

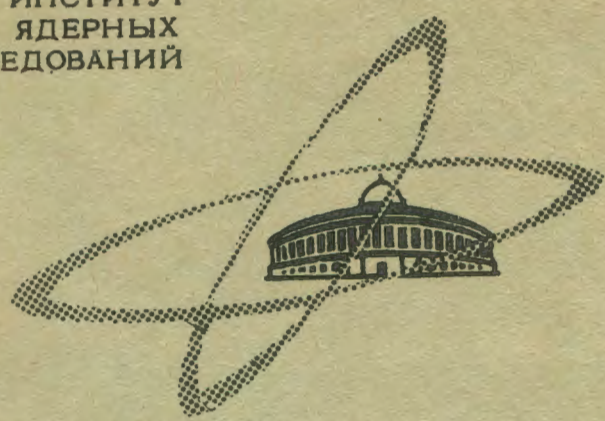
18/VII-6

C-603

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 3903



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.Г.Соловьев

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАЗИЧАСТИЦ С ФОНОНАМИ  
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

1968

Представлено на Международный  
симпозиум по структуре ядра.

Дубна 1968.

P4 - 3903

7334/2 49

В.Г.Соловьев

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАЗИЧАСТИЦ С ФОНОНАМИ  
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ**

Представлено на Международный  
симпозиум по структуре ядра.

Дубна 1968.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ

Исследуем свойства основных и возбужденных состояний деформированных ядер в рамках модели, учитывающей парные корреляции сверхпроводящего типа и мультиполь-мультипольные взаимодействия.

Проведем каноническое преобразование Боголюбова и перейдем от частиц к квазичастицам. Модель независимых квазичастиц достаточно хорошо описывает большую совокупность неколлективных состояний деформированных ядер. Успех модели независимых квазичастиц связан с тем, что параметры потенциалов Нильссона и Саксона-Вудса, описывающих среднее поле деформированных ядер, выбраны так, что они очень полно отражают взаимодействия между всеми нуклонами. Можно сказать, что для основного состояния каждого деформированного ядра принятое среднее поле такое, что оно соответствует случаю, когда матрица плотности является практически диагональной. С этим обстоятельством связана высокая чистота нижайших квазичастичных состояний. Применяемые в расчётах потенциалы в случае деформированных ядер описывают среднее поле лучше, чем в случае сферических ядер.

Коллективные вибрационные состояния трактуются с помощью метода приближенного вторичного квантования (приближение хаотичных фаз). Для описания этих состояний введем операторы фононов  $Q_1(\lambda \mu)$  мультипольности  $\lambda \mu$

$$Q_i(\lambda\mu) = \frac{1}{2} \sum_{qq'} \{ \psi_{qq'}^{\lambda\mu i} A(q, q') - \phi_{qq'}^{\lambda\mu i} A^+(q, q') \}, \quad (1)$$

операторы

$$A(q, q') = \sum_{\sigma} \sigma a_{q'\sigma} a_{q-\sigma} \quad (\text{или} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} a_{q\sigma} a_{q'\sigma}), \quad (2)$$

$$B(q, q') = \sum_{\sigma} a_{q\sigma}^+ a_{q'\sigma} \quad (\text{или} = \sum_{\sigma} \sigma a_{q-\sigma}^+ a_{q'\sigma}), \quad (3)$$

выражены через операторы квазичастиц  $a_{q,\sigma}$ , через  $q\sigma$  обозначены квантовые числа уровней среднего поля  $\sigma = \pm 1$ .

Коллективные неротационные состояния трактуются как однофоновые, двухфоновые и т.п. с волновыми функциями

$$Q_i^+(\lambda\mu) \Psi_0, \quad Q_{i_1}^+(\lambda_1 \mu_1) Q_{i_2}^+(\lambda_2 \mu_2) \Psi_0 \dots,$$

где

$$Q_i(\lambda\mu) \Psi_0 = 0.$$

Значения энергии однофоновых состояний  $\omega_i^{\lambda\mu}$  являются решениями секулярного уравнения

$$1 - 2 \kappa(\lambda) \sum_{qq'} \frac{(f^{\lambda\mu}(qq'))^2 U_{qq'}^2 (\epsilon(q) + \epsilon(q'))}{(\epsilon(q) + \epsilon(q'))^2 - (\omega_i^{\lambda\mu})^2}. \quad (4)$$

Здесь  $\kappa(\lambda)$  - константа взаимодействия мультипольности  $\lambda$ ,  $f^{\lambda\mu}(qq')$  - матричный элемент оператора мультипольного момента  $\lambda \mu$ ,

$\epsilon(q) = \sqrt{C^2 + \{E(q) - \lambda\}^2}$ ,  $u_{qq'} = u_q v_{q'} + u_{q'} v_q$ , причём  $u_q^2 + v_q^2 = 1$ ,  $u_q^2 = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{E(q) - \lambda}{\epsilon(q)} \right)$ , где  $C$  - корреляционная функция,  $\lambda$  - химический потенциал,  $E(q)$  - энергий одночастичных уровней среднего поля.

Через  $i = 1, 2, \dots$  обозначены корни (4).

