

C-603

22/1-72

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

1672/2-72

P4 - 6346



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.Г.Соловьев, Л.А.Малов

МОДЕЛЬ
ДЛЯ ОПИСАНИЯ СТРУКТУРЫ
ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР. I.

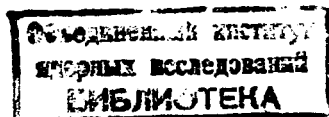
1972

P4 - 6346

В.Г.Соловьев, Л.А.Малов

МОДЕЛЬ
ДЛЯ ОПИСАНИЯ СТРУКТУРЫ
ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР. I.

Направлено в Nuclear Physics



I. Введение

Плотность низколежащих состояний в средних и тяжелых ядрах невелика. Среднее расстояние D_0 между низколежащими уровнями с определенными значениями спина I и четности π составляет несколько Мэв. Структура основных и низколежащих состояний достаточно хорошо описывается в рамках полумикро-скопического подхода с помощью квазичастиц и фононов.

С ростом энергии возбуждения увеличивается плотность состояний. При энергиях возбуждения, равных энергиям связи нейтрона B_n , среднее расстояние между уровнями с определенными значениями I^π в средних и тяжелых ядрах принимает значения в интервале от 1 эв до 10 Кэв. Энергия связи нейтрона B_n для ядер, лежащих в зоне β -стабильности и вблизи нее, изменяется от 4 до 10 Мэв. При таких энергиях возбуждения плотность состояний возрастает в 10^5 - 10^6 раз.

Структура высоковозбужденных состояний, т.е. состояний с энергией связи нейтрона B_n и больше нее, является весьма сложной. Свойства этих состояний описываются на основе статистической модели ядра, т.е. свойства низколежащих и высоковозбужденных состояний описываются с помощью моделей, имеющих принципиальные отличия.

Представляет интерес выяснить механизм, ответственный за фрагментацию одночастичных, двухчастичных, трехчастичных и т.д. состояний по многим уровням атомного ядра, и понять, как происходит увеличение плотности состояний с ростом энергии

возбуждения. В^{/1/} было указано, что взаимодействие квазичастиц с фононами может быть одним из механизмов, ответственных за фрагментацию одночастичных состояний. В^{/1/} для изучения процесса фрагментации и роста плотности состояний с увеличением энергии возбуждения была использована модель, которая применяется в^{/2/} для вычисления энергий и структуры неротационных состояний нечетных A деформированных ядер. Расчеты плотности $I/2^+$ состояний в ^{239}U по этой модели привели к увеличению в 100 раз при энергии $\mathcal{E} = B_n$ плотности $I/2^+$ состояний по сравнению с моделью независимых квазичастиц. На этой модели была продемонстрирована фрагментация одночастичных состояний по многим ядерным уровням. В^{/1/} было указано на необходимость усовершенствования этой модели путем добавления к волновой функции членов квазичастица плюс два и более фононов для того, чтобы использовать ее для изучения высоковозбужденных состояний.

В настоящей работе сформулирована модель для описания структуры возбужденных состояний нечетных деформированных ядер. Получено секулярное уравнение и выражения для коэффициентов волновых функций возбужденных состояний. На примере ^{239}U продемонстрированы возможности модели для описания плотности и структуры высоковозбужденных состояний.

2. Формулировка модели

Модель сформулируем в рамках полумикроскопического подхода в теории ядра, когда явно выделено среднее поле и взаимо-

действия, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа, а также учитываются взаимодействия между квазичастицами.

Гамильтониан, описывающий взаимодействия между нуклонами в ядре, запишем в следующем виде:

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_a, \quad (I)$$

где H_{av} — среднее поле нейтронной и протонной систем, H_{pair} — взаимодействия, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа, H_a — мультиполь-мультипольное взаимодействие. К этому гамильтониану могут быть добавлены члены спин-мультиполь-спин-мультипольного взаимодействия, гамов-теллеровские и другие.

Модель сформулируем для случая нечетного A деформированного ядра. Обобщение на случай сферического ядра проведем в следующих работах.

Рассмотрим взаимодействие квазичастиц с фононами в нечетном по A деформированном ядре (см. /3,4/). В нечетном A -ядре имеется одна квазичастица в дополнение к квазичастицам и фононам четно-четного ядра. Присутствие этой квазичастицы приводит к небольшому изменению фононов. Однако мы этим изменением пренебрегаем и считаем, что в нечетном A -ядре фононы такие же, как в четно-четном ядре с $A - 1$. Константы мультиполь-мультипольных взаимодействий фиксируются при определении фононов в четно-четных ядрах, поэтому при вычислениях взаимодействия квазичастиц с фононами нет ни одного свободного параметра.

Если принять во внимание секулярные уравнения для определения энергий фононов ω_g (где через g обозначено $\lambda\mu j$, причем $g = \lambda\mu$, j - номер корня секулярного уравнения), то соответствующую часть гамильтониана (I) можно записать в следующем виде (см. /3,4/):

$$H_{v_2} = \sum_{\nu} \epsilon(\nu) B(\nu, \nu) - \frac{1}{2} \sum_g \frac{1}{Y_g} \sum_{\nu\nu'} \frac{(f_{\sigma}^2(\nu, \nu'))^2 u_{\nu\nu'}^2 (\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu'))}{(\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu'))^2 - \omega_g^2} Q_g^+ Q_g^- - \frac{1}{4} \sum_g \frac{1}{Y_g} \sum_{\nu\nu'} v_{\nu\nu'} \{ (f_{\sigma}^2(\nu\nu') B(\nu\nu') + \bar{f}_{\sigma}^2(\nu\nu') \bar{B}(\nu\nu')) (Q_g^+ + Q_g^-) + (Q_g^+ + Q_g^-) (f_{\sigma}^2(\nu\nu') B(\nu, \nu') + \bar{f}_{\sigma}^2(\nu\nu') \bar{B}(\nu, \nu')) \}. \quad (2)$$

Здесь Q_g - оператор фонона, $\epsilon(\nu) = \sqrt{C^2 + (\epsilon(\nu) - \lambda)^2}$, где C - корреляционная функция, λ - химический потенциал, $E(\nu)$ - одночастичная энергия; через $(\nu\delta)$ обозначена совокупность квантовых чисел, характеризующих одночастичный уровень среднего поля, $\sigma = \pm 1$;

$$v_{\nu\nu'} = u_{\nu} u_{\nu'} - v_{\nu} v_{\nu'}, \quad u_{\nu\nu'} = u_{\nu} v_{\nu'} + u_{\nu'} v_{\nu}, \quad \text{где } u_{\nu}, v_{\nu} -$$

коэффициенты преобразования Боголюбова. Матричные элементы от оператора мультипольного момента с $g = \lambda\mu$ обозначим так (см. /4/):

$$f_{\sigma}^2(\nu_1 \nu_2) = \begin{cases} f(\nu_1, \nu_2), & \text{если } K_1 \pm \mu = K_2 \\ \sigma \bar{f}(\nu_1, \nu_2), & \text{если } K_1 + K_2 = \pm \mu, \end{cases} \quad (3)$$

где K - проекция момента на ось симметрии ядра. Далее,

$$B(\nu, \nu') = \sum_{\sigma} \alpha_{\nu\sigma}^+ \alpha_{\nu'\sigma}, \quad \bar{B}(\nu, \nu') = \sum_{\sigma} \sigma \alpha_{\nu-\sigma}^+ \alpha_{\nu'\sigma},$$

$\alpha_{\nu\sigma}^+$ - оператор рождения квазичастицы.

$$Y_g = \sum_{\nu, \nu'} \frac{f_{\sigma}^2(\nu\nu') u_{\nu\nu'}^2 \omega_g (\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu'))}{[(\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu'))^2 - \omega_g^2]^2}, \quad (3')$$

здесь суммирование проводится по одночастичным уровням нейтронной и протонной систем.

Волновую функцию нечетного N -ядра, описывающую состояния с данным значением K^{π} , запишем в виде

$$\Psi_i(K^{\pi}) = C_{\rho}^i \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \left\{ \alpha_{\rho\sigma}^+ + \sum_{g, \nu} D_{\rho\nu\sigma}^{g i} \alpha_{\nu\sigma}^+ Q_g^+ \right. \\ \left. + \sum_{g, g_2} \sum_{\nu} F_{\rho\nu\sigma}^{g g_2 i} \alpha_{\nu\sigma}^+ Q_g^+ Q_{g_2}^+ + \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{g, g_2, g_3} R_{\rho\nu\sigma}^{g g_2 g_3 i} \alpha_{\nu\sigma}^+ Q_g^+ Q_{g_2}^+ Q_{g_3}^+ \right\} \Psi_0, \quad (4)$$

где Ψ_0 - волновая функция основного состояния четно-четного ядра, через $(\rho\sigma)$ обозначена совокупность квантовых чисел одночастичного состояния с данным K^{π} , а через i - номер состояния. Условие нормировки (4) имеет вид

$$(\Psi_i^*(K^{\pi}) \Psi_i(K^{\pi})) = 1 = (C_{\rho}^i)^2 \left\{ 1 + \sum_g \sum_{\nu\sigma} (D_{\rho\nu\sigma}^{g i})^2 + \right. \\ \left. + \sum_{g, g_2} \sum_{\nu\sigma} (F_{\rho\nu\sigma}^{g g_2 i})^2 + \sum_{g, g_2, g_3} \sum_{\nu\sigma} (R_{\rho\nu\sigma}^{g g_2 g_3 i})^2 \right\}. \quad (5)$$

