

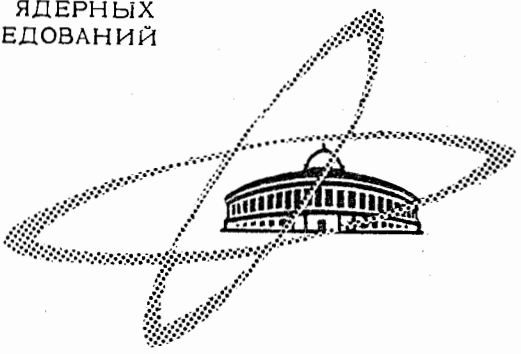
#811

Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1811



В.Г. Соловьев

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

КВАЗИЧАСТИЧНАЯ И КОЛЛЕКТИВНАЯ  
СТРУКТУРА СОСТОЯНИЙ  
ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

1964

P-1811

В.Г. Соловьев

КВАЗИЧАСТИЧНАЯ И КОЛЛЕКТИВНАЯ  
СТРУКТУРА СОСТОЯНИЙ  
ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Направлено в Nuclear Physics

Соловьев В.Г.

## Квазичастичная и коллективная структура состояний четных деформированных ядер

Проведены исследования структуры неэвальных возбужденных состояний четных деформированных ядер в областях  $150 \leq A \leq 188$  и  $228 \leq A \leq 254$ . Вычисленные с учетом эффекта блокировки в рамках метода приближенного второго квантования энергии первых и вторых состояний с  $K\pi=2^+$  и  $0^+$  достаточно хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными данными. Исследована структура возбужденных состояний, и показано, что в большинстве случаев низлежащие состояния с  $K\pi=2^+, 0^+$  обладают ярко выраженными коллективными свойствами. В ряде случаев энергии квадрупольных возбужденных состояний лежат вблизи полюсов секулярных уравнений, и структура состояний с  $K\pi=2^+$  близка к двухквантовой. Изучены особенности состояний с  $K\pi=0^+$ . Рассчитаны спектроскопические факторы для прямых ядерных реакций и относительные вероятности для бета-переходов на состояния с  $K\pi=0^+$ . Получено удовлетворительное согласие теории с опытом. Исследована роль  $F$ - и  $Q$ -запретов в сверхтекучей модели ядра.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна. 1964.

P-1811

Soloviev V.G.

## Quasi-Particle and Collective Structure of the States of Even Deformed Nuclei.

The structure of the non-rotational excited states of even deformed nuclei in the ranges  $150 \leq A \leq 188$  and  $228 \leq A \leq 254$  is investigated. The energies of the first and second  $K\pi=2^+$  and  $0^+$  states calculated taking into account the blocking effect in the framework of the approximate second quantization sufficiently well agree with the corresponding experimental data. The structure of the excited states is investigated and it is found that in most cases the lowest-lying  $K\pi=2^+$  and  $0^+$  states possess the clearly expressed collective properties. In some cases the energies of quadrupole excited states lie near the secular equation poles and the structure of  $K\pi=2^+$  states is similar to the two-quasi-particle one. The particularities of the  $K\pi=0^+$  states are investigated. The spectroscopic factors are calculated for direct nuclear reactions and the relative probabilities are found for beta transitions to the  $K\pi=0^+$  states. A satisfactory agreement is obtained between theory and experiment. The role of the  $F$  and  $Q$  forbiddennesses in the superfluid nuclear model is investigated.

Preprint, Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna, 1964.

## В в е д е н и е

Применение математических методов, развитых при построении теории сверхпроводимости /1,2/, привело к большим успехам в теории атомного ядра. На основе этих методов был развит математический аппарат, пригодный для микроскопического описания структуры ядра, и была сформулирована сверхтекучая модель ядра как дальнейшее развитие моделей независимых частиц /3-5/. В результате было дано не только качественное, но в ряде случаев количественное описание тех свойств ядер, которые не укладывались в рамки оболочечной и обобщенной моделей ядра.

Основными положениями сверхтекучей модели ядра являются следующие.

Взаимодействия между нуклонами в ядре описываются с помощью гамильтониана в виде:

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_{coll} \quad (1)$$

т.е. оно разделено на три части: среднее поле ядра  $H_{av}$ , взаимодействие  $H_{pair}$ , приводящее к парным корреляциям сверхпроводящего типа, и  $H_{coll}$ , ответственное за коллективные свойства ядер квадруполь-квадрупольное, октуполь-октупольное и тому подобные взаимодействия. Уравнения задачи находятся с помощью вариационного принципа Боголюбова /6/, являющегося обобщением известного метода Хартри-Фока. При решении их используется метод приближенного вторичного квантования /7/. Эти уравнения можно также получить методом функций Грина.

Следует заметить, что разбиение гамильтониана взаимодействия нуклонов в ядре является несколько условным, поскольку считается, что в  $H_{av}$  содержится полное самосогласованное поле ядра, включая соответствующие части из  $H_{pair}$  и  $H_{coll}$ . Аналогично в  $H_{pair} = -G \sum_{s_1 s_2} a_{s_1}^+ a_{s_2}^+ a_{s_2} a_{s_1}$  константа  $G$  перенормирована с учетом взаимодействий  $H_{coll}$ . Такое выделение среднего поля ядра и взаимодействий, приводящих к парным корреляциям, фактически проводится не в операторе  $H$ , а в среднем значении  $H$  по некоторому состоянию, т.е.

$$\langle H \rangle = \langle H_{av} \rangle + \langle H_{pair} \rangle + \langle H_{coll} \rangle \quad (2)$$

Как показано в /8/, можно строго выделить самосогласованное поле и взаимодействие, приводящее к парным корреляциям сверхпроводящего типа, из самого общего вида гамильтониана взаимодействия между нуклонами в ядре.

На основе сверхтекучей модели ядра проведены исследования многих свойств атомных ядер. Так, в случае сильнодеформированных ядер рассчитаны их моменты инерции, вероятности  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -переходов, спектры нечетных  $A$ -ядер и т.д. (см., например, работы <sup>/8-11/</sup>). Вычислены энергии двухквaziчастичных возбужденных состояний четных деформированных ядер и проведено сравнение теории с экспериментом в <sup>/12-15/</sup>. Общие исследования коллективных неротационных состояний атомных ядер проведены в <sup>/16,17/</sup>. В ряде работ (например, в <sup>/18/</sup>) исследованы коллективные состояния сферических ядер. Исследованию коллективных свойств деформированных четных ядер посвящено большое число работ, в том числе приведенные в ссылках <sup>/19-24/</sup>.

Настоящая работа посвящена изучению на основе сверхтекучей модели ядра структуры коллективных неротационных состояний четных деформированных ядер и выяснению соотношения между коллективной и квазичастичной структурой возбужденных состояний этих ядер.

### 1. Парные корреляции нуклонов сверхпроводящего типа

Обсудим результаты расчетов с гамильтонианом  $H_{av} + H_{pair}$  в приближении независимых квазичастиц, т.е. в модели, учитывающей остаточные взаимодействия нуклонов, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа.

Эта модель отличается не только своей последовательностью, математической строгостью и самосогласованностью, но и простотой выводов о структуре атомного ядра <sup>/8/</sup>. Из этой модели следует, что основное и ряд возбужденных состояний нечетного  $A$ -ядра имеют одноквaziчастичную структуру, более высокие возбужденные состояния - трехквaziчастичную структуру и т.д. Согласно этой модели, поведение одноквaziчастичных уровней нечетных  $A$  сильнодеформированных ядер определяется в основном средним полем ядра. Этим обусловлен успех потенциала Нильссона как в объяснении поведения уровней нечетных  $A$ -ядер, так и в выполнении правил отбора для  $\beta$ - и  $\gamma$ -переходов, основанных на асимптотических квантовых числах <sup>/25/</sup>.

В модели парных корреляций возбужденные состояния четных сильнодеформированных ядер являются двухквaziчастичными. Это верно для тех состояний, для которых  $H_{coll}$  не играет определяющей роли. В работах <sup>/12-15/</sup> были вычислены энергии двухквaziчастичных уровней четных ядер в областях  $150 \leq A \leq 188$  и  $228 \leq A \leq 254$  и сравнены с соответствующими экспериментальными данными. Сравнение рассчитанных значений энергий уровней четно-четных ядер с экспериментальными данными показало, что найдено на опыте большинство рассчитанных низких двухквaziчастичных уровней, которые должны быстро заселяться при соответствующих  $\beta$ -распадах. Согласие

расчетов, выполненных на основе модели независимых квазичастиц, с экспериментальными данными в отношении энергий возбужденных состояний и вероятностей  $\beta$ -переходов подтверждает двухквазичастичную структуру ряда возбужденных состояний сильнодеформированных четно-четных ядер.

## 2. Коллективные возбужденные состояния

Поскольку нашей целью является изучение структуры коллективных состояний и выяснение соотношения между коллективной и квазичастичной структурами состояний четных деформированных ядер, то остановимся кратко на описании коллективных эффектов в деформированных ядрах.

Коллективные неротационные возбужденные состояния рассмотрим в рамках метода приближенного вторичного квантования (или в приближении метода произвольных фаз). Гамильтониан, описывающий мультиполь-мультипольные взаимодействия, запишем в виде:

$$H_{\text{coll}} = -\sum_{\lambda=2,3} \sum_{|\mu|} \left\{ \frac{\kappa_n^{(\lambda)}}{2} Q_{\lambda|\mu|}^{(n)} Q_{\lambda|\mu|}^{(n)} + \frac{\kappa_p^{(\lambda)}}{2} Q_{\lambda|\mu|}^{(p)} Q_{\lambda|\mu|}^{(p)} + \frac{\kappa_{np}^{(\lambda)}}{2} \left( Q_{\lambda|\mu|}^{(n)} Q_{\lambda|\mu|}^{(p)} + Q_{\lambda|\mu|}^{(p)} Q_{\lambda|\mu|}^{(n)} \right) \right\}, \quad (3)$$

где

$$Q_{\lambda|\mu|}^{(n)} = \sum_{ss'} \left\{ f(ss') a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma} + f(ss') a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma} \right\},$$

$$f^{\lambda 0} = r^\lambda Y_{\lambda 0}, \quad f^{\lambda \mu} = \frac{1}{\sqrt{2}} r^\lambda (Y_{\lambda \mu} - Y_{\lambda -\mu}).$$

При изучении состояний с  $\mu \neq 0$  наряду с матричными элементами  $f^{\lambda \mu}(\rho_1, \rho_2) = f(\rho_1, \rho_2)$ , где  $K_1 + \mu = K_2$ , учитываются матричные элементы  $f^{\lambda \mu}(\rho_1, \rho_2) = f(\rho_1, \rho_2)$  с  $K_1 + K_2 = \pm \mu$ , причем  $f(\rho_1, \rho_2) = f(\rho_2, \rho_1)$ ,  $f(\rho_1, \rho_2) = -f(\rho_2, \rho_1)$ . Здесь  $K_1$  и  $K_2$  - проекции моментов на ось симметрии ядра;  $\rho_1, \rho_2$  - квантовые числа, характеризующие уровни среднего поля как нейтронной, так и протонной систем;  $\kappa_n^{(\lambda)}$ ,  $\kappa_p^{(\lambda)}$  и  $\kappa_{np}^{(\lambda)}$  - константы мультиполь-мультипольного взаимодействия.

Рассмотрим коллективные возбуждения мультипольности  $\lambda$  с данными  $\mu$ . Проведем каноническое преобразование и запишем гамильтониан в следующем виде:

$$H = \sum_s \epsilon(s) \sum_{\sigma} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} + \sum_\nu \epsilon(\nu) \sum_r a_{\nu r}^+ a_{\nu r} -$$

$$- \frac{1}{4} \sum_{\lambda \mu} \left\{ G_N \sum_{ss'} (u_s^2 - v_s^2) (u_{s'}^2 - v_{s'}^2) g_{ss'}^{\lambda \mu} g_{s's}^{\lambda \mu} + w_{ss'}^{\lambda \mu} w_{s's}^{\lambda \mu} \right\} +$$

$$\begin{aligned}
& + G_z \sum_{\nu\nu'} [(u_{\nu\nu'}^2 - v_{\nu\nu'}^2)(u_{\nu\nu'}^2 - v_{\nu\nu'}^2) g_{\nu\nu'}^1 g_{\nu\nu'}^{1'} + w_{\nu\nu'}^1 w_{\nu\nu'}^{1'}] Q_i^+ Q_i^- - \\
& - \frac{1}{2} \sum_{\nu\nu'} \kappa_n^{(\lambda)} \sum_{s_1 s_2} u_{s_1 s_2} u_{s_2 s_1} (f(ss') g_{ss'}^1 + f(ss') \bar{g}_{ss'}^1) (f(s_2 s_2') g_{s_2 s_2'}^1 + f(s_2 s_2') \bar{g}_{s_2 s_2'}^1) \\
& + \kappa_p^{(\lambda)} \sum_{\nu\nu'} u_{\nu\nu'} u_{\nu\nu'} (f(\nu\nu') g_{\nu\nu'}^1 + f(\nu\nu') \bar{g}_{\nu\nu'}^1) (f(\nu_2 \nu_2') g_{\nu_2 \nu_2'}^1 + f(\nu_2 \nu_2') \bar{g}_{\nu_2 \nu_2'}^1) + \quad (4) \\
& + \kappa_{np}^{(\lambda)} \sum_{\nu\nu'} u_{s_1 s_2} u_{\nu\nu'} [(f(ss') g_{ss'}^1 + f(ss') \bar{g}_{ss'}^1) (f(\nu\nu') g_{\nu\nu'}^1 + f(\nu\nu') \bar{g}_{\nu\nu'}^1) + \\
& + (f(ss') g_{ss'}^1 + f(ss') \bar{g}_{ss'}^1) (f(\nu\nu') \bar{g}_{\nu\nu'}^1 + f(\nu\nu') g_{\nu\nu'}^1)] Q_i^+ Q_i^-.
\end{aligned}$$

Здесь суммирование  $ss'(\nu\nu')$  проводится по одночастичным уровням среднего поля нейтронной (протонной) системы,  $\sigma_i = \tau = \pm 1$ ,  $\epsilon(s) = \sqrt{C_n^2 + E(s) - \lambda_n}$ ,

$$u_{\rho\rho'} = u_{\rho} u_{\rho'} + u_{\rho'} u_{\rho},$$

где  $E(\rho)$  - энергии одночастичных уровней среднего поля;  $C_n$ ,  $C_p$  - корреляционные функции;  $\lambda_n$ ,  $\lambda_p$  - химические потенциалы;  $u_n^2 = \frac{1}{2}(1 + \frac{E(s) - \lambda_n}{\epsilon(s)})$ ,  $v_n^2 = 1 - u_n^2$ .

Оператор фонона  $Q_i$  имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
Q_i = \frac{1}{2} \{ \sum_{ss'} (\psi_{ss'}^1 A(ss') - \phi_{ss'}^1 A(ss') + \bar{\psi}_{ss'}^1 \bar{A}(ss') - \bar{\phi}_{ss'}^1 \bar{A}(ss')) + \\
+ \sum_{\nu\nu'} (\psi_{\nu\nu'}^1 A(\nu\nu') - \phi_{\nu\nu'}^1 A(\nu\nu') + \bar{\psi}_{\nu\nu'}^1 \bar{A}(\nu\nu') - \bar{\phi}_{\nu\nu'}^1 \bar{A}(\nu\nu')) \}, \quad (5)
\end{aligned}$$

$$\text{где } A(\rho\rho') = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \sigma a_{\rho\sigma} a_{\rho'\sigma}, \quad \bar{A}(\rho\rho') = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} a_{\rho\sigma} a_{\rho'\sigma};$$

здесь  $a_{\rho\sigma}$ ,  $a_{\rho\sigma}^+$  - операторы квазичастиц,

$$\psi_{\rho\rho'}^1 = \frac{1}{2} (g_{\rho\rho'}^1 + w_{ss'}^1), \quad \bar{\psi}_{\rho\rho'}^1 = \frac{1}{2} (\bar{g}_{\rho\rho'}^1 + \bar{w}_{\rho\rho'}^1), \quad \phi_{\rho\rho'}^1 = \frac{1}{2} (g_{\rho\rho'}^1 - w_{\rho\rho'}^1),$$

$$\begin{aligned}
\bar{\phi}_{\rho\rho'}^1 = \frac{1}{2} (\bar{g}_{\rho\rho'}^1 - \bar{w}_{\rho\rho'}^1), \quad \text{причем} \quad \psi_{\rho\rho'}^1 = \psi_{\rho'\rho}^1, \quad \phi_{\rho\rho'}^1 = \phi_{\rho'\rho}^1, \quad \bar{\psi}_{\rho\rho'}^1 = -\bar{\psi}_{\rho'\rho}^1, \\
\bar{\phi}_{\rho\rho'}^1 = -\bar{\phi}_{\rho'\rho}^1.
\end{aligned}$$

Основное состояние системы с волновой функцией  $\Psi$  определим как бесфононное, т.е.

$$Q_i \Psi = 0, \quad (6)$$

возбужденные коллективные состояния - как однофононные с волновой функцией:

$$Q_i^+ \Psi \quad (7)$$

Многофононные состояния в настоящей работе рассматриваться не будут.

В данном приближении

$$[Q_i, Q_j] = \delta_{ij} \quad (8)$$

Из условий ортонормировки следует, что

$$\begin{aligned} & \sum_{ss'} (g_{ss'}^1 w_{ss'}^1 + g_{ss'}^2 w_{ss'}^2 + \bar{g}_{ss'}^1 w_{ss'}^1 + \bar{g}_{ss'}^2 w_{ss'}^2) + \\ & + \sum_{\nu\nu'} (g_{\nu\nu'}^1 w_{\nu\nu'}^1 + g_{\nu\nu'}^2 w_{\nu\nu'}^2 + \bar{g}_{\nu\nu'}^1 w_{\nu\nu'}^1 + \bar{g}_{\nu\nu'}^2 w_{\nu\nu'}^2) = 4\delta_{ij} \end{aligned} \quad (9)$$

Энергию состояний  $Q_i^+ \Psi$  находим с помощью вариационного принципа, который определим так:

$$\begin{aligned} \delta \langle Q_i | H | Q_i \rangle = & \frac{\omega_1}{2} \left[ \sum_{ss'} (g_{ss'}^1 w_{ss'}^1 + \bar{g}_{ss'}^1 w_{ss'}^1) + \right. \\ & \left. + \sum_{\nu\nu'} (g_{\nu\nu'}^1 w_{\nu\nu'}^1 + \bar{g}_{\nu\nu'}^1 w_{\nu\nu'}^1) - 2 \right] = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

Мы ввели множитель Лагранжа  $\omega_1$ , поэтому вариации  $\delta g_{\rho\rho}^1$  и  $\delta w_{\rho\rho}^1$  следует рассматривать как независимые. После довольно простых вычислений получим секулярные уравнения, определяющие энергии  $\omega_1$ , коллективных возбужденных состояний. Исследования решений секулярных уравнений проведем отдельно для двух случаев: первый - когда отсутствуют диагональные матричные элементы оператора мультипольного момента, и второй - когда имеются диагональные матричные элементы  $f(ss)$  этого оператора.

