ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р4 - 9279

С.Холан, В.И.Фурман

ВЛИЯНИЕ ВЫСШИХ КОНФИГУРАЦИЙ ВНУТРЕННЕЙ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ α-ЧАСТИЦЫ НА ВЕРОЯТНОСТИ α-ПЕРЕХОДОВ В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

1975

P4 - 9279

С.Холан, В.И.Фурман

ВЛИЯНИЕ ВЫСШИХ КОНФИГУРАЦИЙ ВНУТРЕННЕЙ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ α-ЧАСТИЦЫ НА ВЕРОЯТНОСТИ α-ПЕРЕХОДОВ В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Направлено на XXVI Всесоюзное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Баку, 1976.

I. При расчетах α-ширин пространственная часть внутренней волновой функции α-частицы X_α используется обычно в виде произведения трех осцилляторных функций с числами узлов и относительными орбитальными моментами, равными нулю. Эксперименты по рассеянию быстрых электронов на ядре ^4He указывают однако на то, что эта функция не может описать зарядовый формфактор α-частицы. В работе /I/ получена феноменологическая функция α-частицы, включающая в себя высшие компоненты осцилляторного базиса (с числом квантов ≤ 4), с помощью которой удается воспроизвести экспериментальный формфактор. Ранее было изучено /2/ изменение вещественной части оптического потенциала для взаимодействия α-частицы с ядрами при использовании внутренней функции α-частицы из работы /I/, по сравнению с потенциалом, получаемым с помощью традиционной формы функции X_α.

В настоящей работе предложен метод учета высших компонент во внутренней волновой функции α-частицы при расчетах α-ширин сферических ядер, и на его основе проведены численные оценки влияния указанных компонент на величины α-ширин, рассчитанных на основе не-R-матричной теории α-распада /3,4/, с использованием функции $X_\alpha(\vec{\xi},\vec{\xi},\vec{\xi})$ из работы /I/.

2. Интегральная формула для α-ширины /3,4/, конкретизированная в рамках оболочечной модели, имеет следующий вид /5/:

$$\Gamma_\alpha^{sh} = \sum_L \Big/ \sum_{P_iN_iP_fN_fP_\alpha N_\alpha} C^{P_iN_i} C^{P_fN_f} \Gamma^{1/2}_{P_\alpha N_\alpha L} \Big/^2 \qquad (I)$$

где $C^{P_iN_i}$ и $C^{P_fN_f}$ – коэффициенты смешивания конфигурациальной α-ширины $\Gamma^{1/2}_{P_\alpha N_\alpha L}$ определяется соотношением :

$$\Gamma^{1/2}_{P_\alpha N_\alpha L} = G^{P_\alpha N_\alpha L}_{P_i N_i P_f N_f} \int \Theta_{P_\alpha N_\alpha L}(R) \mathcal{F}_L(R) R\, dR, \qquad (2)$$

где $G^{P_\alpha N_\alpha L}_{P_i N_i P_f N_f}$ – геометрический фактор, выражение для которого приводится в работе /5/, R – расстояние между центрами тяжести α-частицы и дочернего ядра, а $\mathcal{F}_L(R) = \sqrt{K_\alpha/\pi Q_\alpha}\, F_L(R)$ – регулярная кулоновская функция $F_L(R)$, нормированная на δ-функцию по энергии, причем $K_\alpha = \sqrt{2m_\alpha/Q_\alpha}$, где Q_α – энергия α-распада.

Если пространственную часть внутренней волновой функции α-частицы записать в следующем достаточно общем виде:

$$\mathcal{X}_\alpha(\vec{\xi}_1 \vec{\xi}_2 \vec{\xi}_3) = \sum_{\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3} K_{\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3}\, \mathcal{X}^{\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3}(\vec{\xi}_1 \vec{\xi}_2 \vec{\xi}_3), \qquad (3)$$

где

$$\mathcal{X}_\alpha^{\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3}(\vec{\xi}_1 \vec{\xi}_2 \vec{\xi}_3) = \sum_{\mu_3} C^{\lambda_3\lambda_3 0}_{-\mu_3\mu_3 0} \sum_{\mu_1\mu_2} C^{\lambda_1\lambda_2\lambda_3}_{\mu_1\mu_2-\mu_3}\, \mathcal{X}^{\mu_1}_{\nu_1\lambda_1}(\vec{\xi}_1)\, \mathcal{X}^{\mu_2}_{\nu_2\lambda_2}(\vec{\xi}_2)\, \mathcal{X}^{\mu_3}_{\nu_3\lambda_3}(\vec{\xi}_3), \qquad (4)$$