Вычислим среднее значение H_{g_2} по состоянию (4) и в результате получим

$$(\Psi_i^*(K^{\pi}) H_{g_2} \Psi_i(K^{\pi})) = (C_{\rho}^i)^2 \left\{ \epsilon(\rho) + \frac{1}{2} \sum_g \sum_{\nu\sigma} (\epsilon(\nu) + \omega_g) (D_{\rho\nu\sigma}^{g i})^2 + \right. \\ \left. + \sum_{g, g_2} \sum_{\nu\sigma} (\epsilon(\nu) + \omega_g + \omega_{g_2}) (F_{\rho\nu\sigma}^{g g_2 i})^2 + \sum_{g, g_2, g_3} \sum_{\nu\sigma} (\epsilon(\nu) + \omega_g + \omega_{g_2} + \omega_{g_3}) (R_{\rho\nu\sigma}^{g g_2 g_3 i})^2 \right\} \quad (6)$$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{2} \sum_g \sum_{\nu\sigma} \frac{\nu_{\rho\nu}}{\sqrt{Y_g}} f_{\sigma}^2(\rho\nu) D_{\rho\nu\sigma}^{g,i} - \sum_{g_1, g_2} \sum_{\nu, \nu', \sigma} \frac{\nu_{\nu\nu'}}{\sqrt{Y_{g_2}}} (f_{\sigma}^2(\nu\nu') D_{\rho\nu\sigma}^{g_1,i} - \sigma f_{\sigma}^2(\nu\nu') D_{\rho\nu\sigma}^{g_2,i}) F_{\rho\nu\sigma}^{g_1, g_2, i} - \\
 & - \sqrt{3} \sum_{g_1, g_2} \sum_{\nu, \nu', \sigma} \frac{\nu_{\nu\nu'}}{\sqrt{Y_{g_2}}} (f_{\sigma}^2(\nu\nu') F_{\rho\nu\sigma}^{g_1, g_2, i} - \sigma f_{\sigma}^2(\nu\nu') F_{\rho\nu\sigma}^{g_2, g_1, i}) R_{\rho\nu\sigma}^{g_1, g_2, g_1, i} \quad (6)
 \end{aligned}$$

Энергии неротационных состояний η_i и функции C_{ρ}^i , $D_{\rho\nu\sigma}^{g,i}$, $F_{\rho\nu\sigma}^{g_1, g_2, i}$ и $R_{\rho\nu\sigma}^{g_1, g_2, g_1, i}$ определим с помощью вариационного принципа

$$\begin{aligned}
 \delta \left\{ (\Psi^*(K\pi) H_{\eta_i} \Psi(K\pi)) - \eta_i \left[(C_{\rho}^i)^2 \left(1 + \frac{1}{2} \sum_{g\nu\sigma} (D_{\rho\nu\sigma}^{g,i})^2 \right) \right. \right. \\
 \left. \left. + \sum_{g_1, g_2} \sum_{\nu\sigma} (F_{\rho\nu\sigma}^{g_1, g_2, i})^2 + \sum_{g_1, g_2} \sum_{\nu\sigma} (R_{\rho\nu\sigma}^{g_1, g_2, g_1, i})^2 \right] - 1 \right\} = 0.
 \end{aligned} \quad (7)$$

Проведем варьирование и выполним ряд преобразований, в результате получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}
 \varepsilon(\rho) - \eta_i - \frac{1}{4} \sum_g \sum_{\nu} \frac{\nu_{\rho\nu}^2}{Y_g} \frac{(f_{\sigma}^2(\rho\nu))^2}{\varepsilon(\nu) + \omega_g - \eta_i} - \\
 - \frac{1}{8} \sum_{g_1, g_2} \sum_{\nu, \nu', \sigma} \frac{\nu_{\rho\nu'} \nu_{\nu\nu'}}{\sqrt{Y_{g_1} Y_{g_2}}} \left[\frac{f_{\sigma}^2(\nu\nu') f_{\sigma}^2(\rho\nu') - \sigma f_{\sigma}^2(\nu\nu') f_{\sigma}^2(\rho\nu)}{\varepsilon(\nu') + \omega_g - \eta_i} + \right. \\
 \left. + \frac{f_{\sigma}^2(\nu\nu') f_{\sigma}^2(\rho\nu) - \sigma f_{\sigma}^2(\nu\nu') f_{\sigma}^2(\rho\nu')}{\varepsilon(\nu') + \omega_{g_2} - \eta_i} \right] F_{\rho\nu\sigma}^{g_1, g_2, i} = 0, \quad (8)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (\varepsilon(\nu) + \omega_g + \omega_{g_2} - \eta_i) F_{\rho\nu\sigma}^{g_1, g_2, i} = \frac{1}{8} \sum_{\nu'} \frac{\nu_{\rho\nu'} \nu_{\nu\nu'}}{\sqrt{Y_g Y_{g_2}}} \left[\frac{f_{\sigma}^2(\nu\nu') f_{\sigma}^2(\rho\nu) - \sigma f_{\sigma}^2(\nu\nu') f_{\sigma}^2(\rho\nu')}{\varepsilon(\nu') + \omega_g - \eta_i} + \right. \\
 \left. + \frac{f_{\sigma}^2(\nu\nu') f_{\sigma}^2(\rho\nu) - \sigma f_{\sigma}^2(\nu\nu') f_{\sigma}^2(\rho\nu')}{\varepsilon(\nu') + \omega_{g_2} - \eta_i} \right] +
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{4} \sum_{g_2} \sum_{i_2, j_2} \frac{\nu_{i_2, j_2} \nu_{j_2, i_2}}{\sqrt{\nu_{g_2}}} \left[\frac{(\psi^{g_2}(i_2, j_2) \psi^{g_2}(i_2, j_2) + \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2) \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2)) F_{p i_2 \sigma}^{g_2 g_2 i} + \sigma(\psi^{g_2}(i_2, j_2) \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2) - \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2) \psi^{g_2}(i_2, j_2)) F_{p i_2 \sigma}^{g_2 g_2 i}}{\sqrt{\nu_{g_2}} (\varepsilon(i_2) + \omega_{g_2} - \eta_i)} + \right. \\
& \left. + \frac{(\psi^{g_2}(i_2, j_2) \psi^{g_2}(i_2, j_2) + \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2) \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2)) F_{p i_2 \sigma}^{g_2 g_2 i} + \sigma(\psi^{g_2}(i_2, j_2) \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2) - \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2) \psi^{g_2}(i_2, j_2)) F_{p i_2 \sigma}^{g_2 g_2 i}}{\sqrt{\nu_{g_2}} (\varepsilon(i_2) + \omega_{g_2} - \eta_i)} \right] + \\
& + \frac{1}{4} \sum_{g_2} \frac{1}{\sqrt{\nu_{g_2}}} \sum_{i_2, j_2} \frac{\nu_{i_2, j_2} \nu_{j_2, i_2}}{\varepsilon(i_2) + \omega_{g_2} + \omega_{g_2} - \eta_i} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\nu_{g_2}}} \left[(\psi^{g_2}(i_2, j_2) \psi^{g_2}(i_2, j_2) + \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2) \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2)) F_{p i_2 \sigma}^{g_2 g_2 i} + \right. \right. \\
& \left. \left. + \sigma(\psi^{g_2}(i_2, j_2) \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2) - \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2) \psi^{g_2}(i_2, j_2)) F_{p i_2 \sigma}^{g_2 g_2 i} \right] + \right. \quad (9) \\
& \left. + \frac{1}{\sqrt{\nu_{g_2}}} \left[(\psi^{g_2}(i_2, j_2) \psi^{g_2}(i_2, j_2) + \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2) \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2)) F_{p i_2 \sigma}^{g_2 g_2 i} + \sigma(\psi^{g_2}(i_2, j_2) \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2) - \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2) \psi^{g_2}(i_2, j_2)) F_{p i_2 \sigma}^{g_2 g_2 i} \right] + \right. \\
& \left. + \frac{1}{\sqrt{\nu_{g_2}}} \left[(\psi^{g_2}(i_2, j_2) \psi^{g_2}(i_2, j_2) + \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2) \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2)) F_{p i_2 \sigma}^{g_2 g_2 i} + \sigma(\psi^{g_2}(i_2, j_2) \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2) - \bar{\psi}^{g_2}(i_2, j_2) \psi^{g_2}(i_2, j_2)) F_{p i_2 \sigma}^{g_2 g_2 i} \right] \right\},
\end{aligned}$$

$$D_{p i \sigma}^{g_2 i} = \frac{1}{2} \frac{\frac{\nu_{p i}}{\sqrt{\nu_{g_2}}} \psi_{\sigma}^{g_2}(p i) + 2 \sum_{g_2} \sum_{i'} \frac{\nu_{i' i}}{\sqrt{\nu_{g_2}}} (\psi^{g_2}(i i') F_{p i' \sigma}^{g_2 g_2 i} - \sigma \bar{\psi}^{g_2}(i i') F_{p i' \sigma}^{g_2 g_2 i})}{\varepsilon(i) + \omega_{g_2} - \eta_i}, \quad (10)$$

$$R_{p i \sigma}^{g_2 g_2 i} = \frac{1}{2\sqrt{3}\sqrt{\nu_{g_2}}} \frac{1}{\varepsilon(i) + \omega_{g_2} + \omega_{g_2} + \omega_{g_2} - \eta_i} \sum_{i'} \nu_{i' i} \left\{ \left[\psi^{g_2}(i i') F_{p i' \sigma}^{g_2 g_2 i} - \sigma \bar{\psi}^{g_2}(i i') F_{p i' \sigma}^{g_2 g_2 i} \right] \frac{1}{\nu_{g_2}} \right\}. \quad (11)$$

В выражении для $R_{p i \sigma}^{g_2 g_2 i}$ имеется еще два члена, получающихся из первого циклической перестановкой индексов $g_2 g_2 g_2$.