В случае, когда отсутствуют диагональные матричные элементы (т.е. гамма- и октопольных колебаний), секулярное уравнение имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} 1 - 2 \kappa_n^{(\lambda)} \sum_{ss'} \frac{(f(ss)^2 + \bar{f}(ss)^2) u_{ss'}^2}{\epsilon(s) + \epsilon(s') - \frac{\omega_1^2}{\nu\nu'}} + 2 \kappa_p^{(\lambda)} \sum_{\nu\nu'} \frac{(f(\nu\nu')^2 + \bar{f}(\nu\nu')^2) u_{\nu\nu'}^2}{\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu') - \frac{\omega_1^2}{\nu\nu'}} + \\ + 4 \left( \kappa_{np}^{(\lambda)} \right)^2 \frac{\kappa_n^{(\lambda)} \kappa_p^{(\lambda)}}{\kappa_n^{(\lambda)} \kappa_p^{(\lambda)}} \sum_{ss'} \frac{(f(ss)^2 + \bar{f}(ss)^2) u_{ss'}^2}{\epsilon(s) + \epsilon(s') - \frac{\omega_1^2}{\nu\nu'}} \sum_{\nu\nu'} \frac{(f(\nu\nu')^2 + \bar{f}(\nu\nu')^2) u_{\nu\nu'}^2}{\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu') - \frac{\omega_1^2}{\nu\nu'}} \end{aligned} \quad (11)$$

В случае  $\kappa_n^{(\lambda)} = \kappa_p^{(\lambda)} = \kappa_{np}^{(\lambda)} = \kappa^{(\lambda)}$  секулярное уравнение принимает более простой вид, а именно:

$$1/\kappa = 2 \sum_{ss'} \frac{(f(ss)^2 + \bar{f}(ss)^2) u_{ss'}^2}{\epsilon(s) + \epsilon(s') - \frac{\omega_1^2}{\nu\nu'}} + 2 \sum_{\nu\nu'} \frac{(f(\nu\nu')^2 + \bar{f}(\nu\nu')^2) u_{\nu\nu'}^2}{\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu') - \frac{\omega_1^2}{\nu\nu'}} = F(\omega) \quad (12)$$

Решив уравнение (11) или (12), найдем величины  $\omega_1$  и волновые функции этих состояний, пользуясь формулами



$$w_{\rho\rho'}^1 = \frac{\omega_1}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho')} g_{\rho\rho'}^1, \quad (13)$$

$$\bar{w}_{\rho\rho'}^1 = \frac{\omega_1}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho')} \bar{g}_{\rho\rho'}^1,$$

$$g_{\rho\rho'}^1 = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{Y_n^1 + Y_p^1}} \frac{f(\rho\rho') \cdot u_{\rho\rho'}^1}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho') - \frac{\omega_1^2}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho')}},$$

$$\bar{g}_{\rho\rho'}^1 = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{Y_n^1 + Y_p^1}} \frac{f(\rho\rho') \cdot u_{\rho\rho'}^1}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho') - \frac{\omega_1^2}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho')}}}, \quad (13')$$

причем

$$Y_n^1 = \sum_{s,s'} \frac{(f(ss')^2 + f(ss')^2) u_{s,s'}^2 \omega_1 (\epsilon(s) + \epsilon(s'))}{[(\epsilon(s) + \epsilon(s'))^2 - \omega_1^2]^2}.$$

Обсудим особенности решений секулярного уравнения (12). Для этого на рис. 1 и 2 приведены значения  $F(\omega)$  как функции  $\omega$  для состояний с  $K\pi=2+$  (т.е.  $\lambda=2$ ,  $\mu=2$ ) для  $E_{166}$  и  $Y_{172}$ ,  $R_{240}$  и  $C_{250}$ . Точки пересечения прямой  $1/\kappa$  с кривой  $F(\omega)$  (обозначим через  $\rightarrow$ ) являются первым, вторым и т.д. корнями секулярного уравнения. До первого полюса (12) может быть только один корень этого уравнения. Второй корень (12) расположен между значениями первых и вторых полюсов и т.д. Аналогичную структуру имеют секулярные уравнения для октапольных возбужденных состояний [21].

Рассмотрим коллективные возбужденные состояния, в секулярные уравнения для которых наряду с недиагональными входят также диагональные матричные элементы. К таким коллективным возбуждениям относятся колебания с  $\lambda=2$  и  $\mu=0$ , т.е. состояния с  $K\pi=0^+$ , низшие из которых обычно называют бета-вибрационными состояниями.

Для получения секулярного уравнения воспользуемся методом исключения духовых состояний, предложенным Беранже [17]. После довольно громоздких вычислений найдем секулярное уравнение в виде:

$$\begin{array}{l}
 \left. \begin{array}{l}
 \kappa_n^{(2)} X_n^I - \frac{1}{2} \kappa_{np}^{(2)} X_n^I \quad V_n^I \quad 0 \quad W_n^I \quad 0 \\
 \kappa_{np}^{(2)} X_p^I \quad \kappa_p^{(2)} X_p^I - \frac{1}{2} \quad 0 \quad V_p^I \quad 0 \quad W_p^I \\
 \kappa_n^{(2)} V_n^I \quad \kappa_{np}^{(2)} V_n^I \quad \sum_s \frac{1}{4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2} \quad 0 \quad \sum_s \frac{u_s^2 - v_s^2}{4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2} \quad 0 \\
 \kappa_{np}^{(2)} V_p^I \quad \kappa_p^{(2)} V_p^I \quad 0 \quad \sum_\nu \frac{1}{4\epsilon(\nu)^2 - \omega_1^2} \quad 0 \quad \sum_\nu \frac{u_\nu^2 - v_\nu^2}{4\epsilon(\nu)^2 - \omega_1^2} \\
 \kappa_n^{(2)} W_n^I \quad \kappa_{np}^{(2)} W_n^I \quad \sum_s \frac{u_s^2 - v_s^2}{4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2} \quad 0 \quad \sum_s \frac{\omega_1^2 - 4C_n^2}{2\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)} \quad 0 \\
 \kappa_{np}^{(2)} W_p^I \quad \kappa_p^{(2)} W_p^I \quad 0 \quad \sum_\nu \frac{u_\nu^2 - v_\nu^2}{4\epsilon(\nu)^2 - \omega_1^2} \quad 0 \quad \sum_\nu \frac{\omega_1^2 - 4C_p^2}{2\epsilon(\nu)(4\epsilon(\nu)^2 - \omega_1^2)}
 \end{array} \right\} = 0 \quad (14)
 \end{array}$$

где

$$X_n^I = \sum_{ss'} \frac{f(ss') u_{ss'}}{\epsilon(s) + \epsilon(s') - \frac{\omega_1^2}{\epsilon(s) + \epsilon(s')}}.$$

$$V_n^I = \sum_s \frac{f(ss) C_n}{\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)},$$

$$W_n^I = \sum_s \frac{f(ss) 2C_n (E(s) - \lambda)}{\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)}.$$

Волновые функции для состояний с  $K\pi = 0+$  в случае  $\kappa_n^{(2)} = \kappa_p^{(2)} = \kappa_{np}^{(2)} \equiv \kappa$  легко получить, пользуясь следующими выражениями для  $g_{ss'}^I$  и  $w_{ss'}^I$ :

$$g_{ss'}^I = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{Z_n^I + Z_p^I}} \left\{ \frac{f(ss') u_{ss'}}{\epsilon(s) + \epsilon(s') - \frac{\omega_1^2}{\epsilon(s) + \epsilon(s')}} - \delta_{ss'} \frac{2C_n}{4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2} \frac{\Gamma_n^I(s)}{\gamma_n^I} \right\}, \quad (15)$$

$$w_{ss'}^I = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{Z_n^I + Z_p^I}} \left\{ \frac{f(ss') u_{ss'} \omega_1}{(\epsilon(s) + \epsilon(s')) - \omega_1^2} - \delta_{ss'} \frac{\omega_1 C_n}{\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)} \frac{\Gamma_n^I(s)}{\gamma_n^I} \right\} \quad (15')$$

$$- \delta_{ss'} \frac{C_n}{\epsilon(s) \omega_1} \frac{\zeta \xi_n^I}{\gamma_n^I},$$

и аналогичные выражения для протонной системы, где

$$Z_n^I = Y_n^I + 2 \frac{\omega_1 C_n^2}{(\gamma_n^I)^2} \sum_s \frac{(\Gamma_n^I(s))^2}{\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)} - 4 \frac{\omega_1 C_n^2}{\gamma_n^I} \sum_s \frac{f(ss) \Gamma_n^I(s)}{\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)}, \quad (16)$$

$$\Gamma_n^1(s) = \sum_{s_2} \frac{f(s_2 s_2)}{\epsilon(s_2) \epsilon(s_2) (4\epsilon(s_2)^2 - \omega_1^2)} \cdot \frac{4(E(s_2') - \lambda_n)(E(s_2) - \lambda_n) - 4(E(s) - \lambda_n)(E(s_2) - \lambda_n) + 4(E(s) - \lambda_n)(E(s_2') - \lambda_n) + 4C_n^2 - \omega_1^2}{\epsilon(s_2') (4\epsilon(s_2')^2 - \omega_1^2)} \quad (16')$$

$$\gamma_n^1 = \sum_{s, s'} \frac{4(E(s) - \lambda_n)(E(s') - \lambda_n) + 4C_n^2 - \omega_1^2}{\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2) \epsilon(s')(4\epsilon(s')^2 - \omega_1^2)} \quad (16'')$$

$$\xi_n^1 = \sum_{s, s'} \frac{f(ss')}{\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)} \frac{4C_n^2 - \omega_1^2 + 4(E(s) - \lambda_n)(E(s') - \lambda_n)}{\epsilon(s')(4\epsilon(s')^2 - \omega_1^2)} \quad (16''')$$

Таким образом, мы получим секулярные уравнения, первые, вторые и т.д. корни этих уравнений дают энергии первых, вторых и т.д. возбужденных состояний с данным значением  $K\pi$ . Зная  $\omega_1$ , нетрудно найти волновые функции возбужденных состояний и тем самым вычислить вероятности соответствующих  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -переходов на возбужденные состояния с данным  $K\pi$ .

Исследуем уравнение (14); для этого раскроем детерминант и в случае  $\kappa_n^{(2)} = \kappa_p^{(2)} = \kappa_{np}^{(2)} = \kappa$  секулярное уравнение запишем в виде:

$$\kappa P(\omega_1) - L(\omega_1) = 0, \quad (17)$$

где  $L(\omega_1)$  не зависит от  $\kappa$  и имеет следующий вид:

$$L(\omega_1) = \frac{1}{16} \gamma_n^1 \gamma_p^1. \quad (18)$$

Функция  $P(\omega)$  зависит от недиагональных  $f(\rho\rho')$  и диагональных  $f(\rho\rho)$  матричных элементов оператора квадрупольного момента и имеет полюса первого порядка как при  $\omega = \epsilon(\rho) + \epsilon(\rho')$ , так и при  $\omega = 2\epsilon(\rho)$ . Функция  $L(\omega)$  имеет полюса только при  $\omega = 2\epsilon(\rho)$ . Исследования уравнения (17) показывают, что простая структура решений, как у уравнений (11) и (12), в данном случае оказывается нарушенной. Так, при данном  $\kappa$  между двумя полюсами типа  $\omega = 2\epsilon(\rho)$  может или не быть ни одного корня (17), или быть несколько корней (17).

Построим функцию  $F(\omega)$ , аналогичную той, которая описывает правую часть уравнения (12):

$$F(\omega) = \frac{1}{\kappa(\omega)} = \frac{P(\omega)}{L(\omega)}. \quad (19)$$

Функция  $F(\omega)$  регулярна в точках  $\omega = 2\epsilon(\rho)$  (так как полюса в числителе и знаменателе сокращаются) и имеет полюса при  $\omega = \epsilon(\rho) + \epsilon(\rho')$  и в случае  $L(\omega) = 0$ , т.е. при

$$\begin{aligned} \gamma_n^1 &= 0, \\ \gamma_p^1 &= 0. \end{aligned} \quad (20)$$

Между двумя полюсами  $F(\omega)$  всегда имеется один корень секулярного уравнения (14). На рис. 3 изображена  $F(\omega)$  как функция  $\omega$  для  $Nf^{178}$ , взятого в качестве примера. Вертикальными линиями обозначены полюса  $F(\omega)$ , являющиеся решениями уравнений (20). Вертикальными линиями штрихованными обозначены нейтронные, а нештрихованными — протонные полюса при  $\omega = 2\epsilon(\rho)$ , т.е. типа  $\frac{1}{4\epsilon(\rho)^2 - \omega^2}$ . Точки пересечения прямой  $1/\kappa$  при  $\kappa = 10 \text{ A}^{-4/3} \hbar \omega_c$  с кривой  $F(\omega)$  являются корнями (17). Из рис. 3 видно, что между решениями (20) всегда имеется корень (17), в то же время  $F(\omega)$  пересекает прямые, соответствующие полюсам при  $\omega = 2\epsilon(\rho)$ , практически при любых значениях  $F(\omega)$ , и между значениями двухквaziчастичных полюсов  $\omega = 2\epsilon(\rho)$  может или не быть корня (17), или быть несколько таких корней. В случае  $Nf^{178}$  оказалось даже, что первый корень (17) имеет значение несколько большее первого полюса  $\omega = 2\epsilon(\rho_1)$ .

Решения (20) соответствуют случаю  $\kappa = 0$ , который ранее исследовался в /26/. В этом случае протонная и нейтронная системы рассматриваются независимо. Уравнение (20) для нейтронной системы можно записать так:

$$\sum_s \frac{\pm \sqrt{\omega_1^2 - 4C_n^2} - 2 |E(s) - \lambda_n|}{\epsilon(s) (4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)} = 0. \quad (20')$$

Для протонной системы имеется аналогичное уравнение. Волновые функции для состояний с  $K\pi = 0^+$  при  $\kappa = 0$  легко найти, зная  $\psi_{ss}^1$  и  $\phi_{ss}^1$ , которые имеют следующий вид:

$$\psi_{ss}^1 = \frac{1}{D_n^0} \frac{\epsilon(s) \sqrt{\omega_1^2 - 4C_n^2} - \omega_1 |E(s) - \lambda_n|}{\epsilon(s) \sqrt{\omega_1^2 - 4C_n^2} (2\epsilon(s) - \omega_1)}, \quad (21)$$

$$\phi_{ss}^1 = \frac{1}{D_n^0} \frac{\epsilon(s) \sqrt{\omega_1^2 - 4C_n^2} - \omega_1 |E(s) - \lambda_n|}{\epsilon(s) \sqrt{\omega_1^2 - 4C_n^2} (2\epsilon(s) + \omega_1)}, \quad (21')$$

где

$$D_n^0 = \omega_1 \left( \frac{\omega_1}{\omega_1^2 - 4C_n^2} \sum_s \frac{(\sqrt{\omega_1^2 - 4C_n^2} - 2 |E(s) - \lambda_n|)^2}{\epsilon(s) (4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)^2} \right)^{1/2}.$$

Отсюда видно, что волновые функции состояний с  $K\pi = 0^+$  при  $\kappa = 0$  не являются двухквaziчастичными, а обладают сложной структурой.

Рассмотрим случай, когда все диагональные матричные элементы оператора квадратного момента равны между собой, т.е.  $f(\rho, \rho) = f_0$ . Как показано в /23/, в этом случае энергии возбужденных состояний с  $K\pi = 0^+$  не зависят от  $f_0$ , а

$$\Gamma_n^1(s) = f_0 \gamma_n^1, \quad \xi_n^1 = f_0 \gamma_n^1,$$

$$Z_n^1 = \sum_{s^1=s'} \frac{\omega_1(\epsilon(s) + \tau(s')) f(ss')^2 u_{ss'}^2}{\epsilon^2(s) \cdot [(\epsilon(s) + \tau(s'))^2 - \omega_1^2]^2}$$

Секулярное уравнение (17) принимает вид:

$$\left\{ \sum_{\rho=\rho'} \frac{f(\rho\rho')^2 u_{\rho\rho'}^2}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho') - \frac{\omega_1^2}{\epsilon(\rho) + \tau(\rho')}} - \frac{1}{2\kappa} \right\} \gamma_n^1 \gamma_p^1 = 0. \quad (22)$$

В этом случае мы имеем как возбужденные состояния с  $K\pi=0+$ , энергии которых определяются недиагональными частями оператора квадрупольного момента, так и возбужденные состояния с  $K\pi=0+$ , свойства которых не зависят вообще от квадруполь-квадрупольных взаимодействий и определяются взаимодействием  $H_{\text{pair}}$ . Таким образом, в этом случае мы имеем дело с двумя типами независимых коллективных движений. То обстоятельство, что в атомных ядрах диагональные матричные элементы  $f(\rho\rho)$  не равны между собой для разных значений  $\rho$ , приводит к объединению этих двух типов коллективных движений. В результате имеются состояния с  $K\pi=0+$ , в которых воедино связаны как движения, происходящие от квадруполь-квадрупольных взаимодействий, так и движения, связанные с  $H_{\text{pair}}$ .

Исследуем структуру основного состояния ядра, состоящего из четного числа протонов и нейтронов. Волновую функцию основного состояния системы, определенную как бесфоновую, т.е.

$$Q_i \Psi = 0, \quad (6)$$

в случае  $f(\rho\rho')=0$  в рамках метода приближенного вторичного квантования получим в следующем виде:

$$\Psi = V \exp \left\{ \frac{1}{4} \sum_{\rho\rho'} \sum_{\rho_2\rho_2'} (\psi^{-1})^i \phi^i A(\rho\rho') + A(\rho_2\rho_2') \right\} \Psi_0, \quad (23)$$

где  $\alpha_{\rho\rho'} \Psi_0 = 0$ , а нормировочный фактор  $V$  равен

$$V = \exp \left\{ -\frac{1}{4} \sum_{\rho\rho'} \sum_{\rho_2\rho_2'} (\psi^{-1})^i \phi^i (\psi^{-1})^i \phi^i \right\}.$$

Из (23) видно, что волновая функция основного состояния системы содержит бесквази-частичную часть, четырехквазичастичную, восьмиквазичастичные и т.д. части. Таким образом, взаимодействия квазичастиц приводят к тому, что структура основного состояния стала сложной. Однако при употребляемых константах мультиполь-мультипольного взаимодействия примеси многоквазичастичных состояний в волновой функции основного состояния сравнительно невелики.

