

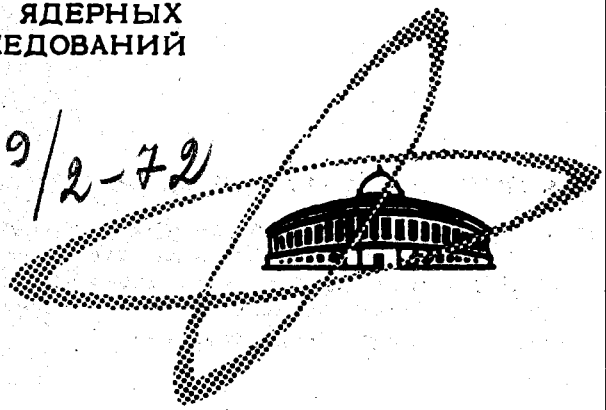
11/x11.72

В-754

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

4199/2-72



P4 - 6736

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.В.Воронов., В.Г.Соловьев..

АЛЬФА-РАСПАД ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ
СОСТОЯНИЙ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

1972

P4 - 6736

В.В.Воронов*, В.Г.Соловьев

АЛЬФА-РАСПАД ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ
СОСТОЯНИЙ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Направлено в Изв. АН СССР
(серия физическая)

* Московский государственный университет.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В^{1,2/} развит полумикроскопический метод описания структуры высоковозбужденных состояний. В основу изучения высоковозбужденных состояний положена определенная операторная форма волновой функции в виде суммы членов с различным числом квазичастиц. Такой подход позволяет выразить приведенные нейтронные, радиационные и альфа-ширины через коэффициенты волновых функций высоковозбужденных состояний и провести анализ структуры нейтронных резонансов в^{3-5/}.

В^{2/} были вычислены матричные элементы альфа-распадов с высоковозбужденных состояний в сферических ядрах. Настоящая работа посвящена вычислению матричных элементов альфа-распадов высоковозбужденных состояний деформированных ядер.

Рассмотрим альфа-распад в формулировке, предложенной в^{6/}. Вероятность альфа-распада символически записывается в виде

$$W_I = \sum_e \gamma_{Ie}^2 P_e, \quad (I)$$

где P_e -проницаемость через потенциальный барьер, а γ_{Ie}^2 -приведенная ширина. Парциальную альфа-ширину, описывающую переход из высоковозбужденного состояния λ на низколежащее f , можно записать в виде:

$$\Gamma_{\alpha\lambda f} = \sum_e \gamma_{\alpha\lambda f}^2(e) P_e \approx \Gamma_{\alpha\lambda f}^0 \sum_e P_e. \quad (I')$$

Так как экспериментально не удается измерить долю альфа-частиц с определенным орбитальным моментом e , вводится при-

веденная ширина $\Gamma_{\alpha\lambda}^0$, усредненная по e . Приведенная вероятность альфа-распада материнского ядра, описываемого волновой функцией $\Psi_i(N, Z)$, в дочернее ядро с $\Psi_f(N-2, Z-2)$, имеет вид:

$$\chi_{Ie}^2 = \left| \langle \Psi_f(N-2, Z-2) \left| \frac{1}{4} \sum_{\substack{z, z', s, s' \\ \sigma_z, \sigma_z', \sigma_s, \sigma_s'}} W_{\sigma_z \sigma_z'; \sigma_s \sigma_s'}^{Ie} (z, z' | s, s') \right. \right. \times \left. \left. a_{z\sigma_z} a_{z'\sigma_z'} a_{s\sigma_s} a_{s'\sigma_s'} \Psi_i(N, Z) \right| \right|^2. \quad (2)$$

Функция W описывает вероятность образования альфа-частицы из протонов, находящихся в состояниях z, z' , и нейтронов в состояниях s и s' ; она удовлетворяет условиям:

$$\begin{aligned} W_{\sigma_z \sigma_z'; \sigma_s \sigma_s'}^{Ie} (z, z' | s, s') &= -W_{\sigma_z' \sigma_z; \sigma_s \sigma_s'}^{Ie} (z'z | s's') = \\ &= -W_{\sigma_z \sigma_z'; \sigma_s \sigma_s'}^{Ie} (z, z' | s's'). \end{aligned} \quad (3)$$