В правой части уравнения (9) выделим когерентные члены и перепишем уравнение в следующем виде:

$$\begin{aligned}
& (\varepsilon(\nu) + \omega_{g_1} + \omega_{g_2} - \eta_i - \bar{\nu}^{\beta_2 i}) F_{\rho\nu\sigma}^{\beta_2 i} = \\
& = \frac{1}{8} \sum_{\nu'} \frac{\bar{\nu}_{\nu'}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu'}^{\beta_2}}{\sqrt{Y_{g_1} Y_{g_2}}} \left[\frac{\bar{\nu}_{\nu'}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu'}^{\beta_2} - \sigma \bar{\nu}_{\nu'}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu'}^{\beta_2}}{\varepsilon(\nu) + \omega_{g_1} - \eta_i} + \frac{\bar{\nu}_{\nu'}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu'}^{\beta_2} - \sigma \bar{\nu}_{\nu'}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu'}^{\beta_2}}{\varepsilon(\nu) + \omega_{g_2} - \eta_i} \right] + \\
& + \frac{1}{4} \sum_{\substack{\nu_2 \\ \nu_2 \neq \nu}} \sum_{\nu_3} \bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2} \left[\sum_{\substack{\beta_3 \\ \beta_3 \neq \beta_2}} \frac{(\bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2}) + \bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2}}{\sqrt{Y_{g_2} Y_{g_3}}} F_{\rho\nu_2\sigma}^{\beta_2 \beta_3 i} + \sigma (\bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2}) - \bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2} \right] F_{\rho\nu_2\sigma}^{\beta_2 \beta_3 i} + \\
& + \sum_{\substack{\beta_3 \\ \beta_3 \neq \beta_2}} \frac{(\bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2}) + \bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2}}{\sqrt{Y_{g_1} Y_{g_3}}} F_{\rho\nu_2\sigma}^{\beta_2 \beta_3 i} + \sigma (\bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2}) - \bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2} \right] F_{\rho\nu_2\sigma}^{\beta_2 \beta_3 i} + \\
& + \frac{1}{4} \sum_{g_3} \frac{1}{\sqrt{Y_{g_2}}} \sum_{\substack{\nu_2 \\ \nu_2 \neq \nu}} \sum_{\nu_3} \frac{\bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2}}{\varepsilon(\nu_1) + \omega_{g_1} + \omega_{g_2} + \omega_{g_3} - \eta_i} \left\{ \frac{1}{\sqrt{Y_{g_3}}} \left[(\bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2}) + \bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2} \right] F_{\rho\nu_2\sigma}^{\beta_2 \beta_3 i} + \right. \\
& \left. + \sigma (\bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2}) - \bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2} \right] F_{\rho\nu_2\sigma}^{\beta_2 \beta_3 i} \right\} + \\
& + \frac{1}{\sqrt{Y_{g_2}}} \left[(\bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2}) + \bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2} \right] F_{\rho\nu_2\sigma}^{\beta_2 \beta_3 i} + \sigma (\bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2}) - \bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2} \right] F_{\rho\nu_2\sigma}^{\beta_2 \beta_3 i} + \\
& + \frac{1}{\sqrt{Y_{g_2}}} \left[(\bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2}) + \bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2} \right] F_{\rho\nu_2\sigma}^{\beta_2 \beta_3 i} + \sigma (\bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2}) - \bar{\nu}_{\nu_2}^{\beta_2} \bar{\nu}_{\nu_3}^{\beta_2} \right] F_{\rho\nu_2\sigma}^{\beta_2 \beta_3 i} \left. \right\},
\end{aligned}
\tag{9'}$$

где

$$\begin{aligned}
T_{\nu}^{\beta_2 \beta_3 i} & = \frac{1}{4} \sum_{\nu'} \bar{\nu}_{\nu'}^{\beta_2} \left[\frac{1}{Y_{g_2}} \frac{(\bar{\nu}_{\nu'}^{\beta_2})^2}{\varepsilon(\nu) + \omega_{g_1} - \eta_i} + \frac{1}{Y_{g_1}} \frac{(\bar{\nu}_{\nu'}^{\beta_2})^2}{\varepsilon(\nu) + \omega_{g_2} - \eta_i} \right] + \tag{I2} \\
& + \frac{3}{4} \sum_{g_3} \sum_{\nu'} \frac{\bar{\nu}_{\nu'}^{\beta_2}}{Y_{g_3}} \frac{(\bar{\nu}_{\nu'}^{\beta_2})^2}{\varepsilon(\nu) + \omega_{g_1} + \omega_{g_2} + \omega_{g_3} - \eta_i} \\
& \text{см. в анализе}
\end{aligned}$$

Необходимо решить систему уравнений (9') для различных значений ν , g и g_2 и подставить $F_{p\nu\sigma}^{g_2 i}$ в уравнение (8). В результате получим секулярное уравнение. Решение системы (9') можно представить в виде отношения, где в знаменателе стоит определитель системы, а в числителе - определитель, который из него получается заменой коэффициентов при $F_{p\nu\sigma}^{g_2 i}$ соответствующими свободными членами. Из условия равенства нулю определителя системы получаем уравнение для нахождения полюсов секулярного уравнения (8). Однако из-за большого числа различных величин ν , g и g_2 точное решение системы (9') представляет большие трудности.

Перейдем к приближенному решению системы (9'). Отбросим в ней некогерентные члены и получим

$$F_{p\nu\sigma}^{g_2 i} = \frac{1}{8} \cdot \frac{\sum_{\nu'} \frac{\nu_{\nu'} \nu_{\nu'}}{\sqrt{Y_g Y_{g_2}}} \left[\frac{f(\nu') f_{\sigma}^2(\nu') - \sigma f(\nu') f_{\sigma}^2(\nu')}{\varepsilon(\nu') + \omega_g - \eta_i} + \frac{f(\nu') f_{\sigma}^2(\nu') - \sigma f(\nu') f_{\sigma}^2(\nu')}{\varepsilon(\nu') + \omega_{g_2} - \eta_i} \right]}{\varepsilon(\nu) + \omega_g + \omega_{g_2} - \eta_i - T_{\nu}^{g_2 i}} \quad (13)$$

Подставим (13) в (8) и получим явный вид секулярного уравнения

$$\varepsilon(\rho) - \eta_i - \frac{1}{8} \sum_g \sum_{\nu} \frac{\nu_{\nu}^2}{Y_g} \frac{(f_{\sigma}^2(\rho\nu))^2}{\varepsilon(\nu) + \omega_g - \eta_i} -$$

$$- \frac{1}{64} \sum_{g, g_2} \sum_{\nu\sigma} \frac{1}{Y_g Y_{g_2}} \frac{\left(\sum_{\nu'} \nu_{\nu'} \nu_{\nu'} \left[\frac{f(\nu') f_{\sigma}^2(\nu') - \sigma f(\nu') f_{\sigma}^2(\nu')}{\varepsilon(\nu') + \omega_g - \eta_i} + \frac{f(\nu') f_{\sigma}^2(\nu') - \sigma f(\nu') f_{\sigma}^2(\nu')}{\varepsilon(\nu') + \omega_{g_2} - \eta_i} \right] \right)^2}{\varepsilon(\rho) + \omega_g + \omega_{g_2} - \eta_i - T_{\nu}^{g_2 i}} = 0. \quad (14)$$

Здесь η_i - корни секулярного уравнения, $i = 1, 2, 3, \dots$.
Левая часть уравнения (14) имеет полюса первого порядка при

$\eta^{pol} = \varepsilon(\nu) + \omega_g + \omega_{g_2} - T_{\nu}^{ss_2 i}$ и не имеет полюсов при

$\eta = \varepsilon(\nu) + \omega_g + \omega_{g_2} + \omega_{g_3}$, а полюса при $\eta = \varepsilon(\nu) + \omega_g$

являются лишними.

