{F}_{LU}^{I_i M_i} | \tilde{V}_{\alpha A-4} \} | \Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i} \rangle|^2, \quad (25)$$

где \mathcal{A} — оператор антисимметризации. Формула (25) является строгой. Естественно, что переход к конкретным расчетам требует введения определенных аппроксимаций для всех многочастичных функций, входящих в (25). Ниже исследуем возможности анализа α -ширин с помощью формулы (25) в рамках оболочечной модели для сферических ядер. Кроме того, будет проведено рассмотрение α -распада на основе формулы (25) в рамках представлений об α -кластеризации.

2. α-РАСПАД В РАМКАХ ОБОЛОЧЕЧНОЙ МОДЕЛИ

Ширина α-распада сферических ядер. Ограничимся ниже рассмотрением случая, когда основной вклад в ширину α-распада определяется компонентой волновой функции родительского ядра A , которая соответствует движению четырех нуклонов, образующих α-частицу поверх остова, совпадающего с дочерним ядром $A - 4$ (диагональное приближение). При этом с помощью метода функций Грина [18, 9] потенциал $\bar{V}_{\alpha A-4}$ из формулы (25) преобразуется к виду

$$\bar{V}_{\alpha A-4} = \sum_{i=1}^4 V_i + \sum_{i < j=1}^4 (\Gamma_{ij} - V_{ij}), \quad (26)$$

где V_i — действительная часть нуклонного оптического потенциала, совпадающая при малых энергиях с оболочечным потенциалом [см. формулу (9)].

Входящая в соотношение (26) величина Γ_{ij} — неприводимый по каналу частица — частица четырехполюсник, имеющий значение эффективного потенциала взаимодействия между нуклонами в родительском ядре [17]. Имеются существенные соображения в пользу того, что эффективное взаимодействие нуклонов внутри ядра отличается от их взаимодействия в пустоте. В этом случае второй член в формуле (26) имеет объемный характер и по порядку величины может оказаться сравнимым с первым членом [18]. Однако, поскольку в настоящее время отсутствует надежная информация о свойствах Γ_{ij} , в первом приближении не будем учитывать второе слагаемое во взаимодействии $\bar{V}_{\alpha A-4}$ (26).

Представляется, что значительная деструктивная интерференция первого и второго членов в формуле (26) из-за их различной природы маловероятна, так что учет в (26) членов с перенормировкой взаимодействия не должен приводить к существенному изменению α-ширин. Таким образом, потенциал взаимодействия α-частицы с дочерним ядром, используемый в расчетах, совпадает с потенциалом (9), введенным ранее в работе [7].

Заметим, что в работе Сэндулеску [19] формула Харады, Раушер (8) для ширины α-распада была обобщена на случай учета второго члена во взаимодействии $\bar{V}_{\alpha A-4}$ (26). Автор работы [19] принимает, что $V_{\alpha}^{\text{опт}}(R)$ совпадает с первым членом формулы (26), что, согласно его логике, эквивалентно обращению в нуль матричного элемента (8). Тогда взаимодействием, ответственным за α-переход, оказывается второй член в формуле (26). Однако в соответствии с результатами работы [18] потенциал $V_{\alpha}^{\text{опт}}(R)$ должен в диагональном приближении совпадать с полным потенциалом $\bar{V}_{\alpha A-4}$ из формулы (26). Это делает выводы работы [19] внутренне противоречивыми.

Теперь возникает задача конкретизации общей формулы α -ширины (25). Примем, что волновые функции родительского и дочернего ядер представляются в виде [16]:

$$\Psi_{\sigma_{iоб.}}^{I_i M_i} = \sum_{P_i N_i} |(P_i N_i) I_i M_i\rangle \langle P_i N_i || i\rangle; \quad (27)$$

$$\Psi_{\sigma_{fоб.}}^{I_f M_f} = \sum_{P_f N_f} |(P_f N_f) I_f M_f\rangle \langle P_f N_f || f\rangle, \quad (28)$$

где P_i (N_i) — состояние протонной (нейтронной) системы в простой оболочечной модели с тем же самым числом протонов (нейтронов), что и в родительском ядре; $\langle P_i N_i || i\rangle$ и $\langle P_f N_f || f\rangle$ — коэффициенты смешивания конфигураций. Подставляя функции (27) и (28) в формулу (25) и следуя далее логике работы [16], получаем следующее выражение для интегральной ширины α -распада:

$$\Gamma_{L\sigma_f I_f} = 2\pi \left| \int \Theta_{L\sigma_f I_f}(R) \tilde{F}_L(R) R^2 dR \right|^2, \quad (29)$$

где полный интеграл перекрытия $\Theta_{L\sigma_f I_f}$ определяется формулой

$$\begin{aligned} \Theta_{L\sigma_f I_f}(R) = & \sum_{\substack{P_i N_i P_f N_f \\ P_\alpha N_\alpha}} \hat{J}_{P_i} \hat{J}_{N_i} \hat{I}_f J_{P_\alpha} J_{N_\alpha} \times \\ & \times \prod_{i=1}^4 \hat{j}_i \sqrt{2 - \delta_{n_1 n_2} \delta_{l_1 l_2} \delta_{j_1 j_2}} \sqrt{2 - \delta_{n_3 n_4} \delta_{l_3 l_4} \delta_{j_3 j_4}} \times \\ & \times \left\{ \begin{matrix} J_{P_f} & J_{N_f} & I_f \\ J_{P_\alpha} & J_{N_\alpha} & L \\ J_{P_i} & J_{N_i} & I_i \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l_1 & 1/2 & j_1 \\ l_2 & 1/2 & j_2 \\ J_{P_\alpha} & 0 & J_{P_\alpha} \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l_3 & 1/2 & j_3 \\ l_4 & 1/2 & j_4 \\ J_{N_\alpha} & 0 & J_{N_\alpha} \end{matrix} \right\} \times \\ & \times \langle P_f P_\alpha || P_i \rangle \langle N_f N_\alpha || N_i \rangle \langle P_i N_i || i \rangle \langle P_f N_f || f \rangle \times \\ & \times \int \mathcal{A} \{ \mathcal{X}_\alpha(\xi_1, \xi_2, \xi_3) S_\alpha(1, 2, 3, 4) V_{\alpha A-4}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) Y_{LM}(\Omega_R) \} \times \\ & \times [[\Psi_{n_1 l_1 j_1}(\mathbf{r}_1) \Psi_{n_2 l_2 j_2}(\mathbf{r}_2)]_{J_{P_\alpha}} [\Psi_{n_3 l_3 j_3}(\mathbf{r}_3) \Psi_{n_4 l_4 j_4}(\mathbf{r}_4)]_{J_{N_\alpha}}]_{LM} \times \\ & \times D d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 d\Omega_R, \quad (30) \end{aligned}$$

здесь $\hat{J} = \sqrt{2J+1}$; $\langle P_f P_\alpha || P_i \rangle$ и $\langle N_f N_\alpha || N_i \rangle$ — генеалогический коэффициент отделения двух протонов с моментом J_{P_α} из состояний $(n_1 l_1 j_1)$, $(n_2 l_2 j_2)$ и двух нейтронов с моментом J_{N_α} из состояний $(n_3 l_3 j_3)$, $(n_4 l_4 j_4)$; $\Psi_{n_i l_i j_i}(\mathbf{r}_i)$ — оболочечная волновая функция i -нуклона; $D = 8$ — якобиан замены при переходе

от переменных r_1, r_2, r_3, r_4 к переменным ξ_1, ξ_2, ξ_3, R (6). В формуле (30) обозначение $[\psi_{n_1 l_1 j_1} \psi_{n_2 l_2 j_2}]_{J P_\alpha} [\psi_{n_3 l_3 j_3} \psi_{n_4 l_4 j_4}]_{J N_\alpha}]_{L M}$ определяет схему сложения моментов четырех нуклонов, формирующих α -частицу.

Заметим, что в формуле (29) нет ни одного свободного параметра. Действительно, волновые функции родительского и дочернего ядер берутся из оболочечных расчетов с учетом смешивания конфигураций, параметры потенциала $V_{\alpha A-4}$ (9) фиксируются в тех же расчетах, а параметры внутренней волновой функции α -частицы χ_α определяются из экспериментов по рассеянию быстрых электронов на ядре ${}^4\text{He}$. Ниже функция χ_α используется в простейшей форме (5), хотя в принципе развитые методы позволяют учитывать и более сложные компоненты этой функции, которые были исследованы, например, в работе [20]. Отсутствие в формуле (29) подгоночных параметров, специфичных для α -распада, делает сравнение результатов расчетов с экспериментом в исследуемом подходе практически бескомпромиссным.

Методы расчета интегралов перекрытия. Основная трудность получения α -ширин с помощью формулы (29) связана с вычислением многомерных интегралов перекрытия $\Theta_{L\sigma_f I_f}(R)$. До недавнего времени последовательное вычисление интегралов $\Theta_{L\sigma_f I_f}$ и родственных им величин $\gamma_{L\sigma_f I_f}(R)$ (2) проводилось только на основе осцилляторного оболочечного базиса, для которого с помощью преобразований Тальми — Мошинского [21] многомерное интегрирование сводилось к одномерному [4, 22]. В настоящем обзоре используются интегралы перекрытия $\Theta_{L\sigma_f I_f}(R)$, которые рассчитаны для реалистических волновых функций с помощью метода, предложенного в работе [23].

Полезно сравнить свойства интегралов перекрытия, полученных с использованием базиса Вудса — Саксона $\Theta_{L\sigma_f I_f}^{\text{BC}}(R)$ и осцилляторного базиса $\Theta_{L\sigma_f I_f}^{\text{OC}}(R)$. Как видно из рис. 1, $\Theta_{L\sigma_f I_f}^{\text{BC}}(R)$ (кривая 1) и $\Theta_{L\sigma_f I_f}^{\text{OC}}(R)$ (кривая 2) во внутренней области близки и имеют совпадающее число узлов. Однако на поверхности ядра они существенно различаются, что приводит к уменьшению от 5 до 30 раз абсолютных ширин $\Gamma_{L\sigma_f I_f}^{\text{BC}}$, рассчитанных по формуле (29) для простых оболочечных конфигураций, по сравнению с величинами $\Gamma_{L\sigma_f I_f}^{\text{OC}}$ в зависимости от типа конфигураций.

В отличие от R -матричной теории α -распада в рассматриваемом подходе в интеграле перекрытия $\Theta_{L\sigma_f I_f}(R)$ входит потенциал (9), зависящий не только от координаты центра инерции α -частицы R , но и от ее внутренних переменных ξ_1, ξ_2, ξ_3 . Поскольку последнее обстоятельство существенно усложняет расчеты,

полезно выяснить вклад ξ -зависимости потенциала $V_{\alpha A-4}$ в ширину α -распада $\Gamma_{L\sigma_f I_f}$. В табл. 1 приведены типичные отношения

Таблица 1

L	0	2	4	6	8	10	12	14	16
$\frac{\Gamma_{L\sigma_f I_f} - \Gamma_{L\sigma_f I_f}^0}{\Gamma_{L\sigma_f I_f}}$, %	12	11,3	12,9	12,7	13,3	14,9	16,5	18,1	20

$(\Gamma_{L\sigma_f I_f} - \Gamma_{L\sigma_f I_f}^0)/\Gamma_{L\sigma_f I_f}$, где $\Gamma_{L\sigma_f I_f}^0$ — ширина, рассчитанная в приближении

$$V_{\alpha A-4} = \sum_{i=1}^4 V_i(|\mathbf{r}_i|) = \sum_{i=1}^4 V_i(R) \equiv V_{\alpha A-4}(R) \quad (31)$$

на примере оболочечной конфигурации $[(1h_{9/2})^2_{P\alpha}(2g_{9/2})^2_{N\alpha}]_{LM}$ ядра ^{210}Po . Видно, что эффект ξ зависимости потенциала $V_{\alpha A-4}$ невелик и слабо меняется с ростом момента L вылетающей α -частицы. Тогда в приближении (31) интеграл перекрытия $\Theta_{L\sigma_f I_f}(R)$ представляется в виде

$$\Theta_{L\sigma_f I_f}(R) = V_{\alpha A-4}(R) \Psi_{L\sigma_f I_f}(R)/R; \quad (32)$$

где

$$\Psi_{L\sigma_f I_f}(R) \equiv \langle \Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i} | u_{L\sigma_f I_f}^{I_i M_i} \rangle R \quad (33)$$

— эффективная волновая функция центра инерции четырех нуклонов, формирующих α -частицу. На языке этой функции формула (25) для ширины α -распада принимает «одночастичный» вид:

$$\Gamma_{L\sigma_f I_f} = 2\pi \left| \int \Psi_{L\sigma_f I_f}(R) V_{\alpha A-4}(R) \tilde{F}_0(R) R dR \right|^2. \quad (34)$$

Введенная ранее амплитуда приведенной ширины $\gamma_{L\sigma_f I_f}(R)$ (2) выражается через функцию $\Psi_{L\sigma_f I_f}(R)$ соотношением

$$\gamma_{L\sigma_f I_f}(R) = \sqrt{\hbar^2/2mR} \Psi_{L\sigma_f I_f}(R). \quad (35)$$

Заметим, что вычисление ширин $\Gamma_{L\sigma_f I_f}^{\text{точ}}$ в приближении точечности α -частицы ($\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_3 = \mathbf{r}_4 = \mathbf{R}$) значительно эконом-

нее расчетов с учетом конечных размеров α-частицы. Однако это приближение не является реалистическим ни для относительных, ни для абсолютных ширин α-распада. Тем не менее, если ввести

$$B = \Gamma_{L\sigma_f I_f} / \Gamma_{L\sigma_f I_f}^{\text{точ}} \quad (36)$$

то можно прогнать расчеты в точечном приближении, используя отношение B как корректирующий фактор [1], учитывающий конечные размеры α-частицы.