#### 4. Энергия квадрупольных возбужденных состояний

Мультиполь-мультипольное взаимодействие с гамильтонианом  $H_{\text{coll}}$ , данное формулой (3) оказывает существенное влияние на энергии и структуру ряда возбужденных состояний.



Особенно большое влияние это взаимодействие оказывает на квадрупольные и октупольные с  $K\pi=0$ - возбужденные состояния. Квадрупольные возбужденные состояния изучены в /22,23,24/, однако в настоящей работе будет проведено дальнейшее изучение этих состояний. Октупольные возбужденные состояния подробно исследованы в /20,21/. Получено достаточно хорошее согласие рассчитанных значений энергий октупольных состояний с соответствующими экспериментальными данными. Найдено, что константа октуполь-октупольного взаимодействия  $\kappa^{(3)}$  примерно в десять раз меньше константы квадруполь-квадрупольного взаимодействия  $\kappa^{(2)}$ . Проведенные исследования показали, что мультиполь-мультипольное взаимодействие с  $\lambda > 3$  оказывает весьма слабое влияние на энергии соответствующих состояний и при расчетных энергиях им можно пренебречь.

Как известно /8/, точность расчетов в модели, учитывающей парные корреляции, сверхпроводящего типа заметно повысилась после учета эффекта блокировки. В /27/ было показано, что точность расчетов в этой модели ограничена плохим знанием поведения уровней среднего поля, поскольку точность использованного математического метода является достаточно хорошей. В настоящее время встает вопрос об улучшении точности расчетов, проводимых на основе метода приближенного вторичного квантования. Первым шагом в этом направлении является учет эффекта блокировки.

Последовательно учесть эффект блокировки весьма трудно, поэтому сделаем это следующим упрощенным способом: химические потенциалы  $\lambda_n$  и  $\lambda_p$  определим из условий сохранения в среднем числа протонов и нейтронов в возбужденных состояниях  $Q_1^+ \Psi$ . Эти условия имеют вид:

$$\begin{aligned} N &= \langle \Psi^* Q_1 \sum_{\sigma} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} Q_1^+ \Psi \rangle, \\ Z &= \langle \Psi^* Q_1 \sum_{\nu r} a_{\nu r}^+ a_{\nu r} Q_1^+ \Psi \rangle. \end{aligned} \quad (24)$$

Далее, величины  $\epsilon(s) + \epsilon(s')$  заменим на  $\epsilon(ss') - \epsilon_0$ , т.е. на разность энергий двух-квантовых состояний и основных состояний, вычисленную с учетом эффекта блокировки.

В таблице 1 продемонстрируем изменение химических потенциалов  $\lambda_n$  и  $\lambda_p$ , рассчитанных согласно (24), для возбужденных состояний относительно  $\lambda_n$  и  $\lambda_p$  для основных состояний. В этой таблице также приведем отклонения чисел нейтронов  $\Delta N$  и протонов  $\Delta Z$  в возбужденных состояниях для ядер с данным  $N$  и  $Z$ , если не учитывать изменения в  $\lambda_n$  и  $\lambda_p$ . В двух последних строках таблицы 1 приведем изменения  $\Delta \omega_1$  и  $\frac{\Delta \omega_1}{\omega_1}$  (в процентах) для состояний с  $K\pi=0+$  и  $2+$ , связанные с соответствующими изменениями в  $\lambda_n$  и  $\lambda_p$ . Из таблицы 1 видно, что в большинстве случаев величины  $\Delta N$  и  $\Delta Z$  много меньше двух, а  $\Delta \omega_1 / \omega_1$  составляет несколько процентов. И только в отдельных случаях неучет изменений  $\lambda_n$  и  $\lambda_p$  в возбужденных состояниях может повести к большим ошибкам в вычислениях.

Что касается замены  $\epsilon(s) + \epsilon(s^*)$  на  $\epsilon(ss^*) - \epsilon_0$ , то влияние этой замены на энергии и волновые функции возбужденных состояний во многих случаях оказывается заметным, особенно, если структура соответствующего состояния близка к двухквартичной. Так, например, при  $\kappa^{(2)} = 10 A^{-4/3} \hbar \omega_0$  учет эффекта блокировки привел к понижению значений первых корней  $\omega_1$  для изотопов Dy примерно на 0,4 Мэв, для изотопов Yb на 0,15 Мэв и т.д.

Проведем дополнительные по сравнению с /23/ исследования свойств квадрупольных состояний. Расчет энергий квадрупольных состояний в обеих областях сильнодеформированных ядер  $150 \leq A \leq 188$  и  $228 \leq A \leq 254$  выполнены с волновыми функциями и схемами одночастичных уровней потенциала Нильссона /25/. Выбор параметров детально обсужден в /21/, /23/. В настоящих расчетах схемы одночастичных уровней для области  $150 \leq A \leq 188$  взяты такие же, как в /21/, а в области  $228 \leq A \leq 254$  добавлены следующие состояния<sup>х)</sup>: нейтронные - 633<sup>†</sup> с  $E(s) = 0,08 \hbar \omega_0$ , 716<sup>†</sup> с  $E(s) = 1,43 \hbar \omega_0$ , 611<sup>†</sup> с  $E(s) = 1,45 \hbar \omega_0$ , 606<sup>†</sup> с  $E(s) = 1,48 \hbar \omega_0$  и 613<sup>†</sup> с  $E(s) = 1,52 \hbar \omega_0$ ; протонные - 532<sup>†</sup> с  $E(\nu) = 0,15 \hbar \omega_0$ , 402<sup>†</sup> с  $E(\nu) = 0,43 \hbar \omega_0$ , 404<sup>†</sup> с  $E(\nu) = 0,44 \hbar \omega_0$  и 503<sup>†</sup> с  $E(\nu) = 1,65 \hbar \omega_0$ . Добавление этих состояний привело к перенормировке  $\kappa^{(2)}$  и позволило выбрать одну константу квадруполь-квадрупольных взаимодействий для обеих областей сильнодеформированных ядер.

На рис. 4 приведем энергии состояний с  $K\pi = 2+$  и  $0+$ , рассчитанные при  $\kappa^{(2)} = 10 A^{-4/3} \hbar \omega_0$  с учетом эффекта блокировки, и соответствующие экспериментальные данные. Из рис. 4 видно, что рассчитанные значения энергий состояний с  $K\pi = 2+$  и  $0+$  находятся в достаточно хорошем согласии с экспериментальными данными, причем учет эффекта блокировки привел к улучшению этого согласия. Одним из наиболее важных результатов является объяснение опускания энергий состояний с  $K\pi = 2+$  ниже энергий состояний с  $K\pi = 0+$  в изотопах диспрозия и эрбия.

Рассмотрим поведение энергий первых  $\omega_1$  и вторых  $\omega_2$  возбужденных состояний с  $K\pi = 2+$ , которые являются первыми и вторыми корнями секулярного уравнения (11) при различных значениях  $\kappa^{(2)}$ , и сравним их с экспериментальными данными, взятыми из /12,28-31/.

На рис. 5 и в таблице 2 приведены значения  $\omega_1$  для ядер из области  $150 \leq A \leq 184$ , рассчитанные при  $\kappa^{(2)} = 10 A^{-4/3} \hbar \omega_0$ ,  $\kappa^{(2)} = 9,5 A^{-4/3} \hbar \omega_0$  с  $\kappa_n^{(2)} = \kappa_p^{(2)} = \kappa_{np}^{(2)} \equiv \kappa^{(2)}$  при  $\kappa^{(2)} = 11,5 A^{-4/3} \hbar \omega_0$  с  $\kappa_n^{(2)} = \kappa_p^{(2)} = \kappa^{(2)}$  и  $\kappa_{np}^{(2)} = 0,7 \kappa^{(2)}$  и при  $\kappa^{(2)} = 8,2 A^{-4/3} \hbar \omega_0$ ,  $\kappa_n^{(2)} = 8,5 A^{-4/3} \hbar \omega_0$  и  $\kappa_{np}^{(2)} = 1,3 \kappa^{(2)}$ . В таблицах 2-5 приведены такие значения двух первых полюсов соответствующих секулярных уравнений. Сравнение рассчитанных

х) Через  $N n_z \Lambda^+$  обозначено состояние  $K\pi [N n_z \Lambda]$  потенциала Нильссона с  $K = \Lambda + \Sigma$ , а через  $N n_z \Lambda_-$  - с  $K = \Lambda - \Sigma$ .

значений энергий с экспериментальными данными показывает, что при  $\kappa^{(2)} = 9,5 A^{-4/3} \hbar \omega_0$ ,  $\kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$  и при  $\kappa^{(2)} = 8,2 A^{-4/3} \hbar \omega_0$ ,  $\kappa_{np}^{(2)} = 1,3 \kappa^{(2)}$  получено для большинства ядер очень хорошее согласие теории с экспериментом. Согласие несколько хуже на краях области сильнодеформированных ядер, т.е. для изотопов Nd, Sm, Gd и W, Os. Это связано с тем, что в проведенных расчетах мы не учитывали равновесной деформации, которая имеет место для этих ядер. Заметим, что энергии первых состояний с  $K\pi = 2+$  в большинстве ядер опущены примерно на 0,5 Мэв относительно полюсов, а в изотопах диспрозия и эрбия примерно на 1 Мэв.

На рис. 5 и в таблице 3 приведены значения  $\omega_1$  для ядер из области  $228 \leq A \leq 254$ , рассчитанные при  $\kappa^{(2)} = 10 A^{-4/3} \hbar \omega_0$ ,  $\kappa_{np}^{(2)} = 11 A^{-4/3} \hbar \omega_0$  с  $\kappa_n^{(2)} = \kappa_p^{(2)} = \kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$ , при  $\kappa^{(2)} = 12 A^{-4/3} \hbar \omega_0$  с  $\kappa_n^{(2)} = \kappa_p^{(2)} = \kappa^{(2)}$  и  $\kappa_{np}^{(2)} = 0,7 \kappa^{(2)}$ , при  $\kappa^{(2)} = 8,5 A^{-4/3} \hbar \omega_0$ ,  $\kappa^{(2)} = 9 A^{-4/3} \hbar \omega_0$  и  $\kappa_{np}^{(2)} = 1,3 \kappa^{(2)}$ . Получено удовлетворительное согласие вычисленных значений  $\omega_1$  с соответствующими экспериментальными данными. Так, правильно передано опускание энергий состояний с  $K\pi = 2+$  в Fm<sup>254</sup> относительно Cf<sup>250</sup>. Наилучшее согласие достигнуто при  $\kappa^{(2)} = 11 A^{-4/3} \hbar \omega_0$ ,  $\kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$ .

Как известно, вторые корни секулярных уравнений (11) и (12) расположены между значениями первых и вторых полюсов. Поскольку в большинстве случаев расстояния между этими полюсами невелики, то значения энергий  $\omega_2$  в значительной мере определяются положениями соответствующих полюсов. Поэтому величины  $\omega_2$  приведены только для одного значения  $\kappa^{(2)}$  для каждого ядра. Экспериментально наблюдается только два вторых состояния с  $K\pi = 2+$ , одно - в Dy<sup>164</sup> с энергией, равной 1,987<sup>132/</sup><sub>172</sub> Мэв, которая согласуется с полученным нами значением  $\omega_2 = 2$  Мэв; второе - в Yb<sup>172</sup> с энергией, равной 1,559<sup>133/</sup> Мэв, для которого наши расчеты дают значение - 1,9 Мэв. Следует отметить, что наши расчеты дают завышенные значения для энергий коллективных состояний с  $K\pi = 2+$  для изотопов Yb.

Как уже отмечалось в <sup>123/</sup>, различие наших расчетов с вычислениями в <sup>122/</sup> связано, во-первых, с различным выбором констант квадруполь-квадрупольного взаимодействия и, во-вторых, с тем, что <sup>122/</sup> использовались асимптотические волновые функции потенциала Нильссона, тогда как мы брали точные волновые функции потенциала Нильссона. Различие в расчетах связано не столько с тем, что матричные элементы от оператора квадрупольного момента вычисляются недостаточно точно, сколько с тем, что при использовании асимптотических волновых функций был потерян ряд полюсов в секулярных уравнениях (11), некоторые из которых вносили существенный вклад в (11). Заметим, что в отдельных случаях близкие полюса даже со сравнительно небольшими значениями матричных элементов  $f(\rho\rho')$  и  $\bar{f}(\rho\rho')$  играют важную роль.

Энергии первых и вторых возбужденных состояний с  $1 \pi K = 0+0$  рассчитаны в обеих



областях сильнодеформированных ядер при тех же значениях  $\kappa^{(2)}$ , что и состояния с  $1\pi K = 2+2$ . На рис. 6 и в таблице 4 приведены значения  $\omega_1$  и  $\omega_2$  для ядер из области  $150 \leq A \leq 184$ , рассчитанные при различных значениях  $\kappa^{(2)}$  и  $\kappa_{np}^{(2)}$ . Получено удовлетворительное согласие результатов расчетов с соответствующими экспериментальными данными для всех ядер, кроме  $Nd^{150}$  и изотопов  $Sm$  и  $Gd$ , для которых не учтено изменение их равновесных деформаций. После проведения настоящих расчетов в <sup>/34/</sup> было найдено состояние с  $K\pi = 0+$  в  $Bt^{164}$  с энергией, равной 1,248 Мэв, которое согласуется с нашими расчетами. Следует отметить, что энергии первых возбужденных состояний с  $K\pi = 0+$  опущены относительно первых полюсов (14) примерно на 0,1 Мэв, а для наиболее тяжелых ядер и того меньше. На рис. 6 и в таблице 5 приведены рассчитанные значения  $\omega_1$  и  $\omega_2$  для ядер из области  $228 \leq A \leq 254$ . Вычисленные значения энергий первых состояний с  $K\pi = 0+$  расположены несколько выше соответствующих экспериментальных данных. Значения  $\omega_1$  для изотопов  $Th$  очень чувствительны к величине  $\kappa^{(2)}$ , и для них очень важен подбор  $\lambda_n$  и  $\lambda_p$ . В большинстве ядер этой области энергии первых состояний с  $K\pi = 0+$  близки к значениям первых полюсов, а для изотопов  $Sm$  и  $Cf$  — практически совпадают с ними.

Вычисление энергий состояний с  $K\pi = 0+$  проведено также в <sup>/24/</sup>, однако без учета эффекта блокировки и только при  $\kappa_n^{(2)} = \kappa_p^{(2)} = \kappa_{np}^{(2)}$ . Энергии, полученные в <sup>/24/</sup>, довольно близки к рассчитанным нами при  $\kappa^{(2)} = (10-11) A^{-4/8} h\omega_0$  и  $\kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$ . Для изотопов  $U$  получено в <sup>/24/</sup> несколько большее опускание  $\omega_1$  относительно первого полюса, чем в наших расчетах. Схема одночастичных уровней для  $A > 237$  в <sup>/24/</sup> заметно отличается от нашей. Так, в <sup>/24/</sup>  $2E_{min} > 2C_{244}$  равны для  $U^{240}$  — 1,003 Мэв, для  $Pu^{242}$  — 1,001 Мэв, для  $Sm^{242}$  — 0,924 Мэв и для  $Sm^{244}$  — 0,019 Мэв, как в наших расчетах минимальное значение  $2C$  для этих ядер равно 1,3 Мэв. Некоторое отличие наших расчетов от расчетов, проведенных в <sup>/24/</sup>, связано также с тем, что нами не учитывались изменения равновесных деформаций и, кроме того, одночастичные уровни схемы Нильссона с  $N = 8$ .

Следует отметить, что исключение духового состояния в случае  $K\pi = 0+$  существенно улучшает точность расчетов и согласие теории с экспериментом. Если энергии первых возбужденных состояний с  $K\pi = 0+$  рассчитать по формуле, аналогичной (11), когда не исключено духовое состояние, то даже для получения грубого согласия с экспериментальными данными следует ввести другое значение  $\kappa^{(2)}$ , отличное от того, которое употребляется при расчетах энергий состояний с  $K\pi = 2+$ .

Нами были проведены расчеты энергий состояний с  $K\pi = 0+$  и  $2+$  как при значениях  $\kappa_{np}^{(2)}$ , меньших  $\kappa_n^{(2)} = \kappa_p^{(2)} = \kappa^{(2)}$ , так и при значениях  $\kappa_{np}^{(2)}$ , больших  $\kappa^{(2)}$ . Проведенный анализ показал, что при вычислении энергий этих состояний уменьшение  $\kappa_{np}^{(2)}$  по сравнению с  $\kappa^{(2)}$  можно компенсировать увеличением  $\kappa^{(2)}$ , а увеличение

$\kappa_{np}^{(2)}$  по сравнению с  $\kappa^{(2)}$  — соответствующим уменьшением  $\kappa^{(2)}$ . Так, например, энергии, рассчитанные при  $\kappa^{(2)} = 9,5 A^{-4/3} \hbar \omega_0$ ,  $\kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$  близки к энергиям, рассчитанным при  $\kappa^{(2)} = 8,2 A^{-4/3} \hbar \omega_0$  и  $\kappa_{np}^{(2)} = 1,3 \kappa^{(2)}$ , а также при  $\kappa^{(2)} = 11,5 A^{-4/3} \hbar \omega_0$  и  $\kappa_{np}^{(2)} = 0,7 \kappa^{(2)}$ . Следует отметить, что точность проведенных расчетов невелика, поэтому в таблицах 2–5 в значениях энергий следует учитывать только один знак после запятой.

## 5. Структура квадрупольных состояний

При рассмотрении поведения значений первых и вторых корней секулярных уравнений было отмечено, что из них существенно опущены относительно соответствующих полюсов, другие же находятся вблизи полюсов секулярного уравнения. Несомненно, что чем более сильно опущена энергия данного состояния относительно полюса, тем сильнее коллективизировано данное состояние. Как известно, волновая функция коллективного состояния  $Q_1^+ \Psi$  является суперпозицией разного рода двухквазичастичных состояний. Исследуем вопрос о структуре квадрупольных состояний, причем рассмотрение проведем отдельно для состояний с  $K\pi = 2+$  и с  $K\pi = 0+$ .