Приближенное решение уравнения (9') в виде (I3) близко к точному решению, т.к. роль отброшенных некогерентных членов невелика. Однако расплатой за отбрасывание некогерентных членов является появление лишних полюсов и тем самым лишних корней в секулярном уравнении (I4). Действительно, полюса уравнения (I4) определяются как корни уравнения

$$\varepsilon(\nu) + \omega_g + \omega_{g_2} - \eta^{pol} - \frac{1}{4} \sum_{\nu'} \nu'^2 \left[\frac{1}{Y_{g_2}} \frac{(\psi_{\sigma}^{g_2}(\nu\nu'))^2}{\varepsilon(\nu) + \omega_g - \eta^{pol}} + \frac{1}{Y_g} \frac{(\psi_{\sigma}^g(\nu\nu'))^2}{\varepsilon(\nu) + \omega_{g_2} - \eta^{pol}} \right] - \frac{3}{4} \sum_{g_3} \sum_{\nu'} \frac{\nu'^2}{Y_{g_3}} \frac{(\psi_{\sigma}^{g_3}(\nu\nu'))^2}{\varepsilon(\nu) + \omega_g + \omega_{g_2} + \omega_{g_3} - \eta^{pol}} = 0. \quad (I5)$$

Корни уравнения (I5) расположены между полюсами

$$\begin{aligned} \varepsilon(\nu) + \omega_g - \eta^{pol} &= 0, \\ \varepsilon(\nu) + \omega_g + \omega_{g_2} + \omega_{g_3} - \eta^{pol} &= 0, \end{aligned} \quad (I6)$$

которые не зависят от ν . Каждый корень уравнения (I5) столько раз проявляется в виде полюса уравнения (I4), сколько значений в последнем члене (I4) принимает величина ν , равная $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots$. Для каждого значения ν решается уравнение (I5) и каждый полюс (I6), который не зависит от ν , проявляется столько раз, сколько значений принимает ν . Поэтому вместо одного полюса уравнения (I4) появляется несколько полюсов, вследствие чего возникают лишние корни уравнения (I4).

Если не учитывать взаимодействия квазичастиц с фононами, то энергии возбужденных состояний определяются из уравнений (I6) и из уравнения

$$\varepsilon(\nu) + \omega_g + \omega_g - \eta^{pol} = 0, \quad (I6')$$

т.е. они равны сумме энергий квазичастица плюс один, два или три фонона. При включении взаимодействия квазичастиц с фононами энергии возбужденных состояний отступают от полюсов (I6), (I6'), но число возбужденных состояний не изменяется. Имеется соответствие между полюсами (I6), (I6') и корнями секулярного уравнения, содержащего некогерентные члены. Расчеты показывают, что между двумя полюсами (I6), (I6') расположено несколько корней уравнения (I4), причем только один корень значительно отстает от полюса, остальные корни расположены в непосредственной близости от полюса. Исследования показали, что истинным решением (I4), соответствующим решению системы (9') с учетом некогерентных членов, является такое, энергия которого значительно отстает от соответствующего полюса. Остальные корни являются лишними.

Аналогичное положение имеет место при изучении низлежащих неротационных состояний в нечетных по A деформированных ядрах (см. /2,3,4/). В этом случае имеется столько корней вблизи полюса $\varepsilon(\nu) + \omega_g - \eta^{pol} = 0$, сколько рассматривается различных состояний ρ с одинаковыми значениями K^{π} . При учете соответствующих некогерентных членов лишние корни исчезли и остался только один, энергия которого максимально удалена (из всех корней, включая лишние) от полюса

$\varepsilon(\nu) + \omega_g - \gamma^{g,c} = 0$. Учет некогерентных членов не приводит к заметному изменению значения истинного корня.

Таким образом, секулярное уравнение (I4) дополняем условием об исключении лишних корней. Такое условие сформулировано при составлении программы решения уравнения (I4) на ЭВМ.

Найдем явный вид функций $D_{\rho\nu\sigma}^{g,i}$ и $R_{\rho\nu\sigma}^{g,g_2,g_3,i}$, для этого в формулы (I0) и (II) подставим $F_{\rho\nu\sigma}^{g,g_2,i}$ в виде (I3). В результате получим

$$D_{\rho\nu\sigma}^{g,i} = \frac{1}{2\sqrt{Y_g}} \frac{1}{\varepsilon(\nu) + \omega_g - \eta_i} \left\{ \nu_{\rho\nu}^g f_{\sigma}^{g_2}(\rho\nu) + \frac{1}{4} \sum_{g_2} \sum_{\nu_2, \nu_3} \frac{Y_{g_2}^{-1} \nu_{\nu_2}^g \nu_{\rho\nu}^g \nu_{\nu_3}^g}{\varepsilon(\nu_2) + \omega_{g_2} + \omega_{g_2} - \gamma_{\nu_2}^{g,g_2,i} - \eta_i} \times \right. \\ \times \left[f_{(\nu\nu_2)}^{g_2} \left(\frac{f_{(\nu_2\nu_2)}^{g_2} f_{\sigma}^{g_2}(\rho\nu_2) - \sigma f_{(\nu_2\nu_2)}^{g_2} f_{\sigma}^{g_2}(\rho\nu_2)}{\varepsilon(\nu_2) + \omega_{g_2} - \eta_i} + \frac{f_{(\nu_2\nu_2)}^{g_2} f_{\sigma}^{g_2}(\rho\nu_2) - \sigma f_{(\nu_2\nu_2)}^{g_2} f_{\sigma}^{g_2}(\rho\nu_2)}{\varepsilon(\nu_2) + \omega_{g_2} - \eta_i} \right) - \right. \\ \left. - \sigma f_{(\nu\nu_2)}^{g_2} \left(\frac{f_{(\nu_2\nu_2)}^{g_2} f_{\sigma}^{g_2}(\rho\nu_2) + \sigma f_{(\nu_2\nu_2)}^{g_2} f_{\sigma}^{g_2}(\rho\nu_2)}{\varepsilon(\nu_2) + \omega_{g_2} - \eta_i} + \frac{f_{(\nu_2\nu_2)}^{g_2} f_{\sigma}^{g_2}(\rho\nu_2) + \sigma f_{(\nu_2\nu_2)}^{g_2} f_{\sigma}^{g_2}(\rho\nu_2)}{\varepsilon(\nu_2) + \omega_{g_2} - \eta_i} \right) \right] \left. \right\}, \quad (I7)$$

$$R_{\rho\nu\sigma}^{g,g_2,g_3,i} = \frac{1}{16\sqrt{3}} \frac{1}{\varepsilon(\nu) + \omega_g + \omega_{g_2} + \omega_{g_3} - \eta_i} \sum_{\nu_2, \nu_3} \frac{\nu_{\rho\nu}^g \nu_{\nu_2}^g \nu_{\nu_3}^g}{\sqrt{Y_g Y_{g_2} Y_{g_3}}} \left\{ \frac{1}{\varepsilon(\nu_2) + \omega_{g_2} + \omega_{g_2} - \gamma_{\nu_2}^{g,g_2,i} - \eta_i} \times \right. \\ \times \left[f_{(\nu\nu_2)}^{g_2} \left(\frac{f_{(\nu_2\nu_2)}^{g_2} f_{\sigma}^{g_2}(\rho\nu_2) - \sigma f_{(\nu_2\nu_2)}^{g_2} f_{\sigma}^{g_2}(\rho\nu_2)}{\varepsilon(\nu_2) + \omega_{g_2} - \eta_i} + \frac{f_{(\nu_2\nu_2)}^{g_2} f_{\sigma}^{g_2}(\rho\nu_2) - \sigma f_{(\nu_2\nu_2)}^{g_2} f_{\sigma}^{g_2}(\rho\nu_2)}{\varepsilon(\nu_2) + \omega_{g_2} - \eta_i} \right) - \right. \\ \left. - \sigma f_{(\nu\nu_2)}^{g_2} \left(\frac{f_{(\nu_2\nu_2)}^{g_2} f_{\sigma}^{g_2}(\rho\nu_2) + \sigma f_{(\nu_2\nu_2)}^{g_2} f_{\sigma}^{g_2}(\rho\nu_2)}{\varepsilon(\nu_2) + \omega_{g_2} - \eta_i} + \frac{f_{(\nu_2\nu_2)}^{g_2} f_{\sigma}^{g_2}(\rho\nu_2) + \sigma f_{(\nu_2\nu_2)}^{g_2} f_{\sigma}^{g_2}(\rho\nu_2)}{\varepsilon(\nu_2) + \omega_{g_2} - \eta_i} \right) \right] + \dots \left. \right\} \quad (I8)$$

В выражении для $R_{\rho\nu\sigma}^{g,g_2,g_3,i}$ имеется еще два члена, которые по-

лучаются из первого путем циклической перестановки индексов $g_2 g_3$.

Величина $(C_p^i)^2$ определяет вклад одноквазичастичной компоненты в условие нормировки (5) волновой функции (4); величина $(C_p^i)^2 \frac{1}{2} \sum_g (D_{p\nu\sigma}^{g,i})^2$ определяет вклад компоненты - квазичастица в состоянии ν плюс фотон Q_g^+ ; величина $(C_p^i)^2 \frac{1}{2} \sum_g (F_{p\nu\sigma}^{g_2 g_3 i})^2$ определяет вклад компоненты квазичастица в состоянии ν плюс два фотона $Q_{g_1}^+$ и $Q_{g_2}^+$; величина $(C_p^i)^2 \frac{1}{2} \sum_g (R_{p\nu\sigma}^{g_1 g_2 g_3 i})^2$ определяет вклад компоненты квазичастица в состоянии ν плюс три фотона $Q_{g_1}^+$, $Q_{g_2}^+$ и $Q_{g_3}^+$.

В волновой функции (4) учтено только одно одночастичное состояние ρ с данным значением K^π . Как показано в [2,4,5], в некоторые низколежащие состояния дают заметный вклад два одночастичных состояния с одинаковыми значениями K^π . С ростом энергии возбуждения роль смешивания двух, трех и более одночастичных состояний может возрасти. Однако одновременный учет нескольких одночастичных состояний с данным значением K^π не оказывает влияния на плотность неротационных состояний и не весьма существенен для определения компонент волновой функции.