Типичные значения корректирующих факторов B приведены в третьей колонке табл. 2. Они меняются в пределах от 250 до $1 \cdot 10^4$ и существенно зависят от конкретных оболочечных конфигураций нуклонов, формирующих α-частицу.

Сравнение с R-матричным вариантом. Если воспользоваться соотношением (35) и

Таблица 2

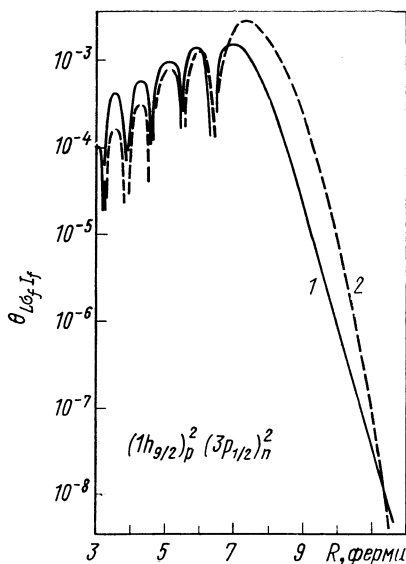


Рис. 1. Интегралы перекрытия $\Theta_{L\sigma_f I_f}(R)$ для ядра ^{210}Po (конфигурация $[(1h_{9/2})^2 (3p_{1/2})^2]_{00}$): 1 — с оболочечными волновыми функциями потенциала Вудса — Саксона; 2 — для потенциала гармонического осциллятора

Материнское ядро	Конфигурация $[(nlj)_{P\alpha}^2 (nlj)_{N\alpha}^2]_{LM}$	$\lg \left(\frac{\Gamma_{L\sigma_f I_f}}{\Gamma_{L\sigma_f I_f}^{\text{точ}}} \right)$	$\lg \left(\frac{B_{\text{ос}}}{B_{\text{вс}}} \right)$
^{210}Po	$[(1h_{9/2})^2_{00} (3p_{1/2})^2_{00}]_{00}$	-2,24	0,16
^{200}Po	$[(1h_{9/2})^2_{00} (3p_{3/2})^2_{00}]_{00}$	-2,26	0,16
^{206}Po	$[(1h_{9/2})^2_{00} (2f_{5/2})^2_{00}]_{00}$	-2,78	0,36
^{212}Po	$[(1h_{9/2})^2_{00} (2g_{9/2})^2_{00}]_{00}$	-2,78	0,24
^{226}Ra	$[(1h_{9/2})^2_{00} (1i_{11/2})^2_{00}]_{00}$	-3,85	0,65
^{196}Po	$[(1h_{9/2})^2_{00} (1i_{13/2})^2_{00}]_{00}$	-4,00	0,58
^{200}Rn	$[(1h_{9/2})^2_{00} (1i_{13/2})^2_{00}]_{00}$	-3,97	0,60
^{180}Hg	$[(2d_{5/2})^2_{00} (1h_{9/2})^2_{00}]_{00}$	-2,82	0,38
^{174}Pt	$[(2d_{5/2})^2_{00} (1h_{9/2})^2_{00}]_{00}$	-2,83	0,35
^{186}Pt	$[(2d_{5/2})^2_{00} (1i_{13/2})^2_{00}]_{00}$	-3,18	0,44

формулой (34), то α -ширину в рассматриваемом подходе можно представить в виде [24]:

$$\Gamma_{L\sigma_f I_f} = \frac{4\pi m}{\hbar^2} \left| \int \gamma_{L\sigma_f I_f}(R) V_{\alpha A-4}(R) \tilde{F}_L(R) (R)^{3/2} dR \right|^2. \quad (37)$$

Подынтегральное выражение в формуле (37) имеет резкий максимум в некоторой точке R_m , лежащий в поверхностной области ядра. Природа этого максимума связана с тем, что амплитуда

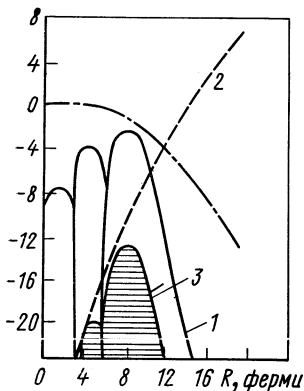


Рис. 2. Формирование подынтегрального максимума в формуле (29) для ширины α -распада:

1 — логарифмы модуля интеграла перекрытия $\Theta_{L\sigma_f I_f}^{(R)}$; 2 — логарифм функции $F_L(R)$; 3 — логарифм модуля подынтегрального выражения, а ширина главного максимума заштрихованной фигуры определяет величину b из формулы (38)

приведенной ширины $\gamma_{L\sigma_f I_f}(R)$ и потенциал $V_{\alpha A-4}(R)$ убывают по экспоненциальному закону во внешнюю область, в то время как кулоновская функция $\tilde{F}_L(R)$ экспоненциально затухает во внутреннюю область. Формирование этого максимума в случае ^{210}Po дано на рис. 2. Эффективную ширину максимума b можно оценить, если значение интеграла в формуле (37) разделить на величину подынтегрального выражения в точке R_m . Численные расчеты дают для b значения 1,5—1,8 ферми. Тогда формулу (37) можно приближенно представить в виде

$$\Gamma_{L\sigma_f I_f} = \frac{2\pi R_m}{Q\alpha} [kbV_{\alpha A-4}(R_m) \tilde{F}_L(R_m) \gamma_{L\sigma_f I_f}(R_m)]^2. \quad (38)$$

Сравнение формулы (38) с R -матричной формулой для ширины (1) показывает, что R_m соответствует эффективному радиусу обрезания R_0 . Конкретные расчеты показывают, что R_m для различных ядер находится в окрестности радиуса оболочечного потенциала R_A ($\approx 7,5$ ферми для ^{210}Po), в то время как в традиционных расчетах R_0 выбирается, как правило, правее внутренней кулоновской точки поворота ($R_0 > 9,5$ ферми для ^{210}Po). Эффективный фактор проницаемости в данной схеме

$$P_L^{\Phi}(R_m) = kR_m \frac{\pi k}{Q\alpha} [bV_{\alpha A-4}(R_m) \tilde{F}_L(R_m)]^2. \quad (39)$$

Оценки [24] показывают, что в большинстве интересных случаев величина $P_L^{\alpha\phi}(R_m)$ примерно в 100 раз больше томасовского фактора проницаемости, взятого в точке R_m . В то же время зависимости $P_L^{\alpha\phi}$ от Q_α и L остаются практически такими же, как и в общепринятых вариантах теории α -распада. Подробные исследования показали, что величина R_m заметно флуктуирует ($\Delta R_m \approx \approx 0,5$ ферми) в зависимости от типа оболочечных состояний четырех нуклонов, формирующих α -частицу. Поэтому эффективный фактор проницаемости зависит от состояния нуклонов через значения радиуса R_m , а не является универсальной функцией, как это было в варианте Томаса [3] и Манга [4]. Этот результат ставит под сомнение возможность использования единого фактора проницаемости для различных типов состояний четырех нуклонов, особенно в расчетах со смешиванием конфигураций.

В отличие от формул R -матричной теории (1) и варианта Харады, Раушер [8] формула (29) оказывается устойчивой к малым вариациям параметров потенциала и волновых функций, что позволяет получать надежные значения всех теоретических величин, включая и абсолютные вероятности α -распада.

Экспериментальные коэффициенты усиления. Поскольку в развиваемом подходе приведенная ширина связана с абсолютной α -шириной интегральным образом, что не позволяет пользоваться единым эффективным радиусом R_m для различных состояний, экспериментальные и теоретические ширины α -распада удобно сравнивать с помощью коэффициентов усиления (КУ). Экспериментальный коэффициент усиления (ЭКУ) K_α определяется как отношение абсолютной экспериментальной α -ширины к теоретической, рассчитанной на основе простой оболочечной модели. В силу такого определения коэффициент не включает резкой энергетической зависимости α -ширины, связанной с проницаемостью барьера, и является характеристикой роли остаточных взаимодействий, а также других эффектов, не учтенных в оболочечной модели. Экспериментальные коэффициенты усиления аналогичны безразмерным приведенным ширинам в единицах Вигнера или безразмерным приведенным вероятностям электромагнитных переходов в единицах Вайскопфа.

На рис. 3 приведены логарифмы ЭКУ, рассчитанные с параметрами оболочечного потенциала из работы [59], для широкой группы четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных сферических ядер ($144 \leq A \leq 235$) в зависимости от числа нейтронов. Подробная библиография работ, в которых измерены экспериментальные α -ширины для исследуемых ядер приведена в работах [26, 63].

Наиболее многочисленная группа ядер на рис. 3 соответствует облегченному α -распаду, когда вылетающая α -частица образуется из спаренных с моментом нуль нуклонов и имеет $L = 0$.

Значения $\lg K_0$ для этой группы ядер лежат в интервале $4,2 \leq \lg K_0 \leq 5,3$. Подавляющее большинство ядер этой группы ложится в узкую полосу шириной в $\lg K_0 \leq 0,6$, причем соседние четные и нечетные ядра имеют близкие значения коэффициента усиления.

Поскольку близость коэффициентов усиления K_0 соседних ядер для облегченных α -переходов является экспериментальной тенденцией, как это видно из рис. 3, то сильные отклонения ЭКУ

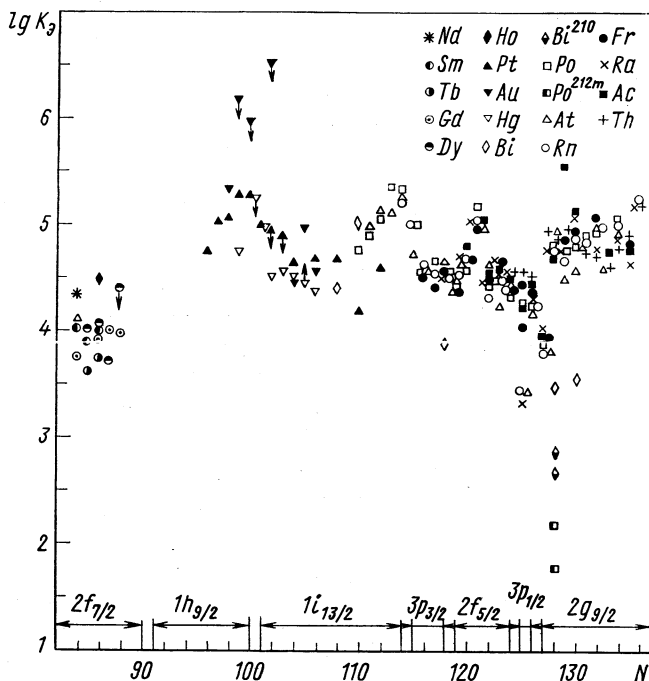


Рис. 3. Зависимость логарифмов экспериментальных коэффициентов усиления от числа нейтронов N . На оси абсцисс указаны нейтронные оболочечные конфигурации, для которых проводился расчет

для какого-нибудь ядра от коэффициентов K_0 для соседних ядер свидетельствуют или о ненадежности экспериментальных данных, или о необлегченности α -перехода (в случае отклонения коэффициента K_0 вниз от значений коэффициентов K_0 для соседних ядер). Для некоторых исследованных нечетных и нечетно-нечетных ядер ЭКУ оказались значительно большими, чем ЭКУ соседних четно-четных ядер, что указывает на ненадежность экспериментальных данных и позволяет предсказать область вероят-

ных значений соответствующих ширин. Для ряда изотопов Ir, Pt, Po, Fr, At, Ac в табл. 3 приведены подобные теоретические предсказания.

Вторую группу ядер образуют изотопы с $N = 125$ и 127 , а также нечетные изотопы Bi с $Z = 83$. Для α-переходов в этих ядрах одна из пар нуклонов, формирующих α-частицу, имеет ненулевой суммарный момент, в то время как вторая пара имеет момент, равный нулю. ЭКУ для ядер этой группы оказываются существенно ниже, чем для облегченной полосы. Логарифмы $K_α$ лежат в интервале от 3,06 до 4,0.