После проведения канонического преобразования Боголюбова, введения операторов фононов и нахождения корней уравнения (4) наиболее важную часть ядерного гамильтониана взаимодействия можно записать в следующем виде:

$$H = \sum_q \epsilon(q) B(q, q') - \frac{1}{4} \sum_{\lambda, \mu \geq 0} \sum_{ii'} \frac{1}{2\kappa(\lambda)} \frac{(Q_i^+(\lambda\mu) + Q_i(\lambda\mu))(Q_{i'}^+(\lambda\mu) + Q_{i'}(\lambda\mu))}{\sqrt{Y^1(\lambda\mu) Y^{i'}(\lambda\mu)}} \quad (5)$$

$$- \frac{1}{4} \sum_{\lambda\mu 1} \frac{1}{\sqrt{Y^1(\lambda\mu)}} \sum_{qq'} f^{\lambda\mu}(qq') v_{qq'} \{ B(qq') (Q_1^+(\lambda\mu) + Q_1(\lambda\mu)) + (Q_1^+(\lambda\mu) + Q_1(\lambda\mu)) B(qq') \}.$$

Здесь

$$Y^1(\lambda\mu) = \sum_{qq'} \frac{(f^{\lambda\mu}(qq'))^2 v_{qq'}^2 \omega_1^{\lambda\mu} (\epsilon(q) + \epsilon(q'))}{[(\epsilon(q) + \epsilon(q'))^2 - (\omega_1^{\lambda\mu})^2]^2} \quad (6)$$

$v_{qq'} = v_q v_{q'}$ ,  $v_q = \sqrt{\epsilon(q)}$ . Теоретические и экспериментальные сведения об однофононных состояниях просуммированы в /1/. Компоненты однофононных состояний, значения  $\omega_1^{\lambda\mu}$  и  $Y^1(\lambda\mu)$ , рассчитанные с волновыми функциями потенциала Нильссона, приведены в /2/.

Следует отметить, что, как показано в /3/, наименее однофононные состояния в сильнодеформированных ядрах (т.е. в ядрах, находящихся вне переходных областей) являются очень чистым, т.е. примеси двухфононных состояний к ним малы.

Как известно, имеются две основные причины, приводящие к появлению примесей к квазичастичным и фононным состояниям. Это связь внутреннего движения с вращением ядра как целого и взаимодействия квазичастиц с фононами. Исследуем влияние взаимодействия квазичастиц с фононами на структуру квазичастичных и однофононных состояний в деформированных ядрах.

При рассмотрении взаимодействия квазичастиц с фононами следует иметь в виду, что наличие квазичастиц приводит к некоторому изменению фононов. Однако эти изменения, как правило, невелики, и мы ими будем пренебрегать.

2. Исследуем, к чему приводит взаимодействие квазичастиц с фононами в нечётных деформированных ядрах. Следуя <sup>/4/</sup>, волновую функцию нечётного ядра с данным значением  $K^\pi$  запишем в виде

$$\Psi(K^\pi) = \frac{1}{\sqrt{2}} C_\rho \sum_\sigma \{ a_{\rho\sigma}^+ + \sum_{\lambda\mu\nu} D_{\rho\nu\sigma}^{\lambda\mu} a_{\nu\sigma}^+ Q_i(\lambda\mu) \} \Psi_0 \quad (7)$$

с условием нормировки

$$C_\rho^2 \left\{ 1 + \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} \sum_{\nu\sigma} (D_{\rho\nu\sigma}^{\lambda\mu})^2 \right\} = 1. \quad (8)$$

Здесь через  $\rho$  обозначен уровень среднего поля с данным значением  $K^\pi$ .

Найдем среднее значение  $H$ , по  $\Psi(K^\pi)$ , и из условия минимума энергии с учётом (8) получим секулярное уравнение и величины  $C_\rho$ ,  $D_{\rho\nu\sigma}^{\lambda\mu}$  в следующем виде:

$$\epsilon(\rho) - \eta_1 - \frac{1}{4} \sum_{\lambda \mu i} \sum_{\nu} \frac{v_{\rho\nu}^2}{Y^i(\lambda \mu)} \frac{(f^{\lambda \mu}(\rho \nu))^2}{\epsilon(\nu) + \omega_i^{\lambda \mu} - \eta_1} = 0, \quad (9)$$

$$C_{\rho}^{-2} = 1 + \frac{1}{4} \sum_{\lambda \mu i} \sum_{\nu} \frac{v_{\rho\nu}^2}{Y^i(\lambda \mu)} \frac{(f^{\lambda \mu}(\rho \nu))^2}{(\epsilon(\nu) + \omega_i^{\lambda \mu} - \eta_1)^2}, \quad (10)$$

$$D_{\rho\nu\sigma}^{\lambda \mu i} = \frac{1}{2} \frac{v_{\rho\nu}}{\sqrt{Y^i(\lambda \mu)}} \frac{f^{\lambda \mu}(\rho \nu)}{\epsilon(\nu) + \omega_i^{\lambda \mu} - \eta_1}. \quad (11)$$

Величина  $C_{\rho}^2$  определяет вклад одноквазичастичной компоненты, величина  $1/2 C_{\rho}^2 \sum_{\sigma} (D_{\rho\nu\sigma}^{\lambda \mu i})^2$  — вклад компоненты с квазичастицей в состоянии  $\nu$  и фонона  $\lambda \mu i$ .