Волновые функции высоковозбужденных состояний приведены в [4, 5]. В качестве примера дадим вид волновой функции высоковозбужденного состояния с $I^\pi \neq 0^+$ для четно-четного деформированного ядра:

$$\begin{aligned} \Psi_\lambda(I^\pi) &= \sum_{\substack{q_1, q_2 \\ \sigma_1, \sigma_2}} \sum_t b_{I^\pi}^{\lambda 2t} (q_1 \sigma_1; q_2 \sigma_2) \alpha_{q_1 \sigma_1}^+ \alpha_{q_2 \sigma_2}^+ \Psi_0 + \\ &+ \sum_{\substack{q_1, q_2, q_3, q_4 \\ \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_4}} \sum_{t, t'} b_{I^\pi}^{\lambda 2t 2t'} (q_1 \sigma_1; q_2 \sigma_2, q_3 \sigma_3, q_4 \sigma_4) \alpha_{q_1 \sigma_1}^+ \alpha_{q_2 \sigma_2}^+ \alpha_{q_3 \sigma_3}^+ \alpha_{q_4 \sigma_4}^+ \Psi_0 + \dots + \\ &+ \sum_{\substack{q_1, q_2 \\ \sigma_1, \sigma_2}} \sum_{t, t'} b_{I^\pi}^{\lambda 2t 2t'} (q_1 \sigma_1; q_2 \sigma_2) \alpha_{q_1 \sigma_1}^+ \alpha_{q_2 \sigma_2}^+ \Omega_f^+(t; q_1 q_2) \Psi_0 + \dots, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\alpha_{q_i \sigma_i}^+$ - оператор рождения квазичастицы,
 Ω_f^+ - оператор фонона парных вибраций,
 Ψ_0 - квазичастичный или фононный вакуум.

$$\Omega_f^+ = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{qf} \sigma (\Psi_{qf}^f \alpha_{q-\sigma}^+ \alpha_{q\sigma}^+ - \Psi_{qf}^f \alpha_{q\sigma} \alpha_{q-\sigma}), \quad (5)$$

функции Ψ и Ψ определены в [8].

Рассмотрим альфа-переходы с высоковозбужденного состояния четно-четного деформированного ядра на ротационную полосу, построенную на основном состоянии. Волновую функцию высоковозбужденного состояния перепишем следующим образом [7]:

$$\Psi_\lambda(I^\pi M) = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \sum_K d_I^\lambda(K) \{ D_{MK}^I \Psi_\lambda(+K^\pi) + (-)^{I+K} D_{M-K}^I \Psi_\lambda(-K^\pi) \}, \quad (6)$$

где $\Psi_\lambda(\pm K^\pi)$ имеет вид (4) с условием фиксирования знака проекции K , $|d_I^\lambda(K)|^2$ определяет вклад членов с данным значением K . В результате вычислений получим

$$\chi(I^\pi \rightarrow I_f^\pi) = \sqrt{\frac{2I_f+1}{2I+1}} \sum_K d_I^\lambda(K) (I_f 0 e K | I K) \frac{1 + (-)^{I-K}}{\sqrt{2}} \times$$

$$\times \left\{ \sum_{t, q_1} \nu_{q_1} \mathcal{U}_{q_1} \sum_{\substack{q_2, q_3 \\ \sigma_2, \sigma_3}} \mathcal{U}_{q_2} \mathcal{U}_{q_3} b_{+K^\pi}^{\lambda 2t} (q_1 \sigma_1; q_2 \sigma_2) W_{-+; \sigma_2 \sigma_3}^{Ie} (q_1 q_2 | q_2 q_3) + \right. \quad (7)$$

$$\left. + \sum_{\substack{z_1, z_2, s_3, s_4 \\ \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_4}} \mathcal{U}_{z_1} \mathcal{U}_{z_2} \mathcal{U}_{s_3} \mathcal{U}_{s_4} b_{+K^\pi}^{\lambda 2n 2p} (s_1 \sigma_1; s_3 \sigma_3, z_1 \sigma_2, z_2 \sigma_2) W_{\sigma_1 \sigma_2; \sigma_3 \sigma_4}^{Ie} (z_1 z_2 | s_3 s_4) + \right.$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{t_1 f q_1} \sum_{q_2 q_3} \Lambda_{q_1 q_2}^f \sum_{\sigma_2 \sigma_3} b_{+; \sigma_2 \sigma_3}^{\lambda 2 t \Omega_f(t_1)} W_{-+; \sigma_2 \sigma_3}^{Ic} (q_1 q_2 | q_2 q_3) \mathcal{U}'_{q_2} \mathcal{U}'_{q_3} \}$$