Особое место на рис. 3 занимает ядро ^{210}Bi , для которого нечетные протон и нейтрон находятся над дважды магическим остовом ^{208}Pb . На рисунке приведены $\lg K_α$ для α-переходов из основного состояния ^{210}Bi с $I_i^{\pi_i} = 1^-$ в первое ($I_f^{\pi_f} = 2^-$ — нижняя точка) и второе ($I_f^{\pi_f} = 1^-$ — верхняя точка) возбужденные состояния дочернего ядра ^{206}Tl .

Для обоих переходов α-частица образуется из двух пар распаренных нуклонов. Величины $\lg K_α$ для ^{210}Bi лежат ниже $\lg K_α$ второй группы ядер и составляют около 2,7.

Таким образом, как следует из рис. 3, отношения экспериментальных и теоретических α-ширин, рассчитанных в рамках оболочечной модели без смешивания конфигураций, варьируются в широких пределах от $4,5 \cdot 10^2$ до $2 \cdot 10^5$, что демонстрирует невоз-

Таблица 3

Изотоп	Парциальные отношения или $T_{1/2}^\alpha$		
	Эксперимент 1972 г.	Теоретические предсказания 1972 г.	Эксперимент 1974 г.
$^{171}\text{Ir} - ^{173}\text{Ir}$?	$\sim 1,0$	—
^{174}Ir	?	$\sim 0,25$	—
^{175}Ir	?	$\sim 0,1$	—
$^{176}\text{Ir} - ^{177}\text{Ir}$?	$\sim 0,01$	—
^{181}Pt	$6 \cdot 10^{-4}$	$\sim 3 \cdot 10^{-4}$	—
^{183}Pt	10^{-5}	$\sim 10^4$	—
^{192}Pt	$T_{1/2}^\alpha = 10^{15}$ лет	$T_{1/2}^\alpha \approx 10^{18}$ лет	—
^{203}Po	?	$\sim 0,01$	0,002
^{217}Po	$T_{\alpha/2}^\alpha < 10$ сек	$T_{1/2}^\alpha \sim 1,25$ сек	—
^{204}Fr	?	$\sim 1,0$	0,7
^{205}Fr	?	$\sim 1,0$	0,97
^{206}Fr	?	$\sim 1,0$	0,85
^{207}Fr	?	$\sim 1,0$	0,93
^{208}Fr	?	$\sim 1,0$	0,74
^{209}Fr	?	$\sim 1,0$	0,89
^{200}At	?	$\sim 1,0$	0,32
^{201}At	?	$\sim 1,0$	0,71
^{218}Ac	$T_{1/2}^\alpha = 2,7 \times 10^{-7}$ сек	$T_{1/2}^\alpha = 1,26 \times 10^{-6}$	—

возможность объяснения абсолютных вероятностей α -распада на основе этой модели. Немонотонность в поведении ЭКУ в зависимости от числа нейтронов свидетельствует также о невозможности описания относительного хода экспериментальных α -ширин в рамках обсуждаемой модели.

Расчеты α -ширин со смешиванием конфигураций для изомера ^{212m}Po и ядра ^{210}Bi . Перейдем от простой оболочечной модели к моделям, учитывающим нуклон-нуклонные корреляции. В исследуемой области ядер из-за принципиальных вычислительных трудностей диагонализационные расчеты удастся последовательно провести только для ядер в ближайшей окрестности дважды магического ядра ^{208}Pb .

В этой связи представляет особый интерес исследование α -распада изомера ^{212m}Po ($I_i^{\pi_i} = 18^+$), высокий спин которого требует практически полной выстроенности оболочечных моментов внешних нуклонов, что резко уменьшает число существенных компонент в оболочечном диагонализационном базисе. Кроме того, указанная схема сложения моментов автоматически исключает вклад эффектов спаривания. Все это позволяет надеяться, что полученная при диагонализации оболочечная волновая функция изомерного состояния с $I_i^{\pi_i} = 18^+$ достаточно корректна. Ниже в расчетах использованы волновые функции ядер ^{212m}Po и ^{208}Pb из работ [27, 28]. Столь же удобным объектом исследования, как и ^{212m}Po , является нечетно-нечетное ядро ^{210}Bi . В этом случае оболочечная структура родительского и дочернего ядер достаточно проста и отсутствуют эффекты спаривания. Используемые в расчетах волновые функции ядер ^{210}Bi и ^{206}Tl взяты из работ [29, 30].

Из результатов расчетов (табл. 4) следует, что для α -распада ^{212m}Po и ^{210}Bi теория разумно воспроизводит экспериментальные

Таблица 4

Материнское ядро		Дочернее ядро			$\frac{\Gamma_{\alpha}^g}{\Gamma_{\alpha}^{ob}}$
Изотопы	$I_i^{\pi_i}$	Изотопы	$E_{\text{возб}},$ Мэв	$I_f^{\pi_f}$	
^{210}Bi	1-	^{206}Tl	0,266	2-	308
^{210}Bi	1-	^{206}Tl	0,304	1-	365
^{212m}Po	18+	^{208}Pb	0	0+	25,5
^{212m}Po	18+	^{207}Pb	2,615	3-	36,8

относительные ширины. Однако теоретические абсолютные вероятности α -распада оказываются примерно на два порядка ниже экспериментальных. Поскольку в рассматриваемых ядрах спа-

ривание отсутствует и диагонализационная процедура приводит к достаточно надежным функциям, последний результат может служить тестом возможностей оболочечной модели со смешиванием конфигураций и дает оценку предельного уровня согласия с экспериментом в этой модели.

α-Распад сферических ядер в сверхтекучей модели. Как уже отмечалось, для ядер первой и второй групп (см. рис. 3) по крайней мере одна из пар нуклонов, формирующих α-частицу, имеет суммарный момент равный нулю. Поэтому описание α-распада этих ядер невозможно без учета эффектов спаривания. Наиболее последовательной моделью, специально приспособленной для рассмотрения этих эффектов, является сверхтекучая модель атомного ядра [31].

Впервые на важность учета сверхтекучих корреляций при расчете абсолютных вероятностей α-распада было указано В. Г. Соловьевым [32], который для α-распада деформированных ядер получил факторы усиления, примерно равные 10^3 . В работе Зеха [16] была показана необходимость учета сверхтекучести для понимания хода относительных α-ширин в случае сферических ядер (на примере изотопов Po).

Ширина α-распада в сверхтекучей модели определяется формулой (29), где оболочечные генеалогические коэффициенты заменяются на соответствующие сверхтекучие коэффициенты, которые получены в работе [16]. В сверхтекучей модели нейтронные и протонные корреляции независимы. Введем нейтронный коэффициент усиления K_n , который определяется отношением α-ширины, рассчитанной с учетом только нейтронных корреляций, к α-ширине, полученной в рамках простой оболочечной модели, и протонный коэффициент усиления K_p , определенный аналогичным образом.

Механизм сверхтекучего усиления абсолютных вероятностей α-распада, приводящий к появлению коэффициентов усиления K_n и K_p , можно проиллюстрировать на языке эффективной волновой функции $\Psi_{L\sigma_f I_f}^{ob,cb}(R)$ центра инерции четырех нуклонов, формирующих α-частицу, в сверхтекучей модели. Эта функция определяется формулой (33) и связана со сверхтекучей α-шириной соотношением (34). Из-за когерентности куперовского спаривания функция $\Psi_{L\sigma_f I_f}^{ob,cb}$ для облегченных α-распадов четно-четных ядер должна существенно отличаться от аналогичной функции $\Psi_{L\sigma_f I_f}^{ob}$ получаемой в рамках оболочечной модели без смешивания конфигураций. Действительно, как видно из рис. 4, функция $\Psi_{L\sigma_f I_f}^{ob,cb}$ имеет мощный максимум на поверхности ядра, амплитуда которого превосходит амплитуду последнего максимума $\Psi_{L\sigma_f I_f}^{ob}$ на фактор примерно равный $\sqrt{K_p K_n}$.

Расчет сверхтекучей ширины α -распада с реалистическими нуклонными оболочечными функциями чрезвычайно громоздок. Поэтому проведем обсуждение эффектов сверхтекучих корреляций в упрощенной «гибридной» схеме, предложенной в работе [22].

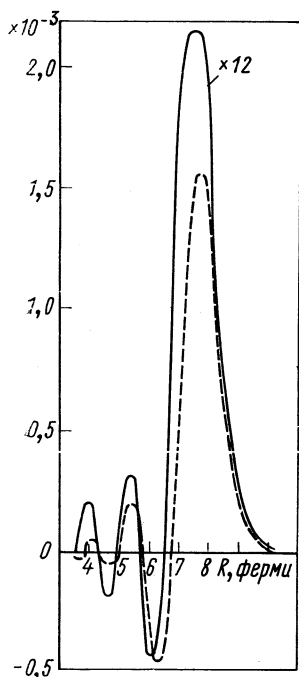


Рис. 4. Сравнение функций $\Psi_{L\sigma I f}^{об. св} (R)$ (сплошная кривая) и $\Psi_{L\sigma I f}^{об} (R)$ (пунктир) в случае ядра ^{216}Ra

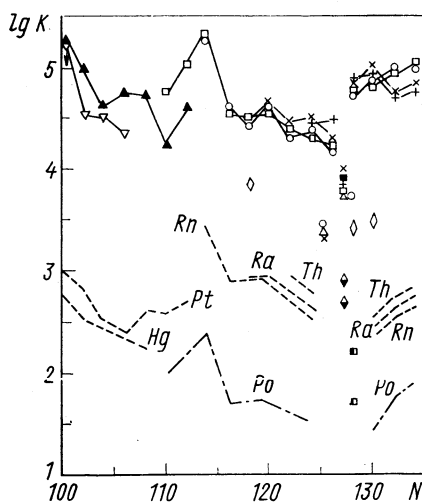


Рис. 5. Сравнение логарифмов экспериментальных коэффициентов усиления (точки, соединенные сплошными линиями) и сверхтекучих коэффициентов усиления (пунктир) для облегченных α -переходов четно-четных ядер с $100 \leq N \leq 134$:

Обозначения элементов те же, что и на рис. 3; — — — сверхтекучие коэффициенты усиления для изотопов Po

В этой схеме расчеты α -ширин проводятся с реалистическими нуклонными оболочечными функциями в приближении точечности α -частицы, а поправки, которые связаны с учетом конечных размеров α -частицы, вводятся в терминах корректирующих факторов B (36).

В качестве факторов B использовались величины, рассчитанные в работе [22] с осцилляторными оболочечными функциями, которые были поправлены с учетом разницы в значениях корректирующих факторов, связанной с переходом к оболочечным функциям потенциала Вудса — Саксона (см. табл. 2).

Логарифмы K_α (точки) и $K_{св} = K_n K_p$ (пунктирные кривые), рассчитанные для облегченной полосы, приведены на рис. 5. Параметры сверхтекучей модели и детали расчетов подробно обсуждены в работах [22, 25, 26].

Как видно из рисунка, $K_{св}$ разумно передают относительный ход соответствующих экспериментальных КУ для всех ядер с развитой сверхтекучестью. В то же время полный сверхтекучий КУ меняется для исследуемой области ядер примерно от 200 для числа $N \approx 106$ до 3000 для $N = 114$ и оказывается порядка 10^3 около $N = 100$ и 134. Максимальные значения коэффициентов $K_{св}$ близки к сверхтекучим КУ в области деформированных ядер ($230 \leq A \leq 254$), рассчитанным в работе [32]. Этот факт не представляется удивительным, поскольку величины энергетических щелей для сферических ядер с развитой сверхтекучестью близки по величине к энергетическим щелям для деформированных ядер.

Как видно из рисунка, отношение $\Gamma_{L\sigma_f I_f}^{св} / \Gamma_{L\sigma_f I_f}^0$ для областей $N < 109$ и $N > 130$, приблизительно в 2—4 раза меньше, чем аналогичные отношения в области $109 \leq N \leq 124$. Подобные результаты были получены ранее в работе [19], где исследовалось влияние сверхтекучести на α -распад изотопов Po в рамках R -матричной схемы. В этой работе отличия относительных КУ для двух областей с $N < 126$ и $N > 126$ связывались с увеличением значения n — p -корреляций для последней области, не учитываемых в сверхтекучей модели. Не исключено, что отмеченный выше разброс отношений $\Gamma_{L\sigma_f I_f}^{св} / \Gamma_{L\sigma_f I_f}^0$ обусловлен аналогичной причиной.

В то же время имеется другая возможность объяснить подобные расхождения, если допустить, что ядра в областях $N < 109$ и $N > 130$ переходят от сферической формы к деформированной. На это имеются определенные экспериментальные указания [45, 63].

Суммируя сказанное, можно отметить, что зависимость отношения $\Gamma_{L\sigma_f I_f}^0 / \Gamma_{L\sigma_f I_f}^{св}$ от числа нейтронов для облегченных α -переходов сглаживается при учете сверхтекучих корреляций и оно оказывается в пределах от 60 до 250.