причем

$$\mathcal{X}^{\mu}_{\nu\lambda}(\vec{\xi}) = \mathcal{R}^{\beta}_{\nu\lambda}(\xi)\, Y_{\lambda\mu}(\Omega_{\xi}) \qquad (5)$$

осцилляторные функции с размерным параметром β, радиальным квантовым числом ν и орбитальным моментом λ, то, используя определение /5/ структурной функции $\Theta_{P_\alpha N_\alpha L}(R)$, получим для нее выражение

$$\Theta_{P_\alpha N_\alpha L}(R) = S_{P_\alpha N_\alpha L}\, R\sqrt{8} \sum_{\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3} K_{\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3}\, \Theta^{\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3}_{P_\alpha N_\alpha L}(R). \quad (6)$$

В формуле (6)

$$\Theta^{\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3}_{P_\alpha N_\alpha L}(R) = \langle \Psi^{LM}_{P_\alpha N_\alpha}(\vec{r}_1\vec{r}_2\vec{r}_3\vec{r}_4) | V_{\alpha A-4} | \mathcal{X}^{\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3}(\vec{\xi}_1\vec{\xi}_2\vec{\xi}_3) Y_{LM}(\Omega_{\vec{R}}) \rangle, \quad (7)$$

причем

$$\Psi^{LM}_{P_\alpha N_\alpha}(\vec{r}_1\vec{r}_2\vec{r}_3\vec{r}_4) = \sum_{m_{12} m_{34}} C^{j_{12}\, j_{34}\, L}_{m_{12}\, m_{34}\, M} \sum_{m_1 m_2} C^{\ell_1\, \ell_2\, j_{12}}_{m_1\, m_2\, m_{12}} \sum_{m_3 m_4} C^{\ell_3\, \ell_4\, j_{34}}_{m_3\, m_4\, m_{34}} \times$$
$$\times\, \psi^{m_1}_{n_1\ell_1 j_1}(\vec{r}_1)\, \psi^{m_2}_{n_2\ell_2 j_2}(\vec{r}_2)\, \psi^{m_3}_{n_3\ell_3 j_3}(\vec{r}_3)\, \psi^{m_4}_{n_4\ell_4 j_4}(\vec{r}_4). \quad (8)$$

Фактор $S_{P_\alpha N_\alpha L}$ в формуле (6) есть результат /5/ суммирования по спиновым переменным. Константа $\sqrt{8}$ связана с преобразованием координат:

$$\vec{\xi}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$$
$$\vec{\xi}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{r}_3 - \vec{r}_4) \quad (9)$$
$$\vec{\xi}_3 = \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 - \vec{r}_3 - \vec{r}_4)$$
$$\vec{R} = \frac{1}{4}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \vec{r}_3 + \vec{r}_4).$$

В формуле (7) подразумевается интегрирование по внутренним переменным α -частицы $\vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2, \vec{\xi}_3$, а также по угловым переменным вектора $\vec{R}$ — $\Omega_{\vec{R}}$. Функция $\Psi^{LM}_{P_\alpha N_\alpha}(\vec{r}_1\vec{r}_2\vec{r}_3\vec{r}_4)$ описывает состояние четырех нуклонов, формирующих α -частицу, причем индексы I, 2 относятся к протонным состояниям, 3, 4 – к нейтронным, а $\psi^{m_i}_{n_i\ell_i j_i}(\vec{r}_i)$ есть одночастичные оболочечные функции. Символ $P_\alpha N_\alpha = (n_1\ell_1 j_1 n_2\ell_2 j_2) j_{12} (n_3\ell_3 j_3 n_4\ell_4 j_4) j_{34}$.

Потенциал взаимодействия α -частицы с дочерним ядром $V_{\alpha A-4}$ в "диагональном" приближении /5/ имеет вид

$$V_{\alpha\,1-4}(\vec{r}_1\vec{r}_2\vec{r}_3\vec{r}_4)=\sum_{i=1}^{4}V_i(|\vec{r}_i|)+\sum_{i<j}\left[v_{ij}(|\vec{r}_i-\vec{r}_j|)-V_{ij}(|\vec{r}_i-\vec{r}_j|)\right], \quad (10)$$

где $V_i(|\vec{r}_i|)$ и v_{ij} – соответственно самосогласованный потенциал и эффективное остаточное взаимодействие нуклонов в ядре, а V_{ij} – нуклон-нуклонное взаимодействие в пустоте.