где \mathcal{U} , \mathcal{V} - коэффициенты канонического преобразования Боголюбова, причем, \mathcal{U}' , \mathcal{V}' относятся к дочернему ядру, а \mathcal{U} , \mathcal{V} - к родительскому,

$$\Lambda_{q_1 q_2}^f = \Psi_{q_1 q_2}^f \mathcal{V}_{q_1} \mathcal{V}_{q_2} - \varphi_{q_1 q_2}^f \mathcal{U}_{q_1} \mathcal{U}_{q_2}$$

$$\bar{\Lambda}_{q_1 q_2}^f = \bar{\Psi}_{q_1 q_2}^f \mathcal{V}_{q_1} \mathcal{V}_{q_2} - \bar{\varphi}_{q_1 q_2}^f \mathcal{U}_{q_1} \mathcal{U}_{q_2} \quad (8)$$

Если в (7) положить $I_f = 0$, то получим выражение для приведенной альфа-ширины в случае распада на основное состояние. В этом случае $e = I$. Из (7) видно, что вклад от двухквaziчастичных компонент $2n, 2p$ частично-частичного типа в вероятность перехода усилен на фактор $(\sum_q \mathcal{V}_q \mathcal{U}_q)^2$. Как известно^{/8/}, для деформированных ядер $(\sum_q \mathcal{V}_q \mathcal{U}_q)^2 \approx \frac{G^2}{G^2} \approx 40-60$, где G - константа парного взаимодействия. Вероятности альфа-распадов с высоковозбужденного состояния на основную ротационную полосу отличаются друг от друга геометрическими факторами и весовыми множителями.

Первые экспериментальные данные по альфа-распаду с нейтронных резонансов в случае деформированных ядер получены в^{/9/}. В этой работе измерены альфа-ширины при распаде нейтронных резонансов ^{178}Hf с $I^\pi = 3^-$ и 4^- на низколежащие состояния ^{174}Yb .

Рассмотрим альфа-распад высоковозбужденного состояния четно-четного деформированного ядра на однофононное состояние, описываемое волновой функцией $\mathcal{O}_g^+ \Psi$.

Здесь \mathcal{O}_g^+ - оператор рождения фонона, его явный вид дан в^{/8/}, Ψ - фононный вакуум. Матричный элемент альфа-распада в этом случае имеет следующий вид:

$$\chi(I^\pi \rightarrow \lambda \mu) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\substack{t \\ \sigma \sigma'}} \sum_{q q'} \mathcal{U}'_q \mathcal{U}'_{q'} b_{I^\pi}^{\lambda 2 t} (q' - \sigma'; q - \sigma) \sum_{q_1 q_2} \{ W_{++; \sigma \sigma'}^{Ic} (q_1 q_2 | q q') \bar{\Lambda}_{q_1 q_2}^g -$$

$$- W_{+-; \sigma \sigma'}^{Ic} (q_1 q_2 | q q') \Lambda_{q_1 q_2}^g \} +$$

$$+ \sqrt{2} \sum_{\substack{t q q_2 \\ \sigma_2 \sigma_2'}} \sum_{q_1 q_3} \mathcal{V}_q \mathcal{U}'_q \mathcal{V}_{q_1} \mathcal{U}'_{q_1} W_{\sigma_2 \sigma_2'; -+}^{Ic} (q_1 q_2 | q q') \sum_{q_3} \{ \Psi_{q_1 q_3}^g b_{I^\pi}^{\lambda 2 t} (q_1 - \sigma_1; q_2 - \sigma_2) +$$

$$+ \sigma_2 \bar{\Psi}_{q_1 q_3}^g b_{I^\pi}^{\lambda 2 t} (q_3 \sigma_1; q_2 - \sigma_2) \} -$$