Для полублегченных α -переходов изотопов с $N = 125$ и 127, а также нечетных изотопов ^{213}Bi , ^{211}Bi , ^{201}Bi ($Z = 83$), которые представлены на рис. 5, сверхтекучие коэффициенты усиления есть просто K_p и K_n соответственно, поскольку в первом случае в нейтронной системе, а во втором — в протонной системе спаривание не эффективно. Это позволяет понять разницу в ЭКУ облегченных и полублегченных переходов. На рис. 5 штрих-пунктирными кривыми показана зависимость нейтронного сверхтекучего коэффициента усиления $K_n(N)$ на примере изотопов Po. Сопо-

ставление этих величин с полными коэффициентами $K_{св} = K_p K_n$ показывает, что в области $N > 110$ протонный коэффициент K_p приблизительно постоянен и составляет около десяти. Для случая нечетных изотопов ^{213}Bi , ^{211}Bi и ^{201}Bi полный коэффициент усиления должен быть близким к K_n для изотопов Po с $N = 118, 128$ и $N = 130$ ($K \approx 16 \div 40$). В то же время для нечетных изотопов с $N = 125$ и 127 коэффициент усиления должен быть близким к K_p для соответствующих четно-четных изотопов ($K_p \approx 10$). Значения нейтронных и протонных теоретических КУ для ядер с $N = 126$ и $Z = 84$, где представления сверхтекучей модели неадекватны, получены методом диагонализации (см. ниже). Таким образом, отношения $\Gamma_{L\sigma_f I_f}^0 / \Gamma_{L\sigma_f I_f}^{св}$ для полуоблегченных α -переходов оказываются около 300 для ядер с $N = 125$, около 600 для изотопов с $N = 127$ и ≈ 200 для изотопов ^{213}Bi , ^{201}Bi , и ^{211}Bi .

Наконец, для необлегченных α -переходов сверхтекучий коэффициент усиления $K_{св} = 1$, поскольку α -частица формируется из пар нейтронов и протонов с ненулевым моментом, так что отношение $\Gamma_{L\sigma_f I_f}^0 / \Gamma_{L\sigma_f I_f}^{св} = K_0 \approx 30 \div 300$.

Итак, в рамках сверхтекучей модели удается объяснить экспериментальную классификацию α -переходов — вместо разброса ЭКУ, составлявшего, как следует из рис. 3, более трех порядков, отношения $\Gamma_{L\sigma_f I_f}^0 / \Gamma_{L\sigma_f I_f}^{св}$ для облегченных, полуоблегченных и необлегченных α -переходов варьируются только внутри одного порядка и оказываются в пределах $30 \div 300$.

Парные корреляции в ^{210}Po и ^{206}Pb и α -распад ^{210}Po . Удивительным, на первый взгляд, фактом, вытекающим из рассмотрения рис. 3, является близость ЭКУ изотопов Po к соответствующим коэффициентам изотопов Rn, Ra, Th, для которых значения сверхтекучих коэффициентов усиления K_p оказываются, примерно равными 10—20. Поэтому для понимания относительного хода экспериментальных α -ширин, приходится допустить, что теоретические протонные КУ для изотопов Po, содержащих только два протона в незаполненной оболочке, являются величинами того же порядка.

Аналогично, как видно из рис. 3, ЭКУ для изотопов с $N = 128$, содержащих два нейтрона в незаполненной оболочке, близки к соответствующим ЭКУ для изотопов с $N = 130 \div 132$, где сверхтекучие коэффициенты $K_n = 15$. Более того, ЭКУ для изотопов с $N = 126$ близки к ЭКУ для изотопов с $N = 120 \div 124$ ($K_n = 10 - 20$) и не более чем в три раза, отличаются от ЭКУ изотопов с $N = 128 \div 132$. В связи со сказанным выше можно ожидать, что для несверхтекучих (по нейтронной компоненте) изотопов $N = 126 \pm 2$, корреляции в нейтронной системе велики и приводят к теоретическим нейтронным коэффициентам $K_n = 10$.

Поскольку сверхтекучая модель некорректна в области ядер, близких по числу нейтронов или протонов к магическому ядру, эти ядра обычно рассматривают на языке оболочечной модели со смешиванием конфигураций. Использование волновых функций основных состояний ^{210}Po , ^{212}Po , полученных с помощью диагонализационной процедуры, приводит к полному коэффициенту усиления $K_n K_p = 10$ для ^{210}Po и $K_n K_p = 5$ для ^{212}Po [33]. Столь малые значения коэффициентов K_n и K_p существенно отличаются от величин, которые требуются, как отмечалось выше, для понимания относительного хода ЭКУ. Это свидетельствует о том, что при расчетах в рамках оболочечной модели с учетом смешивания конфигураций, по-видимому, недооцениваются эффекты высших конфигураций, которые малосущественны для описания объемных эффектов (энергия состояния, моменты, вероятности электромагнитных переходов и т. п.), но важны для понимания когерентных поверхностных явлений, имеющих основное значение в процессе α-распада.

В связи с этим на основе аппарата двухчастичных функций Грина [17, 34] были рассчитаны [35] волновые функции основных состояний ^{210}Po и ^{206}Pb с учетом ground-state корреляций. С помощью этих волновых функций были вычислены теоретические КУ для α-распада ^{210}Po . Используемый в работе [35] однонуклонный оболочечный базис был существенно расширен в результате учета квазистационарных состояний и включает 37 уровней для протонов и 30 уровней для нейтронов, тогда как в диагонализационных расчетах, проведенных ранее, использовались только четыре-пять уровней в каждой из подсистем [36].

Таблица 5

Система		Протонная				Нейтронная			
Число уровней:	частичных	4	4	21	21	5	5	—	8
	дырочных	—	6	—	16	—	8	22	22
$K_p^{\text{точечн}}$ $p(n)$		6,5	6,78	14,47	14,83	6,23	8,25	12,1	15,92
$K_p(n)$		6,78	7,19	12,34	13,03	3,8	4,5	6,16	7,42

Как видно из табл. 5, где представлены нейтронные и протонные теоретические КУ, расширение оболочечного базиса приводит к увеличению K_n и K_p приблизительно в 2 раза и соответственно полного КУ в 4 раза.

«Неточечные» коэффициенты усиления, приведенные в табл. 5, рассчитаны в духе гибридной модели [22] и дают полный КУ

порядка 100. Интересно отметить, что учет дырочных уровней для протонной системы и частичных уровней для нейтронной системы (ground-state корреляций) практически не меняет коэффициентов усиления.

Зависимость протонного КУ от числа N_J используемых в диагонализации частичных уровней, причем учтено $(2J + 1)$ -кратное вырождение каждого уровня, приведена на рис. 6. Видно, что K_p не выходит на насыщение при увеличении числа учитываемых

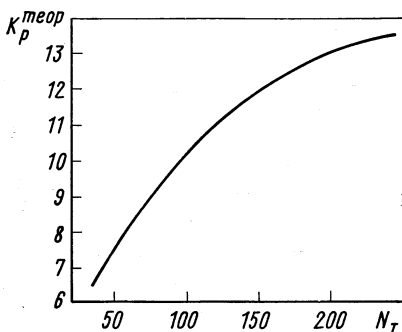


Рис. 6. Зависимость теоретического протонного коэффициента усиления для ядра ^{210}Po от числа учитываемых при диагонализации уровней N_J

соседних ядер. Это позволяет объяснить относительный ход ЭКУ в исследуемой области ядер (см. рис. 3). Что же касается теоретической абсолютной вероятности α -распада ^{210}Po , то она оказывается, так же как и для ядер с развитой сверхтекучестью, приблизительно на два порядка ниже экспериментальной.

Суммируя результаты расчетов α -ширин тяжелых ядер в рамках сверхтекучей модели и оболочечной модели со смешиванием конфигураций, необходимо отметить, что хотя в рамках этих моделей и удается удовлетворительно описать относительные α -ширины, тем не менее остается расхождение между абсолютными экспериментальными и теоретическими вероятностями α -распада приблизительно на два порядка.

α -Распад легких ядер. Выше было проведено исследование α -распада достаточно тяжелых ядер. Однако явление α -радиоактивности наблюдается и для легких ядер, где, как правило, α -частицы испускаются ядрами из возбужденных состояний. До последнего времени теоретический анализ α -ширин легких ядер проводился исключительно на основе R -матричной схемы [37]. При этом приведенные ширины рассчитывались в точке R_0 , лежащей в поверхностной области ядра ($R_0 \approx R_A$), где

увеличить число учитываемых уровней, что полностью соответствует ситуации с теоретическими коэффициентами усиления в сверхтекучей модели [25, 26]. В связи с этим учет состояний непрерывного спектра в принципе может существенно увеличить число реально комбинирующих уровней и тем самым привести к дополнительному увеличению K_p .

Таким образом, последовательный учет парных корреляций в случае α -распада ядра ^{210}Po приводит к нейтронным и протонным КУ, близким к соответствующим сверхтекучим коэффициентам усиления соседних ядер.

Таблица 6

Родитель- ское ядро	Энергия возбужде- ния дочер- него ядра, Мэв	Q_{α} , Мэв	J^{π}_i	T_i	Спектро- скопиче- ский фактор	Тип распада	Γ_{α} эксп., мэв	L	R_{α} , ферми	Γ_{α} теор., кэв	Γ_{α} эксп./ Γ_{α} теор.
${}^6\text{Li}$	2,184	0,713	3^+	0	1,125	$\alpha + d$	25 ± 1	2	2,6	16,7	1,44
	4,57	3,099	2^+	0	1,125		350 ± 150	2	2,55	1158	0,17
	6,0	4,529	1^+	0	1,125		2000	2	2,55	2991	0,67
${}^7\text{Li}$	4,629	2,163	$\leq 7/2^-$	1/2	1,2	$\alpha + t$	93 ± 8	3	2,75	55,4	1,54
	6,56	4,094	$5/2^-$	1/2	1,2		1000	3	2,70	569,3	1,76
	7,475	5,009	$5/2^-$	1/2	0,01		36	3	2,70	9,52	3,78
${}^7\text{Be}$	4,55	2,963	$7/2^-$	1/2	1,2	$\alpha + {}^3\text{He}$	100	3	2,75	94,8	1,05
	6,51	4,923	$5/2^-$	1/2	1,2		1200	3	2,77	690,3	1,74
	7,185	5,598	$5/2^-$	1/2	0,01		37	3	2,77	9,2	4,0
${}^8\text{Be}$	0	0,094	0^+	0	1,5	$\alpha + {}^4\text{He}$	$(6,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}$	0	2,95	$6,9 \cdot 10^{-3}$	0,9
	2,9	2,994	2^+	0	1,5		1450 ± 60	2	2,95	1084	1,29
	11,4	11,494	4^+	0	1,5		7000	4	2,8	3162	2,21

представления оболочечной модели и, в частности, ее осцилляторный базис достаточно хороши. В то же время R -матричные факторы проницаемости строились в другой точке R'_0 , лежащей значительно дальше от центра ядра ($R'_0 \gtrsim 4 \div 6$ ферми), причем никакого дополнительного согласования приведенных ширин и факторов проницаемости не проводилось. В связи с этим совершенно не ясна точность, которую имеет подобная схема при расчете абсолютных вероятностей α -распада.

В работе [38] не R -матричный подход был обобщен на случай α -распада легких ядер $1p$ -оболочки, волновые функции которых были рассчитаны в работе [39] на основе осцилляторного базиса в схеме промежуточной связи.

При расчетах α -ширин в качестве потенциалов $V_{\alpha A-4}(R)$ использовались потенциалы, приведенные в работах [40, 41], которые эффективно учитывают экспериментальные данные по упругому рассеянию α -частиц на дочерних ядрах.

Результаты расчетов [38] для α -распада ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{Be}$ приведены в табл. 6. Все исследованные α -переходы являются подбарьерными и удовлетворяют условиям применимости интегральной формулы α -распада (25). Как видно из таблицы, экспериментальные и теоретические ширины близки друг к другу для всех исследованных ядер.

Таким образом, можно надеяться, что не R -матричный вариант теории α -распада позволит получить разумное согласие с экспериментом не только для относительных, но, что более важно, и для абсолютных ширин α -распада и других легких ядер. Физическая причина такого согласия связана с приблизительным равенством размеров α -частицы и легких ядер, которое приводит к тому, что волновая функция относительного движения четырех нуклонов, формирующих α -частицу (схема Юнга [4]), оказывается близкой к внутренней волновой функции α -частицы даже в случае оболочечной модели без смешивания конфигураций. В силу этого, как будет показано ниже в случае легких ядер в отличие от ситуации для тяжелых ядер, поправки к α -ширине, связанные с корректным учетом асимптотики α -распадного канала, несущественны.