Для каждого значения  $K^{\pi}$  и  $\rho$  имеется свое уравнение типа (9), решения его  $\eta_1, \eta_2, \dots$  являются энергиями состояний. Как известно, в схеме уровней среднего поля имеется несколько состояний с данным  $K^{\pi}$ . В<sup>/4/</sup> рассмотрим общий случай, когда учитываются несколько состояний  $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n$  с данными  $K^{\pi}$ . Случай учёта двух состояний  $\rho_1$  и  $\rho_2$  подробно изучен в<sup>/5/</sup>.

Взаимодействие квазичастиц с фононами приводит к появлению примесей в одноквазичастичных состояниях, к коллективным неротационным состояниям, к возникновению состояний сложной структуры. Оно проявляется в спектроскопических факторах, параметрах развязывания и т.д. Роль взаимодействия квазичастиц с фононами в нечётных А деформированных ядрах детально изучена в<sup>/5-8/</sup>.

Пользуясь уравнением типа (9), учитывающим два одноквазичастичных состояния  $\rho_1$  и  $\rho_2$ , мы одновременно рассчитали примеси одного состояния к другому из-за взаимодействия через фононы. Проведенные исследования показали, что в подавляющем большинстве случаев смешивание двух состояний с данными  $K^n$  достаточно мало. Значительное смешивание двух одноквазичастичных компонент имеет место в двух случаях, когда одно или оба  $\epsilon(\rho_1)$  и  $\epsilon(\rho_2)$  больше первого полюса уравнения типа (9) и когда два уровня среднего поля с одинаковыми  $K^n$  весьма близки друг к другу, что имеет место, например, при квазипересечении одночастичных состояний из различных главных осцилляторных оболочек.

Эффект смешивания  $\rho_1$  и  $\rho_2$  в сравнительно высоковозбужденных состояниях продемонстрирован в таблице 1, где  $C_1(\rho_1)^2$  и  $C_1(\rho_2)^2$  определяют вклад компонент  $\rho_1$  и  $\rho_2$  в состояние с данным  $\eta_j$ . Из таблицы видно, что в большинстве случаев смешивание невелико. Те состояния, которые содержат заметный вклад обеих компонент  $\rho_1$  и  $\rho_2$ , могут быть найдены экспериментально. В случае, когда  $\rho_1$  - является дырочным, а  $\rho_2$  - частичным состояниями, удаленными от поверхности Ферми, этот уровень будет возбуждаться одновременно в  $(dp)$  и  $(dt)$  реакциях, т.е.  $(dp)$  будет идти через  $\rho_2$ , а  $(dt)$  - через  $\rho_1$ . Имеются первые сведения о таких состояниях<sup>/9,10/</sup>.

Следует отметить, что результаты, приведенные в таблице 1 и 2, вычислены с одночастичными энергиями и волновыми функциями потенциала Саксона-Вудса<sup>/11-12/</sup>, причём фононы рассчитаны в<sup>/13,14/</sup>. Для обозначения одночастичных состояний используются асимптотические квантовые числа потенциала Нильссона  $N_{n_z} \Lambda \Sigma$ , состояние обозначается через  $N_{n_z} \Lambda \uparrow$ , если  $K = \Lambda + \Sigma$  и  $N_{n_z} \Lambda \downarrow$  - если  $K = \Lambda - \Sigma$ .



Как известно, должны смешиваться состояния с одинаковыми  $K$  и с главными квантовыми числами  $N$  и  $N \pm 2$ . В<sup>/11/</sup> показано, что в случае одночастичных состояний потенциала Саксона-Вудса такое смешивание имеет место вблизи квазипересечения уровней, но в весьма узком интервале значений деформаций. В<sup>/15,17/</sup> получены экспериментальные данные, свидетельствующие о смеси состояний с  $N$  и  $N \pm 2$ . Ясно, что наблюдение этого эффекта возможно в том случае, когда область значений параметра деформации не слишком узка, т.е. чтобы в эту область попала равновесная деформация нечётного ядра. Взаимодействие квазичастиц с фононами приводит к увеличению интервала деформации, где смешивание двух состояний имеет место. Этот эффект продемонстрирован в таблице 1, где для <sup>159</sup>Dy приведено смешивание состояний  $402 \downarrow$  и  $651 \downarrow$  при деформациях  $\beta = 0,30$  и  $0,33$ , квазипересечение этих уровней осуществляется при  $\beta = 0,32$ .

3. Взаимодействия квазичастиц с фононами приводят только к небольшим примесям в основных и низколежащих состояниях нечётных деформированных ядер, причём состояния с большими значениями  $K$  являются более чистыми. С ростом энергии возбуждения увеличивается роль примесей. Взаимодействия квазичастиц с фононами приводят к тому, что одночастичные состояния потенциала Нильссона или Саксона-Вудса распределяются по ряду неротационных уровней с данными значениями  $K^{\pi}$ .

С увеличением энергии возбуждения, как правило, распределение одноквазичастичной компоненты происходит по все большему числу уровней. В таблице II приведены примеры такого распределения.