Приведем формулы для более простого случая, когда волновая функция не содержит компонент квазичастица плюс три фотона. В этом случае волновая функция имеет следующий вид:

$$\Psi_i(K^\pi) = C_p^i \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_g \left\{ \alpha_{p\sigma}^+ + \sum_g \sum_\nu D_{p\nu\sigma}^{g,i} \alpha_{\nu\sigma}^+ Q_g^+ + \right. \quad (19)$$

$$\left. + \sum_{g_1, g_2} \sum_\nu F_{p\nu\sigma}^{g_1 g_2 i} \alpha_{\nu\sigma}^+ Q_{g_1}^+ Q_{g_2}^+ \right\} \Psi_0.$$

Вместо уравнений (8), (9), (10) и (II) имеются более простые уравнения:

$$\varepsilon(p) - \eta_i - \frac{1}{4} \sum_g \sum_{\nu\sigma} \frac{\nu_{p\nu}}{\sqrt{Y_g}} f_{\sigma}^2(p\nu) D_{p\nu\sigma}^{g,i} = 0, \quad (20)$$

$$(\varepsilon(\nu) + \omega_g - \eta_i) D_{p\nu\sigma}^{g,i} = \frac{1}{2} \frac{\nu_{p\nu}}{\sqrt{Y_g}} f_{\sigma}^2(p\nu) + \frac{1}{4} \sum_{g_2} \sum_{\nu_1\nu_2} \frac{\nu_{\nu_1\nu_2} \nu_{\nu_1\nu_2}}{\sqrt{Y_{g_2}}} \times$$

$$\times \left[\frac{(f_{\sigma}^2(\nu\nu_2) f_{\sigma}^2(\nu_1\nu_2) + \bar{f}_{\sigma}^2(\nu\nu_2) \bar{f}_{\sigma}^2(\nu_1\nu_2)) D_{p\nu_1\sigma}^{g_2,i} + \sigma (f_{\sigma}^2(\nu\nu_2) \bar{f}_{\sigma}^2(\nu_1\nu_2) - \bar{f}_{\sigma}^2(\nu\nu_2) f_{\sigma}^2(\nu_1\nu_2)) D_{p\nu_2\sigma}^{g_2,i}}{\sqrt{Y_{g_2}} (\varepsilon(\nu_2) + \omega_{g_2} + \omega_{g_2} - \eta_i)} + \right. \quad (21)$$

$$\left. + \frac{(f_{\sigma}^2(\nu\nu_2) f_{\sigma}^2(\nu_1\nu_2) + \bar{f}_{\sigma}^2(\nu\nu_2) \bar{f}_{\sigma}^2(\nu_1\nu_2)) D_{p\nu_1\sigma}^{g_2,i} + \sigma (f_{\sigma}^2(\nu\nu_2) \bar{f}_{\sigma}^2(\nu_1\nu_2) - \bar{f}_{\sigma}^2(\nu\nu_2) f_{\sigma}^2(\nu_1\nu_2)) D_{p\nu_2\sigma}^{g_2,i}}{\sqrt{Y_{g_2}} (\varepsilon(\nu_2) + \omega_{g_2} + \omega_{g_2} - \eta_i)} \right],$$

$$F_{p\nu\sigma}^{g_2,i} = \frac{1}{4} \frac{1}{\varepsilon(\nu) + \omega_g + \omega_{g_2} - \eta_i} \sum_{\nu'} \nu_{\nu'} \left[\frac{f_{\sigma}^2(\nu\nu') D_{p\nu'\sigma}^{g_2,i} - \sigma \bar{f}_{\sigma}^2(\nu\nu') D_{p\nu'\sigma}^{g_2,i}}{\sqrt{Y_{g_2}}} + \right. \quad (22)$$

$$\left. + \frac{f_{\sigma}^2(\nu\nu') D_{p\nu'\sigma}^{g_2,i} - \sigma \bar{f}_{\sigma}^2(\nu\nu') D_{p\nu'\sigma}^{g_2,i}}{\sqrt{Y_{g_2}}} \right].$$

Если в уравнении (21) учесть только когерентные члены и отбросить некогерентные, то получим

$$D_{p\nu\sigma}^{g,i} = \frac{1}{2} \frac{\nu_{p\nu}}{\sqrt{Y_g}} \frac{f_{\sigma}^2(p\nu)}{\varepsilon(\nu) + \omega_g - \eta_i - S_{\nu}^{g,i}}, \quad (23)$$

где

$$S_{\nu}^{g,i} = \frac{1}{4} \sum_{g_2} \sum_{\nu'} \frac{\nu_{\nu'}^2}{Y_{g_2}} \frac{f_{\sigma}^2(\nu\nu') (1 + \delta_{g_2})}{\varepsilon(\nu') + \omega_{g_2} + \omega_{g_2} - \eta_i}. \quad (24)$$

Секулярное уравнение для определения энергий возбужденных состояний η_i имеет следующий вид:

$$\varepsilon(p) - \eta_i - \frac{1}{4} \sum_g \sum_{\nu} \frac{\nu_{p\nu}^2}{Y_g} \frac{(f_{\sigma}^2(p\nu))^2}{\varepsilon(\nu) + \omega_g - \eta_i - S_{\nu}^{g,i}} = 0. \quad (25)$$

Это уравнение содержит лишние корни, метод исключения которых такой же, как для уравнения (14).

Функции $F_{\rho\sigma}^{g_2^i}$ и C_ρ^i имеют следующий вид:

$$F_{\rho\sigma}^{g_2^i} = \frac{1}{8} \frac{1}{\sqrt{Y_g Y_{g_2}}} \frac{1}{\varepsilon(\nu) + \omega_g + \omega_{g_2} - \eta_i} \times$$

$$\times \sum_{\nu'} \nu_{\rho\nu'} \nu_{\sigma\nu'} \left[\frac{f(\nu\nu') f_\sigma(\rho\nu') - \sigma \bar{f}(\nu\nu') \bar{f}_{-\sigma}(\rho\nu')}{\varepsilon(\nu) + \omega_g - \eta_i - S_{\nu'}^{g_1^i}} + \frac{f(\nu\nu') f_\sigma(\rho\nu') - \sigma \bar{f}(\nu\nu') \bar{f}_{-\sigma}(\rho\nu')}{\varepsilon(\nu) + \omega_{g_2} - \eta_i - S_{\nu'}^{g_2^i}} \right], \quad (26)$$

$$(C_\rho^i)^{-2} = 1 + \frac{1}{4} \sum_g \sum_{\nu} \frac{\nu_{\rho\nu}^2}{Y_g} \frac{(f_\sigma(\rho\nu))^2}{(\varepsilon(\nu) + \omega_g - \eta_i - S_{\nu'}^{g_1^i})^2} +$$

$$+ \frac{1}{4} \sum_{g, g_2} \sum_{\nu\sigma} \frac{1}{Y_g Y_{g_2}} \frac{1}{(\varepsilon(\nu) + \omega_g + \omega_{g_2} - \eta_i)^2} \times$$

$$\times \left(\sum_{\nu'} \nu_{\nu'} \nu_{\rho\nu'} \left[\frac{f(\nu\nu') f_\sigma(\rho\nu') - \sigma \bar{f}(\nu\nu') \bar{f}_{-\sigma}(\rho\nu')}{\varepsilon(\nu) + \omega_g - \eta_i - S_{\nu'}^{g_1^i}} + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{f(\nu\nu') f_\sigma(\rho\nu') - \sigma \bar{f}(\nu\nu') \bar{f}_{-\sigma}(\rho\nu')}{\varepsilon(\nu) + \omega_{g_2} - \eta_i - S_{\nu'}^{g_2^i}} \right] \right)^2. \quad (27)$$

3. Полумикроскопический подход к изучению структуры высоко-возбужденных состояний

Данную модель можно рассматривать как конкретизацию общего полумикроскопического подхода к изучению структуры высоко-возбужденных состояний, предложенного в [1, 6]. Приведем основные положения этого подхода.

В основу изучения возбужденных состояний положена определенная операторная форма волновой функции в виде суммы членов с различным числом квазичастиц. Имеет место иерархия компонент волновой функции с различным числом квазичастиц. В случае нейтронных резонансов через коэффициенты волновой функции выражаются нейтронные, радиационные и α -ширины.