$$- \sqrt{2} \sum_{t q q'} \mathcal{V}_q \mathcal{U}'_q \mathcal{V}_{q'} \mathcal{U}'_{q'} W_{-+; -+}^{Ic} (q q' | q') \sum_{q_1 q_2} \{ \Psi_{q_1 q_2}^g b_{I^\pi}^{\lambda 2 t} (q_1^+; q_2^-) + \bar{\Psi}_{q_1 q_2}^g b_{I^\pi}^{\lambda 2 t} (q_1^+, q_2^+) \} +$$

$$+ \sqrt{2} \sum_{\substack{q_1 q_1' q_2 q_2' \\ \sigma_2 \sigma_2' \sigma_2 \sigma_2'}} \mathcal{V}_{q_1} \mathcal{U}'_{q_1} \mathcal{U}'_{q_2} \mathcal{U}'_{q_2'} W_{\sigma_2 \sigma_2'; \sigma_2 \sigma_2'}^{Ic} (q_1 q_1' | q_2 q_2') \times$$

$$\times \sum_q \{ \Psi_{q_1 q}^g b_{I^\pi}^{\lambda 2 p 2 n} (q - \sigma_1, q_1' - \sigma_1', q_2 - \sigma_2, q_2' - \sigma_2') + \sigma_2 \bar{\Psi}_{q_1 q}^g b_{I^\pi}^{\lambda 2 n 2 p} (q \sigma_2, q_1' - \sigma_1', q_2 - \sigma_2, q_2' - \sigma_2') \} -$$

$$- \sqrt{2} \sum_{\substack{q q' q_1 q_2 \\ \sigma \sigma'}} \sum_{q_1 q_2} \mathcal{U}'_q \mathcal{U}'_{q'} \mathcal{V}_{q_1} \mathcal{U}'_{q_2} W_{-+; \sigma \sigma'}^{Ic} (q_1 q_2 | q q') \{ \Psi_{q_1 q_2}^g b_{I^\pi}^{\lambda 2 p 2 n} (q_2^+, q_1^-, q' - \sigma', q - \sigma) +$$

$$+ \bar{\Psi}_{q_1 q_2}^g b_{I^\pi}^{\lambda 2 p 2 n} (q_2^+, q_1^+, q' - \sigma', q - \sigma) \} +$$

$$+ 6 \sqrt{2} \sum_{\substack{t q q_2 \\ \sigma_2 \sigma_2'}} \sum_{q_1 q_2} \mathcal{V}_q \mathcal{U}'_q \mathcal{U}'_{q_1} \mathcal{U}'_{q_2} W_{-+; \sigma_2 \sigma_2'}^{Ic} (q q' | q_1 q_2) \times$$

$$\begin{aligned}
& \sum_{q_1 q_2} \{ \Psi_{q_1 q_2}^g b_{I^\pi}^{\lambda \mu} (q_1 - \sigma_1, q_2 - \sigma_2, q_3 +, q_4 -) + \bar{\Psi}_{q_1 q_2}^g b_{I^\pi}^{\lambda \mu} (q_1 - \sigma_1, q_2 - \sigma_2, q_3 +, q_4 +) \} + \\
& + 6 \sqrt{2} \sum_{\substack{\ell \ell_1 \ell_2 \ell_3 \ell_4 \\ \ell + \ell_1 + \ell_2 + \ell_3 + \ell_4}} \sum_{q_1 q_2 q_3 q_4} v_{q_1} u'_{q_2} u'_{q_3} u'_{q_4} W_{\sigma_1 \sigma_2; \sigma_3 \sigma_4}^{I \ell} (q_1 q_2 | q_3 q_4) \times \\
& \times \sum_{q_5 q_6} \{ \Psi_{q_5 q_6}^g b_{I^\pi}^{\lambda \mu \ell_1 \ell_2 \ell_3} (q_5 - \sigma_3, q_6 - \sigma_4, q_5 +, q_6 - \sigma_2, q_6 - \sigma_1) + \\
& + \bar{\Psi}_{q_5 q_6}^g b_{I^\pi}^{\lambda \mu \ell_1 \ell_2 \ell_3} (q_5 - \sigma_3, q_6 - \sigma_4, q_5 +, q_6 +, q_6 - \sigma_2, q_6 - \sigma_1) \} + \dots \quad (9)
\end{aligned}$$