3. Интегрирование в формуле (7) проведем с помощью метода, предложенного в работе /6/. Учитывая, что координаты отдельных нуклонов выражаются через переменные $\{\vec{\xi}_i,\vec{R}\}$ соотношениями

$$\vec{r}_1=\vec{R}+\vec{\xi}_3/2+\vec{\xi}_1/\sqrt{2}\equiv\vec{R}_{12}+\vec{\xi}_1/\sqrt{2}$$
$$\vec{r}_2=\vec{R}+\vec{\xi}_3/2-\vec{\xi}_1/\sqrt{2}\equiv\vec{R}_{12}-\vec{\xi}_1/\sqrt{2}$$
$$\vec{r}_3=\vec{R}-\vec{\xi}_3/2+\vec{\xi}_2/\sqrt{2}\equiv\vec{R}_{34}+\vec{\xi}_2/\sqrt{2}$$
$$\vec{r}_4=\vec{R}-\vec{\xi}_3/2-\vec{\xi}_2/\sqrt{2}\equiv\vec{R}_{34}-\vec{\xi}_2/\sqrt{2},$$

проинтегрируем в формуле (7) сначала по переменным $\vec{\xi}_1$ и $\vec{\xi}_2$ и получим /6/ оставшееся подинтегральное выражение в виде произведений функций, зависящих только от координат центров тяжести пар нуклонов $\vec{R}_{12}$ и $\vec{R}_{34}$. Поскольку по структуре эти функции аналогичны одночастичным оболочечным функциям, то интеграция по переменной $\vec{\xi}_3$ может быть проведена тем же способом /6/. При этом для части функции $\Theta^{\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3}_{P_\alpha N_\alpha L}(R)$, связанной с первой суммой в формуле (10), получим

$$\Theta^{(1)\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3}_{P_\alpha N_\alpha L}(R)=\sqrt{2}(-)^{\lambda_1+\lambda_2+\lambda_3}\sum_{J_1J_2J_3}\begin{Bmatrix}J_1&J_2&J_3\\\lambda_1&\lambda_2&\lambda_3\\j_{12}&j_{34}&L\end{Bmatrix}\frac{\hat{J}_1\hat{J}_2\hat{J}_3}{\hat{L}}\times$$
$$\times\int_0^\infty d\xi_3\,\xi_3^2\,\mathcal{R}^{\beta}_{\nu_3\lambda_3}(\xi_3)\int_{-1}^{1}d(\cos\theta_{\vec{\xi}_3})\left[v^{\lambda_1J_1}_{j_{12}}(R_1)\mathcal{D}^{\lambda_2J_2}_{j_{34}}(R_2)-\mathcal{D}^{\lambda_1J_1}_{j_{12}}(R_1)v^{\lambda_2J_2}_{j_{34}}(R_2)\right]\times \quad (11)$$
$$\times\sum_{K_1K_2}(-)^{K_1}C^{J_1\,J_2\,J_3}_{K_1\,K_2\,K_1+K_2}C^{J_3\,\lambda_3\,L}_{K_1+K_2\,-(K_1+K_2)\,0}\,P^{K_1}_{J_1}(\cos\theta_{\vec{R}_1})\,P^{K_2}_{J_2}(\cos\theta_{\vec{R}_2})\,P^{K_1+K_2}_{\lambda_3}(\cos\theta_{\vec{\xi}_3}),$$

где $P_J^{\kappa}(\cos\theta)$ – нормированные на единицу полинома Лежандра (выше использовалось обозначение $\hat{J}\equiv\sqrt{2J+1}$).

Входящие в формулу (II) переменные связаны соотношениями

$$\cos\theta_{\vec{R}_1}=\frac{2R+\xi_3\cos\theta_{\vec{\xi}_3}}{\sqrt{2}\,R_1}\qquad R_1=\sqrt{\xi_3^2/2+2R^2+2\xi_3R\cos\theta_{\vec{\xi}_3}}$$
$$\cos\theta_{\vec{R}_2}=\frac{2R-\xi_3\cos\theta_{\vec{\xi}_3}}{\sqrt{2}\,R_2}\qquad R_2=\sqrt{\xi_3^2/2+2R^2-2\xi_3R\cos\theta_{\vec{\xi}_3}}\,. \tag{12}$$