Согласно [1, 6], волновая функция высоковозбужденного состояния нечетного A деформированного ядра имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \Psi_i(I^\pi) = & \sum_{\nu\sigma} b_{I\pi}^i(\nu) \alpha_{\nu\sigma}^+ \Psi_0 + \\ & + \sum_{\substack{\nu_1, \nu_2, \nu_3 \\ \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3}} b_{I\pi}^i(\nu_1, \nu_2, \nu_3) \alpha_{\nu_1\sigma_1}^+ \alpha_{\nu_2\sigma_2}^+ \alpha_{\nu_3\sigma_3}^+ \Psi_0 + \\ & + \sum_{\substack{\nu_1, \nu_2, \nu_3, \nu_4 \\ \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \sigma_4}} b_{I\pi}^i(\nu_1, \nu_2, \nu_3, \nu_4) \alpha_{\nu_1\sigma_1}^+ \alpha_{\nu_2\sigma_2}^+ \alpha_{\nu_3\sigma_3}^+ \alpha_{\nu_4\sigma_4}^+ \Psi_0 + \dots + \\ & + \sum_{\nu\sigma} \sum_{\mathcal{J}} b_{I\pi}^{i\Omega}(\nu\sigma) \alpha_{\nu\sigma}^+ \Omega_{\mathcal{J}}^+ \Psi_0 + \\ & \sum_{\substack{\nu_1, \nu_2, \nu_3 \\ \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3}} \sum_{\mathcal{J}} b_{I\pi}^{i\Omega}(\nu_1, \nu_2, \nu_3) \alpha_{\nu_1\sigma_1}^+ \alpha_{\nu_2\sigma_2}^+ \alpha_{\nu_3\sigma_3}^+ \Omega_{\mathcal{J}}^+ \Psi_0 + \dots \end{aligned} \quad (28)$$

Коэффициенты b определяют вклад соответствующей квазичастичной компоненты. Вместо операторов $\alpha_{\nu_+}^+ \alpha_{\nu_-}^+$ введены операторы фононов парных вибраций $\Omega_{\mathcal{J}}^+$. Ψ_0 являются вакуумами для операторов $\alpha_{\nu\sigma}$ и $\Omega_{\mathcal{J}}$. Волновая функция кроме $\Omega_{\mathcal{J}}$ не содержит операторов фононов. Это связано с тем, что операторы фононов записываются в виде суперпозиции двухквазичастичных компонент и поэтому можно считать, что соответствующие слагаемые включены в (28).

Коэффициенты волновой функции (28) нетрудно сопоставить с коэффициентами волновой функции (4). Например, одноквазичастичные коэффициенты связаны так:

$$|C_p^i|^2 = 2|B_{i\pi}^i(\rho)|^2. \quad (29)$$

Волновая функция (28) имеет весьма общий вид. Ее можно использовать для описания состояний промежуточной энергии возбуждения и для высоковозбужденных состояний. С ростом энергии возбуждения в (28) значительную роль играет все большее число членов с увеличивающимся числом квазичастиц. При энергиях возбуждения, близких к энергии связи нейтрона B_n , волновые функции типа (28) содержат тысячи различных малоквазичастичных и многоквазичастичных компонент. Такие волновые функции обладают свойствами компаунд-состояний, введенных Н. Бором. Действительно, образование высоковозбужденного состояния может идти через одни компоненты, а распад - через другие компоненты волновой функции, тем самым распад состояния не зависит от способа образования. Ввиду большого числа компонент волновой функции высоковозбужденного состояния отдельные малоквазичастичные компоненты невелики. Это приводит к существенному замедлению вероятности γ -распада и к увеличению времени жизни по сравнению с одночастичными состояниями.

Волновые функции типа (28) можно использовать для описания возбужденных состояний с энергией (2-3) Мэв до таких энергий, при которых резонансы еще не перекрываются, т.е. когда выполняется условие

$$\Gamma_n \ll D, \quad (30)$$

где Γ_n - нейтронная ширина, D - среднее расстояние между уровнями с определенными значениями I^π .

Следует отметить, что если волновая функция описывает состояние, энергия которого превышает энергию связи нейтрона B_n , то ее следует записать в виде

$$\psi_\lambda(\mathcal{E}) = \sqrt{\frac{\Gamma_{n\lambda}}{2\pi(\mathcal{E} - \mathcal{E}_\lambda) + \Gamma_n/4}} \Psi_\lambda(I^\pi), \quad (31)$$

где \mathcal{E}_λ - энергия резонанса. Этот энергетический множитель связан с возможностью вылета нейтрона.

Приведенная нейтронная ширина при захвате медленного нейтрона четно-четным деформированным ядром, в результате которого образуется высоковозбужденное состояние, описываемое волновой функцией (28), имеет следующий вид:

$$\Gamma_{ni}^o = \Gamma_{s,p}^o \left| \sum_\nu b_{I^\pi}^i(\nu) u_\nu \right|^2, \quad (32)$$

здесь $\Gamma_{s,p}^o = 20/A^{2/3}$ Мэв, функция u_ν указывает на то, что состояние ν должно быть частичным. При захвате s -нейтрона в (32) суммирование ν проводится по одночастичным состояниям с $K^\pi = 1/2^+$.

В¹⁷ определены величины $|\bar{B}|^2$ из экспериментальных данных по нейтронным и радиационным ширинам. Они оказались равными $|\bar{B}|^2 \approx 10^{-9}$ в деформированных ядрах, $|\bar{B}|^2 \sim 10^{-7}-10^{-9}$ в сферических ядрах и $|\bar{B}|^2 \sim 10^{-6}$ в околomagических ядрах и в ядрах с $A \approx 40-60$. В таблице I даны приведенные нейтронные ширины Γ_{ni}^o и значения одноквазичастичных компонент $|\bar{B}^i|^2$ для нейтронных резонансов с $I^\pi = 1/2^+$ в ²³⁹U. Экспериментальные данные взяты из^{18,9}. Если провести усреднение

по резонансам и взять среднее число членов в (32) $n = 2$, то получим $|\bar{B}|^2 \sim 10^{-9}$.

В рамках полумикроскопического подхода в [6,7,11] полученные выражения для парциальных радиационных и α -ширин, а в [1,7,10,12,13] рассмотрены корреляции между приведенными нейтронными, радиационными и α -ширинами на нейтронных резонансах и указаны случаи, наиболее благоприятные для их наблюдения. Корреляция двух процессов, протекающих через одно и то же состояние, имеет место тогда, когда в оба процесса основной вклад дают одни и те же компоненты B^i волновой функции высоковозбужденного состояния.

Общий полумикроскопический подход позволяет выявить основные закономерности структуры высоковозбужденных состояний и из экспериментальных данных получить сведения о некоторых компонентах волновых функций высоковозбужденных состояний. Детальное теоретическое изучение структуры высоковозбужденных состояний можно выполнить на достаточно простых моделях, одна из которых рассматривается в данной работе.

4. Детали расчетов

Численные расчеты проведены на примере ^{239}U . Выбор ^{239}U для выполнения расчетов связан с тем, что для него имеются достаточно полные экспериментальные данные по нейтронным и радиационным ширинам [8,9] и что в этом ядре из-за малости энергии связи нейтрона $B_n = 4,8$ Мэв невелика роль неучтенных в волновой функции (4) членов квазичастица и более трех фононов. Действительно, энергии первых однофононных сос-

стояний в 238 eV близки к I Мэв, поэтому полюса квазичастица плюс три фонона больше 3,5 Мэв, а полюса квазичастица плюс четыре фонона больше 4 Мэв. Поэтому компоненты квазичастица плюс четыре фонона оказывают небольшое влияние на плотность состояний и величины одноквазичастичных компонент до энергий возбуждения 5 Мэв.

В расчетах используются одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса, вычисленные в ^{14}I для $A=239$ с параметрами деформации $\beta_2 = 0,22$, $\beta_4 = 0,08$. Константы G_{ν} и G_2 - взаимодействий, приводящих к парным корреляциям сверхпроводящего типа, и константы квадруполь-квадрупольного $\chi^{(2)}$ и октуполь-октупольного $\chi^{(4)}$ взаимодействий взяты такими же, как в ^{14}I .

Наш математический аппарат приспособлен к использованию фононов, поэтому учитываем фононы с $\lambda = 4$ и $\lambda = 5$, хотя большинство соответствующих состояний не являются коллективными. Однако мы не делаем ошибки, т.к. в тех случаях, когда корень секулярного уравнения (определяющего энергию фонона) приближается к полюсу, волновая функция однофононного состояния переходит в волновую функцию двухквазичастичного состояния. Дебавление фононов $\lambda = 4$ и $\lambda = 5$ к фононам $\lambda = 2$ и $\lambda = 3$ расширяет область значений спинов двух квазичастиц так, что спины и четности принимают все значения от 0^- до 5^- и от 0^+ до 4^+ . Константа $\chi^{(4)}$ взята такой же, как в расчетах в области редкоземельных элементов (с учетом зависимости от A), а $\chi^{(5)}$ в десять раз меньше $\chi^{(4)}$. Результаты расчетов слабо зависят от величин $\chi^{(4)}$ и $\chi^{(5)}$.

В численных расчетах учитываются все корни секулярных уравнений для однофононных состояний в ^{238}U до энергии 5 Мэв. Для ряда значений $\lambda\mu$, например, для $\lambda = 2, \mu = 2$ и $\lambda = 3, \mu = 1$ берется 70 корней, т.е. $j_{\max} = 70$. В других случаях, например, для $\lambda = 3, \mu = 0$ $j_{\max} = 50$.

5. Плотность состояний в ^{239}U

V/I расчеты плотности $I/2^+$ состояний в ^{239}U проведены в модели, в которой волновая функция имеет вид

$$\Psi_i(K^\pi) = C_p \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \{ \alpha_{p\sigma}^+ + \sum_{\rho} \sum_{\nu} D_{\rho\nu\sigma}^{\rho i} \alpha_{\nu\sigma}^+ Q_{\rho}^+ \} \Psi_0. \quad (33)$$

При учете фононов $\lambda = 2$ и $\lambda = 3$ при энергии $E = B_n$ получено, что среднее расстояние D между уровнями $I/2^+$ равно $D = 10^4$ эв.