Помимо выписанных компонент в (9) имеются члены, в которых два оператора квазичастиц заменены фононом Ω_f^+ и четыре оператора квазичастиц заменены двумя фононами $\Omega_f^+ \Omega_f^+$. Число компонент волновой функции (4), дающих вклад в вероятность альфа-распада на однофононное состояние, существенно увеличено за счет шестиквазичастичных и большого числа четырехквазичастичных компонент по сравнению с распадом на основное состояние. Поэтому, если четырехквазичастичные и шестиквазичастичные компоненты в (4) играют существенную роль, то приведенные вероятности альфа-переходов на однофононные состояния должны быть такого же порядка или даже больше, чем приведенные вероятности альфа-переходов на основные состояния, то есть должно выполняться условие:

$$\Gamma_{\alpha \lambda \lambda}^0 \geq \Gamma_{\alpha \lambda \sigma_j}^0 \quad (10)$$

Если приведенная вероятность альфа-перехода на основное состояние больше, чем на однофононное, то это указывает на аномально большую двухквазичастичную компоненту. Нетрудно вычислить приведенную вероятность альфа-распада с высоковозбужденного состояния четно-четного деформированного ядра на двухквазичастичное состояние. В этом случае должны выполняться квазичастичные правила отбора. Из-за этих правил отбора приведенная вероятность альфа-переходов на двухквазичастичные состояния должна быть меньше, чем для переходов на однофононные состояния.

При альфа-распаде высоковозбужденного состояния деформированного ядра с нечетным числом нейтронов на одноквазичастичное состояние, описываемое волновой функцией $\alpha_{s_0}^+ \sigma_0 \Psi_0$, матричный элемент имеет вид:

$$\begin{aligned}
\langle I^\pi \rightarrow K_f^{\pi_f} \rangle &= \sum_{z_s} v_z u'_z \{ u_s u'_s b_{I^\pi}^{\lambda n} (s_0) W_{-; -}^{I \ell} (z z | s s) + \\
& + \sigma_0 v_{s_0} u'_s \sum_{\sigma} b_{I^\pi}^{\lambda n} (s) W_{-; \sigma_0 \sigma}^{I \ell} (z z | s_0 s) \} + \\
& + 3 \sum_{\substack{z_1 z_2 \\ \sigma_1 \sigma_2}} v_z u'_z u'_{z_1} u'_{z_2} b_{I^\pi}^{\lambda 3 n} (s_2 - \sigma_2, s_1 - \sigma_1, s_0 \sigma_0) W_{-; \sigma_1 \sigma_2}^{I \ell} (z z | s_1 s_2) + \\
& + \sum_{\substack{z_1 z_2 \\ \sigma_1 \sigma_2}} u'_{z_1} u'_{z_2} \sum_{s'} u'_s \{ v_s b_{I^\pi}^{\lambda n 2 p} (s_0 \sigma_0, z_2 - \sigma_2, z_1 - \sigma_1) W_{\sigma_1 \sigma_2; -}^{I \ell} (z_1 z_2 | s s) + \\
& + v_{s_0} \sigma_0 \sum_{\sigma} b_{I^\pi}^{\lambda n 2 p} (s - \sigma, z_2 - \sigma_2, z_1 - \sigma_1) W_{\sigma_1 \sigma_2; \sigma_0 \sigma}^{I \ell} (z_1 z_2 | s_0 s) \} + \\
& + 3 \sum_{\substack{z_1 z_2 s_3 s_4 \\ \sigma_1 \sigma_2 \sigma_3 \sigma_4}} u'_{z_1} u'_{z_2} u'_{s_3} u'_{s_4} W_{\sigma_1 \sigma_2; \sigma_3 \sigma_4}^{I \ell} (z_1 z_2 | s_3 s_4) b_{I^\pi}^{\lambda 3 n 2 p} (s_3 - \sigma_3, s_4 - \sigma_4, s_0 \sigma_0, z_1 - \sigma_1, z_2 - \sigma_2) +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{f_1 f_2} \sum_{q_1 q_2} \mathcal{U}_{q_1} \mathcal{U}'_{q_2} \Lambda_{q_1 q_2}^f W_{-+; -+}^{Ie} b_{I\pi}^{\lambda n \Omega_f(\rho)}(\delta_0) + \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{f\sigma} \sum_{\tau\delta} \mathcal{Y}_{\delta_0 \delta_0}^f \sigma_0 \mathcal{U}'_{\delta} \mathcal{U}'_{\delta} b_{I\pi}^{\lambda n \Omega_f(n)} W_{-+; \sigma_0 \sigma}^{Ie}(\tau\tau | \delta_0 \delta) + \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{f\sigma} \sum_{\tau\delta} \sigma_0 \mathcal{U}_{\delta_0} \mathcal{U}'_{\delta} b_{I\pi}^{\lambda n \Omega_f(\rho)} W_{-+; \sigma_0 \sigma}^{Ie}(\tau\tau | \delta_0 \delta) + \\
& + \frac{3}{\sqrt{2}} \sum_{f_2} \sum_{\delta_1 \delta_2} \Lambda_{\tau_2}^f \mathcal{U}'_{\delta_1} \mathcal{U}'_{\delta_2} b_{I\pi}^{\lambda 3n \Omega_f(\rho)}(\delta_1 - \sigma_1, \delta_2 - \sigma_2, \delta_0 \sigma_0) W_{-+; \sigma_1 \sigma_2}^{Ie}(\tau_2 | \delta_1 \delta_2) + \quad (II) \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{f\delta} \sum_{\tau_1 \tau_2} \mathcal{U}'_{\tau_1} \mathcal{U}'_{\tau_2} \{ \Lambda_{\delta\delta}^f b_{I\pi}^{\lambda n \Omega_f(n) 2p}(\delta_0 \sigma_0, \tau_1 - \sigma_1, \tau_2 - \sigma_2) W_{\sigma_1 \sigma_2; -+}^{Ie}(\tau_1 \tau_2 | \delta \delta) + \\
& + \mathcal{Y}_{\delta_0 \delta_0}^f \sigma_0 \mathcal{U}'_{\delta_0} \mathcal{U}'_{\delta} \sum_{\sigma} b_{I\pi}^{\lambda n \Omega_f(n) 2p}(\delta - \sigma, \tau_1 - \sigma_1, \tau_2 - \sigma_2) W_{\sigma_1 \sigma_2; \sigma_0 \sigma}^{Ie}(\tau_1 \tau_2 | \delta \delta) \} + \\
& + \frac{1}{2} \sum_{f_1 f_2} \sum_{\tau\delta} \Lambda_{\tau_2}^{f_2} \{ \Lambda_{\delta\delta}^{f_1} b_{I\pi}^{\lambda n \Omega_{f_1}(n) \Omega_{f_2}(\rho)}(\delta_0) W_{-+; -+}^{Ie}(\tau\tau | \delta \delta) + \\
& + \sigma_0 \mathcal{U}_{\delta_0} \mathcal{U}_{\delta} \mathcal{Y}_{\delta_0 \delta_0}^{f_1} \sum_{\sigma} b_{I\pi}^{\lambda n \Omega_{f_1}(n) \Omega_{f_2}(\rho)}(\delta_0) W_{-+; \sigma_0 \sigma}^{Ie}(\tau\tau | \delta_0 \delta) \}.
\end{aligned}$$

Из (II) видно, что вклад одноквазичастичных компонент усилен на тот же фактор, что и в переходах на основное состояние. Именно этот факт может служить причиной больших корреляций между приведенными нейтронными ширинами $\Gamma_{n\lambda}^0$ и альфа-ширинами $\Gamma_{\alpha\lambda f}^0$ для переходов на одноквазичастичные состояния^{4,10/}. Вклад от компонент $3n$ и $n2p$ частично-частичного типа усилен. В альфа-переходе на одноквазичастичное состояние участ-

вуют только те компоненты типа $3n$, $n2p$, $3n2p$, $3n\Omega_f(\rho)$, для которых положение одной нейтронной квазичастицы не изменяется.