Функции $\mathcal{D}_j^{\lambda J}$ и $v_j^{\lambda J}$ определяются следующим образом:

$$v_{j_{12}}^{\lambda_1 J_1}(R_1)=\frac{\sqrt{2}}{\hat{J}_1}\int\limits_{0}^{\infty}d\xi_1\,\xi_1^2\,\mathcal{R}_{\nu_1\lambda_1}^{\beta}(\xi_1)\int\limits_{-1}^{1}d(\cos\theta_{\vec{\xi}_1})\varphi_{n_1l_1j_1}(r_1)\varphi_{n_2l_2j_2}(r_2)[V_1(r_1)+$$
$$+V_2(r_2)]\sum_{\kappa_1\kappa_2}(-)^{\kappa_1}C_{\kappa_1\,\kappa_2\,\kappa_1+\kappa_2}^{l_1\,l_2\,j_{12}}C_{\kappa_1+\kappa_2\,-(\kappa_1+\kappa_2)\,0}^{j_{12}\quad\lambda_1\quad J_1}P_{l_1}^{\kappa_1}(\cos\theta_1)P_{l_2}^{\kappa_2}(\cos\theta_2)P_{\lambda_1}^{\kappa_1+\kappa_2}(\cos\theta_{\vec{\xi}_1}). \tag{13}$$

Здесь через $\varphi_{n_il_ij_i}(r_i)$ обозначены радиальные части функций $\psi_{n_il_ij_i}^{m_i}(\vec{r}_i)$. Переменные определены аналогично предыдущему

$$\cos\theta_1=\frac{R_1+\xi_1\cos\theta_{\vec{\xi}_1}}{\sqrt{2}\,r_1}\qquad r_1=\frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{R_1^2+\xi_1^2+2R_1\xi_1\cos\theta_{\vec{\xi}_1}}$$
$$\cos\theta_2=\frac{R_1-\xi_1\cos\theta_{\vec{\xi}_1}}{\sqrt{2}\,r_2}\qquad r_2=\frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{R_1^2+\xi_1^2-2R_1\xi_1\cos\theta_{\vec{\xi}_1}}\,. \tag{14}$$

Выражение для функции $v_{j_{34}}^{\lambda_2 J_2}(R_2)$ получается из формул (I3), (I4) при замене $R_1,\nu_1,\lambda_1,\xi_1$ на $R_2,\nu_2,\lambda_2,\xi_2$ и индексов I на 3 и 2 на 4. Функции $v_{j_{12}}^{\lambda_1 J_1}(R_1)$ и $v_{j_{34}}^{\lambda_2 J_2}(R_2)$ переходят в функции $\mathcal{D}_{j_{12}}^{\lambda_1 J_1}(R_1)$ и $\mathcal{D}_{j_{34}}^{\lambda_2 J_2}(R_2)$ соответственно, если в формуле (I3) положить $V_1(r_1)+V_2(r_2)\equiv 1$.

Остальная часть функции $\Theta_{P_\alpha N_\alpha L}^{\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3}(R)$, связанная с вкладом второй суммы в потенциале $V_{\alpha A-4}$ (10), может быть вычислена следующим образом.

Для случаев $P-P$ и $N-N$ взаимодействий дело сводится к простой замене в формуле (13) суммы потенциалов $V_1(r_1)+V_2(r_2)$ на разность $v_{12}(|\vec{r}_1-\vec{r}_2|) - V_{12}(|\vec{r}_1-\vec{r}_2|)$ и аналогичным действиям для индексов 3 и 4. В случае $N-P$ -взаимодействий для вычисления интегралов (7) необходимо в функции $\chi_\alpha(\vec{\xi}_1\vec{\xi}_2\vec{\xi}_3)$ (3) перейти к таким новым переменным $\{\tilde{\vec{\xi}}_i\}$, чтобы для потенциалов v_{ij} и V_{ij} координата $\tilde{\vec{\xi}}_1$ выражалась через векторы $\vec{r}_i$ и $\vec{r}_j$ ($\tilde{\vec{\xi}}_1=\vec{r}_i-\vec{r}_j$), а координата $\tilde{\vec{\xi}}_2$ – через остальные два вектора из набора $\{\vec{r}_1\vec{r}_2\vec{r}_3\vec{r}_4\}$. Это всегда можно сделать, поскольку функция χ_α симметрична относительно перестановки координат четырех нуклонов. Изменяя затем соответствующим образом порядок сложения угловых моментов в функции $\psi^{LM}_{P_\alpha N_\alpha}(\vec{r}_1\vec{r}_2\vec{r}_3\vec{r}_4)$, получим, аналогично прежнему, формулы и для компонент функции $\Theta^{(2)\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3}_{P_\alpha N_\alpha L}(R)$, связанных с $N-P$ - взаимодействием.