В данных расчетах плотность состояний определяем путем вычисления положения полюсов следующего типа: квазичастица плюс один фотон, квазичастица плюс два фотона и квазичастица плюс три фотона. В таблице 2 приведены средние расстояния D между уровнями $I^\pi = \frac{1}{2}^+$ в ^{239}U , рассчитанные при энергии связи нейтрона $B_n = 4,8$ Мэв. Из таблицы 2 видно, что переход от волновой функции (33) к волновой функции (19) приводит к увеличению плотности состояний более, чем на два порядка. Это обстоятельство указывает на то, что при энергии возбуждения 4,8 Мэв в ^{239}U весьма велика роль компонент волновой функции квазичастица плюс два фотона. Переход от волновой функции (19) к волновой функции (4) приводит к увеличению плотности состояний в 2-2,5 раза. Это свидетельствует

о том, что роль компонент квазичастица плюс три фонона в волновой функции при энергии 4,8 Мэв не является весьма значительной. Добавление к волновой функции (4) членов квазичастица плюс четыре фонона приводит только к небольшому увеличению плотности $1/2^+$ состояний. В этом случае $D = 30,6$ эв при $\mathcal{E} = B_1$. Это указывает на то, что при изучении возбужденных состояний ^{239}U до энергий 5 Мэв можно не учитывать члены волновой функции квазичастица плюс четыре фонона.

В таблице 2 продемонстрирована роль членов с $\lambda = 4$ и 5 и влияние количества учитываемых корней j_{max} секулярных уравнений для фононов. Из таблицы видно, что включение членов $\lambda = 4$ и $\lambda = 5$ приводит к увеличению плотности $1/2^+$ состояний в 2-3 раза. Это свидетельствует о важности учета членов мультиполь-мультипольного взаимодействия с $\lambda = 4$ и $\lambda = 5$. Уменьшение количества учитываемых корней секулярных уравнений для фононов начинает заметно сказываться на плотности $1/2^+$ состояний, когда $j_{\text{max}} < 20$.

Исследуем зависимости плотности $1/2^+$ состояний в ^{239}U в зависимости от энергии возбуждения. Результаты вычислений даны в табл.3 и 4. При энергиях возбуждения 1 и 2 Мэв результаты расчетов с волновыми функциями (4), (19) и (33) совпадают друг с другом. При энергии возбуждения 4 Мэв плотность $1/2^+$ состояний, рассчитанная с волновой функцией (4), в 1,5 раза больше плотности, рассчитанной с волновой функцией (19), а при энергии возбуждения 5 Мэв это различие достигает 2,5 раз. Из таблицы 3 видно, что с ростом энергии возбуждения медленно возрастает роль членов волновых функций (4) и (19), содержащих фононы с $\lambda = 4$ и $\lambda = 5$.

В таблице 4 продемонстрировано, как уменьшается

с ростом энергии возбуждения среднее расстояние между $I/2^+$ состояниями. Расчеты проведены до энергии возбуждения, равной 8 Мэв, и до этой энергии продолжает уменьшаться D . Это обстоятельство указывает на то, что выбранное нами конфигурационное пространство является достаточно большим и может служить хорошим базисом для расчетов. Ясно, что из-за ограниченности конфигурационного пространства при некоторой энергии возбуждения уменьшение D должно прекратиться, и далее D должно возрастать с ростом энергии возбуждения.

Согласно экспериментальным данным (см., например, ^{15/}), среднее расстояние D_{exp} между уровнями $I/2^+$ в ²³⁹U при энергии $\epsilon = B_n = 4,8$ Мэв равно $D_{\text{exp}} = 18$ эв. Наши расчеты дают $D = 33$ эв. То есть в нашей модели мы получили плотность $I/2^+$ состояний только в 2 раза меньше плотности, определенной экспериментально. Такое небольшое различие свидетельствует о том, что используемая нами волновая функция по своей сложности близка к волновым функциям нейтронных резонансов. Поэтому данная модель может служить хорошей основой для изучения свойств состояний промежуточной энергии возбуждения и высоковозбужденных состояний.

Следует иметь в виду, что в нашей модели принята во внимание только часть остаточных взаимодействий. Добавление к гамильтониану (I) других видов остаточных взаимодействий, таких как взаимодействие Гамова-Теллера или членов мультиполь-мультипольного взаимодействия с $\lambda > 5$, приведет к увеличению плотности рассчитываемых состояний.

Описание состояний с $I > 1/2$ в деформированных ядрах наталкивается на трудности, связанные с тем, что неизвестно,

как происходит вращение ядра, находящегося в высоковозбужденном состоянии. В нашей модели K является хорошим квантовым числом, что ухудшает описание возбужденных состояний деформированных ядер с $I > 1/2$. С учетом этого замечания изучим зависимость плотности состояний от значений K^π .

В таблице 5 даны средние расстояния между уровнями с заданными K^π в ^{239}U при энергии $\mathcal{E} = B_n$. Из таблицы видно, что плотность $1/2^-$ состояний близка к плотности $1/2^+$ состояний, с ростом K происходит медленное увеличение среднего расстояния между уровнями.

6. З а к л ю ч е н и е

Большая плотность состояний при энергиях возбуждения, близких к B_n , следует из модели независимых квазичастиц. Важно, чтобы была получена не только правильная плотность, но чтобы волновые функции этих состояний были многокомпонентными и содержали отличные от нуля малоквазичастичные компоненты.

Основным достоинством нашей модели является многокомпонентность волновой функции высоковозбужденного состояния. Волновая функция содержит одноквазичастичную компоненту и большое число трехквазичастичных, пятиквазичастичных и семи-квазичастичных компонент.

Нами решено секулярное уравнение (25) и получено несколько его корней вблизи энергии связи нейтрона B_n . Для четырех корней вычислены одноквазичастичные компоненты и наибольшие компоненты квазичастица плюс один фонon и квазичастица

плюс два фюона, которые представлены в таблице 6. В таблице 7 эти же волновые функции представлены в виде разложения по квазичастичным компонентам.

В таблице 6 даны случаи, когда корень уравнения (25) близок к полюсу, тогда $(C_p^i)^2 \approx 10^{-11}$, и когда корень (25) отодвинут от полюса, тогда $(C_p^i)^2 \approx 10^{-8}$, т.е. имеется согласие с экспериментальными данными, представленными в таблице I. Из таблицы видно, что для состояния $\rho = 63I\downarrow$, расположенного вблизи энергии поверхности Ферми, величина $(C_p^i)^2$ меньше, чем $(C_p^i)^2$ для состояния $\rho = 6II\downarrow$, энергия которого несколько меньше энергии связи нейтрона. Этот результат подтверждает вывод, сделанный в ^{I/}, о том, что величина одноквазичастичной компоненты волновой функции нейтронного резонанса увеличивается по мере приближения энергии одночастичного нейтронного состояния к B_n .

Можно сказать, что по порядку величины правильно описаны плотность и величины одноквазичастичных компонент волновых функций нейтронных резонансов. То есть имеется согласие с теми характеристиками высоковозбужденных состояний, по которым имеются экспериментальные данные.

Из таблиц 6 и 7 видно, что волновые функции содержат ряд больших компонент квазичастица плюс два фюона, и тем самым ряд больших пятиквазичастичных компонент. Возможно, что учет отброшенных некогерентных членов может уменьшить большие компоненты, но он не должен повлиять на величины одноквазичастичных компонент. В настоящее время не ясно, является ли наличие больших многоквазичастичных компонент в волновых функциях высоковозбужденных состояний недостатком модели или правильным отражением их структуры.

На основании проведенных исследований можно сделать вывод: взаимодействие квазичастиц с фононами в значительной степени ответственно за усложнение структуры состояний атомных ядер с ростом энергии возбуждения и за фрагментацию одночастичных, трехчастичных и т.п. состояний по многим ядерным уровням.

Исследования данной модели продолжаются. Изучению компонентного состава волновых функций высоковозбужденных состояний и состояний промежуточной энергии возбуждения, а также вычислению различных характеристик нейтронных резонансов будет посвящена следующая статья.

Л и т е р а т у р а

1. В.Г. Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ. 35 (1971) 666.
2. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, У.М. Файнер. Изв. АН СССР, сер. физ., 33 (1969) 1244.
Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов. Изв. АН СССР, сер. физ., 35 (1971) 747.
3. А.Л. Комов, Л.А. Малов, В.Г. Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ. 35 (1971) 1550.
3. V.G.Soloviev, Prog.Nucl.Phys. 10(1968) 239.
V.G.Soloviev, P.Vogel, Nucl.Phys. A92 (1967) 449.
4. В.Г. Соловьев. Теория сложных ядер. Наука, 1971.
5. Ф.А. Гареев, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов. ЯФ, I4 (1971) II65.
6. В.Г. Соловьев, ЯФ, I3 (1971) 48.
7. В.Г. Соловьев. ЯФ, I5 (1972) , Препринт ОИЯИ Е4-57II (1971).
8. J.R.Stehn, M.D.Goldberg et al. Neutron Cross Section, ENL-325, II Edition, v. III¹ (1965).
9. O.A.Wasson, R.E.Chrien, G.G.Slaughter, J.A.Harvey, Phys.Rev. C4 (1971) 900.
10. V.G.Soloviev. Phys.Lett., 35B (1971) 109; 36B (1971) 199.
11. В.В.Воронов, В.Г. Соловьев. Сообщение ОИЯИ Р4-5562 (1971).
12. В.Г. Соловьев. Письма в ЖЭТФ I4 (1971) 194.
13. V.G.Soloviev. Phys.Lett. (in print), препринт ОИЯИ Р4-6293.
14. F.A.Gareev, S.P.Ivanova, L.A.Malov, V.G.Soloviev. Nucl. Phys., A171 (1971) 134. (1972)

Рукопись поступила в издательский отдел
24 марта 1972 г.