Абсолютные вероятности α -распада в оболочечной модели. Как было показано выше, рассчитанные в рамках оболочечной модели абсолютные вероятности α -распада тяжелых ядер меньше экспериментальных приблизительно на два порядка. Обсудим, в какой мере этот результат зависит от приближений, сделанных при расчетах.

Во-первых, следует отметить влияние феноменологической неопределенности в конкретном выборе параметров оболочечных потенциалов. Как показали специальные исследования, абсолютные α -ширины меняются при переходе от одного типа потенциала к другому незначительно. Например, при переходе от потенциала

из работы [59] ($r_{op} = 1,24$ ферми; $r_{on} = 1,26$ ферми; $a = 0,63$ ферми) к потенциалу из работы [60] ($r_0 = 1,28$ ферми; $a = 0,67$ ферми) α -ширины увеличиваются плавным образом на фактор 1,7.

Во-вторых, использованная выше для расчетов сверхтекучих коэффициентов усиления гибридная схема претендует лишь на воспроизведение усредненного поведения теоретических α -ширин. Хотя имеются основания полагать, что переход к последовательной схеме расчетов в рамках оболочечной модели с потенциалом Вудса — Саксона и не изменит существенно полученных результатов, тем не менее проведение подобных вычислений совершенно необходимо, несмотря на серьезные математические трудности.

В-третьих, существует возможность изменить значения рассчитываемых α -ширин за счет учета высших конфигураций во внутренней волновой функции α -частицы [20]. Предварительные расчеты на основе гибридной модели показывают, что включение указанных компонент уменьшает теоретические α -ширины для облегченных переходов на фактор порядка 2.

Возникает, наконец, вопрос о влиянии на величины α -ширин отброшенного выше второго слагаемого в потенциале $\bar{V}_{\alpha A-4}$ (26), связанного с перенормировкой взаимодействия. Это взаимодействие имеет, по-видимому, отталкивательный характер [34], что должно приводить к уменьшению теоретических α -ширин.

Таким образом, можно сделать вывод, что расхождение между экспериментальными и оболочечными абсолютными α -ширинами, полученное выше, вряд ли можно устранить, оставаясь в рамках традиционной оболочечной модели.

3. КЛАСТЕРНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ В ТЕОРИИ α -РАСПАДА

Выше были исследованы возможности описания ширин α -распада в предположении, что квазистационарная волновая функция родительского ядра $\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$, входящая в формулу (25), совпадает с оболочечной волновой функцией $\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$ этого ядра. Заметим, что из-за ограниченности оболочечного базиса, используемого в традиционных расчетах со смешиванием конфигураций и сверхтекучей модели, волновая функция $\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$ имеет асимптотическое поведение, принципиально отличающееся от истинной асимптотики квазистационарной волновой функции $\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$ (14). В связи с этим необходимо изучить значение асимптотической области в формировании ширины α -распада (25) и оценить масштаб погрешностей, вносимых неправильным асимптотическим поведением функции $\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$. Указанное исследование можно провести на осно-

ве представлений об α -кластеризации в поверхностной области ядра.

Формулировка кластерной модели α -распада. Известно, что оптическая модель успешно описывает сечения реакции и упругое рассеяния α -частицы на ядре с помощью комплексного оптического потенциала $V_{\alpha}^{\text{опт}}(R) + iW_{\alpha}^{\text{опт}}(R)$, который по построению сводит многонуклонную задачу взаимодействия α -частицы с ядром к одночастичной задаче движения ее центра инерции в потенциальном поле. При этом принимается, что внутренняя волновая функция α -частицы не искажается во всей области, а многочастичный характер задачи аппроксимируется введением в оптический потенциал мнимой добавки $W_{\alpha}^{\text{опт}}(R)$.

Подобное приближение оказалось плодотворным потому, что все экспериментальные величины, описываемые оптической моделью, определяются в основном поверхностной областью реальной части оптического потенциала [64]. Это позволяет надеяться, что по крайней мере в периферийной области ядра α -частица еще сохраняет свою индивидуальность. Существуют определенные дополнительные основания для подобного заключения. Как следует из работы Хофштадтера [42], для тяжелых ядер плотность нуклонов на расстояниях $\bar{R} \geq R_A + 2a$ уменьшается приблизительно в 100 раз по сравнению с плотностью в центре ядра. Поэтому в указанной области потенциал взаимодействия α -частицы с нуклонами ядра-мишени оправданно вычислять, используя приближение низкой плотности [43]. В этом приближении можно пренебречь во-первых, влиянием принципа Паули, запрещающего нуклонам α -частицы находиться в состояниях, занятых нуклонами ядра-мишени, во-вторых, перенормировкой взаимодействия нуклонов α -частицы, связанной с влиянием нуклонов ядра [второй член в формуле (26)]. Тогда потенциал $V_{\alpha A-4}$ (26) можно представить в упрощенном виде (9). При этом потенциал $V_{\alpha A-4}$ (9) зависит не только от координаты центра инерции α -частицы, но и от ее внутренних переменных. Последнее приводит к искажению внутренней функции α -частицы (поляризуемости) при ее взаимодействии с ядром-мишенью. Как было показано в работе [18], в рассматриваемой области $R \gtrsim R_A + 2a$ этой поляризуемостью можно пренебречь. Тогда оптический потенциал, действующий на центр инерции α -частицы, имеет вид [9]:

$$V_{\alpha}^{\text{опт}}(R) = \sum_{i=1}^4 \int V_i(|\mathbf{R} + \mathbf{r}_i|) \rho_{\alpha}(r_i) d\mathbf{r}_{i\alpha} \quad (40)$$

где $\rho_{\alpha}(r_i)$ — плотность распределения i -го нуклона в α -частице.

Таким образом, приведенные аргументы укрепляют высказанную выше надежду, что в поверхностной области α -распадного

ядра α-частица может существовать в виде кластера, отделенного от дочернего ядра. Это заключение находится в согласии с представлениями работы [2]. Тогда волновую функцию α-распадного ядра в области $R > R_{\text{кн}} = R_A + 2a$ можно представить в виде

$$\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i} = u_{L\sigma_f I_f}^{I_i M_i} \tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R)/R, \quad (41)$$

где $\tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R)$ — радиальная функция, описывающая относительное движение центра инерции α-частицы и дочернего ядра, которая в рассматриваемой области совпадает с эффективной функцией $\Psi_{L\sigma_f I_f}(R)$, введенной ранее (33). Функция $\tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R)$ в силу формулы (14) имеет следующую асимптотику в подбарьерной области для $R \leq R_1$:

$$\tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R) \rightarrow \sqrt{\Gamma_{L\sigma_f I_f} k/2Q_\alpha} G_L(R) \quad (42)$$

и удовлетворяет в области $R_{\text{кн}} < R < R_1$ следующему радиальному уравнению Шредингера:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2}{\partial R^2} + V_\alpha^{\text{опт}}(R) + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{L(L+1)}{R^2} + V_\alpha^{\text{кул}}(R) - Q_\alpha \right] \times \\ \times \tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R) = 0. \quad (43)$$

Если в граничном условии (42) использовать в качестве $\Gamma_{L\sigma_f I_f}$ экспериментальную ширину α-распада, то, решая уравнение Шредингера (43), можно продолжить реальную волновую функцию квазистационарного состояния $\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$ от ее далекой асимптотики (14) во внутреннюю область вплоть до предельных расстояний $R \geq R_{\text{кн}}$, для которых справедливо представление (41).

Используя полученную таким образом функцию, можно, во-первых, последовательно оценить значение асимптотической области в формировании ширины α-распада, во-вторых, выяснить соотношение между функцией $\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$, используемой в оболочечной модели, и реальной квазистационарной функцией и, наконец, исследовать возможности применения интерполяционной модели [44] для описания α-распада.

Оценка значения асимптотической области в формировании ширины α-распада. Используя интегральную формулу для ширины α-распада (25) и представление квазистационарной волновой функции $\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$ (41), введем

$$\Gamma_{L\sigma_f I_f}(R) = 2\pi \left| \int_R^{R_1} \tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R') V_\alpha^{\text{опт}}(R') \tilde{F}_L(R') R' dR' \right|^2, \quad (44)$$

которая определяет вклад в α -ширину асимптотической области от R до R_1 , причем $R \geq R_{\text{кл}}$. Удобно ввести безразмерное отношение

$$\alpha^2(R) = \Gamma_{L\sigma_f I_f}(R) / \Gamma_{L\sigma_f I_f}, \quad (45)$$

которое дает относительный вклад в α -ширину указанной выше области. Тогда, вводя функцию

$$\bar{\Psi}_L(R) = (\Gamma_{L\sigma_f I_f} k / 2Q_\alpha)^{-1/2} \tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R), \quad (46)$$

удовлетворяющую уравнению Шредингера (43), и в силу формулы (42), имеющую асимптотику

$$\bar{\Psi}_L(R) \rightarrow G_L(R), \quad (46')$$

получаем при использовании соотношения (18) между функцией $\bar{F}_L(R)$ и регулярной кулоновской функцией $F_L(R)$ следующую формулу для величины $\alpha^2(R)$:

$$\alpha^2(R) = \frac{k^2}{Q_\alpha^2} \left| \int_R^{R_1} \bar{\Psi}_L(R') V_\alpha^{\text{опт}}(R') F_L(R') dR' \right|^2. \quad (47)$$

Интересно отметить, что функция $\alpha^2(R)$, определяемая формулой (47), не зависит от α -ширины $\Gamma_{L\sigma_f I_f}$, и целиком определяется кинематикой α -распада и потенциалом $V_\alpha^{\text{опт}}(R)$.

Для ядра ^{210}Bi на рис. 7 представлены функции $\bar{\Psi}_L(R)$, перенормированные для удобства обозрения на единицу в последнем максимуме, потенциалы $V_L^{\text{Ф}}(R)$, равные сумме ядерного, кулоновского и центробежного потенциалов, а также функции $\alpha(R)$ для различных значений L и Q_α . Все величины, приведенные на рисунке, получены с потенциалом $V_\alpha^{\text{опт}}(R)$ из работы [9].

Как показали детальные расчеты, поведение функций $\bar{\Psi}_L(R)$ и $\alpha(R)$, отнесенное к положению радиуса ядра R_A , слабо зависит от массового числа A , заряда Z , энергии Q_α и момента L (для $L \leq 8$). Приведенные на рис. 7 результаты типичны для всей исследованной выше области тяжелых сферических ядер.

Как видно из рисунка, положение максимума функции $\bar{\Psi}_L(R)$ практически не зависит от L и сдвигается не более чем на 0,4 ферми при изменении энергии от 2 до 10 Мэв, что исчерпывает интервал вариации экспериментальных величин Q_α . Ситуация с L -зависимостью меняется для $L > 8$, когда резкое возрастание центробежного барьера приводит к заметному смещению максимума функции $\bar{\Psi}_L(R)$ во внутреннюю область.

Важным результатом, который следует из рис. 7, является то, что $\alpha(R_{\text{кл}}) \geq 0,9$, причем это соотношение остается в силе

энергиями α -распада. Затем, исследуя сечение упругого рассеяния с малым шагом δ_E по энергии в окрестности Q_α , авторы получили ширины $\Gamma_\alpha^{\text{кп}}$ указанных квазистационарных состояний. Хотя такая процедура и может дать точный результат, она оказывается сложной в практическом применении, требуя большого объема вычислений с высокой точностью ($\delta_E < \Gamma_\alpha^{\text{кп}}$). Видимо, по этой причине авторы работы [46] ограничились случаем ядра ^{212}Po , для которого ширина α -распада имеет одно из самых больших значений, примерно равное 10^{-15} Мэв.

Применяя формализм, изложенный выше, задачу вычисления ширины $\Gamma_\alpha^{\text{кп}}$ можно решить значительно проще, чем в работе [46], и сделать, таким образом, кластерную модель удобным средством для анализа экспериментальных α -переходов. В «одночастичной» кластерной модели функция $\tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R) \equiv \Psi_L(R)$ по определению совпадает с эффективной функцией $\Psi_{L\sigma_f I_f}(R)$ и удовлетворяет уравнению Шредингера (43) во всей области $0 \leq R \leq R_1$. Интегрируя уравнение (43) для функции $\bar{\Psi}_L(R)$ от точки R_1 вовнутрь с граничным условием (42) и подбирая параметры потенциала $V_{\alpha A-4}^{\text{опт}}(R)$ так, чтобы было выполнено условие

$$\bar{\Psi}_L(0) = 0, \quad (48)$$

получаем функцию $\bar{\Psi}_L(R)$, которая отличается от нормированной функции $\Psi_L(R)$ лишь постоянным фактором

$$\Lambda = \left[\int_0^{R_1} \bar{\Psi}_L^2(R) dR \right]^{-1/2}. \quad (49)$$

Функция $\Psi_L(R)$, как было показано выше, в условиях подбарьерности для области $0 \leq R \leq R_1$ совпадает по форме с одночастичной резонансной функцией рассеяния и связана с ней соотношением (21).