Исследования структуры нечётных деформированных ядер, проведенные в <sup>10,17-19/</sup> путем изучения  $(dp)$  и  $(dt)$  реакций, показали, что на опыте найдено количество неротационных состояний с определенным  $K^\pi$ , много большее по сравнению с количеством таких состояний, даваемых схемой Нильссона, хотя суммарная интенсивность их возбуждения согласуется с оценками, полученными с волновыми функциями потенциала Нильссона. Эти эксперименты подтверждают выводы модели о распределении одноквазичастичных компонент по многим неротационным уровням.

Еще в значительно большей степени должны быть распределены трехквазичастичные компоненты по многим уровням. Из трехквазичастичных состояний чистыми являются состояния с наибольшими  $K$ , относительно более чистыми те, из которых нельзя составить комбинацию квазичастица плюс фонон с  $\lambda = 2$  или  $\lambda = 3$ .

Распределение отдельных трехквазичастичных компонент по нескольким уровням можно обнаружить по  $\alpha$  и бета-распаду. Например, в <sup>120/</sup> найдены быстрые бета-переходы из состояния  $P411 \uparrow^{163} Tb$  на ряд уровней <sup>163</sup> Dy, которые можно объяснить как переходы на трехквазичастичную конфигурацию  $\pi 523 \downarrow, P523 \uparrow, P411 \uparrow$ , т.е.  $\alpha$  и бета-распад идет между состояниями  $\pi 523 \downarrow, P523 \uparrow$ . Следует отметить, что состояния  $\pi 523 \downarrow - 411 \uparrow$  входят в состав фона на  $\lambda = 3, \lambda = 2$ .

При энергиях возбуждения  $2+3$  и более Мэв процесс распределения одно- и трехквазичастичных компонент по неротационным уровням в нечётных ядрах должен существенно усилиться по сравнению с более низкими энергиями возбуждения. Сведения о структуре таких состояний в деформированных и сферических ядрах являются весьма скудными. Инте-

ресные качественные результаты, подтверждающие это распределение, получены в /21/, где изучен спектр запаздывающих протонов, образующихся после  $\beta^+$  распада  $^{111}\text{Te}$  на уровни  $^{111}\text{Sb}$ . Сложный характер протонного спектра можно понять, если предположить, что одно- и трехквaziчастичные компоненты распределены по многим уровням  $^{111}\text{Sb}$ .

4. Рассмотрим примеси двухфононных состояний к наиболее низким однофононным состояниям в чётно-чётных деформированных ядрах. Следуя /3/, волновую функцию, описывающую состояние с данным значением  $K^\pi$  (соответствующим  $\lambda_0, \mu_0, I_0$ ), запишем в виде:

$$\Psi_{I_0}(K^\pi) = C_{I_0}(\lambda_0 \mu_0) \{ Q_{I_0}^+(\lambda_0 \mu_0) + \sum_{\lambda \mu i} \Delta_{\lambda' \mu' i}^{\lambda \mu i} (\lambda_0 \mu_0 I_0) Q_i^+(\lambda \mu) Q_i^+(\lambda' \mu') \} \Psi_0 \quad (12)$$

с условием нормировки

$$C_{I_0}^2(\lambda_0 \mu_0) \{ 1 + 2 \sum_{\lambda \mu i} (\Delta_{\lambda' \mu' i}^{\lambda \mu i} (\lambda_0 \mu_0 I_0))^2 \} = 1. \quad (13)$$

Найдем среднее значение  $N$  по  $\Psi(K^\pi)$  и из условия минимума энергии найдем  $C_{I_0}(\lambda_0 \mu_0)$  и  $\Delta_{\lambda' \mu' i}^{\lambda \mu i} (\lambda_0 \mu_0 I_0)$ . Секулярное уравнение, определяющее энергии возбужденных состояний  $\zeta_j$ , получим в следующем виде:

$$\omega_{I_0}^{\lambda_0 \mu_0} - \zeta_j = \frac{1}{2} \sum_{\lambda \mu i} \frac{[U_{\lambda' \mu' i}^{\lambda \mu i} (\lambda_0 \mu_0 I_0)]^2}{\omega_i^{\lambda \mu} + \omega_i^{\lambda' \mu'} - \zeta_j}, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned}
U_{\lambda' \mu' i' (\lambda_0 \mu_0 i_0)}^{\lambda \mu i} &= \frac{1}{2} \sum_{q_1 q_2} v_{q_1 q_2} \left\{ \frac{f_{q_1 q_2}^{\lambda \mu}}{\sqrt{Y^i(\lambda \mu)}} (\psi_{q_2 q_1}^{\lambda_0 \mu_0 i_0} \psi_{q_2 q_1}^{\lambda' \mu' i'}) + \right. \\
&+ \psi_{q_2 q_1}^{\lambda_0 \mu_0 i_0} \psi_{q_2 q_1}^{\lambda' \mu' i'}) + \frac{f_{q_1 q_2}^{\lambda' \mu'}}{\sqrt{Y^i(\lambda' \mu')}} (\psi_{q_2 q_1}^{\lambda_0 \mu_0 i_0} \psi_{q_2 q_1}^{\lambda \mu i} + \psi_{q_2 q_1}^{\lambda_0 \mu_0 i_0} \psi_{q_2 q_1}^{\lambda \mu i (15)}) + \\
&+ \left. \frac{f_{q_1 q_2}^{\lambda_0 \mu_0}}{\sqrt{Y^{i_0}(\lambda_0 \mu_0)}} (\psi_{q_2 q_1}^{\lambda \mu i} \psi_{q_2 q_1}^{\lambda' \mu' i'} + \psi_{q_2 q_1}^{\lambda \mu i} \psi_{q_2 q_1}^{\lambda' \mu' i'}) \right\}.
\end{aligned}$$