Исследуем структуру состояний с  $K\pi = 2+$ . Подавляющее большинство наименьших состояний с  $K\pi = 2+$  обладает четко выраженными коллективными свойствами и в волновую функцию  $Q_1^+ \Psi$  дает заметный вклад большое число двухквазичастичных состояний. Рассмотрим, какой вклад дают отдельно члены секулярного уравнения, которые обозначим через

$$X_1(\rho\rho^*) = 2\kappa^{(2)} \frac{\{f(\rho\rho^*)^2 + f(\rho\rho^*)\} U_{\rho\rho^*}^2}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho^*) - \frac{\omega_1^2}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho^*)}} \quad (25)$$

Далее исследуем вопрос о том, с какими весами в данное состояние входят отдельные двухквазичастичные состояния. Для этой цели воспользуемся условием нормировки состояния  $Q_1^+ \Psi$ , которое запишем в следующем виде:

$$\frac{1}{Y_n^1 + Y_D^1} \left\{ \sum_{ss^*} y_1(ss^*) + \sum_{\nu\nu^*} y_1(\nu\nu^*) \right\} = 1,$$

где

$$y_1(\rho\rho^*) = \frac{\{f(\rho\rho^*)^2 + f(\rho\rho^*)\} U_{\rho\rho^*}^2 \omega_1 (2\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho^*))}{[(\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho^*))^2 - \omega_1^2]^{1/2}} \quad (26)$$

Рассмотрим, например, структуру первого и второго состояний  $\epsilon_1$  с  $K\pi = 2+$ . В таблице 6 приведены наиболее важные двухквазичастичные состояния в нейтронной и протонной системах, величины матричных элементов  $f(\rho\rho^*)$  (в безразмерных единицах <sup>125/</sup>), значения соответствующих полюсов (в Мэв). Далее, приведем вклад

отдельных членов уравнения (12)  $X_1(\rho\rho')$  для первого корня, умноженный на 100. И, наконец, дан вклад (в процентах) отдельных двухквaziчастичных состояний в  $Q_1^+\Psi - y_1(\rho\rho')$  и в  $Q_2^+\Psi - y_2(\rho\rho')$ . Из таблицы 6 видно, что в секулярное уравнение дает вклад большое число двухквaziчастичных состояний. Как первое, так и второе состояния  $\epsilon_1^{166}$  с  $K\pi=2+$  обладают четко выраженными коллективными свойствами.

Следует отметить, что подавляющее большинство наимизших состояний с  $K\pi=2+$  является коллективными, и в их волновую функцию дает вклад в большое число двухквaziчастичных состояний, что продемонстрировано для Gd<sup>158</sup>, Dy<sup>158</sup>, Yb<sup>176</sup> и U<sup>234</sup> в таблицах 7 и 8. В таких случаях, как видно из рис. 1 для  $\epsilon_1^{166}$  и из рис. 2, для Cf<sup>250</sup>, корень  $\omega_1$  существенно опущен относительно значения первого полюса, а прямая  $1/\kappa$  пересекает кривую  $F(\omega)$  под острым углом.

Большинство вторых состояний с  $K\pi=2+$  обладает коллективными свойствами. Это продемонстрировано в таблицах 6-8 для Dy<sup>158</sup>,  $\epsilon_1^{166}$  и Pu<sup>240</sup>. Если первый и второй полюса очень близки друг к другу, то волновая функция второго состояния является суперпозицией двухквaziчастичных состояний, соответствующих этим двум полюсам. Так, например, в Dy<sup>164</sup> близко расположены протонный полюс  $411^+ + 411_+$  с  $\epsilon - \epsilon_0 = 0,270 \text{ h}\omega_0$  и нейтронный полюс  $523_+ - 521_+$  с  $\epsilon - \epsilon_0 = 0,272 \text{ h}\omega_0$ . В волновую функцию второго состояния с  $K\pi=2+$  с энергией 2 Мэв дают вклад: протонный полюс - 36,94% и нейтронный полюс - 62,78%, которые в сумме составляют 99,72%. Такая структура этого состояния находится в согласии с экспериментальными данными, полученными в <sup>32/</sup> из (df)-реакций.

Исследуем, как ведет себя волновая функция однофононного состояния, когда корень секулярного уравнения  $\omega_1$  приближается к значению полюса, например,  $\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2)$  с матричным элементом  $f(s_1, s_2)$ . Найдем выражение для  $Q_1^+\Psi$  в пределе  $\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2) - \omega_1 \rightarrow 0$ ,

$$Q_1^+\Psi \Big|_{\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2) - \omega_1 \rightarrow 0} = \left\{ \frac{\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2) + \omega_1}{\sqrt{\omega_1(\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2))}} A(s_1, s_2) + \right. \\ \left. + \frac{\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2) - \omega_1}{\sqrt{\omega_1(\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2))}} A(s_1, s_2) + (\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2) - \omega_1) \mathcal{L} \right\} \Psi \Big|_{\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2) - \omega_1 \rightarrow 0} \\ = A(s_1, s_2) \Psi = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_{s_1^+}^+ a_{s_2^+}^+ + a_{s_2^+}^+ a_{s_1^+}^+) \Psi,$$

где через  $\mathcal{L}$  обозначены остальные члены. Если полюсу соответствует матричный элемент  $f(s_1, s_2)$ , то получим

$$Q_1^+\Psi \Big|_{\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2) - \omega_1 \rightarrow 0} = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_{s_1^+}^+ a_{s_2^+}^+ + a_{s_2^+}^+ a_{s_1^+}^+) \Psi. \quad (27')$$

Таким образом, волновая функция однофононного состояния  $Q_1^+ \Psi$  переходит в волновую функцию двухквазичастичного состояния, когда корень секулярного уравнения  $\omega_1$  вплотную подходит к  $i$  -му полюсу.

При используемых значениях  $\kappa$  <sup>(2)</sup> для наимизших состояний с  $K\pi = 2+$  волновая функция однофононного коллективного состояния переходит в волновую функцию двухквазичастичного состояния только тогда, когда матричный элемент  $f(\rho\rho')$ , соответствующий первому полюсу, очень мал. В этом случае или первое, или второе состояние с  $K\pi = 2+$  является двухквазичастичным. Следует отметить, что если матричный элемент, соответствующий данному полюсу, мал, то он не оказывает влияния на ход кривой  $F(\omega)$ , кроме области, непосредственно прилегающей к этому полюсу. Из рис. 1, 2 и таблиц 7, 8 для  $Yb$  <sup>172</sup> и  $Pu$  <sup>240</sup> видно, что чем меньше  $f(\rho\rho')$ , тем меньше область изменения (около полюса) регулярного хода кривой  $F(\omega)$ .

Если прямая  $1/\kappa$  пересекает  $F(\omega)$  сначала под прямым углом, а потом под острым, то первое состояние будет двухквазичастичным, а второе - коллективным. Этот случай осуществлен в  $Yb$  <sup>172</sup> и продемонстрирован на рис. 1. Как видно из таблицы 7, вклад нейтронного состояния  $512^+ - 521_1$ , вычисленный с учетом эффекта блокировки, в состоянии с  $K\pi = 2+$  и энергией 1,468 Мэв составляет 99,6%, а без учета эффекта блокировки, согласно <sup>/23/</sup>, - 97,6%. Настоящие расчеты подтверждают правильность трактовки этого состояния в <sup>/12/</sup> на основе анализа бета-распада  $Tm$  <sup>172</sup>. Окончательным экспериментальным показателем двухквазичастичной структуры этого состояния должны являться опыты по кулоновскому возбуждению, так как рассчитанная величина  $B(E2)$  для возбуждения этого состояния на два порядка меньше, чем аналогичная величина в соседних ядрах.

По случайному стечению обстоятельств второму полюсу в секулярном уравнении для  $Yb$  <sup>172</sup> соответствует также малый матричный элемент  $f(\nu^2) = -0,11$  с конфигурацией  $pp$   $402^+ - 411_1$ . Согласно нашим расчетам, коллективное состояние с  $K\pi = 2+$   $Yb$  имеет энергию 1,9 Мэв. Двухквазичастичное протонное состояние  $402^+ - 411_1$  имеет энергию, соответствующую полюсу этого состояния. В настоящих расчетах этот полюс расположен при 2,1 Мэв, а в расчетах <sup>/12/</sup> двухчастичное состояние  $pp$   $402^+ - 411_1$  имеет энергию 1,7 Мэв. Согласно экспериментальным данным <sup>/33/</sup>, второе состояние в  $Yb$  <sup>172</sup> с  $K\pi = 2+$  имеет энергию 1,559 Мэв. Поэтому оно должно быть близко к двухквазичастичному состоянию  $pp$   $402^+ - 411_1$ . Согласно <sup>/12/</sup>, на это состояние из  $Tm$  <sup>172</sup> должен идти бета-распад  $1u$  с  $\log ft = 6$  <sup>172</sup>. Представляет большой интерес найти коллективное состояние с  $K\pi = 2+$  в  $Yb$  <sup>172</sup>, которое должно иметь энергию около 2 Мэв.

Если  $1/\kappa$  пересекает  $F(\omega)$  сначала под острым углом, а потом под тупым, то первое состояние является коллективным, а второе - двухквазичастичным. Этот случай осу-

шествляется в  $Cf^{250}$ , что видно из рис. 2 и таблицы 8. В  $U^{238}$  и  $P^{240}$  положение является более сложным. Наибольшее изменение  $\kappa^{(2)}$  или перемещение полюса нейтронного состояния  $622^+ - 631^+$  приводят к изменению порядка коллективного и двухквaziчастичного состояний. Так, согласно расчетам <sup>/23/</sup>, без учета эффекта блокировки первые состояния в  $U^{238}$  и  $Pu^{240}$  являются коллективными, и рассчитанная вероятность  $B(E2)$  электромагнитного перехода согласуется с экспериментальными данными, полученными в <sup>/30/</sup>. В настоящих расчетах при  $\kappa^{(2)} = 11 A^{1/3} \omega_0$  и  $\kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$  первое состояние является двухквaziчастичным, а второе - коллективным, однако при  $\kappa^{(2)} = 13 A^{1/3} \omega_0$  и  $\kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$  первое состояние является коллективным, а второе - двухквaziчастичным. Экспериментальные данные по кулоновскому возбуждению  $U^{238}$  <sup>/30/</sup> и по бета-распаду на  $Pu^{240}$  <sup>/31/</sup> указывают на то, что наблюдаемые состояния с  $K\pi = 2^+$  являются коллективными.

Для подтверждения правильности приведенных положений о соотношении коллективных и двухквaziчастичных состояний следует экспериментально изучить структуру двух первых состояний с  $K\pi = 2^+$  в  $U^{238}$ ,  $Pu^{240}$  и  $Cf^{250}$ , а в  $Yb^{172}$  - первых трех состояний с  $K\pi = 2^+$ .

Исследуем структуру возбужденных состояний с  $1\pi K = 0^+ 0^+$ . В таблицах 9 и 10 продемонстрирован вклад отдельных двухквaziчастичных состояний в первое и второе состояния с  $K\pi = 0^+$ . Как видно из этих таблиц, основной вклад в волновую функцию  $Q_1^+ \Psi$  дают диагональные члены, тогда как суммарный вклад недиагональных членов не превышает 10%. Это связано, во-первых, с тем, что величины диагональных матричных элементов больше, чем недиагональных и, во-вторых, с тем, что среди ближайших полюсов (14) большинство принадлежит тем, которые имеют диагональные матричные элементы. Следует заметить, что в секулярное уравнение недиагональные матричные элементы дают существенно больший вклад, чем в условие нормировки волновой функции, в котором усилена роль ближайших полюсов. Так, например, в  $Du^{162}$  при  $\kappa^{(2)} = 10 A^{1/3} \omega_0$ ,  $\kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$  вклад в условие нормировки волновой функции  $Q_1^+ \Psi$  членов, соответствующих недиагональным матричным элементам, не превышает 1%. Однако если в секулярном уравнении исключить члены, соответствующие недиагональным матричным элементам, то опускание энергии первого состояния с  $K\pi = 0^+$  относительно первого полюса  $\gamma = 0$  изменится с 0,2 Мэв до 0,1 Мэв, т.е. опускание уменьшится в два раза.

Проведение исследования показали, что если корень секулярного уравнения  $\omega_1 = 2\epsilon(\rho_1)$  т.е. совпадает с энергией первого полюса уравнения (14), соответствующего диагональному матричному элементу, то в этом случае структура волновой функции  $Q_1^+ \Psi$  остается сложной, т.е.  $Q_1^+ \Psi$  не переходит в волновую функцию двухквaziчастичного состояния. Если  $\omega_1$  равно значению полюса, соответствующего недиагональному мат-



ричному элементу, то  $Q_1^+ \Psi$  является волновой функцией двухквaziчастичного состояния. Если корень  $\omega_1$  секулярного уравнения находится вблизи первого полюса  $\gamma=0$ , как в случаях U<sup>234</sup> и Cf<sup>250</sup>, то, как видно из таблицы 10, структура  $Q_1^+ \Psi$  является сложной. Даже при  $\kappa^{(2)} \rightarrow 0$  структура состояний  $Q_1^+ \Psi$  является сложной, если только энергия этого состояния не совпадает со значением полюса, соответствующего недиагональному матричному элементу. В таблице 9 приведена структура состояний  $Q_1^+ \Psi$  и  $Q_2^+ \Psi$  для Dy<sup>162</sup> при значениях  $\kappa^{(2)}$ , близких к нулю. Из таблицы видно, что волновые функции этих состояний являются суперпозициями волновых функций многих двухквaziчастичных состояний.

Таким образом, исключение духового состояния привело к усложнению структуры состояний с  $K\pi=0^+$  по сравнению с коллективными состояниями, в образовании которых не принимают участия диагональные матричные элементы оператора мультипольного момента. Вышеуказанные особенности состояний с  $K\pi=0^+$  должны проявиться в бета-распадах и прямых ядерных реакциях.

#### 6. Спектроскопические факторы для прямых ядерных реакций и относительные вероятности бета-переходов на состояния с $K\pi=0^+$

Найдем выражение для матричного элемента бета-распада из двухквaziчастичного состояния нечетного ядра (с протоном в состоянии  $\nu_1$  и нейтроном - в  $s_1$ ) в коллективное состояние четного ядра. Волновую функцию начального двухквaziчастичного состояния запишем в виде:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (a_{s_1}^+ a_{\nu_1}^+ + a_{\nu_1}^+ a_{s_1}^+) \Psi_a, \quad \text{если } \pm K = K_n - K_p,$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (a_{s_1}^+ a_{\nu_1}^+ + a_{\nu_1}^+ a_{s_1}^+) \Psi, \quad \text{если } \pm K = K_n + K_p,$$

а волновую функцию конечного однофононного состояния запишем как  $Q_1^+ \Psi_f$ . При нахождении матричного элемента сделаем следующее приближение:

$$(\Psi_f^+ \Psi_a) = 1, \quad (28)$$

т.е. не будем учитывать изменение сверхтекучих свойств в родительском ядре по сравнению с дочерними. В этом приближении являются одними и теми же для родительского и дочернего ядер как операторы  $a_{\rho\sigma}$ ,  $a_{\rho\sigma}^+$ , так и операторы

$$Q_1^+(N, Z) = Q_1^+(N \pm 1, Z \mp 1) \equiv Q_1 \quad (28')$$

или

$$Q_1^+ \Psi_f = Q_1 \Psi_a = 0.$$

Матричный элемент бета-распада на однофононное состояние  $Q_1^+ \Psi_1^+$  в приближении (28) имеет члены вида:

$$\mathbb{M} = ( \Psi_1^+ | Q_1^+ | \Gamma a_{\nu_1 r_1}^+ a_{s_1 \sigma_1}^+ | \Psi_a ) \quad (29)$$

где

$$\Gamma = \sum_{\substack{s\sigma \\ \nu r}} \{ \langle \nu r | \Gamma | s\sigma \rangle a_{\nu r}^+ a_{s\sigma} + \langle s\sigma | \Gamma | \nu r \rangle a_{s\sigma}^+ a_{\nu r} \}, \quad (29')$$

здесь  $\langle \nu r | \Gamma | s\sigma \rangle$  — одночастичный матричный элемент бета-перехода. После простых преобразований матричные элементы для бета-распадов в случае  $K = K_n - K_p$  получим в следующем виде:

$$\mathbb{M} \left( \begin{array}{c} Z-1 \rightarrow Z \\ N+1 \rightarrow N \end{array} \right) = - \sum_{\nu} \{ \langle s_1 + | \Gamma | \nu + \rangle \psi_{\nu\nu_1}^1 + \langle s_1 - | \Gamma | \nu + \rangle \bar{\psi}_{\nu\nu_1}^1 \} u_{\nu} u_{s_1} +$$

$$+ \sum_{s_1} \{ \langle s + | \Gamma | \nu_1 + \rangle \psi_{ss_1}^1 - \langle s - | \Gamma | \nu_1 + \rangle \bar{\psi}_{ss_1}^1 \} v_s v_{\nu_1}$$

$$\mathbb{M} \left( \begin{array}{c} Z+1 \rightarrow Z \\ N-1 \rightarrow N \end{array} \right) = \sum_{\nu} \{ \langle s_1 + | \Gamma | \nu + \rangle \psi_{\nu\nu_1}^1 + \langle s_1 - | \Gamma | \nu + \rangle \bar{\psi}_{\nu\nu_1}^1 \} v_{\nu} v_{s_1} -$$

$$- \sum_{s_1} \{ \langle s + | \Gamma | \nu_1 + \rangle \psi_{ss_1}^1 - \langle s - | \Gamma | \nu_1 + \rangle \bar{\psi}_{ss_1}^1 \} u_{\nu_1} u_s.$$

Здесь  $Z$  и  $N$  принимают четные значения, а  $u_{\rho}$  и  $v_{\rho}$  относятся к основному состоянию дочернего ядра.