Теперь с помощью интегральной формулы (34) легко рассчитать кластерную одночастичную ширину α -распада. Однако в рассматриваемом случае значение α -ширины можно получить более изящным способом. Используя определение (46), запишем

$$\Gamma_L^{\text{кп}} = \frac{2kR}{\bar{\Psi}_L^2(R)} \left[\frac{\hbar^2}{2mR} \Psi_L^2(R) \right] \equiv 2P_L^{\text{кп}}(R) \gamma_{L\text{кп}}^2(R). \quad (50)$$

Выражение для α -ширины (50) имеет обычный R -матричный вид [5, 46], факторизованный на проницаемость $P_L^{\text{кп}}(R)$ и приведенную кластерную ширину $\gamma_{L\text{кп}}^2(R)$. Однако в отличие от стандартного подхода [46] можно сделать следующий важный шаг, замечая, что в силу специального подбора потенциала $V_{\alpha A-4}^{\text{опт}}(R)$,

обеспечивающего выполнение условия (48), правая часть в формуле (50) справедлива для любых значений R , так что, учитывая соотношение (49), получаем:

$$\Gamma_L^{\text{кл}} = 2Q_\alpha \Lambda^2 / k. \quad (51)$$

Таким образом, решена задача вычисления кластерных ширин подбарьерного α -распада без использования интегральной формулы (34). Заметим, что формула (51) была впервые получена Брайтом [65], однако она не использовалась в последующих работах.

Сравнение экспериментальных и теоретических α -ширин будем проводить с помощью экспериментальных кластерных коэффициентов усиления (ЭККУ)

$$K_\alpha^{\text{кл}} = \Gamma_\alpha^0 / \Gamma_L^{\text{кл}}, \quad (52)$$

совпадающих со спектроскопическими факторами $S_{\lambda c}^{nL}$, введенными в работе [46]. ЭККУ являются, кроме того, точными аналогами безразмерных приведенных ширин, выраженных в единицах вигнеровского предела [5]. Однако коэффициенты $K_\alpha^{\text{кл}}$ рассчитываются для реалистического случая ямы с размытым краем и не зависят от радиуса канала.

Заметим, что ранее с использованием фактора проницаемости $P_L^{\text{кл}}(R_0) = kR_0 / \bar{\Psi}_L^2(R_0)$ рассчитывались экспериментальные приведенные ширины для α -распада компаунд-состояний ряда средних и тяжелых ядер [47, 48], а также для четно-четных изотопов Po [49]. Поскольку в этих расчетах радиус канала R_0 выбирался вблизи последнего максимума функции $\bar{\Psi}_L(R)$, то, учитывая, что введенная в формуле (50) приведенная кластерная ширина $\gamma_{L \text{ кл}}^2(R_0)$ практически постоянна для всех достаточно тяжелых ядер, отношение между полученными значениями экспериментальных приведенных ширин и соответствующими величинами $K_\alpha^{\text{кл}}$ должно сводиться к константе.

Вероятности существования α -частицы в поверхностной области ядра и классификация α -переходов. Используя, как показано выше, экспериментальную ширину α -распада, с помощью уравнения (43) и граничного условия (42) можно получить «экспериментальную» кластерную функцию $\bar{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R)$ в области $R_1 \gg R \gg R_{\text{кл}}$. С помощью этой функции оценим вероятность $W_\alpha^{L\sigma_f I_f}$ нахождения α -частицы в области кластеризации ($R \gg R_{\text{кл}}$):

$$W_\alpha^{L\sigma_f I_f} = \int_{R_{\text{кл}}}^{R_1} \bar{\Psi}_{L\sigma_f I_f}^2(R) dR. \quad (53)$$

Используя универсальность радиального поведения функции $\tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R)$, проведем интеграцию в формуле (53) и запишем вероятность $W_{\alpha}^{L\sigma_f I_f}$ через значение этой функции в максимуме $\tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R_m)$ приближенным соотношением

$$W_{\alpha}^{L\sigma_f I_f} \approx 0,75 \tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}^2(R_m). \quad (54)$$

Выражая далее экспериментальную α -ширину с помощью соотношения (46) через функцию $\tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R)$ и используя формулу (50), получаем коэффициент $K_{\alpha}^{\text{кп}}$ в следующем виде:

$$K_{\alpha}^{\text{кп}} = \tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}^2(R_m) / \Psi_L^2(R_m). \quad (55)$$

Поскольку величина $\Psi_L(R_m) \approx 0,6$ ферми^{-1/2} для всех исследуемых случаев, то с помощью формулы (54) можно связать вероятность нахождения α -частицы в области кластеризации с коэффициентом $K_{\alpha}^{\text{кп}}$ следующим соотношением:

$$W_{\alpha}^{L\sigma_f I_f} = 0,27 K_{\alpha}^{\text{кп}}. \quad (56)$$

Классификация α -переходов по ЭККУ или экспериментальным приведенным ширинам (при условии $R_0 = R_m$) математически эквивалентна классификации по вероятностям $W_{\alpha}^{L\sigma_f I_f}$, однако последняя является физически более последовательной, поскольку рассмотрение α -распада в терминах $W_{\alpha}^{L\sigma_f I_f}$ близко по духу к представлениям о поверхностной α -кластеризации [44] и не требует допущения о существовании α -частицы во внутренней области ядра.

На рис. 8 показаны $W_{\alpha}^{L\sigma_f I_f}$, рассчитанные с потенциалом $V_{\alpha A-4}^{\text{опт}}(R)$ из работы [9] для исследованных α -переходов. На рисунке прослеживается тенденция разбиения α -переходов на группы по степени « α -одночастичной запрещенности», что полностью соответствует классификации α -переходов в оболочечной модели по степени облегченности (см. рис. 3). Поскольку рис. 3 и 8 имеют много общего, то, не повторяя сказанного выше в связи с рис. 3, отметим только три существенных момента.

Первое — классификация α -переходов по величинам $W_{\alpha}^{L\sigma_f I_f}$ обладает предсказательной силой в той же мере, как и оболочечная классификация. Предсказанные с помощью кластерной модели значения $T_{1/2}^{\alpha}$ для ряда ненадежно измеренных α -переходов оказываются в близком соответствии с предсказаниями, сделанными на основе оболочечного подхода и приведенными в табл. 3.

Второе — поведение вероятностей $W_{\alpha}^{L\sigma_f I_f}$ коррелирует с ходом теоретических коэффициентов усиления (см. рис. 5). Это является феноменологическим указанием на то, что вероятность

существования α -частицы в поверхностной области $R \geq R_{\text{кль}}$ модулируется амплитудой функции $\Psi_{L\sigma f I_f}^{06}(R)$, рассчитанной в рамках оболочечной модели с учетом парных корреляций.

Третье — значения $W_{\alpha}^{L\sigma f I_f}$ оказываются существенно меньше единицы и равными в среднем $7 \cdot 10^{-4}$, $3 \cdot 10^{-5}$ и $8 \cdot 10^{-7}$ для облегченных, полуболегченных и неболегченных α -переходов соответственно.

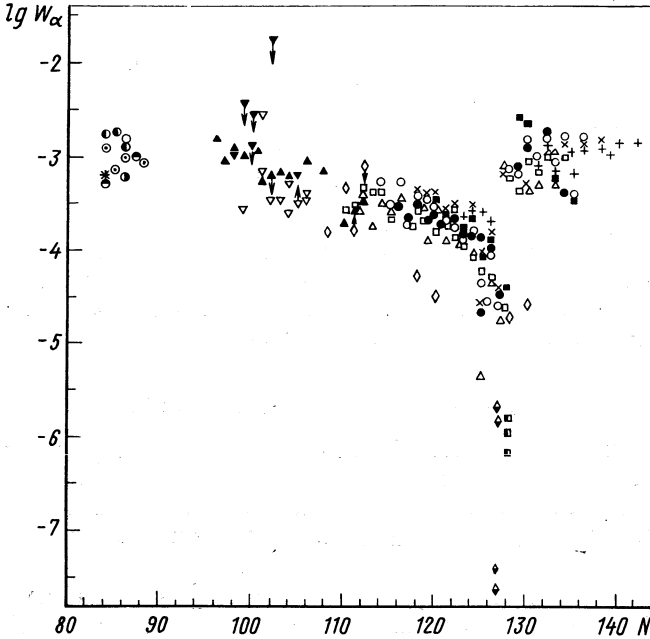


Рис. 8. Зависимость логарифма экспериментальной вероятности $W_{\alpha}^{L\sigma f I_f}$ нахождения α -частицы в поверхностной области ядра от числа нейтронов N . Обозначения элементов те же, что и на рис. 3.

Заметим, что значения $W_{\alpha}^{L\sigma f I_f}$ получены при использовании в качестве потенциала $V_{\alpha A-4}^{\text{опт}}(R)$ теоретического потенциала работы [9]. Переход к феноменологическим потенциалам из работы [50] увеличивает вероятности $W_{\alpha}^{L\sigma f I_f}$ на приблизительно постоянные факторы — около трех для наборов b и c и около шести — для набора a . Эти изменения величин $W_{\alpha}^{L\sigma f I_f}$ связаны с уменьшением фактора проницаемости в результате увеличения ширины потенциального барьера. Поскольку все феноменологические

потенциалы должны быть близки в области барьера, то вывод о малости вероятностей $W_\alpha^{L\sigma_f I_f}$ имеет универсальный характер. Это в свою очередь означает, что если кластерные уровни и существуют [44], то они слабо связаны с основными состояниями ядер.

В свете вывода о малости вероятностей $W_\alpha^{L\sigma_f I_f}$ полезно обсудить результаты работы Боннети и Милаццо-Колли [61], в которой с помощью статистической предравновесной модели сделана попытка оценить вероятность φ_α образования α -частицы в основных состояниях родительских четно-четных ядер.

Величина φ_α в работе [61] определяется формулой типа (52), в которой вместо $\Gamma_L^{\text{кп}}$ фигурирует ширина Γ_0 , имеющая квазиклассический вид

$$\Gamma_0 = \frac{D_\alpha}{2\pi} \bar{P}_L, \quad (56a)$$

где \bar{P}_L — фактор проницаемости потенциального барьера, рассчитанный по формуле Расмуссена [1]; D_α — расстояние между уровнями в системе α -частица плюс дочернее ядро, которое согласно гипотезе предравновесной модели выражается через плотность $g_{\alpha\beta}$ оболочечных состояний вблизи уровня Ферми соотношением

$$D_\alpha = 4/g_{\alpha\beta} \approx (0,25 \div 1) \text{ Мэв}^{-1}. \quad (56b)$$

Полученные в работе [61] значения φ_α для облегченных переходов оказались равными $\varphi_\alpha = (0,7 - 0,01)$, что приблизительно в 20—50 раз больше соответствующих значений ЭККУ, рассчитанных для потенциала $V_{\alpha A-4}$, использованного в обсуждаемой работе.

Заметим, что кластерную ширину $\Gamma_L^{\text{кп}}$ в квазиклассическом приближении также можно представить в форме (56a), причем $D_\alpha^{\text{кп}} \approx 20$ Мэв близка к расстоянию между резонансными состояниями с данным L при рассеянии в потенциале $V_{\alpha A-4}^{\text{опт}}$. Тогда отмеченная выше разница между ЭККУ и φ_α целиком объясняется разницей между $D_\alpha^{\text{кп}}$ и D_α . Поскольку оценка вероятности формирования α -частицы в родительском ядре с помощью ЭККУ близка к величине $W_\alpha^{L\sigma_f I_f}$, не требующей представления об объемной кластеризации, можно заключить, что использованные авторами работы [61] значения плотности α -частичных уровней D_α [формула (56b)] являются неоправданно завышенными.

α -Распад компаунд-состояний. В последние годы с помощью (n, α) -реакции были получены [51] данные о ширинах α -распада высоковозбужденных состояний для ряда средних и тяжелых ядер ($64 \leq A \leq 178$). В некоторых случаях известны только полные α -ширины [52], иногда же удается измерить непосред-

венно парциальные α-ширины $\Gamma_{L\sigma_f I_f}$ [53, 54]. Из анализа двух-ступенчатой реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$ [55] можно получить сведения об α-ширинах компаунд-состояний, лежащих ниже порога вылета нейтронов. В общей картине α-распада обсуждаемые данные занимают выделенное положение ввиду исключительной сложности волновых функций исходных состояний родительских ядер. Для развиваемого в настоящее время полумикроскопического описания указанных состояний [56] весьма важно извлечь из экспериментальных нейтронных и γ-ширин усредненные величины различных компонент волновых функций компаунд-состояний. В свою очередь анализ α-ширин этих состояний может дать сведения о тех компонентах волновых функций, которые не существенны при распаде с вылетом нейтронов и γ-квантов.

Применение оболочечной модели для анализа экспериментальных α-ширин высоковозбужденных состояний наталкивается на принципиальные трудности.