4. Расчеты α-ширин с функцией $\chi_\alpha(\xi_1\xi_2\xi_3)$ (3) по формулам, полученным выше, весьма трудоемки. Поэтому для получения первых оценок упростим расчеты, принимая, во-первых, что потенциал $V_{\alpha A-4}$ (10) можно выразить только через самосогласованные потенциалы $V_i(r_i)$, то есть

$$V_{\alpha A-4} = \sum_{i=1}^{4} V_i(r_i) \qquad (15)$$

и, во-вторых, что рассмотрение можно провести с помощью "гибридной" модели, в которой в качестве взаимодействия $V_i(r_i)$

используется оболочечный потенциал типа Вудса-Саксона, а в качестве одночастичных функций $\varphi_{n_i \ell_i j_i}(\vec{r}_i)$ – осцилляторный базис. Переход к осцилляторным функциям позволяет применить технику Тальми-Мошинского /7/ для перехода от координат $\{\vec{r}_i\}$ к координатам $\{\vec{\xi}_i, \vec{R}\}$ /9/ и, таким образом, провести интегрирование аналитически в формуле (II).

Как показывают результаты работы /5/, полученные с использованием стандартного приближения для функции $\chi_\alpha(\vec{\xi}_1 \vec{\xi}_2 \vec{\xi}_3)$

$$\chi_\alpha(\vec{\xi}_1 \vec{\xi}_2 \vec{\xi}_3) = \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{9/4} exp\left[-\frac{\beta}{2}(\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2)\right], \qquad \beta = 0,434\ (фм)^{-2} \tag{I6}$$

"гибридная" модель качественно воспроизводит основные свойства α-ширин, рассчитанных корректно с оболочечным базисом потенциала Вудса-Саксона. Поэтому использование "гибридной" модели для качественных оценок влияния высших компонент α-частичной функции на величины α-ширин вполне оправдано. Конкретные расчеты можно дополнительно упростить, если принять приближение

$$V_{\alpha A-4} = \sum_{i=1}^{4} V_i(R) \equiv V(R), \tag{I7}$$

использование которого, как установлено в работе /5/, меняет величины α-ширин не более чем на 50%.

На основе сформулированных приближений можно получить следующую сравнительно простую формулу для функций $\Theta^{\nu_1 \lambda_1 \nu_2 \lambda_2 \nu_3 \lambda_3}_{\rho_\alpha N_\alpha L}(R)$:

$$\Theta_{P_\alpha N_\alpha L}^{\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3}(R) = V(R)(-1)^{\lambda_1+\lambda_2+\lambda_3+j_{12}+j_{34}+L}\,\frac{\hat{j}_{12}\hat{j}_{34}}{L}\times$$

$$\times\sum_{J_1J_2J_3}(2J_3+1)\begin{Bmatrix} J_1 & J_2 & J_3 \\ \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 \\ j_{12} & j_{34} & L \end{Bmatrix}\sum_{\substack{N_1N_1'N_2N_2' \\ N_3N_3'}}\langle N_1\lambda_1N_1'J_1j_{12}|n_1\ell_1n_2\ell_2j_{12}\rangle\times \tag{18}$$

$$\times\langle N_2\lambda_2N_2'J_2j_{34}|n_3\ell_3n_4\ell_4j_{34}\rangle\langle N_3\lambda_3N_3'LJ_3|N_1'J_1N_2'J_2J_3\rangle\times$$

$$\times\, I_{N_1'}^{\nu_1\lambda_1}I_{N_2'}^{\nu_2\lambda_2}I_{N_3}^{\nu_3\lambda_3}\mathcal{R}_{N_3'L}^{\alpha}(R),$$

где через $\langle n\ell NL\Lambda|n_1\ell_1n_2\ell_2\Lambda\rangle$ обозначен обычный коэффициент Тальми-Мошинского /7/. Интегралы

$$I_N^{n\ell} = \int\mathcal{R}_{N\ell}^{\alpha}(\xi)\,\mathcal{R}_{n\ell}^{\beta}(\xi)\,\xi^2d\xi \tag{19}$$

выражаются аналитически /8/. Суммирования в формуле (18) ограничены законами сохранения числа квантов /7/ при преобразовании Тальми-Мошинского и правилами сложения угловых моментов. Константа потенциала гармонического осциллятора, α, определяется условием теоретического воспроизведения среднеквадратичного радиуса ядра.

Заметим, что для получения формулы (18) существенно, чтобы внутренние переменные $\{\vec{\xi}_i\}$ функции $\mathcal{X}_\alpha$ (3) были связаны с переменными $\{\vec{r}_i\}$ соотношениями (9). При любом другом способе введения координат $\{\vec{\xi}_i\}$ выражение типа (18) для функции $\Theta_{P_\alpha N_\alpha L}^{\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3}(R)$ не может быть получено вовсе или в него будут входить обобщенные коэффициенты Тальми-Мошинского /9,10/, вычисление которых весьма сложно.