Рассмотрим бета-переход на возбужденное состояния с  $K\pi = 0+$ . Матричный элемент в этом случае запишем в виде:

$$\mathbb{M} \left( \begin{array}{c} Z-1 \rightarrow Z \\ N+1 \rightarrow N \end{array} \right) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{Z_n^1 + Z_p^1}} \left\{ - \sum_{\nu \neq \nu_1} \frac{\langle s_1 + | \Gamma | \nu + \rangle f(\nu\nu_1) u_{\nu\nu_1}}{\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu_1) - \omega_1} u_{\nu} u_{s_1} + \right.$$

$$\left. + \sum_{s \neq s_1} \frac{\langle s + | \Gamma | \nu_1 + \rangle f(ss_1) u_{ss_1}}{\epsilon(s) + \epsilon(s_1) - \omega_1} v_s v_{\nu_1} \right\} -$$

$$- \langle s_1 + | \Gamma | \nu_1 + \rangle \left\{ u_{\nu_1} u_{s_1} \psi_{\nu_1\nu_1}^1 - v_{s_1} v_{\nu_1} \bar{\psi}_{\nu_1\nu_1}^1 \right\},$$

где

$$\psi_{ss}^1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{Z_n^1 + Z_p^1}} \left\{ \frac{f(ss) - \Gamma^1(s)}{4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2} 2C_n (1 + \frac{\omega_1}{2\epsilon(s)}) - \frac{C_n \epsilon_n^1}{\epsilon(s) \omega_n^1} \right\} \quad (32)$$

Пренебрегаем недиагональными матричными элементами  $f(\rho\rho')$  и получим, что отношение величины  $(ft)_0$  для перехода в основное состояние к величине  $(ft)_1$  для перехода в состояние  $Q_1$   $\Psi_f$  не зависит от одночастичного матричного элемента  $\langle s_1 + \frac{1}{2} | \Gamma | \nu_1 + \frac{1}{2} \rangle$  и имеет следующий вид:

$$r^i = \frac{(ft)_0}{(ft)_1},$$

$$r^i \left( \begin{array}{c} Z-1 \rightarrow Z \\ N+1 \rightarrow N \end{array} \right) = \left\{ \frac{u_{\nu_1}}{v_{\nu_1}} \psi_{\nu_1 \nu_1}^i - \frac{v_{s_1}}{u_{s_1}} \psi_{s_1 s_1}^i \right\}^2, \quad (33)$$

$$r^i \left( \begin{array}{c} Z+1 \rightarrow Z \\ N-1 \rightarrow N \end{array} \right) = \left\{ \frac{v_{\nu_1}}{u_{\nu_1}} \psi_{\nu_1 \nu_1}^i - \frac{u_{s_1}}{v_{s_1}} \psi_{s_1 s_1}^i \right\}^2. \quad (33')$$

Приближение (33) и (33') оказывается хорошим в том случае, когда матричный элемент  $\langle s_1 + \frac{1}{2} | \Gamma | \nu_1 + \frac{1}{2} \rangle$  классифицируется как  $au$ , а остальные матричные элементы как  $ah$ . Следует отметить, что в (33) и (33') не входят квантовые числа состояний, соответствующих ближайшему полюсу секулярного уравнения, а входит только энергия коллективного состояния  $\omega_1$ .

Ранее в [12] была сделана попытка рассматривать возбужденные состояния с  $K\pi = 0+$  как двухквартичные, причем обе квартиципы считались расположенными на одних и тех же уровнях среднего поля. При такой трактовке вероятности бета-переходов из состояния  $(\nu_1, s_1)$  нечетного  $N$ - и нечетного  $Z$ -ядра в основное состояние дочернего ядра и в двухквартичное состояние  $(\nu_1, \nu_1)$  и  $(s_1, s_1)$  близки между собой (различие связано только с величинами сверхтекучих поправок  $R$ ). В то же время переходы на другие состояния с  $K\pi = 0+$  являются  $F$ -запрещенными. Таким образом, имеется весьма сильное различие в отношении поведения вероятностей бета-переходов в двух различных трактовках состояний с  $K\pi = 0+$ .

В таблице 11 приведены результаты расчетов по формулам (33), (33') величина  $\log ft$  для бета-переходов на возбужденные состояния с  $1\pi K = 0+$ . При вычислении этих значений  $\log ft$  использовалась величина  $\log ft$  для бета-распада в основное состояние данного ядра. Значения  $r^i$  и  $\log ft$  приведены при  $\kappa^{(2)} = 10 A^{-4/8} \hbar \omega_0$  и  $\kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$  и при таких значениях  $\kappa^{(2)}$ , при которых рассчитанная энергия первого возбужденного состояния с  $K\pi = 0+$  близка к полученной на опыте. В таблице 11 приведены как те переходы, о которых имеется экспериментальная информация, так и те, которые удобны для изучения структуры состояний с  $K\pi = 0+$ .

Следует отметить, что правильность данной трактовки состояний с  $K\pi = 0+$  будет подтверждена экспериментально, если будут найдены по крайней мере быстрые



бета-переходы на три возбужденных состояния с  $K\pi=0^+$  в одном ядре. Наиболее благоприятным для этой цели является бета-распад  $^{178}\text{Ta}$  на уровне  $^{178}\text{Hf}$ . Прежде всего следует на опыте определить значение  $K$  для состояния  $\text{Hf}$  с энергией, равной 1,430 Мэв. Если для этого состояния будет найдено, что  $K=0$ , то это явится подтверждением правильности данного описания состояний с  $K\pi=0^+$ . Кроме того, следует иметь в виду, что значение  $K=1$  для этого состояния, которое ему было приписано в /12/, не согласуется с расчетами, проведенными на основе сверхтекучей модели ядра.

Некоторую информацию о структуре состояний с  $K\pi=0^+$  можно получить также при изучении прямых ядерных реакций. Спектроскопический фактор для перехода из начального ядра с нечетным нейтроном в состоянии  $s_{11}$  в основное состояние четного ядра в реакции  $(\text{dp})$  равен  $v_{s_{11}}^2$ , а в реакции  $(\text{dt})$  —  $u_{s_{11}}^2$ . Спектроскопический фактор для перехода в  $i$ -ое возбужденное состояние с  $K\pi=0^+$  в реакции  $(\text{dp})$  имеет вид:

$$S_{s_{11}} = u_{s_{11}}^2 (\psi_{s_{11}}^1)^2, \quad (34)$$

а в реакции  $(\text{dt})$  вид:

$$S_{s_{11}} = v_{s_{11}}^2 (\psi_{s_{11}}^1)^2. \quad (34')$$

В таблице 12 приведены для реакций  $(\text{dp})$  в ряде ядер значения спектроскопических факторов для переходов на состояния с  $K\pi=0^+$ . Расчеты выполнены при  $\kappa^{(2)} = 10 \text{ A}^{-4/3} \omega_0$  и  $\sigma\kappa^{(2)} = 11 \text{ A}^{-4/3} \omega_0$  с  $\sigma\kappa_{\text{np}}^{(2)} = \kappa^{(2)}$ . Эти величины могут быть полезны при анализе экспериментальных данных. Например, в /32/ была изучена реакция  $\text{Dy}(\text{dp})\text{Dy}$  и наблюдался в спектре протонов пик, соответствующий переходу на основное состояние  $\text{Dy}$ , но не наблюдались пики, соответствующие возбужденным состояниям с  $K\pi=0^+$ . Из таблицы 12 видно, что спектроскопические факторы для перехода на возбужденное состояния с  $K\pi=0^+$  много меньше, чем для перехода в основное состояние. Поэтому возбужденные состояния с  $K\pi=0^+$  не наблюдались в /32/.

Экспериментальное обнаружение возбужденных состояний с  $K\pi=0^+$  в четных деформированных ядрах, определение значений  $\log ft$  для бета-распадов на них и сечений реакций  $(\text{dp})$  и  $(\text{dt})$  с возбуждением этих состояний представляют весьма большой интерес с точки зрения изучения структуры сильнодеформированных четных ядер.

## 7. F-и Q - запреты

При исследовании влияния парных корреляций на вероятность бета-распадов было показано /10/, что строго запрещены бета-переходы, отнесенные к третьей

группе (и названные в <sup>112/</sup> F - запрещенными). Как известно, к третьей группе отнесены: а) бета-распады с изменением числа квазичастиц в протонной (нейтронной) системах более чем на единицу; б) бета-распады, где наряду с изменением числа квазичастиц в протонной (нейтронной) системах на единицу меняется положение других квазичастиц. Природа этих запретов различна, поэтому будем называть их Q- и F- запретами.

Q - запретом назван такой запрет, который возникает из-за большей, чем допускает оператор перехода соответствующего процесса, разницы в числе квазичастиц в начальном и конечном состояниях (в <sup>18/</sup> он назван F<sub>q</sub> -запретом). F-запрет связан с большим, чем допускает оператор соответствующего процесса, изменением в положениях квазичастиц в начальном и конечном состояниях. Q- и F-запреты должны проявляться в альфа-, бета- и гамма-переходах.

Следует отметить, что в модели независимых квазичастиц Q- и F-запреты являются строгими. F- и Q-запрещенные переходы могут идти только в том случае, если начальное или конечное состояния системы не является чисто квазичастичными, а к ним имеются некоторые примеси. В модели независимых квазичастиц учтена только часть сил, действующих между нуклонами в ядре. Определение степени Q- и F-запретов позволит выяснить, насколько сильным оказывается влияние неучтенных остаточных сил на свойства основных и возбужденных состояний сильнодеформированных ядер. Величина Q- и F-запретов характеризует, с какой точностью данные состояния можно трактовать как квазичастичные.

Степень Q-запрета может быть определена, например, при бета-распаде с трехквазичастичного состояния типа <sup>(3p)</sup> или <sup>(3n)</sup> нечетной системы в основное состояние четной системы или при бета-распаде из одноквазичастичного состояния нечетной системы в четырехквазичастичное состояние типа <sup>(4p)</sup> или <sup>(4n)</sup> четной системы. Степень Q-запрета может быть также определена при гамма-переходе из четырехквазичастичного состояния в основное.

Степень F-запрета может быть определена при изучении бета-переходов на возбужденные состояния четных ядер. Переходы, наиболее удобные для экспериментального определения степени F-запрета, приведены в <sup>135/</sup>. Степень F-запрета может быть определена при изучении вероятностей электромагнитных переходов. Наиболее удобными для этого являются гамма-переходы в ядрах с нечетным числом нейтронов и нечетным числом протонов. F-запреты в этих ядрах могут привести к образованию изомерных состояний. Первые экспериментальные указания на существование F-запретных изомеров получены в <sup>166/</sup> при изучении времени жизни возбужденных состояний <sup>166</sup>Ho.

В сверхтекучей модели ядра, в которой принимаются во внимание мультиполь-мультипольные взаимодействия, положение с  $Q$ - и  $F$ -запретами сильно меняется. В случаях, когда взаимодействия квазичастиц играют существенную роль,  $F$ -запрет перестает существовать. Так, большинство наименее состояний четных деформированных ядер с  $K\pi = 0+, 2+$  и  $0-$  обладает ярко выраженными коллективными свойствами. В альфа-, бета- и гамма-переходах на эти состояния  $F$ -запрет будет отсутствовать. Однако представляет интерес исследовать вопрос о том, насколько сильно эти переходы замедлены по сравнению с одночастичными, чтобы получить экспериментальную информацию о вкладе различных двухквартичных состояний. Состояния с  $K\pi = 1-$  и  $2-$  слабо коллективизированы, в переходах на эти состояния  $F$ -запрет должен играть заметную роль. Например, бета-распад  $Ta^{182}$  с  $K\pi = 3-$  и конфигураций  $p 404, - n 510^+$  на уровень  $2-$  в  $W^{182}$  с энергией 1,280 МэВ является  $F$ -запрещенным, если уровень  $2-$  рассматривать как двухквартичный с конфигурацией  $pp 514^+ - 402^+$ . Как показано в <sup>/21/</sup>, октуполь-октупольные взаимодействия приводят к тому, что доля состояния  $pp 514^+ - 402^+$  в состоянии с  $K\pi = 2-$  в  $W^{182}$  составляет 94,8%, и имеет примесь других состояний. Согласно <sup>/37/</sup>, для этого бета-распада  $\log ft = 8,1$ , т.е. этот бета-переход замедлен по сравнению с обычным  $ah$ -переходом примерно в 100 раз. Этот бета-распад идет благодаря примесям к указанному двухквартичному состоянию протонных состояний  $pp 404, - 532, , pp 404, - 521^+$  и нейтронных состояний  $nn 642^+ - 510^+$  и  $402^+ - 510^+$ . Проведенные оценки согласуются с изменением на опыте замедлением этого бета-перехода.

Следует отметить, что  $F$ -запрет остается в силе при переходах на состояния, которые в модели с учетом взаимодействия квазичастиц имеют двухквартичную структуру. В этом случае определение степени  $F$ -запрета позволяет получить сведения о силах, которые не учитываются в сверхтекучей модели ядра вообще.

Перейдем к обсуждению  $Q$ -запрета. В методе приближенного вторичного квантования полная функция основного состояния четного ядра  $\Psi$  определена как бесфононная, а волновые функции возбужденных состояний как однофононные. Как видно из (23), волновая функция основного состояния  $\Psi$  содержит бесквартичную, четырехквартичную и т.п. части. В этой трактовке строгий  $Q$ -запрет перестает существовать. Однако в этом случае  $Q$ -запрещенные переходы будут сильно ослаблены по сравнению с аналогичными, но  $Q$ -разрешенными переходами. Определение степени  $Q$ -запрета дает важную информацию о примеси многоквартичных состояний. Согласно нашим расчетам,  $Q$ -запрещенные переходы должны быть <sup>254</sup> сильно ослаблены. Так, например, если волновую функцию основного состояния  $U$  записать в виде двух членов - бесквартичного и четырехквартичного, и нормировать ее, то вклад всех четырехквартичных состояний составляет менее 10%.

Проведем исследование коллективных свойств четных ядер в приближении Тамма-Данкова, где основное состояние четного ядра суть бесквазичастичное, т.е.  $\alpha_{\rho} \Psi_0 = 0$ . В этом приближении  $Q$ -запрет является строгим. Секулярное уравнение в случае  $\kappa_n = \kappa_p = \kappa_{np} = \kappa$  в этом приближении имеет вид:

$$1 = \kappa \sum \frac{(f(\rho\rho')^2 + f(\rho\rho'')^2) u_{\rho\rho'}^2}{\rho\rho' \cdot \epsilon(\rho) + \epsilon(\rho') - \omega_1} \quad (35)$$

В приближении Тамма-Данкова были вычислены энергии квадрупольных состояний с  $K\pi = 2+$  и  $0+$  и октупольных состояний с  $K\pi = 0-$ . Значения энергий состояний с  $K\pi = 2+$  и  $0+$ , вычисленных при  $\kappa^{(2)} = 10 A^{4/80} \frac{1}{\hbar\omega_0}$  и  $\kappa^{(2)} = 18 A^{-4/8} \frac{1}{\hbar\omega_0}$  с  $\kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$  помещены в двух последних столбцах таблиц 2 и 4 (обозначены через T-D). Из сравнения рассчитанных значений энергий в приближении Тамма-Данкова со значениями, рассчитанными по методу приближенного вторичного квантования и с экспериментальными данными, следует, что энергии состояний с  $K\pi = 0+$  и  $2+$  заметно хуже согласуются с экспериментальными данными, а для энергий состояний с  $K\pi = 0-$  трудно отдать предпочтение одному из этих методов. Значения  $\omega_1$  значительно слабее изменяется при переходе от ядра к ядру по сравнению с другим приближенным методом и опытом.

Следует отметить, что, хотя в методе приближенного вторичного квантования суммируется более широкий класс диаграмм, чем в методе Тамма-Данкова, тем не менее вопрос о том, какой из этих методов более правильно описывает структуру ядра, не лишен смысла. А экспериментальное определение степени  $Q$ -запрета позволит ответить на вопрос, насколько правильно метод приближенного вторичного квантования описывает примеси многоквазичастичных состояний.

Подводя итоги настоящих исследований, следует отметить, что в рамках сверхтекучей модели ядра получено единое описание двухквазичастичных и коллективных неротационных состояний четных деформированных ядер.

В заключение выражаю глубокую благодарность Н.Н.Боголюбову, И.Н.Михайлову, Н.И.Пятову, А.Павликовскому, В.Рыбарской и П.Фогелю за интересные обсуждения, а А.А.Корнейчуку, К.М. Железновой и Г.Юнгклаузен за составление программы и проведение численных расчетов.

Л и т е р а т у р а

1. J.Bardeen, L.Cooper, J.Scriffer. Phys. Rev., 108 (1957).
2. Н.Н.Боголюбов. ЖЭТФ, 34, 58, 73 (1958).  
Н.Н.Боголюбов, В.В.Толмачев, Д.В.Ширков. Новый метод в теории сверхпроводимости. Изд. АН СССР, 1958.
3. A.Bohr, B.Mottelson, D.Pines. Phys. Rev., 110, 936 (1958).
4. В.Г.Соловьев. ЖЭТФ, 35, 823 (1958); 36, 1889 (1959);  
Nucl. Phys., 9, 655 (1958/59); ДАН СССР, 133, 325 (1960).
5. С.Т.Беляев. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 31, N11 (1959).
6. Н.Н.Боголюбов. ДАН СССР, 119, 224 (1958);  
Н.Н.Боголюбов, В.Г.Соловьев. ДАН СССР, 124, 1011 (1959).
7. Н.Н.Боголюбов. Лекции по квантовой статистике. Киев, изд. "Радяська Школа", 1949.
8. В.Г.Соловьев. Selected Topics in Nucl Theory, 233-239 (1963), International Atomic Energy Agency, Vienna;  
Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. М., Госатомиздат, 1963.
9. J.J.Griffin, M.Rich. Phys. Rev., 118, 85 (1960).
10. В.Г.Соловьев. ЖЭТФ, 40, 654 (1961).  
Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Sels., 1, N11 (1961).
11. S.MNilsson, O.Prior. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Sels., 32, N 16 (1960).
12. C.J.Gallagher, V.G.Soloviev. Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk., 2, N2 (1962).
13. Н.И.Пятов, В.Г.Соловьев. Известия АН СССР, сер. физич., 28, 11 (1964).
14. Т.Вереш, В.Г.Соловьев, Т.Шиклош. Известия АН СССР, сер. физич., 26, 1045 (1962).
15. В.Г.Соловьев, Т.Шиклош. Nucl. Phys. (в печати).
16. С.Т.Беляев. Selected Topics in Nucl. Theory, 291 (1963).  
International Atomic Energy Agency, Vienna;  
M.Kobayasi, I.Manumori. Prog. Theor. Phys., 23, 387 (1960).  
R.Arviu, M.Veneroni. Comptes Rendus, 250, 992, 2155 (1960).
17. M.Baranger. Phys. Rev., 120, 957 (1960).
18. L.S.Kisslinger, R.A.Sorensen. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 32, N9 (1960);  
Rev. Mod. Phys., 35, 853 (1963).  
T.Tamura, T.Udagava. Prog. Theor. Phys., 26, 947 (1961);  
Nucl. Phys., 35, 382 (1962);  
S.Yoshida. Nucl. Phys., 38, 380 (1962).
19. Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. ЖЭТФ, 41, 888 (1961); 42, 304 (1962).  
D.Bes, Z.Szymanski. Nuovo Cim., 26, 787 (1962).
20. V.G.Soloviev, P.Vogel. Phys. Lett., 6, 126 (1963).
21. В.Г.Соловьев, П.Фогель, А.А.Корнейчук. Изв. АН СССР, сер. физич., 28, 1599 (1964).
22. E.P.Marshalek, J.O.Rasmussen. Nucl. Phys., 13, 438 (1963).
23. Лю Юань, В.Г.Соловьев, А.А.Корнейчук. ЖЭТФ, 47, 252 (1964).