Во-первых, из-за большой энергии возбуждения чрезвычайно расширяется круг оболочечных состояний, которые могут давать существенный вклад в волновую функцию α-распадного ядра, что делает любые микроскопические расчеты весьма громоздкими и сильно зависящими от выбора конкретной модели диагонализации.

Во-вторых, можно поставить под сомнение применимость диагонального (по остову) приближения, используемого при расчете оболочечных α-ширин. Поэтому ниже α-распад нейтронных резонансов анализируется на основе кластерной модели.

Рассмотрение будет проведено в терминах коэффициентов усиления $K_{\alpha}^{\text{кл}}$, являющихся мерой объемной α-кластеризации. Если учесть, что вероятности W_{α} , являющиеся мерой поверхностной α-кластеризации, отличаются от значений $K_{\alpha}^{\text{кл}}$ только фактором, примерно равным 4, и вспомнить, что неоднозначности в выборе оптических потенциалов дают сравнимый разброс в величинах $K_{\alpha}^{\text{кл}}$ и W_{α} , то вряд ли можно сделать выбор между объемной и поверхностной моделями α-кластеризации на основе имеющихся данных по α-ширинам компаунд-состояний.

Поскольку α-ширины индивидуальных компаунд-состояний сильно флуктуируют, подчиняясь распределению Портера — Томаса [53], используем для последующего анализа значения α-ширин, усредненные по всем измеренным резонансам. Таким образом, получаемая нами информация имеет по определению статистический характер.

Дальнейшее рассмотрение проведем с помощью подхода, предложенного в работе [57]. Известно, что существующие экспериментальные данные по усредненным нейтронным и γ-ширинам

(для жестких переходов с E_γ порядка энергии связи нейтрона) компаунд-резонансов удовлетворительно описываются соотношением

$$\bar{\Gamma}_c = \Gamma_0 \bar{D}_c / D_0. \quad (57)$$

Здесь Γ_0 — соответствующая ширина в одночастичной модели; \bar{D}_c — среднее расстояние между компаунд-уровнями; $D_0 \approx 15 \text{ Мэв}$ — интервал между одночастичными состояниями с данными $I_i^{\pi i}$. Таким образом, одночастичный коэффициент усиления для нейтронных и γ -распадов компаунд-состояний оказывается равным \bar{D}_c / D_0 .

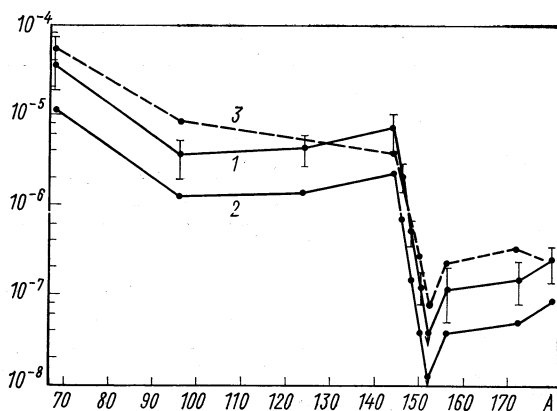


Рис. 9. Сравнение отношений $\bar{\Gamma}_c / \Gamma_\alpha^{кл}$ (кривые 1 и 2) и $\bar{D}_c / D_{0кл}$ (3) для α -распада компаунд-состояний ядер с массовым числом A

На рис. 9 сравниваются ЭККУ для α -распада компаунд-состояний ряда средних и тяжелых ядер (точки, соединенные сплошными линиями) с величинами отношений $\bar{D}_c / D_{0кл}$ (пунктир), где $D_{0кл} \approx 23 \text{ Мэв}$ — расстояние между кластерными уровнями в потенциале $V_{\alpha A-4}^{опт}(R)$. Значения ЭККУ (кривая 1) получены для потенциала $V_{\alpha A-4}^{опт}$ из работы [9], а точки кривой 2 рассчитаны с потенциалом c из работы [50]. Для кривой 1 нанесены экспериментальные погрешности определения средних α -ширин, связанные главным образом с малой статистикой усреднения (детальнее см. работу [58]). Из рисунка видно, что в пределах неопределенности, связанной с выбором типа потенциала $V_{\alpha A-4}^{опт}$, соотноше-

ние (57) справедливо и для α-ширин нейтронных резонансов *. Отсюда следует несколько важных заключений.

Во-первых, кластерная модель обладает классифицирующей и, следовательно, предсказательной силой и для α-распада компаунд-состояний.

Во-вторых, отметим, что соотношение (57) в применении к α-ширинам трудно понять с позиций оболочечной модели. Действительно, рассмотрим α-переходы из компаунд-состояний с $I_i^{\pi_i} \neq 0^+$ на основные состояния дочерних ядер с $I_f^{\pi_f} = 0^+$. В этом случае ведущим с точки зрения оболочечной модели может быть α-переход полуоблегченного типа. Кажется правдоподобным, что вес соответствующего оболочечного состояния в компаундной волновой функции по порядку величины может быть равен отношению \bar{D}_c/D_2 , где $D_2 \approx 1$ Мэв — среднее расстояние между двухквazi-частичными уровнями с $I^{\pi} = I_i^{\pi_i}$. Тогда поскольку для полуоблегченных α-переходов $K_9^{\text{кл}} \approx 10^{-4}$, то можно получить следующую оценку для α-ширины компаунд-состояний:

$$\bar{\Gamma}_c^{\alpha} = K_9^{\text{кл}} \Gamma_{\text{кл}} \frac{\bar{D}_c}{D_2} = \Gamma_{\text{кл}} \frac{\bar{D}_c}{D_{\text{кл}}} \cdot 10^{-3}. \quad (58)$$

Аналогичную оценку для $\bar{\Gamma}_c^{\alpha}$ можно получить и в случае необлегченного (четырёхквaziчастичного) механизма α-распада компаунд-состояния. Таким образом, оболочечная оценка $\bar{\Gamma}_c^{\alpha}$ (58) оказывается существенно меньше экспериментального значения средней α-ширины даже со скидкой на неточность знания расстояния между двух- и четырёхквaziчастичными уровнями с данными $I_i^{\pi_i}$. Создается впечатление, что соотношение (57) необходимо интерпретировать как экспериментальное указание на кластерную природу компонент волновой функции компаунд-состояния, ответственных за α-распад.

В-третьих, если учесть, что α-частичная силовая функция, определяемая соотношением $(\bar{\gamma}_{\alpha c}^2)_{\text{экс}}/\bar{D}_c \sim K_9^{\text{кл}}/\bar{D}_c$, практически не зависит от массового числа для исследованной области ядер (см. рис. 9), то можно допустить, что средняя ширина раздачи кластерных компонент по компаундным состояниям велика.

В заключение отметим, что полученные выше результаты указывают, по-видимому, на изменение механизма α-распада с ростом энергии возбуждения родительского ядра.

* Соотношение (57) не противоречит заключению работы [48] о том, что экспериментальные нейтронные приведенные ширины компаунд-состояний больше соответствующих приведенных α-ширин. Действительно, из формул (50) и (57) следует, что для усредненных приведенных ширин должно выполняться соотношение $[\gamma_n^2(R_m)/\gamma_{\alpha \text{ кл}}^2(R_m)] = 8$.

Соотношение между кластерной и оболочечной моделями.

Ввиду сложности ситуации для α -распада из высоковозбужденных состояний ядер ограничимся ниже исследованием α -переходов из низколежащих или основных состояний.

Рассмотрим сначала случай тяжелых родительских ядер. Если допустить, следуя работе [44], что при описании процесса α -распада представления оболочечной модели справедливы в области $R \leq R_{об} \approx R_A$, то эффективная волновая функция $\Psi_{L\sigma_f I_f}(R)$ должна совпадать в этой области с функцией $\Psi_{L\sigma_f I_f}^{об}$, введенной выше.

С другой стороны, как уже отмечалось, волновая функция $\Psi_{L\sigma_f I_f}(R)$ будет совпадать с «экспериментальной» кластерной функцией $\tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R)$ для значений $R > R_{кл}$. Таким образом, функция $\tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R)$ является продолжением функции $\Psi_{L\sigma_f I_f}^{об}(R)$ во внешнюю область. На рис. 10 сравниваются оболочечная сверхтекучая функция $\Psi_{L\sigma_f I_f}^{об. св}(R)$ и кластерная функция $\tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R)$

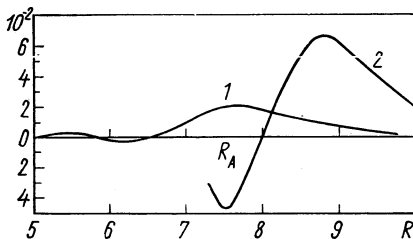


Рис. 10. Сравнение оболочечной сверхтекучей эффективной функции $\Psi_{L\sigma_f I_f}^{об. св}(R)$ (1) с кластерной эффективной функцией $\tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R)$ (2) для случая α -распада ядра ^{216}Ra . R_A — положение радиуса оболочечного потенциала

для случая ядра ^{216}Ra с развитой сверхтекучестью. Как видно из рис. 10, амплитуда функции $\tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R)$ в максимуме в 3 раза превосходит амплитуду последнего ($R \approx R_A$) максимума функции $\Psi_{L\sigma_f I_f}^{об. св}(R)$. Рисунок дает достаточно типичные результаты, поскольку из-за большого числа оболочечных конфигураций, формирующих функцию $\Psi_{L\sigma_f I_f}^{об. св}(R)$, ее форма для всех облегченных α -переходов является столь же универсальной, как и форма функции $\tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R)$.

Отношение амплитуд этих функций может меняться от 0,4 до 3,2 в пределах группы облегченных α -переходов. В случае полублегченных и необлегченных α -переходов (с $L \leq 8$) упомянутое выше соотношение амплитуд остается примерно таким же, как и для облегченного α -распада.

Для дальнейшего рассмотрения удобно модифицировать выражение для α -ширины (34). Поскольку, как показывают численные расчеты, потенциал $V_{\alpha}^{опт}(R)$ (40) незначительно отличается от потенциала $V_{\alpha A-4}(R)$ (31) в области $R \leq R_A + a$ [a — диффузность потенциала (10)], то формулу (34) для α -ширины можно

записать в виде

$$\Gamma_{L\sigma_f I_f} = 2\pi \left| \int_0^{R_1} \Psi_{L\sigma_f I_f}(R) V_\alpha^{\text{опт}}(R) \bar{F}_\alpha^{\text{н}}(R) R dR \right|^2. \quad (59)$$

Если далее разбить область интеграции в формуле (59) на два участка $0 \leq R \leq R_{\text{кл}}$ и $R_{\text{кл}} \leq R \leq R_1$, то, как известно, первая область, которая в основном и определяет абсолютную α-ширину в оболочечной модели, дает вклад в суммарную ширину (59) порядка или меньше 1%, тогда как вклад второй области, где справедливы представления об α-кластеризации, оказывается основным.

Описанное выше разбиение — очень грубое приближение, игнорирующее важность знания детального перехода от функции $\Psi_{L\sigma_f I_f}^{\text{об}}$ к функции $\tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}$, который существенно определяется многочастичным характером процесса α-распада. Тем не менее, поскольку определяющая роль периферийных областей в формировании абсолютных α-ширин была установлена на основе использования асимптотики квазистационарной функции $\Psi_{\sigma_i}^{I_i M_i}$ и без апелляции к значениям экспериментальных α-ширин, ясно, что только на пути соединения оболочечной модели α-распада, учитывающей структуру распадающегося ядра, и кластерной модели, содержащей правильную асимптотику α-распада, можно объяснить относительные и абсолютные α-ширины для тяжелых ядер.

Рассмотрим соотношение оболочечной и кластерной моделей в случае α-распада легких ядер 1р-оболочки [38]. В качестве верхнего предела оценки для $R_{\text{кл}}$ можно принять $R_{\text{кл}} = 3,5$ ферми, близкую к сумме радиусов α-частицы и дочернего ядра. Для $R < R_{\text{кл}}$ необходимо, как и в случае тяжелых ядер, учитывать принцип Паули, перенормировку взаимодействия между нуклонами и поляризуемость α-частицы в поле дочернего ядра. Заметим однако, что для α-распада легких ядер имеется одно обстоятельство, которое принципиально отличает этот случай от ситуации в тяжелых ядрах. Из-за близости размеров α-частицы и дочернего ядра для состояний родительского ядра A , в которых четыре нуклона движутся поверх остова дочернего ядра и имеют схему Юнга [4], спектроскопический фактор s^α близок к единице [37]. Это означает, что для подобных состояний α-частица может с большой вероятностью существовать как целое внутри родительского ядра, несмотря на влияние факторов, отмеченных выше.