В дальнейшем рассмотрении используем в качестве функции $\mathcal{X}_\alpha(\vec{\xi}_1\vec{\xi}_2\vec{\xi}_3)$ модельную функцию из работы /I/, полученную из феноменологической подгонки зарядового формфактора α -частицы. В работе /I/ функция $\chi_\alpha(\vec{\xi}_1\vec{\xi}_2\vec{\xi}_3)$ была построена или с использованием "симметричных" координат

$$\begin{aligned}
\vec{s}_1 &= 1/2\,(\vec{r}_1+\vec{r}_4-\vec{r}_2-\vec{r}_3)\\
\vec{s}_2 &= 1/2\,(\vec{r}_2+\vec{r}_4-\vec{r}_1-\vec{r}_3)\\
\vec{s}_3 &= 1/2\,(\vec{r}_3+\vec{r}_4-\vec{r}_1-\vec{r}_2)\\
\vec{s}_4 &= 1/2\,(\vec{r}_1+\vec{r}_2+\vec{r}_3+\vec{r}_4)
\end{aligned} \tag{20}$$

или в координатах Якоби. В обоих случаях непосредственное использование этой функции для вычисления величин $\Theta^{\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3}_{P_\alpha N_\alpha L}(R)$ затруднено в силу отмеченных выше причин. Эту трудность можно обойти, если перейти в функции χ_α из работы /I/ от переменных $\{\vec{s}_i\}$ (20) к переменным $\{\vec{\xi}_i, \vec{R}\}$ (9) с помощью преобразования

$$\begin{aligned}
\vec{\xi}_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{s}_1-\vec{s}_2) & \vec{\xi}_3 &= -\vec{s}_3\\
\vec{\xi}_2 &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{s}_1+\vec{s}_2) & 2\vec{R} &= \vec{s}_4\ ,
\end{aligned} \tag{21}$$

которое легко проводится с помощью техники Тальми-Мошинского для перехода от $\vec{s}_1, \vec{s}_2$ к $\vec{\xi}_1, -\vec{\xi}_2$ и двух последовательных отражений относительно начала координат. Окончательный результат для преобразованной функции $\chi_\alpha(\vec{\xi}_1\vec{\xi}_2\vec{\xi}_3)$ имеет вид

$$\begin{aligned}
\chi_\alpha(\vec{\xi}_1\vec{\xi}_2\vec{\xi}_3) &= \cos\gamma\,|000000\rangle + \sin\gamma\Big[-\frac{\sqrt{3}}{9}\cdot\\
&\cdot|020200\rangle - \frac{\sqrt{15}}{8}|101000\rangle + \frac{\sqrt{2}}{4}\big(|200000\rangle +\\
&+|002000\rangle\big) + \frac{\sqrt{15}}{9}\big(|100000\rangle + |001010\rangle\big) +\\
&+\frac{2\sqrt{3}}{9}\big(|002002\rangle + |020002\rangle\big)\Big],
\end{aligned} \tag{22}$$

где введены обозначения

$$|\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3> \equiv \chi^{\nu_1\lambda_1\nu_2\lambda_2\nu_3\lambda_3}(\vec{\xi}_1\vec{\xi}_2\vec{\xi}_3). \tag{23}$$

На основе формул (6), (7) и (I8) можно вычислить структурную функцию $\Theta_{\rho_\alpha N_\alpha L}(R)$ и, следовательно, амплитуды α -ширин $\Gamma^{1/2}_{\rho_\alpha N_\alpha L}$ при использовании функции $\chi_\alpha(\vec{\xi}_1\vec{\xi}_2\vec{\xi}_3)$ в форме (22).

5. С помощью метода, описанного в предыдущем разделе, исследуем для некоторых типичных случаев α -распаде отношения $\omega_{\rho_\alpha N_\alpha L} \equiv \Gamma^{0}_{\rho_\alpha N_\alpha L}/\Gamma_{\rho_\alpha N_\alpha L}$ парциальных α - ширин $\Gamma^{0}_{\rho_\alpha N_\alpha L}$ и $\Gamma_{\rho_\alpha N_\alpha L}$, рассчитанных с функциями $\chi_\alpha(\vec{\xi}_1\vec{\xi}_2\vec{\xi}_3)$ в форме (I6) и (22) соответственно для ближайших к поверхности Ферми компонент $C^{P_iN_i}$ и $C^{P_fN_f}$ в сумме (6) для полной α -ширины.