Т а б л и ц а I.

Приведенные нейтронные ширины и величины одноквазичастичных компонент $|\bar{b}|^2$ для резонансов с $I^\pi = \frac{1}{2}^+$ в ^{239}U ($n=2$)

$\ell - B_n$ эВ	Γ_n^0 , эВ	$ \bar{b} ^2$
6,7	$0,6 \cdot 10^{-3}$	$0,3 \cdot 10^{-9}$
21	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-9}$
37	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-9}$
66	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-9}$
81	$0,2 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-10}$
103	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$3,3 \cdot 10^{-9}$
117	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-9}$
145	$0,6 \cdot 10^{-4}$	$0,3 \cdot 10^{-10}$
165	$0,2 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-10}$
185	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$5,0 \cdot 10^{-9}$
208	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-9}$
237	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$0,9 \cdot 10^{-9}$
273	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$0,8 \cdot 10^{-9}$
291	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$0,5 \cdot 10^{-9}$
347	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-9}$
397	$0,4 \cdot 10^{-3}$	$0,2 \cdot 10^{-9}$
410	$0,9 \cdot 10^{-3}$	$0,5 \cdot 10^{-9}$
434	$0,4 \cdot 10^{-3}$	$0,2 \cdot 10^{-9}$
463	$0,2 \cdot 10^{-3}$	$0,1 \cdot 10^{-9}$
518	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-9}$
535	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$0,8 \cdot 10^{-9}$
580	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$0,7 \cdot 10^{-9}$
595	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-9}$
Средние значения	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-9}$

Таблица 2

Среднее расстояние между уровнями с $I^{\pi} = I/2^{\pi}$ в ^{239}U при $E = B_{\pi} = 4,8$ МэВ

λ	j_{\max}	$D, \text{эВ}$	
		Расчеты с волновой функцией (4)	Расчеты с волновой функцией (19)
2,3,4,5	70	33,2	77,5
2,3,4	70	42,2	90,9
2,3	70	96,2	178,6
2,3,4,5	35	33,3	78,1
2,3,4,5	20	35,5	90,1
2,3,4,5	9	47,4	163,9

Таблица 3.

Среднее расстояние D между уровнями с $I^r = 1/2^r$ в ^{238}U
 для $j_{max} = 70$ при различных энергиях возбуждения

ξ , МэВ	λ	D , эВ	
		Расчеты с волновой функций (19) (4)	
1,0	2,3,4,5	$66,7 \cdot 10^3$	$66,7 \cdot 10^3$
1,0	2,3,4	$76,9 \cdot 10^3$	$76,9 \cdot 10^3$
1,0	2,3	$143 \cdot 10^3$	$143 \cdot 10^3$
2,0	2,3,4,5	$9,4 \cdot 10^3$	$9,4 \cdot 10^3$
2,0	2,3,4	$11,4 \cdot 10^3$	$11,4 \cdot 10^3$
2,0	2,3	$17,9 \cdot 10^3$	$17,9 \cdot 10^3$
3,0	2,3,4,5	$1,43 \cdot 10^3$	$1,70 \cdot 10^3$
3,0	2,3,4	$1,64 \cdot 10^3$	$1,89 \cdot 10^3$
3,0	2,3	$3,23 \cdot 10^3$	$4,17 \cdot 10^3$
4,0	2,3,4,5	165	246
4,0	2,3,4	203	289
4,0	2,3	454	568
5,0	2,3,4,5	27	66
5,0	2,3,4	35	78
5,0	2,3	48	185

Т а б л и ц а 4

Среднее расстояние D между уровнями с $I^{\pi} = I/2^{\pi}$ в ^{239}U

$\epsilon,$ М э В	$D,$ эВ
1,0	$66,7 \cdot 10^3$
2,0	$9,4 \cdot 10^3$
3,0	$1,43 \cdot 10^3$
4,0	165
4,8	33,2
5,0	27
6,0	7,1
8,0	0,5

Т а б л и ц а 5.

Среднее расстояние между уровнями с данными K^π при энергии
 $\mathcal{E} = B_n$ в ^{239}U

K^π	$D, \text{эВ}$
$1/2^+$	33,2
$1/2^-$	33,1
$3/2^+$	34,7
$3/2^-$	32,1
$5/2^+$	39,5
$5/2^-$	41,3
$7/2^+$	40,2
$7/2^-$	48,5
$9/2^+$	47,6
$9/2^-$	50,0
$11/2^+$	57,9
$11/2^-$	53,2
$13/2^+$	66,2
$13/2^-$	73,6
$15/2^-$	75,8

Таблица 6

Структура состояний с $K^{\pi} = I/2^{+}$ в ^{239}U , расположенных
вблизи $B_n = 4,8$ МэВ

$\mathcal{E}_i - B_n,$ КэВ	С т р у к т у р а		
-0,2629	631↓ $10^{-9}\%$	622↑ + $Q_8(31) + Q_4(33)$	89,6%
	761↓ + $Q_8(31)$ 0,02%	752↑ + $Q_8(31) + Q_2(22)$	7,4%
		620↑ + $Q_8(31) + Q_1(30)$	1,7%
0,3364	631↓ $4,8 \cdot 10^{-7}\%$	633↓ + $Q_2(22) + Q_7(44)$	68,4%
	631↑ + $Q_2(22)$ 0,01%	743↑ + $Q_{17}(32) + Q_2(22)$	30,5%
		752↑ + $Q_8(31) + Q_2(22)$	0,9%
		752↑ + $Q_2(22) + Q_5(54)$	0,1%
11,114	631↓ $2,6 \cdot 10^{-6}\%$	624↓ + $Q_2(43) + Q_{12}(20)$	62,3%
	604↓ + $Q_2(43)$ 4,2%	620↑ + $Q_2(43) + Q_1(44)$	5,4%
		606↓ + $Q_2(43) + Q_1(22)$	4,2%
		622↓ + $Q_2(43) + Q_1(22)$	2,8%
		734↑ + $Q_2(43) + Q_{12}(31)$	2,8%
0,3007	611↓ $10^{-5}\%$	624↓ + $Q_2(43) + Q_{12}(20)$	99,8%
	613↑ + $Q_2(43)$ 0,01%	501↓ + $Q_5(41) + Q_1(31)$	0,1%

Структура состояний с $K^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}$ в ^{239}U , расположенных
вблизи $B_n = 4,8$ Мэв

$E_i - B_n,$ K^{π}	Структура
-0,2629 n63I↓ $10^{-9}\%$;	n622↑ n752↑ n63I↓ n624↓ n752↓ 69,7%
n76I↑ n752↑ n624↓ 0,015%;	n622↑ n752↑ n63I↓ p642↑ p52I↑ 14,3%
n76I↓ p642↑ p52I↑ 0,003%;	n622↑ n752↑ n63I↓ p642↑ p532↓ 10,0%
n76I↓ p642↑ p532↓ 0,002%;	
0,3364 n63I↓ $4,8 \cdot 10^{-7}\%$;	n633↓ n63I↓ n622↑ p533↓ p632↓ 52,4%
n63I↓ n622↑ n63I↑ 0,01%;	n743↑ n63I↓ n622↑ p400↑ p52I↑ 17,9%
	n633↑ n63I↓ n622↑ p523↓ p52I↑ 11,8%
	n743↑ n63I↓ n622↑ n743↑ n622↓ 4,1%
	n743↑ n63I↓ n622↑ n725↑ n624↓ 2,8%
	n633↓ n63I↓ n622↑ n615↓ n63I↓ 1,3%
	n743↑ n63I↓ n622↑ n503↓ n63I↓ 1,3%
II, II4 n63I↓ $2,6 \cdot 10^{-6}\%$;	n624↓ n624↓ n63I↓ p52I↑ p52I↑ 16,7%
n604↓ n624↓ n63I↓ 4,15%;	n624↓ n624↓ n63I↓ p65I↑ p402↓ 11,8%
n604↓ n632↑ n63I↓ 0,05%;	n620↑ n624↓ n63I↓ n624↓ n63I↓ 6,8%
	n624↓ n624↓ n63I↓ p523↓ p523↓ 4,7%
	n624↓ n624↓ n63I↓ p633↑ p633↑ 3,5%
	n624↓ n624↓ n63I↓ p400↑ p400↑ 3,4%
	n624↓ n624↓ n63I↓ n752↑ n752↑ 3,1%
0,3007 n6II↓ $10^{-5}\%$;	n624↓ n624↓ n63I↓ p52I↑ p52I↑ 26,7%
n6I3↑ n624↓ n63I↓ 0,01%;	n624↓ n624↓ n63I↓ p65I↑ p402↓ 18,8%
	n624↓ n624↓ n63I↓ p523↓ p523↓ 7,5%
	n624↓ n624↓ n63I↓ p633↑ p633↑ 5,6%
	n624↓ n624↓ n63I↓ p400↑ p400↑ 5,4%
	n624↓ n624↓ n63I↓ n752↑ n752↑ 4,9%
	n624↓ n624↓ n63I↓ n620↑ n63I↓ 3,4%