Подобные оболочечные состояния должны проявляться как резонансы в канале упругого рассеяния α-частицы на дочернем ядре с соответствующими квантовыми числами и энергиями, близкими к энергии этих оболочечных состояний. Эти резонансы

можно описать прямо на языке волновой функции движения центра инерции α -частицы относительно дочернего ядра при помощи оптических потенциалов, введенных в работах [40, 41]. Заметим, что α -частица может также существовать как целое внутри родительского ядра с амплитудой $\sqrt{s^\alpha}$ для всех α -переходов, в которых справедливо диагональное приближение. Но тогда для подобных состояний $R_{\text{кл}}$ и соотношение между кластерной функцией $\tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R)$ и эффективной функцией $\Psi_{L\sigma_f I_f}(R)$ становится существенно иным, чем в случае тяжелых ядер. Как видно

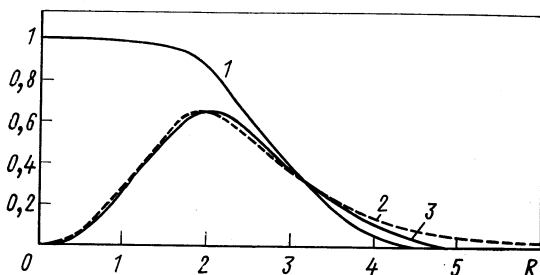


Рис. 11. Сравнение оболочечной эффективной функции (3) с кластерной функцией $\tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}(R)$ (2) для случая α -распада ядра ${}^6\text{Li}$. Функция $\alpha(R)$ — кривая 1

из рис. 11, где приведены результаты для α -распада возбужденного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ ($E_{\text{возб}} = 2,184 \text{ Мэв}$; $I_i^{\pi i} = 3^+$; $Q_\alpha = 0,71 \text{ Мэв}$; $L = 2$) величина $\alpha(R)$ (кривая 1), рассчитанная на основе потенциала $V_{\alpha A-4}^{\text{опт}}$ из работы [40], достигает значения 0,9 лишь для точки $R \approx 1$ ферми, которая лежит во внутренней области родительского ядра. В то же время функции $\Psi_L(R)$ и $\Psi_{L\sigma_f I_f}^{\text{об}}$ (R) (кривые 2 и 3 соответственно) близки во внутренней области и различаются лишь в асимптотической области ($R \gtrsim 3,5$ ферми), вклад которой в ширину α -распада не более 5% ($\alpha(3,5) \approx 0,2$).

Таким образом, при формировании α -ширин в случае легких ядер значение асимптотической области, в которой оболочечная волновая функция $\Psi_{L\sigma_f I_f}^{\text{об}}$ сильно отличается от функции $\tilde{\Psi}_{L\sigma_f I_f}$, дающей правильную α -распадную асимптотику, мало. Этот результат позволяет понять, почему абсолютные α -ширины, рассчитанные выше на основе оболочечной модели (см. табл. 6) оказались в хорошем согласии с экспериментальными значениями.

Итак, анализ ситуации в оболочечной и кластерной моделях α -распада показывает, что необходимо научиться спивать кластерную функцию $\tilde{\Psi}_{L\sigma I_f}$ и эффективную функцию $\Psi_{L\sigma I_f}^{ob}$. Это очень трудная задача, но она, как мы надеемся, может быть решена с помощью более реалистического выбора эффективных взаимодействий и учета в диагонализации состояний непрерывного спектра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диалектика познания учит, что остаются жить схемы, способные предсказать новые факты на основе более проникательного анализа имеющихся. Но именно для таких теорий эксперимент может дать важнейшие свидетельства относительно справедливости базисных предположений и указать правильное направление дальнейшего развития.

Обратим поэтому внимание экспериментаторов на ряд задач, которые важны для прогресса в понимании явления α -распада. Чтобы выяснить возможности оболочечной модели (с учетом нуклон-нуклонных корреляций) в количественном объяснении экспериментальной классификации α -переходов, необходимо существенно расширить круг данных о полуоблегченных и необлегченных α -распадах, включающих как минимум сведения о спинах и четностях состояний родительских и дочерних ядер.

Указанные пожелания не умаляют интереса к традиционным исследованиям новых спонтанно α -радиоактивных ядер, для которых α -распад во многих случаях является единственным процессом, способным дать информацию об их структуре.

В настоящее время практически не известны случаи (за исключением, может быть, ядра ^{218}Ac , а также изотопов ^{178}Au , ^{179}Au и ^{181}Au , где имеются только верхние оценки значений α -ширин), когда экспериментальные коэффициенты усиления $K_\alpha = \Gamma_\alpha^0/\Gamma_\alpha^{обол}$ значительно превышали бы средние значения ЭКУ для облегченных α -переходов соседних по числу нейтронов ядер.

Однако экспериментальные поиски таких случаев и повторные измерения для имеющихся отклонений принципиальны в понимании значения α -кластеризации для основных состояний α -распадных ядер.

Далее, ввиду появившихся указаний на возможное изменение механизма α -распада с ростом энергии возбуждения родительского ядра, особый интерес представляет дальнейшее изучение усредненных и индивидуальных парциальных α -ширин для максимально широкого диапазона высоковозбужденных состояний (и расширение круга ядер) с помощью (n, α) -и (p, α) -реакций. Очень полезен при этом анализ энергетических спектров α -частиц.

Хотелось бы обратить внимание на привлекательность (${}^6\text{Li}$, d)- и (${}^7\text{Li}$, t)-реакций передачи α -частицы как средств для получения информации о приведенных α -ширинах основных и возбужденных состояний ядер, которые могут не обладать свойством спонтанной α -радиоактивности.

Наконец отметим, что в данном обзоре совершенно не затронута обширная область деформированных ядер, где имеются возможности изучения влияния ядерной структуры на вероятности α -распада. Это сделано сознательно. Хотя не R -матричный подход и сформулирован [62] для α -распада деформированных ядер, он не нашел еще систематического применения при анализе экспериментальных данных.

Авторы считают своим долгом выразить глубокую благодарность В. Е. Калечицу, А. А. Мартынову, Ю. В. Ратису, К. С. Рыбаку, Г. Стратану, С. Холан, Ю. И. Харитонову и В. Г. Хлебостроеву, в сотрудничестве с которыми получен ряд результатов, приведенных в обзоре. Нам хотелось бы поблагодарить за полезные обсуждения круга проблем, связанных с α -распадом, А. И. Базя, Ю. П. Попова, В. Г. Соловьева и Л. А. Слива.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Расмуссен Дж. В кн.: Бета- и гамма-спектроскопия. Пер. с англ. М., Госатомиздат, 1963.
2. Базь А. И. В кн.: Материалы VI зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий. Ч. I. Л., «Наука», 1971.
3. Thomas R. J. Prog. Theor. Phys., 1954, v. 12, p. 253.
4. Mang H. J. Z. Phys., 1957, Bd 148, S. 572; Mang H. J. Phys. Rev., 1960, v. 119, p. 1069.
5. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
6. Уилкинсон Д. В кн.: Современные проблемы ядерной физики. Пер. с англ. М., Госатомиздат, 1963.
7. Harada K., Rauscher E. A. Phys. Rev., 1968, v. 169, p. 818.
8. Feshbach Н. Ann. Phys., 1958, v. 5, p. 357.
9. Кадменский С. Г. и др. «Ядерная физика», 1969, т. 10, с. 730.
10. Кадменский С. Г., Калечиц В. Е. «Ядерная физика», 1970, т. 12, с. 70.
11. Кадменский С. Г. В кн.: Материалы VII зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ч. II. Л., «Наука», 1972.
12. Кадменский С. Г., Калечиц В. Е., Мартынов А. А. «Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 1174.
13. Кадменский С. Г., Хлебостроев В. Г. «Ядерная физика», 1973, т. 18, с. 980.
14. Schwinger J., Lippmann V. A. Phys. Rev., 1950, v. 79, p. 469.
15. Ватсон Б., Гольдбергер М. Теория столкновений. Пер. с англ. М., «Мир», 1967.
16. Zeh H. D. Z. Phys., 1963, Bd 175, S. 490.
17. Мигдал А. Б. Теория конечных форм-систем и свойства атомных ядер. М., «Наука», 1965.
18. Кадменский С. Г. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1966, т. 30, с. 1349.
19. Săndulescu A. Rev. Roum. Phys., 1970, v. 15, p. 1105.

20. Aquillera-Navarro, Moshinsky M., Yeh W. W. Ann. Phys., 1969, v. 51, p. 312.
21. Brody J. A., Moshinsky M. Tables of Transformation, Brackets, Mexico, 1960.
22. Furman V. I. e.a. Nucl. Phys. A, 1974, v. 226, p. 131.
23. Кадменский С. Г. и др. Сообщение ОИЯИ Р4-8101, 1974.
24. Кадменский С. Г., Калечиц В. Е., Мартынов А. А. «Ядерная физика», 1971, т. 13, с. 300.
25. Кадменский С. Г., Калечиц В. Е., Мартынов А. А. «Ядерная физика», 1972, т. 16, с. 717.
26. Мартынов А. А., Кадменский С. Г. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 75.
27. Glendenning N. K., Harada K. Nucl. Phys., 1965, v. 72, p. 481.
28. Pinkston W. T. Nucl. Phys., 1962, v. 37, p. 312.
29. Kim Y. E., Rasmussen J. O. Nucl. Phys., 1963, v. 47, p. 184.
30. Kuo T. T., Xerling G. H. NRL-2258, 1971; Lewis M. B., Daelinick W. W. Phys. Rev. C, 1970, v. 1, p. 1577.
31. Соловьев В. Г. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. М., Госатомиздат, 1963.
32. Соловьев В. Г. «Докл. АН СССР», 1962, т. 144, с. 1281.
33. Harada K. Progr. Theor. Phys., 1961, v. 26, с. 667.
34. Саперштейн Э. Е., Троицкий М. А. «Ядерная физика», 1965, т. 1, с. 400.
35. Кадменский С. Г., Рыбак К. С. «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 971.
36. Банд И. М., Слив Л. А., Харитонов Ю. И. ЖЭТФ, 1961, т. 40, с. 946; Гутман В. Н., Слив Л. А., Согомонова Г. А. ЖЭТФ, 1961, т. 40, с. 341; Gutman V. N. e.a. Nucl. Phys., 1961, v. 28, p. 192.
37. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М., «Наука», 1969.
38. Кадменский С. Г., Мартынов А. А., Харитонов Ю. И. «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 529.
39. Бояркина А. В. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1964, т. 28, с. 337.
40. Kurdjumov I. V., Neudatchin V. G., Smirnov Ju. F. Phys. Lett. B, 1972, v. 40, p. 607.
41. Neudatchin V. G. e.a. Nuovo cimento Lett., 1972, v. 5, p. 38.
42. Хофштадтер Р. В сб.: «Электромагнитная структура ядер и нуклонов». Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
43. Галицкий В. М. ЖЭТФ, 1958, т. 34, с. 151.
44. Базь А. И. В кн.: Материалы VII зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ч. I. Л., «Наука», 1972.
45. Пекар Л. К. В кн.: Материалы IX зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ч. II. Л., «Наука», 1974.
46. Scherk L., Vogt E. W. Canad. J. Phys., 1968, v. 46, p. 119.
47. Мартынов А. А., Попов Ю. П., Фурман В. И. В кн.: Программа и тезисы XX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ч. 2. Л., «Наука», 1970, с. 251.
48. Попов Ю. П. и др. «Ядерная физика», 1971, т. 13, с. 913.
49. Cârjan N., Sândulescu A. Z. Naturf. B, 1971, Bd 26a, S. 1389.
50. McFadden L., Satchler G. R. Nucl. Phys., 1966, v. 84, p. 177.
51. Попов Ю. П. В сб.: Структура ядра. Дубна, 1972.
52. Попов Ю. П. и др. В кн.: «Нейтронная физика. Материалы Всесоюзного совещания. Киев, 1971». Киев, «Наукова думка», 1972, с. 155.
53. Попов Ю. П. и др. Ядерные данные для реакторов. Т. 1. IAEA, Vienna, 1971.
54. Фурман В. И., Попов Ю. П. В кн.: «Нейтронная физика. Материалы Всесоюзного совещания. Киев, 1971.» Киев, «Наукова думка», 1972, с. 159.
55. Furman V. I. e.a. Phys. Lett., 1973, v. 1344, p. 465.
56. Соловьев В. Г. ЭЧАЯ, 1972, т. 3, с. 770.

57. Фурман В. И., Попов Ю. П. В кн.: Программа и тезисы докладов XIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1973.
58. Furman V. I., Popov Yu. P. Conference on nuclear structure study with neutrons. Budapest, 1972.
59. Гареев Ф. А., Иванова С. П., Ширикова Н. Ю. Препринт ОИЯИ Р4-5457, 1970.
60. Фаянс С. А. Препринт ИАЭ-1593, 1968.
61. Bonetti R., Milazzo-Colli L. Phys. Lett. B, 1974, v. 49, p. 17.
62. Кадменский С. Г., Калечиц В. Е., Мартынов Г. А. «Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 343.
63. Hornshøj P. e.a. Nucl. Phys., 1974 (in press).
64. Igo G. Phys. Rev., 1959, v. 115, p. 1665.
65. Брейт Г. Теория резонансных ядерных реакций. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1961.