Конкретные вычисления проведем с потенциалом $V_i(R)$ в форме:

$$V_i(R) = V_{0i}\left(1+\exp\left[\left(R - r_{0i}A^{1/3}\right)/a_i\right]\right)^{-1} \tag{24}$$

$$\sum_{i=1}^{4} V_{0i} = 207 \text{ МэВ}$$

$$r_{0i} = 1.25 \text{ ферми}$$

$$a_i = 0.63 \text{ ферми.}$$

Заметим, что в работе /I/ для параметров β и γ функции $\chi_\alpha(\vec{\xi}_1\vec{\xi}_2\vec{\xi}_3)$ (22) получено два набора

$$\beta = 0{,}8056\ (\text{ферми})^{-2}\ ;\quad \gamma = -30^0 \tag{25}$$

$$\beta = 0{,}8871\ (\text{ферми})^{-2}\ ;\quad \gamma = -70^0, \tag{26}$$

дающих эквивалентное описание экспериментального формфактора α -частицы. В таблицах I и 2 приведены результаты вычислений отношений $\omega_{\rho_\alpha N_\alpha L}$ с функциями χ_α (22) для набора параметров β и γ (25). Расчеты с альтернативным набором (26) приводят к неразумным результатам, неустойчивым относительно вариации конфи-

Таблица 1

Родительское ядро	E_α МэВ	$P_\alpha N_\alpha L$	$\dfrac{\Gamma^0_{P_\alpha N_\alpha 0}}{\Gamma_{P_\alpha N_\alpha 0}}$
^{178}Pt	5.457	$[(2d_{3/2})^2_0(1h_{9/2})^2_0]_0$	2.15
^{190}Pt	3.180	$[(2d_{3/2})^2_0(1i_{13/2})^2_0]_0$	1.52
^{194}Po	6.85	$[(1h_{9/2})^2_0(1i_{13/2})^2_0]_0$	0.35
^{204}Po	5.379	$[(1h_{9/2})^2_0(2f_{5/2})^2_0]_0$	1.97
^{210}Po	5.305	$[(1h_{9/2})^2_0(3p_{1/2})^2_0]_0$	4.15
^{212}Po	8.78	$[(1h_{9/2})^2_0(2g_{9/2})^2_0]_0$	1.44

Таблица 2

Родительское ядро	E_α МэВ	$P_\alpha N_\alpha L$	$\dfrac{\Gamma^0_{P_\alpha N_\alpha L}}{\Gamma_{P_\alpha N_\alpha L}}$
^{210}Bi	4,649	$[(1h_{9/2}3s_{1/2})_5(2g_{9/2}3p_{1/2})_5]_0$	6,2
		$[(1h_{9/2}2d_{3/2})_5(2g_{9/2}3p_{1/2})_5]_2$	5,6
	4,686	$[(1h_{9/2}2d_{3/2})_3(2g_{9/2}3p_{1/2})_5]_2$	6,2
		$[(1h_{9/2}3s_{1/2})_5(2g_{9/2}3p_{1/2})_5]_2$	6,3
	4,984	$[(1h_{9/2}3s_{1/2})_5(2g_{9/2}3p_{1/2})_5]_8$	11,1
	5,025	$[(1h_{9/2}2d_{3/2})_3(2g_{9/2}3p_{1/2})_5]_8$	9,4
		$[(1h_{9/2}2d_{3/2})_5(2g_{9/2}3p_{1/2})_5]_8$	9,6
		$[(1h_{9/2}2d_{3/2})_5(2g_{9/2}3p_{1/2})_5]_{10}$	13,2
^{212}Po	11,65	$[(1h_{9/2})^2_8(2g_{9/2})^2_8]_{16}$	14,8
		$[(1h_{9/2}2f_{7/2})_8(2g_{9/2}1i_{11/2})_8]_{16}$	12,4
		$[(1h_{9/2}2f_{7/2})_8(2g_{9/2}1i_{11/2})_{10}]_{18}$	23

гураций $P_\alpha N_\alpha$, что связано с возможностью деструктивной интерференции слагаемых в сумме (6). Так, например, для облегченных переходов в ядрах ^{194}Po и ^{210}Po (конфигурации $P_\alpha N_\alpha$ и экспериментальные энергии α - распада E_α см. в табл.I) величины отношений $\omega_{P_\alpha N_\alpha O}$ меняются более, чем на четыре порядка. Это, по-видимому, связано с аномально большой примесью высших конфигураций в функции χ_α (22) для набора (26). Поэтому ниже мы используем только значения параметров β и γ (25). Проявившаяся в расчетах чувствительность к форме функции $\chi_\alpha(\vec{\xi}_1\vec{\xi}_2\vec{\xi}_3)$ (22) может, в свою очередь, оказаться полезным критерием, позволяющим устранить неоднозначность в выборе параметров /I/ феноменологической функции.