24. D.Bes. Nucl. Phys., 42, 544 (1963).
25. S.G.Nilsson. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 29, N16 (1955);  
B.Mottelson, S.Nilsson. Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk., 1, N8 (1959).
26. J.Погаасен-Фелдман. Nucl. Phys., 28, 258 (1961).
27. М.К.Волков, А. Павликовский, В.Рыбарска, В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физич., 27, 878 (1963).
28. S.Bjorholm, M.Lederer, F.Asaro, I.Permann. Phys. Rev., 130, 2000 (1963).
29. Y.Yoshizawa, B.Elbek, B.Perskind, M.C.Olesen. Proc. Conf. on Reactions between Complex Nuclei, April 14-18 (1963), p. 29 (1963);  
F.S.Stephens, B.Elbek, R.M.Diamond. Proc. Conf. on Reactions between Complex Nuclei, April 14-18, 1963, p. 303 (1963).
30. B.Elbek. Determination of Nuclear Transition Probabilities by Coulomb Excitation, Ejnar Munksgaards Forlag, Copenhagen, 1963.
31. M.E.Bunker et al. Phys. Rev., 116, 143 (1959).
32. W.Shelton, R.Sheline. Phys. Rev., 133, B624 (1964).
33. G.Hansen (частное сообщение).
34. T.Badica, K.Gromov et al. Proc. Congres Intem de Physiqu Nucleaire (1964).
35. В.Г.Соловьев. ЖЭТФ, 43, 246 (1962).
36. Р.Кэстнер, А.Андреев, К.Ф.Александр. Препринт, Россендорф, Дрезден, ГДР (1964).
37. P.C.Hansen, H.L.Nielsen, K.Wilsky. Nucl. Phys., 54, 657 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 августа 1964 г.

Таблица I

Изменения химических потенциалов в наимизших состояниях с  $K\pi = 0+$  и  $2+$ , по сравнению с основными  
 при  $\chi^{(2)} = 10A^{-1/3} \hbar\omega_0$ ,  $\chi_{np}^{(2)} = \chi^{(2)}$

Ядро	Dy <sup>158</sup>		Er <sup>164</sup>		Yb <sup>168</sup>		Hf <sup>178</sup>		U <sup>230</sup>		Pu <sup>238</sup>	
	0 0	2	0	2	0	2	0	2	0	2	0	2
$\Delta\lambda_n/\hbar\omega_0$	-0.002	0	0.025	-0.001	0.007	0.004	0.002	-0.016	0.015	0.001	0.006	0.0019
$\Delta\lambda_p/\hbar\omega_0$	0.003	-0.005	0.002	0.024	0.003	0.007	0.003	-0.007	-0.002	-0.001	-0.004	-0.003
$\Delta N$	0.10	0.001	-0.34	0.02	-0.09	-0.08	0.02	0.38	-1,61	-0.06	-0.08	-0.48
$\Delta Z$	-0.03	0.12	-0.01	-0.51	0.001	-0.22	0.04	0.24	-0.23	0.05	-0.09	0.01
$\Delta\omega_i/\hbar\omega_0$	-0.002	0.002	0.006	0.016	-0.004	0.002	0.001	0.010	0.028	0	0.001	0.003
$\Delta\omega_i/\omega_i$ %	1.5	1.8	3.2	17.2	1.8	1.2	0.5	5.6	16.9	0	0.6	2.0

Таблица 2

Энергии возбужденных состояний с  $K\pi = 2+$  (в Мэв) при

$$\chi^{(2)} = KA^{-1/2} \hbar\omega_0, \quad \chi_{np}^{(2)} = q \chi^{(2)}$$

Ядро	Эксперимент $\omega$ ,	Полуса		$K=9,5$		$K=10$		$K=8,2$		$K=8,5$		$K=11,5$		T-D	
		первый	второй	$q=1$ $l=1$	$q=1$ $l=1$	$q=1$ $l=2$	$q=1,3$ $l=1$	$q=1,3$ $l=1$	$q=0,7$ $l=1$	$K=10$ $l=1$	$K=18$ $l=1$				
Nd <sup>150</sup>	1.060	2.15	2.44	1.68	1.59	2.3	1.47	1.42	1.6	1.67	1.63				
Sm <sup>152</sup>	1.086	2.15	2.43	1.61	1.56	2.3	1.4	1.34	1.6	1.66	1.59				
Sm <sup>154</sup>	1.450	2.20	2.30	1.65	1.53	2.3	1.38	1.30	1.6	1.66	1.59				
Gd <sup>154</sup>	0.998	2.13	2.41	1.45	1.32	2.2	1.16	1.06	1.4	1.63	1.45				
Gd <sup>156</sup>	1.156	2.20	2.30	1.43	1.28	2.3	1.12	1.01	1.3	1.63	1.46				
Gd <sup>160</sup>	1.020	2.33	2.55	1.27	1.10	2.4	0.98	0.83	1.1	1.63	1.47				
Dy <sup>158</sup>	0.951	2.05	2.16	1.04	0.73	2.1	0.95	0.81	0.9	1.70	1.32				
Dy <sup>160</sup>	0.966	2.04	2.15	0.97	0.65	2.1	0.9	0.76	0.9	1.70	1.33				
Dy <sup>162</sup>	0.890	2.04	2.15	0.87	0.51	2.1	0.81	0.63	0.8	1.70	1.35				
Dy <sup>164</sup>	0.770	2.03	2.04	0.82	0.47	2.0	0.75	0.58	0.7	1.70	1.35				
Er <sup>164</sup>	0.861	1.90	2.21	0.88	0.70	2.0	0.83	0.69	0.8	1.61	1.28				
Er <sup>166</sup>	0.788	1.90	2.02	0.82	0.64	1.9	0.79	0.65	0.7	1.61	1.28				
Er <sup>168</sup>	0.822	1.88	1.89	1.07	0.94	1.88	1.0	0.92	1.0	1.61	1.29				
Er <sup>170</sup>	0.930	1.40	1.88	1.26	1.19	1.4	1.2	1.17	1.2	1.41	1.31				
Yb <sup>168</sup>	0.944	2.00	2.11	1.37	1.25	2.1	1.4	1.31	1.3	2.0	2.0				
Yb <sup>170</sup>		1.87	2.04	1.69	1.60	1.87	1.65	1.59	1.7	1.87	1.87				
Yb <sup>172</sup>	1.468	1.40	2.04	1.40	1.40	1.9	1.40	1.40	1.4	1.4	1.40				
Yb <sup>174</sup>		2.09	2.23	1.82	1.75	2.1	1.8	1.75	1.8	2.09	2.07				
Yb <sup>176</sup>	1.270	2.05	2.09	1.47	1.38	2.09	1.43	1.37	1.4	2.05	2.05				
Hf <sup>174</sup>		1.39	2.22	1.39	1.39	1.4	1.80	1.39	1.39	1.39	1.39				
Hf <sup>176</sup>		2.06	2.22	1.72	1.65	2.1	1.7	1.64	1.7	2.04	1.93				
Hf <sup>178</sup>		2.04	2.05	1.38	1.29	2.05	1.34	1.27	1.3	2.04	1.92				
Hf <sup>180</sup>		2.05	2.10	1.10	0.96	2.05	1.07	0.97	1.0	2.05	1.93				
W <sup>180</sup>		2.03	2.14	1.03	0.89	2.0	0.94	0.82	1.0	1.81	1.41				
W <sup>182</sup>	1.222	2.10	2.11	0.70	-	2.1	0.6	0.37	0.6	1.80	1.42				
W <sup>184</sup>	0.904	1.80	2.02	-	-	1.9	0.25	-	-	1.80	1.43				
Gd <sup>158</sup>	1.188	2.25	2.52	1.40	1.23	2.3	1.08	0.95	1.3	1.63	1.46				



Таблица 3

Энергии возбужденных состояний с  $K\pi = 2+$  (в МэВ) при

$$\chi^{(2)} = KA \frac{4}{3} \hbar \omega_0, \quad \chi_{np}^{(2)} = q \chi^{(2)}$$

Ядро	Опыт ( $\omega$ )	Полюса		$K=11$ $q=1$		$K=10$ $q=1$	$K=8,5$ $q=1,3$	$K=9$ $q=1,3$	$K=12$ $q=0,7$	
		первый	второй	$i=1$	$i=2$	$i=1$	$i=1$	$i=1$	$i=1$	$i=1$
Th <sup>228</sup>	0.969	1.82	1.96	0.71	1.86	1.13	1.20	1.0	1.04	1.85
Th <sup>230</sup>	0.783	1.78	1.81	0.77	1.79	1.12	1.2	1.03	1.05	1.78
Th <sup>232</sup>	0.788	1.45	1.74	0.81	1.55	1.07	1.13	1.0	1.03	1.57
Th <sup>234</sup>		1.46	1.52	0.99	1.51	1.20	1.23	1.13	1.17	1.52
U <sup>230</sup>		1.54	2.04	0.99	1.54	1.30	1.36	1.2	1.23	1.55
U <sup>232</sup>	0.868	1.54	1.78	1.01	1.54	1.25	1.3	1.2	1.2	1.54
U <sup>234</sup>	0.922	1.45	1.53	0.99	1.52	1.18	1.22	1.13	1.13	1.52
U <sup>236</sup>		1.46	1.51	1.14	1.51	1.28	1.3	1.23	1.25	1.51
U <sup>238</sup>	1.062	1.05	1.52	1.05	1.30	1.05	1.05	1.05	1.05	1.47
U <sup>240</sup>		1.53	1.56	1.05	1.54	1.26	1.3	1.2	1.23	1.53
Pu <sup>236</sup>		1.45	1.59	1.07	1.56	1.21	1.25	1.18	1.18	1.56
Pu <sup>238</sup>	1.030	1.45	1.51	1.20	1.50	1.30	1.3	1.26	1.27	1.5
Pu <sup>240</sup>	0.942	1.04	1.58	1.04	1.42	1.04	1.04	1.04	1.04	1.54
Pu <sup>242</sup>		1.55	1.58	1.12	1.56	1.32	1.35	1.25	1.28	1.56
Pu <sup>244</sup>		1.58	1.80	0.82	1.58	1.09	1.13	1.0	1.0	1.58
Cm <sup>242</sup>		1.04	1.96	1.04	1.42	1.04	1.04	1.04	1.04	1.55
Cm <sup>244</sup>		1.51	1.82	1.13	1.80	1.32	1.34	1.26	1.29	1.7
Cm <sup>246</sup>		1.80	1.82	0.86	1.81	1.09	1.15	1.02	1.02	1.8
Cm <sup>248</sup>		1.82	1.88	0.62	1.84	0.93	1.03	0.89	0.8	1.83
Cf <sup>248</sup>		1.40	1.80	0.82	1.40	1.06	1.1	1.0	1.0	1.4
Cf <sup>250</sup>	1.032	1.39	1.82	0.60	1.40	0.91	1.0	0.86	0.8	1.39
Cf <sup>252</sup>		1.39	1.57	0.43	1.40	0.80	0.92	0.76	0.68	1.39
Fm <sup>252</sup>		1.11	1.60	0.50	1.11	0.84	0.91	0.76	0.74	1.11
Fm <sup>254</sup>	0.693	1.11	1.56	0.33	1.11	0.74	0.84	0.68	0.62	1.11

Таблица 4

Энергии двух первых состояний с  $K\pi = 0+$  (в Мэв) при

$$\kappa^{(2)} = KA^{-\frac{1}{3}} \hbar\omega_0, \quad \kappa_{sp}^{(2)} = q\kappa^{(2)}$$

Ядро	Опыт $i=1$	Полюса		$K=10$ $q=1$		$K=11$ $q=1$	$K=8,5$ $q=1,3$	$K=12$ $q=0,7$	$T-D$ $K=10$	$q=1$ $K=18$
		первый	второй	$i=1$	$i=2$	$i=1$	$i=1$	$i=1$	$i=1$	$i=1$
Na <sup>150</sup>	0.690	2.0	2.13	1.98	2.0	-	-	-	1.7	1.16
Sm <sup>152</sup>	0.685	2.0	2.12	1.95	2.04	-	-	-	1.7	1.4
Sm <sup>154</sup>		2.10	1.14	2.0	2.0	-	0.8	-	1.7	1.4
Gd <sup>154</sup>	0.680	2.0	2.10	2.0	2.01	-	-	-	1.95	1.84
Gd <sup>156</sup>		1.98	2.10	1.2	2.0	-	1.0	0.5	1.95	1.84
Gd <sup>158</sup>		1.83	1.98	1.36	1.86	1.0	1.3	1.1	1.8	1.8
Gd <sup>160</sup>		1.55	1.96	1.37	1.9	1.3	1.4	1.3	1.55	1.55
Dy <sup>158</sup>	0.994	1.60	2.06	1.05	1.6	0.7	1.2	0.8	1.56	1.55
Dy <sup>160</sup>		1.60	1.83	1.43	1.61	1.2	1.5	1.2	1.57	1.55
Dy <sup>162</sup>		1.54	1.59	1.4	1.58	1.3	1.4	1.4	1.52	1.52
Dy <sup>164</sup>		1.58	1.92	1.56	1.83	1.5	1.5	1.57	1.57	1.53
Er <sup>164</sup>	1.248	1.54	1.66	1.42	1.65	1.3	1.4	1.4	1.54	1.54
Er <sup>166</sup>	1.460	1.66	1.90	1.6	1.83	1.6	1.6	1.64	1.64	1.64
Er <sup>168</sup>		1.40	1.65	1.35	1.63	1.3	1.3	1.1	1.40	1.35
Er <sup>170</sup>		1.48	1.64	1.4	1.56	1.4	1.4	1.3	1.48	1.48
Yb <sup>168</sup>	1.191	1.74	1.89	1.6	1.84	1.6	1.6	1.6	1.6	1.58
Yb <sup>170</sup>		1.40	1.74	1.34	1.5	1.3	1.3	1.3	1.4	1.38
Yb <sup>172</sup>		1.48	1.73	1.4	1.67	1.3	1.4	1.4	1.48	1.44
Yb <sup>174</sup>		1.66	1.72	1.6	1.68	1.6	1.6	1.6	1.6	1.58
Yb <sup>176</sup>		1.46	1.72	1.38	1.65	1.3	1.4	1.4	1.46	1.4
Hf <sup>174</sup>		1.36	1.48	1.3	1.42	1.2	1.2	1.2	1.02	0.62
Hf <sup>176</sup>		1.36	1.65	1.36	1.65	1.3	1.3	1.36	1.03	0.63
Hf <sup>178</sup>	1.197	1.36	1.45	1.36	1.44	1.3	1.3	1.36	1.02	0.64
Hf <sup>180</sup>		1.35	1.58	1.31	1.57	1.3	1.3	1.36	1.02	0.64
W <sup>180</sup>	0.980	1.45	1.54	1.45	1.53	1.4	1.4	1.4	1.05	0.54
W <sup>182</sup>		1.53	1.56	1.53	1.56	1.5	1.5	1.5	1.06	0.57
W <sup>184</sup>		1.5	1.61	1.52	1.61	1.4	1.5	1.4	1.07	0.58

Таблица 5

Энергии возбужденных состояний с  $K\pi = 0+$  (в Мэв) при  $\alpha^{(2)} = KA^{-1/3} h \omega_0$ ,  
 $\alpha_{np}^{(2)} = q \alpha^{(2)}$

Ядро	Опыт $l=1$	Чолыса		$K=11$		$K=10$	$K=8,5$	$K=12$
		первый	второй	$q=1$ $i=1$	$i=2$	$q=1$ $i=1$	$q=1,3$ $i=1$	$q=0,7$ $i=1$
Th <sup>228</sup>		1.28	1.46	1.27	1.30	1.27	0.6	-
Th <sup>230</sup>	0.634	1.28	1.54	1.04	1.34	1.17	1.12	1.03
Th <sup>232</sup>	0.725	1.24	1.26	1.23	1.25	1.24	1.24	1.24
Th <sup>234</sup>		1.12	1.16	1.10	1.16	1.11	1.11	1.11
U <sup>230</sup>		1.28	1.46	0.90	1.30	1.11	1.02	0.74
U <sup>232</sup>	0.693	1.28	1.53	1.14	1.40	1.18	1.2	1.18
U <sup>234</sup>	0.811	1.24	1.26	1.24	1.26	1.24	1.24	1.24
U <sup>238</sup>	0.930	1.20	1.54	1.04	1.52	1.08	1.1	1.07
U <sup>240</sup>		1.17	1.54	1.16	1.47	1.16	1.16	1.16
Pu <sup>236</sup>		1.19	1.23	1.12	1.22	1.14	1.14	1.13
Pu <sup>238</sup>	0.937	1.11	1.15	1.10	1.14	1.10	1.1	1.1
Pu <sup>240</sup>	0.870	1.19	1.20	1.03	1.19	1.06	1.07	1.05
Pu <sup>242</sup>		1.16	1.19	1.13	1.17	1.14	1.13	1.12
Pu <sup>244</sup>		1.18	1.27	1.13	1.27	1.14	1.14	1.14
Cm <sup>242</sup>		1.19	1.57	1.08	1.26	1.09	1.11	1.08
Cm <sup>244</sup>		1.16	1.56	1.15	1.50	1.16	1.16	1.15
Cm <sup>246</sup>		1.27	1.40	1.21	1.46	1.21	1.27	1.27
Cm <sup>248</sup>		1.22	1.36	1.22	1.35	1.22	1.22	1.22
Cf <sup>248</sup>	0.93	1.27	0.93	1.27	0.93	0.93	0.93	0.93
Cf <sup>250</sup>	0.92	1.22	0.92	1.22	0.92	0.92	0.92	0.92
Cf <sup>252</sup>	0.92	1.48	0.92	1.43	0.92	0.92	0.92	0.92
Fm <sup>252</sup>		1.21	1.27	1.18	1.21	1.20	1.21	1.19
Fm <sup>254</sup>		1.27	1.47	1.15	1.27	1.18	1.18	1.18
U <sup>236</sup>		1.11	1.15	1.11	1.14	1.11	1.11	1.11

Таблица 6

Структура состояний  $^{166}\text{Er}$  с  $K\pi = 2+$  при  $\tau^{(2)} = 10A^{-1/3} \hbar \omega_0$ ,  $\tau_{np}^{(2)} = \tau^{(2)}$  $\omega_1 = 0,66$  МэВ,  $\omega_2 = 1,95$  МэВ