В^{11/} была предложена модель для описания высоковозбужденных состояний деформированных ядер с нечетным числом нуклонов. Волновая функция взята в виде

$$\begin{aligned}
\Psi_i(k\pi) = & \frac{1}{\sqrt{2}} C_{\delta_0 \sigma}^i \sum_{\sigma} \{ \alpha_{\delta_0 \sigma}^+ + \sum_{\beta\delta} D_{\delta_0 \delta}^{g^i} \alpha_{\delta \sigma}^+ Q_{\beta}^+ + \\
& + \sum_{\beta_1 \beta_2 \delta} F_{\delta_0 \delta \sigma}^{g_1 g_2} \alpha_{\delta \sigma}^+ Q_{\beta_1}^+ Q_{\beta_2}^+ + \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{\beta_1 \beta_2 \beta_3 \delta} R_{\delta_0 \delta \sigma}^{g_1 g_2 g_3} \alpha_{\delta \sigma}^+ Q_{\beta_1}^+ Q_{\beta_2}^+ Q_{\beta_3}^+ \} \Psi_0. \quad (I2)
\end{aligned}$$

На основе вариационного принципа получено секулярное уравнение для определения энергий высоковозбужденных состояний и выражения для коэффициентов $C_{\delta_0 \sigma}^i$, $D_{\delta_0 \delta}^{g^i}$, $F_{\delta_0 \delta \sigma}^{g_1 g_2}$, $R_{\delta_0 \delta \sigma}^{g_1 g_2 g_3}$. Данную модель можно рассматривать как конкретизацию общего полумикроскопического подхода к изучению структуры высоковозбужденных состояний.

Найдем выражение для матричного элемента альфа-распада из состояния с волновой функцией (I2) на одноквазичастичное состояние деформированного ядра с нечетным числом нейтронов. В результате вычислений получим:

$$\begin{aligned}
\gamma = & \frac{C_{\delta_0 \sigma}^i}{\sqrt{2}} \left\{ \sum_{\tau} \mathcal{U}_{\tau} \mathcal{U}_{\tau} \left[\sum_{\delta} \mathcal{U}_{\delta} \mathcal{U}_{\delta} b_{\delta_0 \rho}^{Ie} W_{-+; -+}^{Ie}(\tau\tau | \delta \delta) + \sigma_0 \mathcal{U}_{\delta_0} \sum_{\sigma} \mathcal{U}_{\rho} W_{-+; -\sigma_0}^{Ie}(\tau\tau | \rho \delta_0) + \right. \right. \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\beta\delta} \sum_{\tau_1 \tau_2} \left\{ \sum_{\sigma} \sigma_0 \mathcal{U}_{\delta_0} \mathcal{U}_{\delta} D_{\rho \delta \sigma}^{g^i} [W_{-+; \sigma_0 \sigma}^{Ie}(\tau_1 \tau_2 | \delta_0 \delta) \bar{\Lambda}_{\tau_1 \tau_2}^g - \right. \\
& - W_{-+; \sigma_0 \sigma}^{Ie}(\tau_1 \tau_2 | \delta_0 \delta) \bar{\Lambda}_{\tau_1 \tau_2}^g] + D_{\rho \delta_0 \sigma_0}^{g^i} [W_{-+; -+}^{Ie}(\tau_1 \tau_2 | \delta \delta) \bar{\Lambda}_{\tau_1 \tau_2}^g - \\
& \left. \left. - W_{-+; -+}^{Ie}(\tau_1 \tau_2 | \delta \delta) \bar{\Lambda}_{\tau_1 \tau_2}^g] \right\} + \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{g_1} \sum_{g_2} \mathcal{U}_{g_1} \mathcal{U}_{g_2} \left\{ \sum_{\sigma} \mathcal{D}_{\rho \delta_2 \sigma}^{g_1} [W_{-+; -\sigma_0 - \sigma}^{Ie} (\tau_1 | \delta_1 \delta_2) \bar{\Psi}_{\delta_1 \delta_2}^{g_1}] + \right. \\
& + \sigma_0 W_{-+; \sigma_0 - \sigma}^{Ie} (\tau_1 | \delta_1 \delta_2) \Psi_{\delta_1 \delta_2}^{g_1} \left. \right\} + \mathcal{D}_{\rho \delta_0 \sigma_0}^{g_1} [W_{-+; ++}^{Ie} (\tau_1 | \delta_1 \delta_2) \bar{\Psi}_{\delta_1 \delta_2}^{g_1} + \\
& + W_{-+; -+}^{Ie} (\tau_1 | \delta_1 \delta_2) \Psi_{\delta_1 \delta_2}^{g_1} \left. \right\} + \quad (13) \\
& + \frac{1}{4} \sum_{g_1} \sum_{g_2} \sum_{\tau_1 \tau_2} \mathcal{U}_{g_1} \mathcal{U}_{g_2} \left\{ \sum_{\sigma} \mathcal{F}_{\rho \delta_2 \sigma}^{g_1 g_2} [\bar{\Lambda}_{\tau_1 \tau_2}^{g_2} (W_{++; -\sigma_0 - \sigma}^{Ie} (\tau_1 \tau_2 | \delta_1 \delta_2) \bar{\Psi}_{\delta_1 \delta_2}^{g_1} + \right. \\
& + \sigma_0 W_{++; \sigma_0 - \sigma}^{Ie} (\tau_1 \tau_2 | \delta_1 \delta_2) \Psi_{\delta_1 \delta_2}^{g_1}) - \Lambda_{\tau_1 \tau_2}^{g_2} (W_{-+; -\sigma_0 - \sigma}^{Ie} (\tau_1 \tau_2 | \delta_1 \delta_2) \bar{\Psi}_{\delta_1 \delta_2}^{g_1} + \\
& + \sigma_0 W_{-+; \sigma_0 - \sigma}^{Ie} (\tau_1 \tau_2 | \delta_1 \delta_2) \Psi_{\delta_1 \delta_2}^{g_1}) \left. \right\} + \\
& + \mathcal{F}_{\rho \delta_0 \sigma_0}^{g_1 g_2} [\bar{\Lambda}_{\tau_1 \tau_2}^{g_2} (W_{++; ++}^{Ie} (\tau_1 \tau_2 | \delta_1 \delta_2) \bar{\Psi}_{\delta_1 \delta_2}^{g_1} - \\
& - W_{++; +-}^{Ie} (\tau_1 \tau_2 | \delta_1 \delta_2) \Psi_{\delta_1 \delta_2}^{g_1}) - \\
& - \Lambda_{\tau_1 \tau_2}^{g_2} (W_{-+; ++}^{Ie} (\tau_1 \tau_2 | \delta_1 \delta_2) \bar{\Psi}_{\delta_1 \delta_2}^{g_1} - W_{-+; +-}^{Ie} (\tau_1 \tau_2 | \delta_1 \delta_2) \Psi_{\delta_1 \delta_2}^{g_1}) \left. \right\} \left. \right\}
\end{aligned}$$