Далее

$$C_{i_0}^{-2}(\lambda_0 \mu_0) = 1 + \frac{1}{2} \sum_{\substack{\lambda \mu i \\ \lambda' \mu' i'}} \frac{[U_{\lambda' \mu' i' (\lambda_0 \mu_0 i_0)}^{\lambda \mu i}]^2}{(\omega_i^{\lambda \mu} + \omega_{i'}^{\lambda' \mu'} - \zeta_i)^2} \quad (16)$$

$$\Delta_{\lambda' \mu' i' (\lambda_0 \mu_0 i_0)}^{\lambda \mu i} = \frac{1}{2} \frac{U_{\lambda' \mu' i' (\lambda_0 \mu_0 i_0)}^{\lambda \mu i}}{\omega_i^{\lambda \mu} + \omega_{i'}^{\lambda' \mu'} - \zeta_i} \quad (17)$$

С помощью формул (14) и (16) в <sup>3,22/</sup> рассчитаны сдвиги наиболее низких вибрационных состояний и вклады однофононных компонент. Расчёты проведены со схемой одночастичных уровней и волновыми функциями потенциала Нильссона, параметры которых даны в <sup>23/</sup>. При расчётах изотопов неодима, самария, диспрозия, эрбия, тория и урана учитывались следующие двухфононные примеси  $(\lambda \mu i), (\lambda' \mu' i')$ : для однофононных состояний  $K^\pi = 0^+ - (201), (201); (221), (221); (301), (301); (311)(311)$  и  $(321)(321)$ ; для однофононных состояний  $K^\pi = 2^+ - (221), (201); (321)(301)$  и  $(311)(311)$ . При вычислении первых  $K^\pi = 2^+$  состояний в изотопах вольфрама и осмия учитывались только примеси  $(221)(201)$ . Часть результатов расчётов приведена в таблице III.

Из таблицы видно, что для сильнодеформированных ядер примеси двухфоонных компонент к однофоонным состояниям весьма малы. Исключение составляют такие случаи, как состояние  $K^\pi = 0^+$  в  $^{166}\text{Er}$ , где энергия однофоонного состояния (201) близка к двухфоонному полюсу (221)(221).

Расчёты показали, что наиболее низкие двухфоонные состояния сильнодеформированных ядер являются весьма чистыми. Поэтому энергия расщепления двухфоонных мультиплетов в них должна быть меньше, чем в сферических ядрах. Представляет несомненный интерес экспериментальное обнаружение этих состояний. Например, двухфоонные состояния с  $K^\pi = 4^+$  (221)(221) в изотопах диспрозия и эрбия должны иметь энергию в интервале (1,5 + 2,0) Мэв.

Из таблицы 3 видно, что для ядер переходной области ангармонические эффекты несколько увеличиваются. Например, в  $^{152}\text{Sm}$  и  $^{150}\text{Nd}$  примеси двухфоонных состояний к гамма-вибрационным весьма малы. Однако примеси к бета-вибрационным состояниям велики, причём они резко возрастают от  $^{158}\text{Dy}$  к  $^{152}\text{Sm}$  и, особенно, к  $^{150}\text{Nd}$ . Это резкое возрастание примесей, по-видимому, связано с резким изменением деформации при переходе от  $N = 90$  к  $N = 88$ .

В области изотопов вольфрама и осмия наблюдается обратная картина. Примеси двухфоонных компонент к однофоонным  $K^\pi = 0^+$  состояниям весьма малы. Примеси двухфоонных компонент к первым однофоонным  $K^\pi = 2^+$  состояниям являются несколько большими, они увеличиваются при переходе от изотопов вольфрама к изотопам осмия, они растут в этих изотопах с увеличением числа нейтронов. Величина при-

месей также увеличивается с уменьшением деформации. То есть в изотопах вольфрама и осмия ангармоничность гамма-колебаний увеличивается по мере приближения к границе области несферических ядер. Однако ангармоничность невелика и ее можно учитывать по теории возмущений. Интересно сопоставить этот результат с плавным уменьшением равновесных деформаций ядер рассматриваемой области.

Следует отметить, что двухфононные состояния в ядрах переходной области, первые экспериментальные указания о которых получены в <sup>/24/</sup>, не являются столь чистыми, как в сильнодеформированных ядрах.