Конфигурации двухквартичных состояний	$f(pp')$	$\varepsilon(p) + \varepsilon(p')$	$\chi_1(pp')$	$\gamma_1(pp')$	$\gamma_2(pp')^*)$	$\gamma_3(pp')$
		МэВ	100	%	%	%
Нейтронные состояния						
523 $\uparrow$ - 52I $\downarrow$	-1.02	2.0	9.6	17.7	15.9	30.3
5I2 $\downarrow$ - 52I $\downarrow$	-0.11	3.0	0.03	0.04	0.02	$10^{-4}$
5I2 $\downarrow$ - 510 $\downarrow$	-1.14	4.7	0.7	0.2	0.2	$10^{-3}$
505 $\downarrow$ - 503 $\downarrow$	-1.70	6.6	7.2	1.2	1.0	0.01
642 $\downarrow$ - 660 $\downarrow$	-0.77	3.1	1.0	0.7	0.6	0.01
633 $\downarrow$ - 65I $\downarrow$	-0.68	2.6	3.1	3.7	2.9	0.1
52I $\downarrow$ + 52I $\downarrow$	-1.45	2.5	15.4	19.3	15.4	0.7
65I $\downarrow$ + 660 $\downarrow$	+0.85	3.6	0.6	0.4	0.3	$10^{-3}$
Протонные состояния						
4I3 $\downarrow$ - 4II $\downarrow$	+1.28	2.2	11.6	16.2	19.5	15.1
402 $\downarrow$ - 4II $\downarrow$	-0.11	3.0	0.05	0.04	0.04	$10^{-3}$
402 $\downarrow$ - 400 $\downarrow$	+1.86	4.9	1.8	0.6	0.6	0.01
4I3 $\downarrow$ - 4II $\downarrow$	+1.28	5.4	1.3	0.3	0.2	$10^{-3}$
404 $\downarrow$ - 402 $\downarrow$	+1.52	4.2	2.2	0.9	1.1	0.01
404 $\downarrow$ - 402 $\downarrow$	+1.52	5.5	7.1	1.7	1.5	0.01
4II $\downarrow$ + 4II $\downarrow$	1.47	1.9	18.2	31.5	36.0	53.6

\*) при  $\tau^{(2)} = 11,5 A^{-1/3} \hbar \omega_0$ ,  $\tau_{np}^{(2)} = 0,7 \tau^{(2)}$

Таблица 7

Вклад двухквaziчастичных состояний в коллективные состояния с  $K\pi=2+$ при  $\gamma_c^{(2)} = 10A^{-4/3} \hbar \omega_0$  ( $\gamma_{np}^{(2)} = \gamma_c^{(2)}$ ) (в процентах)

Конфигура- ции двухквazi- частичных сос- тояний	$Gd^{158}$		$Dy^{158}$		$Yb^{172}$		$Yb^{176}$		
	$i=1$	$i=2$	$i=1$	$i=2$	$i=1$	$i=2$	$i=1$	$i=2$	
Нейтронные состояния									
523  - 521	4.9	0.5	1.2	0.01	0.02	6.8	0.2	$10^{-5}$	
512  - 521	0.01	$10^{-4}$	$10^{-3}$	$10^{-5}$	99.6	0.4	0.01	$10^{-6}$	
512  - 510	0.07	$10^{-3}$	0.03	$10^{-4}$	0.03	6.3	19.7	0.02	
514  - 512	0.04	$10^{-3}$	0.02	$10^{-4}$	0.01	1.6	44.6	1.0	
505  - 503	1.4	0.03	1.0	0.01	0.01	1.2	0.9	$10^{-4}$	
642  - 660	14.9	87.0	7.5	1.4	$10^{-4}$	0.06	0.01	$10^{-6}$	
633  - 651	4.3	0.4	1.6	0.03	$10^{-3}$	0.6	0.03	$10^{-6}$	
532  + 530	1.4	0.03	2.5	0.04	$10^{-4}$	0.02	$10^{-3}$	$10^{-7}$	
521  + 521	14.2	1.1	4.5	0.06	0.02	7.7	0.3	$10^{-5}$	
512  + 510	0.04	$10^{-3}$	0.02	$10^{-4}$	$10^{-3}$	0.5	6.2	$10^{-3}$	
651  + 660	8.2	2.0	9.9	6.0	$10^{-4}$	0.04	0.01	$10^{-6}$	
Протонные состояния									
413  - 411	18.2	4.2	25.3	40.7	0.05	10.7	5.5	$10^{-3}$	
402  - 411	$10^{-3}$	$10^{-4}$	0.01	$10^{-4}$	$10^{-3}$	9.5	0.3	98.9	
402  - 400	0.1	$10^{-3}$	0.2	$10^{-3}$	0.01	3.9	1.8	$10^{-4}$	
413  - 411	3.3	0.08	1.1	0.01	$10^{-3}$	0.1	0.08	$10^{-5}$	
404  - 402	2.4	0.05	1.8	0.01	0.01	1.8	1.3	$10^{-4}$	
523  - 541	1.2	0.04	0.5	0.01	$10^{-4}$	0.06	0.05	$10^{-5}$	
411  + 411	18.8	4.2	38.7	51.7	0.09	34.3	11.2	0.01	



Таблица 8

Вклад двухквaziчастичных состояний в коллективные состояния с  $K\pi = 2+$  (в процентах)  
 при  $\alpha^{(1)} = 11A^{-1/3} \text{ кэВ}$ ,  $\alpha_{np}^{(2)} = \alpha^{(1)}$

Конфигурация двухквaziчас- тичных состоя- ний	$f(\rho\rho')$	$U^{234}$		$P_u^{238}$		$P_u^{240}$		$Cp^{250}$		
		$i=1$	$i=1^*$	$i=1$	$i=2$	$i=1$	$i=2$	$i=1$	$i=2$	
Нейтронные состояния										
633↓ - 631↑	-0.82	40.3	51.0	63.7	4.3	0.5	13.4	0.1	$10^{-4}$	
622↓ - 631↑	-0.005	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-3}$	95.3	94.9	$10^{-3}$	$10^{-5}$	$10^{-8}$	
622↓ - 620↑	-1.67	0.8	0.5	2.5	$10^{-3}$	1.0	17.3	26.7	0.07	
624↓ - 622↑	-1.42	0.2	0.2	0.6	$10^{-3}$	0.2	3.2	21.4	0.07	
606↓ - 604↑	-1.84	1.2	0.8	0.8	$10^{-3}$	0.1	1.5	1.2	$10^{-3}$	
743↓ - 761↑	-1.02	9.8	8.4	2.3	0.05	0.09	1.6	0.07	$10^{-5}$	
734↓ - 752↑	-0.89	2.1	1.5	1.9	0.01	0.2	3.9	0.8	$10^{-4}$	
725↓ - 743↑	-0.73	0.4	0.3	0.8	$10^{-3}$	0.1	2.3	1.2	$10^{-3}$	
613↓ - 611↑	-2.04	0.04	0.03	0.05	$10^{-4}$	0.01	0.2	1.8	$10^{-3}$	
631↓ + 631↑	-0.86	15.8	14.9	5.9	0.1	0.2	5.1	0.1	$10^{-4}$	
622↓ + 620↑	-1.71	0.1	0.07	0.2	$10^{-4}$	0.06	0.7	18.2	0.05	
Протонные состояния										
523↓ - 541↑	-0.17	1.2	1.4	1.2	0.07	0.1	10.4	0.02	$10^{-5}$	
523↓ - 521↑	-0.94	0.6	0.4	1.2	$10^{-3}$	0.2	2.5	3.5	$10^{-3}$	
512↓ - 530↑	1.10	1.1	0.7	1.1	$10^{-3}$	0.1	2.1	1.8	$10^{-3}$	
514↑ - 521↑	-0.098	$10^{-3}$	$10^{-3}$	$10^{-3}$	$10^{-5}$	$10^{-3}$	0.02	0.2	99.7	
642↓ - 660↑	-0.96	2.5	1.9	1.0	$10^{-3}$	0.1	1.9	0.1	$10^{-4}$	
633↓ - 651↑	-0.85	2.5	1.9	2.4	0.01	0.3	5.0	1.4	$10^{-4}$	
532↓ + 530↑	0.74	2.9	2.4	0.7	$10^{-3}$	0.08	1.3	0.07	$10^{-4}$	
521↓ + 530↑	0.61	2.4	1.9	3.6	0.2	0.4	10.0	1.2	$10^{-3}$	
521↓ + 521↑	1.23	0.3	0.2	0.6	$10^{-3}$	0.07	1.1	9.5	0.02	

\*) при  $\alpha^{(2)} = 12A^{-1/3} \text{ кэВ}$ ,  $\alpha_{np}^{(2)} = 0.7\alpha^{(2)}$

Таблица 9

Вклад двухквaziчастичных состояний в коллективные с  $KT = 0+$  (в процентах)при  $\chi^{(2)} = KA^{-1/3} \frac{1}{\mu_0}$ ,  $\chi_{np}^{(2)} = \chi^{(2)}$ 

Конфигурации двухквaziчастич- ных состояний	$Ry^{158}$ $K=10$		$Ry^{162}$ $K=10$				$Hf^{178}$ $K=10$				
	$f(pp')$	$i=1$	$i=2$	$i=1$	$i=2$	$i=1$	$i=2$	$i=1$	$i=2$	$i=1$	$i=2$
Нейтронные состояния											
505† - 505†	-1.58	10.0	0.6	0.11	0.02	0.08	0.02	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-3</sup>		
660† - 660†	2.61	27.0	2.9	1.1	0.03	0.01	0.03	10 <sup>-3</sup>	0.03		
651† - 651†	2.11	21.5	3.0	2.2	0.04	0.007	0.05	10 <sup>-3</sup>	0.03		
521† - 521†	-0.28	16.5	3.0	0.2	0.2	0.1	0.2	10 <sup>-4</sup>	0.01		
642† - 642†	1.45	0.8	0.2	43.9	37.9	47.3	36.0	10 <sup>-3</sup>	0.02		
523† - 523†	-0.41	4.7	3.6	45.0	43.1	48.9	41.0	10 <sup>-4</sup>	0.03		
514† - 514†	-0.55	0.1	0.08	0.05	10 <sup>-3</sup>	0.03	10 <sup>-3</sup>	1.8	10.2		
624† - 624†	-0.11	0.04	10 <sup>-3</sup>	0.02	10 <sup>-3</sup>	0.02	10 <sup>-3</sup>	1.0	6.5		
541† - 510†	-0.74	0.15	0.06	0.02	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-3</sup>	0.002	0.004	0.02		
532† - 521†	0.30	2.17	0.22	0.09	0.01	10 <sup>-3</sup>	0.007	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-4</sup>		
532† - 512†	-0.36	0.07	0.003	0.01	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-3</sup>	0.003	0.01		
660† - 651†	0.80	0.34	0.13	0.07	0.004	10 <sup>-5</sup>	0.005	0.02	0.7		
Протонные состояния											
411† - 411†	-0.22	2.1	40.5	2.2	8.6	1.23	10.3	10 <sup>-3</sup>	0.03		
404† - 404†	-1.22	1.21	0.15	0.2	0.02	0.006	0.03	50.3	32.0		
532† - 532†	1.00	3.8	0.26	0.6	0.03	0.02	0.04	0.005	0.04		
523† - 523†	0.20	3.1	47.7	2.8	10.0	1.5	12.1	0.02	0.25		
514† - 514†	-0.67	0.8	0.2	0.1	0.002	0.004	0.02	46.4	48.0		
431† - 411†	0.49	0.21	0.01	0.03	0.002	0.001	0.002	10 <sup>-4</sup>	0.003		
420† - 411†	-0.17	0.08	0.004	0.01	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-3</sup>		
422† - 411†	0.05	0.01	10 <sup>-3</sup>	0.002	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-5</sup>		

Таблица 10.

Вклад двухквaziчастичных состояний в коллективные с  $K\Gamma = 0+$  (в процентах)  
 при  $x^{(1)} = 11A^{-4/3} \lambda_{10}^0$ ,  $x_{sp}^{(2)} = x^{(2)}$

Конфигурации двухквaziчастич- ных состояний	$f(\beta\beta)$	$U^{234}$		$U^{238}$		$P_{U^{240}}$		$Cf^{250}$		
		$l=1$	$l=2$	$l=1$	$l=2$	$l=1$	$l=2$	$l=1$	$l=2$	
Нейтронные состояния										
631 $\uparrow$ - 631 $\uparrow$	1.38	3.0	2.6	44.0	8.2	28.8	23.0	$10^{-3}$	0.1	
633 $\uparrow$ - 633 $\uparrow$	0.99	4.3	9.9	0.04	0.03	0.42	0.05	$10^{-4}$	0.04	
622 $\uparrow$ - 622 $\uparrow$	0.44	2.3	1.9	43.8	6.03	28.4	24.3	$10^{-4}$	0.13	
613 $\uparrow$ - 613 $\uparrow$	-0.81	1.4	0.11	0.32	0.31	0.23	0.02	0.01	19.5	
606 $\uparrow$ - 606 $\uparrow$	-1.89	5.95	5.26	$10^{-3}$	0.02	$10^{-4}$	$10^{-3}$	$10^{-5}$	0.07	
743 $\uparrow$ - 743 $\uparrow$	1.05	3.35	9.89	1.60	6.18	1.12	0.16	$10^{-4}$	0.17	
651 $\uparrow$ - 631 $\uparrow$	-0.01	2.78	2.34	0.08	0.03	0.06	$10^{-3}$	$10^{-4}$	0.08	
640 $\uparrow$ - 631 $\uparrow$	0.71	3.88	3.29	0.10	0.04	0.07	$10^{-4}$	$10^{-4}$	0.07	
640 $\uparrow$ - 620 $\uparrow$	-0.90	1.34	1.13	0.14	0.06	0.11	$10^{-4}$	$10^{-3}$	0.98	
642 $\uparrow$ - 622 $\uparrow$	-0.93	1.56	1.30	0.16	0.07	0.12	$10^{-3}$	$10^{-3}$	1.28	
633 $\uparrow$ - 622 $\uparrow$	0.19	2.72	2.39	0.22	0.69	0.16	0.01	$10^{-5}$	0.04	
770 $\uparrow$ - 761 $\uparrow$	1.19	1.10	0.92	0.12	0.04	0.09	$10^{-3}$	$10^{-3}$	1.08	
Протонные состояния										
400 $\uparrow$ - 400 $\uparrow$	-1.14	4.26	3.63	0.38	0.33	0.07	0.11	$10^{-4}$	0.90	
521 $\uparrow$ - 521 $\uparrow$	0.38	0.29	0.25	0.03	0.03	0.04	0.11	49.4	17.6	
523 $\uparrow$ - 523 $\uparrow$	0.42	8.05	7.23	0.47	4.26	15.6	26.6	$10^{-6}$	4.37	
505 $\uparrow$ - 505 $\uparrow$	-1.53	4.20	3.57	0.39	0.29	0.08	0.10	$10^{-4}$	0.89	
651 $\uparrow$ - 651 $\uparrow$	1.83	4.49	3.76	0.44	0.07	0.15	0.11	$10^{-4}$	0.16	
642 $\uparrow$ - 642 $\uparrow$	1.28	32.6	29.6	1.87	47.7	20.7	24.2	$10^{-3}$	0.55	
633 $\uparrow$ - 633 $\uparrow$	0.62	0.07	0.06	0.01	0.01	0.01	0.20	50.6	0.59	
541 $\uparrow$ - 521 $\uparrow$	0.53	0.37	0.31	0.04	0.02	0.03	$10^{-3}$	$10^{-4}$	0.38	
541 $\uparrow$ - 510 $\uparrow$	0.68	0.31	0.26	0.03	0.01	0.03	$10^{-3}$	$10^{-4}$	0.34	
530 $\uparrow$ - 510 $\uparrow$	-0.50	0.30	0.25	0.03	0.01	0.03	$10^{-3}$	$10^{-4}$	0.54	
660 $\uparrow$ - 651 $\uparrow$	0.97	0.32	0.27	0.03	0.01	0.03	$10^{-3}$	$10^{-4}$	0.36	





Таблица 12

Спектроскопические факторы для переходов на состояния с  $K\pi = 0+$   
в реакции (dp)

Реакция	$J_1$	$i$	$\delta_{exp}$ , МэВ	$u_{s_1}^2$	$\alpha^{(2)} = 10A^{-1/3} \hbar \omega_0$			$\alpha^{(2)} = 11A^{-1/3} \hbar \omega_0$		
					$\delta$ , МэВ	$\psi_{s_1}^2$	$S_{s_1}$	$\delta$ , МэВ	$\psi_{s_1}^2$	$S_{s_1}$
Gd <sup>155</sup> (dp)Gd <sup>156</sup>	521	g	0	0.58	0	-	0.42			
		I			1.2	2.8	1.6			
Gd <sup>151</sup> (dp)Gd <sup>158</sup>	521	g	0	0.40	0	-	0.60	0	-	0.60
		I			1.36	1.1	0.44	1.0	1.7	0.68
Dy <sup>161</sup> (dp)Dy <sup>162</sup>	642	g	0	0.34	0	-	0.66	0	-	0.66
		I			1.4	0.59	0.2	1.3	0.48	0.16
		2			1.6	0.86	0.3	1.6	0.86	0.3
		3			2.0	0.23	0.08	2.0	0.45	0.15
Dy <sup>163</sup> (dp)Dy <sup>164</sup>	523	g	0	0.19	0	-	0.81	0	-	0.81
		I			1.56	0.25	0.05	1.5	0.25	0.05
		2			1.83	0.06	0.01	1.8	0.10	0.02
		3			2.1	0.0004	10 <sup>-4</sup>	2.1	0.0004	10 <sup>-4</sup>
		4			2.2	0.19	0.04	2.2	0.10	0.02
Er <sup>167</sup> (dp)Er <sup>168</sup>	633	g	0	0.45	0	-	0.55	0	-	0.55
		I			1.35	0.83	0.38	1.34	0.81	0.36
Hf <sup>177</sup> (dp)Hf <sup>178</sup>	514	g	0	0.43	0	-	0.57	0	-	0.57
		1	1.197		1.36	0.02	0.009	1.36	0.03	0.01
		2	1.440		1.44	0.12	0.05	1.44	0.13	0.05
					1.96	0.0004	0.0002	1.96	0.0004	0.0002
					2.1	0.0008	0.0004	2.1	0.0008	0.0004

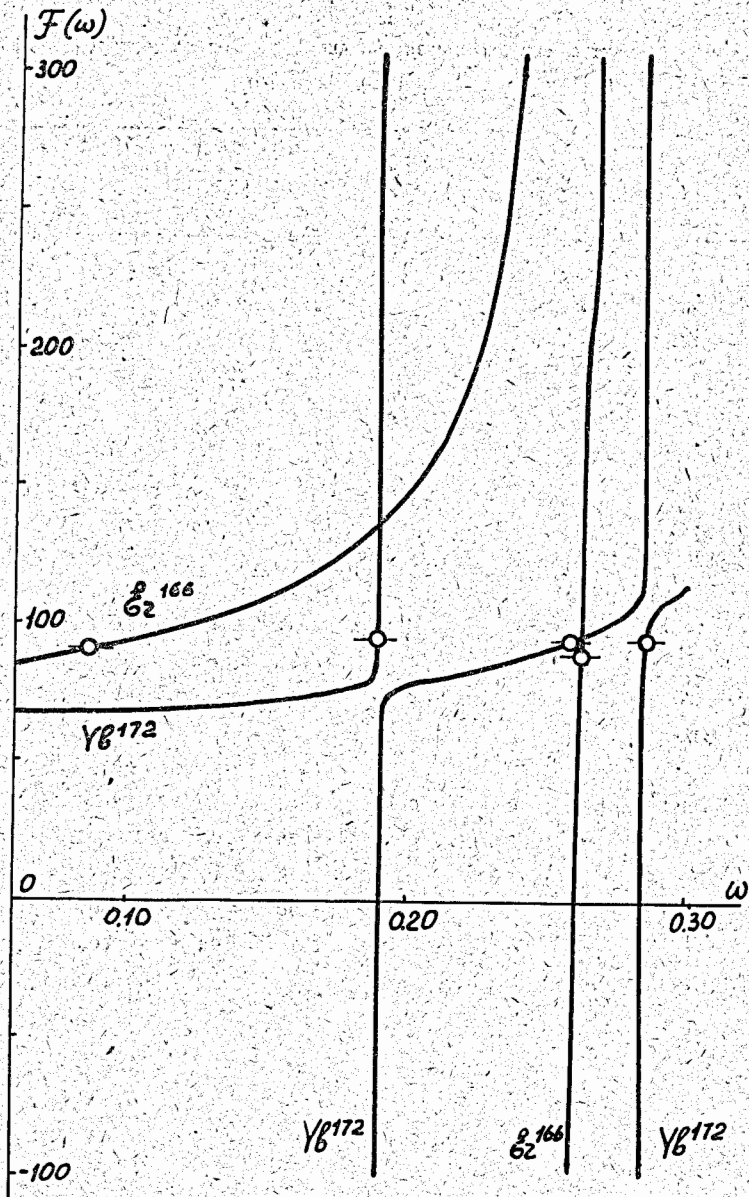


Рис. 1. Поведение функции  $F(\omega)$  для состояний с  $K\pi = 2+$  для  $\beta_1^{166}$  и  $\gamma_b^{172}$  (пересечение  $F(\omega)$  с прямыми  $1/\kappa^{(2)}$  при  $\kappa^{(2)} = 10 \text{ A}^4 / \text{h} \omega_0^2$ ,  $\kappa^{(2)}_{\text{np}} = \kappa^{(2)}$  обозначено через  $\circ$ ).