В рамках модели можно вычислить приведенные вероятности альфа-переходов с высоковозбужденных состояний на низколежащие состояния конкретных ядер.

Следует отметить, что вычисление матричных элементов альфа-переходов носит приближенный характер. Это связано с выбором вида волновых функций конечного и начального состояний, а также с трактовкой альфа-распада как одноступенчатого процесса.

Вышеприведенные формулы могут служить основой как при анализе экспериментальных данных по альфа-распаду высоковозбужденных состояний, так и при численных расчетах в рамках модели, рассмотренной в /II/.

Л и т е р а т у р а

1. В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ. 35, 666 (1971).
2. В.Г.Соловьев. ЯФ, 13, 48 (1971).
3. В.Г.Соловьев. ЯФ, 15, 733 (1972).
4. В.Г.Соловьев. ЭЧАЯ, 3, № 4 (1972).
5. В.В.Воронов, В.Г.Соловьев. ОИЯИ, Р4-5562, Дубна, 1971.
6. V.G.Soloviev, Phys.Lett. 1, 202 (1962).
U.I.Mang, I.O.Kasmussen. Mat,Fys.Skr.Dan.Vid.Selsk. 2, No.3 (1962).
7. V.G.Soloviev, V.V.Voronov. Preprint JINR E4-6487 (1972).
8. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. "Наука", 1971.
9. Ю.П.Попов и др. ОИЯИ, Р3-5875, Дубна, 1971.
10. V.G.Soloviev, Phys.Lett., 39B, 605 (1972).
11. В.Г.Соловьев, Л.А.Малов, ОИЯИ, Р4-6346, Дубна, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 сентября 1972 года.