Таким образом, проведенные исследования показали, что ангармонические эффекты в чётно-чётных ядрах в областях  $150 < A < 180$  и  $228 < A < 258$  весьма малы и в подавляющем большинстве случаев их можно не принимать во внимание. Этот вывод согласуется с вычисленной в <sup>/25, 26/</sup> зависимостью полной энергии сильнодеформированных ядер от  $\beta$ - и  $\gamma$ -деформаций, имеющей характер параболы вблизи своего минимума. Положение существенно отлично в ядрах новой области деформации, содержащей нейтронодефицитные изотопы бария, церия и других. Как показано в <sup>/27/</sup>, ядра этой области являются весьма мягкими относительно гамма-деформаций. В них, по-видимому, должна быть сильной связь вращения с колебаниями и большие ангармонические поправки.

5. Рассмотрим влияние взаимодействия квазичастиц с фононами на двухквазичастичные состояния в чётно-чётных деформированных ядрах и исследуем, насколько усложнится структура этих состояний с ростом энергии возбуждения.

Поскольку формула (12) верна для всех значений  $\lambda \mu i$ , то она содержит и предельный случай, когда один или два фоновых оператора переходят в двухквaziчастичные операторы. Если рассматривать только фононы с  $\lambda = 2 \quad \mu = 0, 2$  и  $\lambda = 3 \quad \mu = 0, 1, 2$  (в<sup>28/</sup> показано, что состояния с  $\lambda = 3 \quad \mu = 3$  являются практически двухквaziчастичными), то (12) можно записать в виде

$$\Psi(K^{\pi}, \rho_1, \rho_2) = C(\rho_1 \rho_2) \left\{ \sum_{\sigma_1 \sigma_2} d_{\sigma_1 \sigma_2} [a_{\rho_1 \sigma_1}^+ a_{\rho_2 \sigma_2}^+ + \sum_{\lambda \mu i} D^{\lambda \mu i}_{\sigma_1 \sigma_2}(\rho_1 \rho_2) a_{\sigma_1}^+ a_{\sigma_2}^+ \times \right. \\ \left. \times Q_i^+(\lambda \mu) \right] + \sum_{\lambda \mu i} U_{\lambda' \mu' i'}^{\lambda \mu i}(\rho_1 \rho_2) Q_i^+(\lambda \mu) Q_{i'}^+(\lambda' \mu') \} \Psi_0, \quad (18)$$

где все  $\psi_{\sigma_1 \sigma_2}^{\lambda \mu i} = 0$ ;  $d_{\sigma_1 \sigma_2} = \delta_{\sigma_1 \sigma_2}$ , если  $K = K_{\sigma_1} + K_{\sigma_2}$  и  $d_{\sigma_1 \sigma_2} = \sigma_1 \delta_{\sigma_1 - \sigma_2}$ , если  $K = |K_{\sigma_1} - K_{\sigma_2}|$ .

Найдем среднее значение гамильтониана (5) по состоянию (18) и, пользуясь вариационным принципом, секулярное уравнение получим в виде:

$$\epsilon(\rho_1) + \epsilon(\rho_2) - \zeta_1 - \frac{1}{8} \sum_{\lambda \mu i} \sum_{\nu} \frac{1}{Y^i(\lambda \mu)} \left\{ \frac{(f^{\lambda \mu}(\rho, \nu))^2 \nu^2}{\rho_1 \nu} + \right. \\ \left. + \frac{(f^{\lambda \mu}(\rho, \nu))^2 \nu^2}{\rho_2 \nu} \right\} - \frac{1}{2} \sum_{\lambda \mu i} \frac{(U_{\lambda' \mu' i'}^{\lambda \mu i}(\rho_1 \rho_2))^2}{\omega_1^{\lambda \mu} + \omega_1^{\lambda' \mu'} - \zeta_1} = 0, \quad (19)$$

где  $U_{\lambda' \mu' i'}^{\lambda \mu i}(\rho_1 \rho_2)$  нетрудно получить из (15). Из условия нормировки найдем

$$C(\rho_1, \rho_2)^2 = 1 + \sum_{\lambda\mu i} \sum_{q_1 q_2 \sigma} (D^{\lambda\mu i}_{q_1 q_2 \sigma \pm \sigma}(\rho_1 \rho_2))^2 + 2 \sum_{\lambda\mu i} (\Delta^{\lambda\mu i}_{\lambda' \mu' i'}(\rho_1 \rho_2))^2 \quad (20)$$

$$D^{\lambda\mu i}_{q_1 q_2 \sigma \pm \sigma}(\rho_1 \rho_2) = \frac{1/4}{Y^i(\lambda\mu)} \frac{\delta_{\rho_2 q_2} \nu_{\rho_1 q_1} f^{\lambda\mu}(\rho_1 q_1) + \delta_{\rho_1 q_1} \nu_{\rho_2 q_2} f^{\lambda\mu}(\rho_2 q_2)}{\epsilon(q_1) + \epsilon(q_2) + \omega_i^{\lambda\mu} - \zeta} \quad (21)$$

$$\Delta^{\lambda\mu i}_{\lambda' \mu' i'}(\rho_1 \rho_2) = \frac{1}{2} \frac{U^{\lambda\mu i}_{\lambda' \mu' i'}(\rho_1 \rho_2)}{\omega_i^{\lambda\mu} + \omega_i^{\lambda' \mu'} - \zeta} \quad (22)$$

Для состояний с  $K > 4$   $U^{\lambda\mu i}_{\lambda' \mu' i'}(\rho_1 \rho_2) = 0$  и уравнение (19) принимает вид, полученный в /20/.