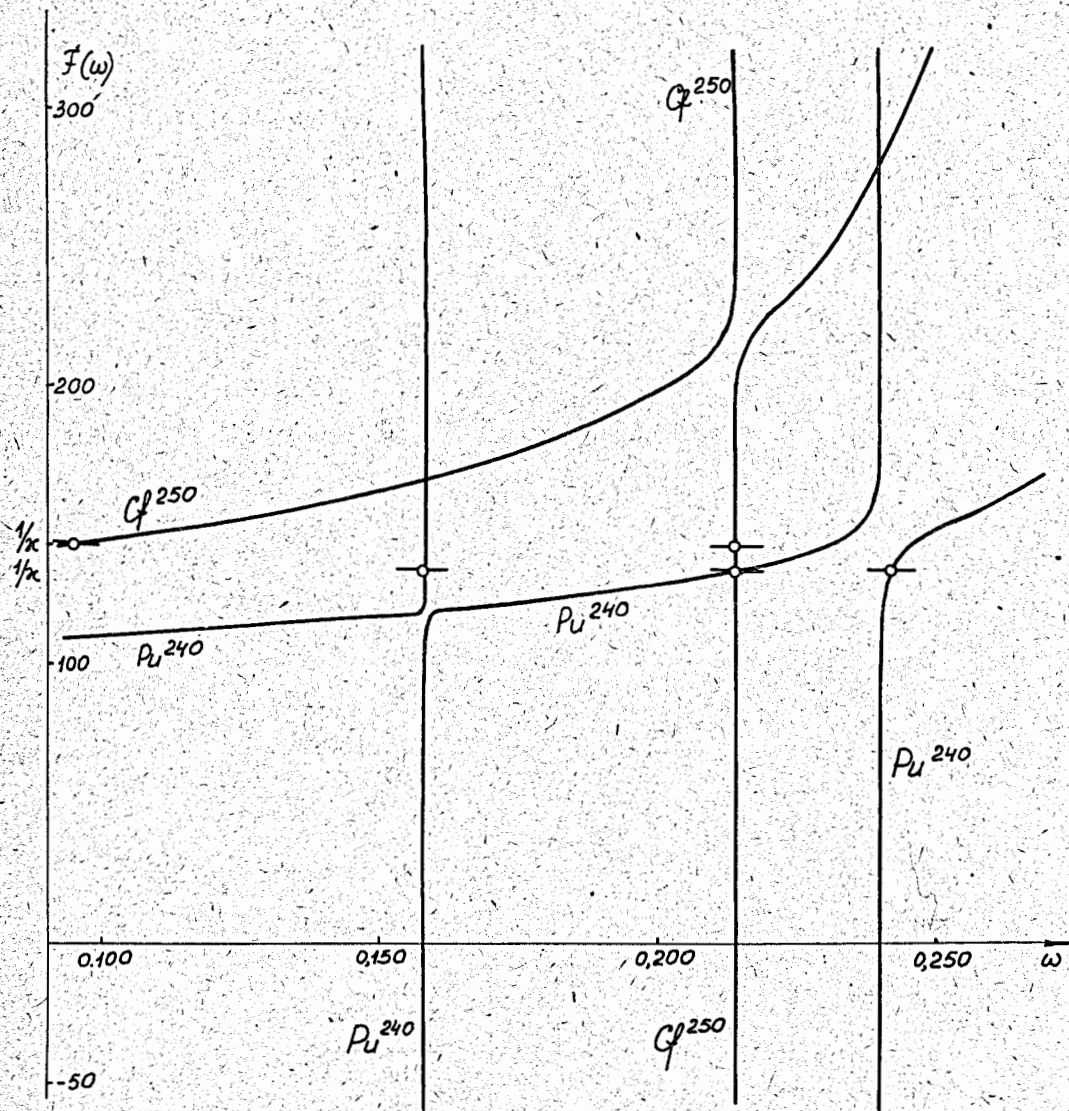
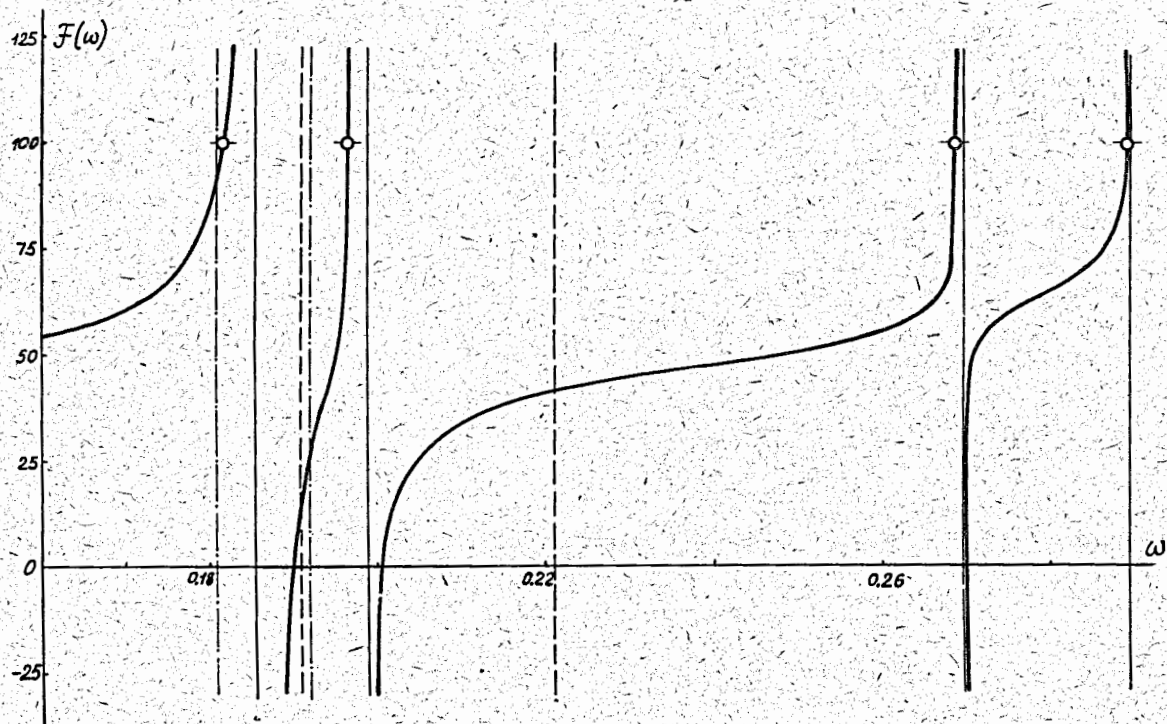


Рис. 2. Поведение функции  $F(\omega)$  для состояний с  $K\pi=2+$  для  $Pu^{240}$  и  $Cf^{250}$  (пересечение с прямыми  $1/\kappa$  при  $\kappa^{(2)} = 11 A^{4/3} h \omega_0$ ,  $\kappa_{пр}^{(2)} = \kappa^{(2)}$  обозначено через  $\circ$ ).



178

Рис. 3. Поведение функции  $F(\omega)$  для состояний с  $K\pi = 0+$  для ИГ. Вертикальные прямые обозначают полюса  $F(\omega)$ , вертикальные штрихованные прямые обозначают нейтронные, а штрих-пунктирные — протонные полюса (17) при  $\omega = 2t(\rho)$ , через  $\circ$  обозначено пересечение  $F(\omega)$  с прямой  $1/\kappa$  при  $\kappa^{(2)} = 10 A \frac{\kappa^{(2)}}{h_{\sigma}^{(2)}} \cdot \frac{\kappa^{(2)}}{\kappa^{(2)}}$ .

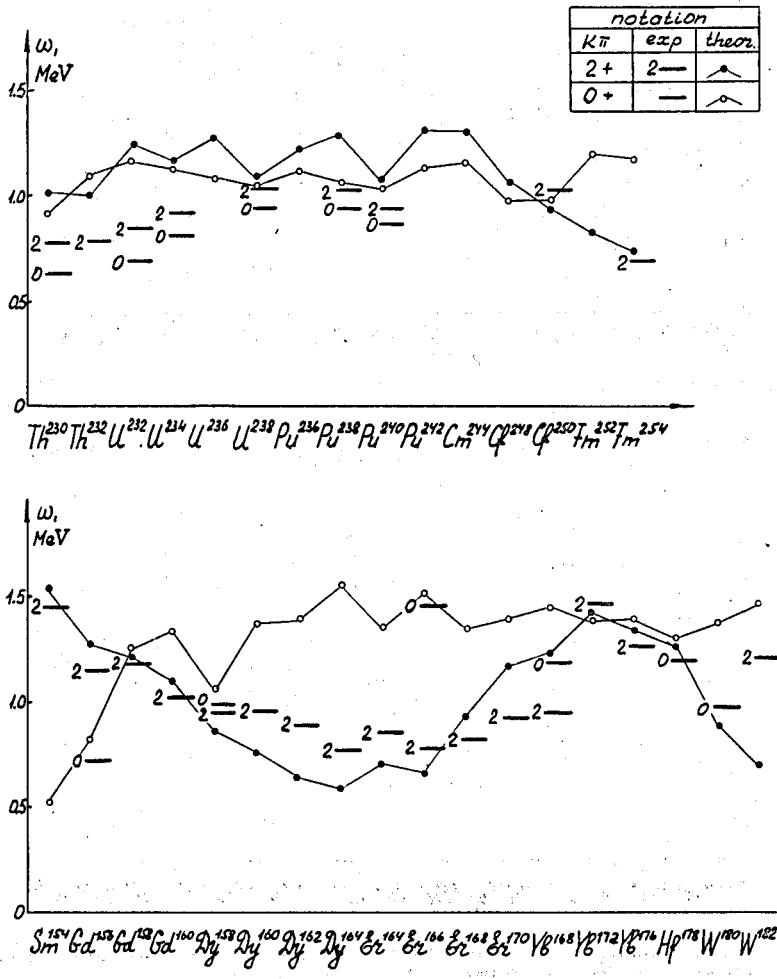


Рис. 4. Энергии первых состояний с  $K\pi = 0+$  и  $2+$  при  $\kappa^{(2)} = 10 A^{-1/3} \hbar \omega_0$ ,  $\kappa_{sp}^{(2)} = \kappa^{(2)}$ .  
 Обозначения: энергии состояний с  $K\pi = 2+$  : 2 — экспериментальные, ▲ — теоретические;  
 энергии состояний с  $K\pi = 0+$ : ○ — экспериментальные, ○ — теоретические.



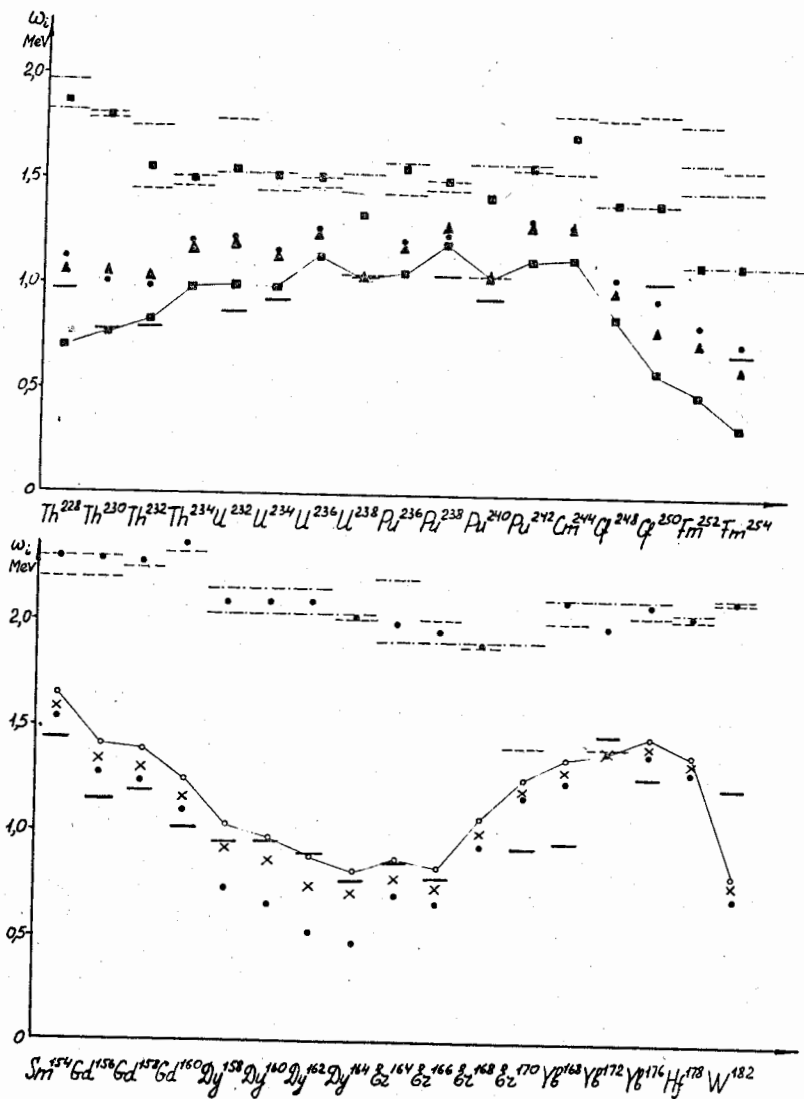


Рис. 5. Энергии состояний с  $K\pi=2+$  при  $\kappa^{(2)} = k A^{-1/3} h\omega_0$ . Обозначения: — экспериментальные данные, --- нейтронные полюсы, - - - протонные полюсы, расчеты

$\circ - k = 9,5, \kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$ ;  $\bullet - k = 10, \kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$   
 $\square - k = 11, \kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$ ;  $\times - k = 11,5, \kappa_{np}^{(2)} = 0,7 \kappa^{(2)}$   
 $\triangle - k = 12, \kappa_{np}^{(2)} = 0,7 \kappa^{(2)}$

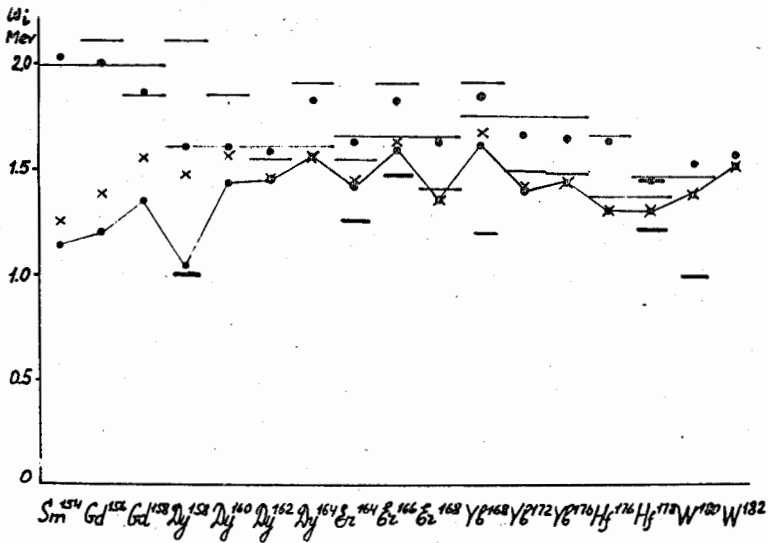
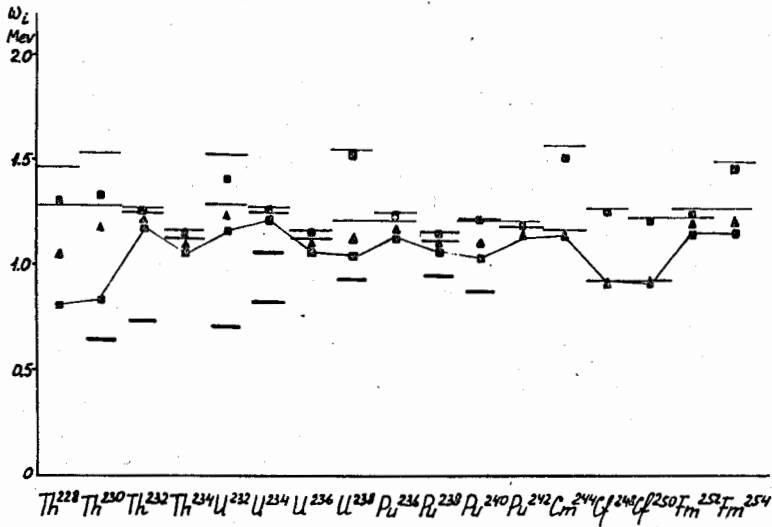


Рис. 6. Энергии состояний с  $K\pi = 0^+$ : при  $\epsilon^{(2)} = k A^{-4/3} \hbar \omega_0$ . Обозначения те же, что на рис. 5.