В таблице I показаны результаты расчетов α-ширин для некоторых облегченных α -переходов. Величины отношений $\omega_{P_\alpha N_\alpha O}$ возрастают с увеличением числа узлов n_i и уменьшением моментов ℓ_i одночастичных оболочечных состояний.

Особый интерес в таблице I представляет разница в 3 раза значений $\omega_{P_\alpha N_\alpha O}$ для ядер ^{210}Po и ^{212}Po. Дело в том, что изменение в экспериментальных α-ширинах при переходе через магическое число нейтронов N = I26 осталось необъясненным /5,II/ при расчетах с обычной функцией $\chi_\alpha(\vec{\xi}_1\vec{\xi}_2\vec{\xi}_3)$ (I6) - отношение $\Gamma_\alpha^{exp}/\Gamma_\alpha^{sl}$ возрастает в 2 ÷ 3 раза при переходе от $N \leq$ I26 к $N \geq$ I28. Имея в виду упомянутые результаты для изотопов Po с N = I26 и N = I28, можно надеяться, что учёт высших компонент во внутренней волновой функции α-частицы поможет устранить отмеченное расхождение в относительном (в зависимости от N) ходе экспериментальных и теоретических α-ширин. Окончательный вывод может быть, однако, сделан только после надлежащего учета смешивания конфигураций /II/.

На примере необлегчённых α - переходов в ядрах ^{210}Bi и ^{212}Po исследуем зависимость отношений $\omega_{R_\alpha N_\alpha L}$ от величин моментов j_{12}, j_{34}, L.

Рассмотрение таблицы 2 показывает, что величина $\omega_{R_\alpha N_\alpha L}$ систематически возрастает с увеличением орбитального момента L и практически не зависит от значений j_{12} и j_{34}. Заметим, что в случае необлегчённых α -переходов, когда α -частица формируется из неспаренных нуклонов, величины отношений $\omega_{R_\alpha N_\alpha L}$ оказываются в среднем больше, чем для облегчённых α -переходов (ср. с таблицей I). Отмеченное выше возрастание $\omega_{R_\alpha N_\alpha L}$ может нейтрализовать полученное ранее уменьшение отношений $\Gamma_\alpha^{exp}/(\Gamma_\alpha^{sh})_0$ при увеличении момента L.

Таким образом, можно надеяться, что воспроизведение экспериментальных относительных α -ширин улучшится при учёте высших конфигураций в функции $\chi_\alpha(\vec{\xi}_1\vec{\xi}_2\vec{\xi}_3)$. Что касается абсолютных величин теоретических α -ширин, то из таблиц I и 2 видно, что в среднем они уменьшаются, т. е. разница с соответствующими экспериментальными значениями становится больше.

Однако при рассмотрении конкретных цифр, обсуждавшихся выше, необходимо иметь в виду, что кроме упрощений, сделанных в расчётах, на них может влиять то обстоятельство, что при получении феноменологической формы функции $\chi_\alpha(\vec{\xi}_1\vec{\xi}_2\vec{\xi}_3)$ в работе /I/ был существенно обрезан осцилляторный базис в разложении (3). Так что, в принципе, нельзя исключить существования других возможностей параметризации функции $\chi_\alpha(\vec{\xi}_1\vec{\xi}_2\vec{\xi}_3)$, что может привести к иным численным результатам. Мы надеемся, однако, что качественные выводы, сделанные выше, существенно не изменятся.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Г.Стратена, который принимал участие в начальной стадии работы, а также А.Сандулеску и И.Тырновеану за помощь в проверке программы для ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.G.Aquilera-Navarro, M.Moshinsky and W.W.Yeh. Ann.of Phys. 51(1969)312.
2. V.Ceausescu, S.Holan and A.Sanduleseku. Z.Naturforsch. 28a(1973)275.
3. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц. ЯФ 12 (1970) 70.
4. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман. Сообщение ОИЯИ Р4-8729, Дубна, 1975.
5. V.I.Furman, S.Holan, S.G.Kadmensky and G.Stratan. Nucl.Phys. 226(1974)131.
6. V.I.Furman, S.Holan, S.G.Kadmensky, G.Stratan, Nucl.Phys. A239(1975)114.
7. J.A.Brody and M.Moshinsky. Tables of Transformation Brackets, Mexico, 1960.
8. A.Sandulescu. Nucl.Phys. 37(1962)332.
9. A.Gal. Ann.of Phys. 49(1968)341.
10. Yu.F.Smirnov. Nucl.Phys. 27 (1961)177; 39(1962)346.
11. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман ЭЧАЯ 6 (1975) 469.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 ноября 1975 года.