Решены уравнения (19) при  $U^{\lambda\mu i}_{\lambda' \mu' i'}(\rho_1 \rho_2) = 0$  и исследована структура неколлективных состояний чётно-чётных деформированных ядер. Результаты расчётов представлены в таблицах IV и V, причём энергии двухквартичных состояний рассчитаны без учёта эффекта блокировки.

Проведенный анализ показал, что наиболее низкие двухквартичные состояния, первые полюса уравнения (19) у которых существенно выше двухквартичных энергий, являются весьма чистыми. В таблице IV приведены такие состояния, у которых примеси составляют менее 1%. Несколько более высокие двухквартичные состояния, у которых первые полюса на 0,5 Мэв и более выше двухквартичной энергии, также являются достаточно чистыми: примеси в них, как правило, не превышают 5%.



В тех же случаях, где величина первого полюса в (19) весьма близка к  $\epsilon(\rho_1) + \epsilon(\rho_2)$  или даже меньше этого значения, такие состояния перестают быть двухквaziчастичными. В этих случаях данная двухквaziчастичная конфигурация распределяется по ряду уровней. Такого типа состояния продемонстрированы в таблице V. Энергии таких состояний, как правило, превышают 3 Мэв в области  $150 < A < 190$ .

Этот эффект распределения двухквaziчастичных конфигураций по ряду состояний можно будет наблюдать экспериментально в бета-распаде и в прямых ядерных реакциях, когда будет обнаружено состояний с данным  $K^\pi$  больше, чем имеется соответствующих двухквaziчастичных состояний. По-видимому, такого типа распределение имеет место в ряде случаев. Например, в <sup>30/</sup> обнаружено несколько уровней с  $K^\pi = 4^+$  в <sup>188</sup>Dy, в <sup>31/</sup> найдено несколько уровней с  $K^\pi = 1^+$  и  $1^-$  в <sup>160</sup>Dy и, как показано в <sup>32,33/</sup>, особенно много уровней с  $K^\pi = 1^+, 1^-$  и  $0^-$  обнаружено в <sup>170</sup>Yb. Наблюдаемое повышение  $\log ft$  при переходах на эти состояния по сравнению с большинством переходов типа  $ah$  и  $Ia$  является дополнительным аргументом в пользу распределения двухквaziчастичных компонент.

Таким образом, подавляющее большинство двухквaziчастичных состояний вплоть до энергии 3 Мэв является весьма чистым. Однако с ростом энергии структуры состояний усложняются, примеси к двухквaziчастичной компоненте возрастают, и в отдельных случаях становятся преобладающими, а двухквaziчастичные конфигурации распределяются по ряду уровней.

Исследуем вопрос, насколько сильно взаимодействие квазичастиц с фононами смешивает двухквазичастичные состояния с одинаковыми значениями  $K^\pi$ . Волновую функцию возьмем в виде

$$\Psi(K^\pi; \rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma_1 \sigma_2} d_{\sigma_1 \sigma_2} \{ C'(\rho_1 \rho_2) a_{\rho_1 \sigma_1}^+ a_{\rho_2 \sigma_2}^+ +$$
(23)

$$+ C'(\rho_3 \rho_4) a_{\rho_3 \sigma_1}^+ a_{\rho_4 \sigma_2}^+ \sum_{\lambda \mu} D_{\sigma_1 \sigma_2}^{\lambda \mu}(\rho_1 \rho_2 \rho_3 \rho_4) a_{\sigma_1}^+ a_{\sigma_2}^+ Q_i^+(\lambda \mu) \} \Psi_0,$$

найдем среднее значение  $H$  по этому состоянию и на основе вариационного принципа получим секулярное уравнение. Решив это уравнение, найдем энергии  $\zeta_j$  и, пользуясь условием нормировки - вклады двухквазичастичных компонент  $C'(\rho_1, \rho_2)^2$  и  $C'(\rho_3, \rho_4)^2$ . Часть результатов представлена в таблице VI. Из таблицы VI видно, что в подавляющем большинстве случаев это смешивание весьма мало. Исключение составляют отдельные случаи, когда энергии двухквазичастичных состояний весьма близки друг к другу.

В рамках модели с парными и мультиполь-мультипольными силами рассмотрено влияние взаимодействия квазичастиц с фононами на усложнение структуры состояний деформированных ядер при увеличении энергии возбуждения. Усложнение структуры состояний происходит также из-за связи с вращением, из-за наличия других взаимодействий, таких, которые приводят, например, к спиновому расщеплению, или таких, которые рассмотрели Бохнацки и Огаза<sup>/34/</sup>. Интересно исследовать структуру состояний для взаимодействий между квазичастицами в рамках теории конечных ферми-систем Мигдала<sup>/35/</sup>. Имеющиеся экспериментальные данные сви-

детельствуют о том, что такого типа усложнение структуры состояний с ростом энергии возбуждения имеет место. Не вполне ясно, насколько полно и правильно рассмотренная выше модель описывает структуру состояний при энергиях  $(1+2)$  Мэв и выше в нечётных  $A$  и при энергиях  $(2 + 3)$  Мэв и выше в чётно-чётных деформированных ядрах. Несомненно, что с ростом энергии возбуждения должны проявиться новые стороны внутриядерных взаимодействий, и можно надеяться, что экспериментальные факты, не укладывающиеся в рамки рассмотренной здесь модели, помогут выделить и сформулировать дополнительные наиболее важные компоненты ядерных сил. Необходимо подчеркнуть, что наиболее важные выводы модели связаны со свойствами симметрии взаимодействия, а не с явным видом сил (например, с их радиальной зависимостью).

Следует отметить, что в связи с усложнением структуры состояний деформированных ядер с ростом энергии возбуждения становится необходимым комплексное экспериментальное изучение таких состояний, сочетающее  $\beta$ - и  $\gamma$ -спектроскопию с прямыми ядерными реакциями.

В заключение благодарю Р.В.Джолоса, А.А.Корнейчука, Л.А.Малова, С.И.Федотова, У.М.Файнера и Г.Юнгклауссен за помощь и обсуждения.

### Л и т е р а т у р а

1. Soloviev V.G. *Atom. Energ. Rev.*, 3 (1965) 117.
2. Железнова К.М., Корнейчук А.А., Соловьев В.Г., Фогель П., Юнгклауссен Г. Препринт ОИЯИ Д-2157, Дубна 1965.
3. Jolos R.V., Soloviev V.G., Zheleznova K.M. *Phys. Lett.*, 25B 393 (1967).
4. Soloviev V.G. *Phys. Lett.*, 16 (1965) 308.
5. Soloviev V.G., Vogel P. *Nuclear Physics* A92, 449 (1967).

6. Bez D.R., Cho Yi Chung. *Nuclear Physics*, 86, (1966) 581.
7. Соловьев В.Г., Фогель П. Доклады АН СССР 171, (1966) 69.
8. Соловьев В.Г., Фогель П., Юнгклауссен Г. Известия АН сер. физ. 31, (1967), 518.
9. Friedman A. Частное сообщение.
10. Burke D.G., Zeldman B., Elbek B., Hersknd B., Olesen M.,  
Mat. Fys. Dan. Vid. Selsk. 35 (1966) N2.
11. Гареев Ф.А., Иванова С.П., Калинкин Б.Н. Препринт ОИЯИ Р4-3451,  
Дубна, 1967.
12. Гареев Ф.А., Иванова С.П., Калинкин Б.Н., Слепнев С.К., Гинзбург М.Г.  
Препринт ОИЯИ Р4-3607, Дубна, 1967.
13. Korneichuk A.A., Malov L.A., Solovlev V.G., Fedotov S.I.,  
Shulz H. Conf. int. Symp. Str., Dubna.
14. Malov L.A., Solovlev V.G., Feiner U.M.,  
Conf. int. Symp. Str., Dubna.
15. Shellne R.K., Bennett M.J., Dawson J.M., Shida Y. *Phys. Lett.*  
26B (1967), 14.
16. Bunker. Частное сообщение.
17. Tjøn P.O., Elbek B. Mat. Fys. Medd. Vid. Selsk. 36(1967) N8.
18. Rickey F.A., Shellne R.K. *Phys. Rev. Lett.*, 17 (1966) 1057.
19. Braud T.H., Chasman R.R., Erskine J.R., Friedman A.M. *Phys.*  
*Lett.* 18 (1965), 149.
20. Funke L., Graber H., Kaun K.H., Sodan H., Geske G., Frana J.  
*Nucl. Phys.*, 84 (1966) 424.
21. Богданов Д.Д., Дароци Ш., Карнаухов В.А., Петров Л.А., Тер-Акопян Г.М.,  
Ядерная физика 9, 893 (1967).
22. Джолос Р.В., Файнер У.М., Соловьев В.Г., Железнова К.М. Препринт  
ОИЯИ. Р4-3888, Дубна, 1968.
23. Малов Л.А., Соловьев В.Г., Христов И.Д. Ядерная физика 9 (1967)  
1186.
24. Meyer R.A., Preprint UCRL-70672, 1967.
25. Baranger M., Kumar K. *Nucl. Phys.*, A110 (1968) 529.
26. Арсеньев Д.А., Малов Л.А., Пашкевич В.В., Соловьев В.Г. Известия  
АН сер. физ. 32 (1968) №5.

27. Арсеньев Д.А., Малов Л.А., Пашкевич В.В., Собичевски А., Соловьев В.Г. Препринт ОИЯИ Е4-3816, Дубна, 1968.
28. Соловьев В.Г., Фогель П., Корнейчук А.А., Известия АН сер. физ. 28, (1964) 1599.
29. Soloviev V.G. *Physics Letters* 21 (1966) 320.
30. Абдуразаков А.А., Врзал Я., Н Громов К.Я. и др. Препринт ОИЯИ Р6-3464, Дубна 1967.
31. Бонч-Осмоловская Н.А., Врзал Я., Григорьев Е.П. и др. Известия АН сер. физ., 52, (1968), 99.
32. Джелепов Б.С., Шестопалова С.А. Материалы Симпозиума по структуре ядра. Дубна 1968.
33. Бонч-Осмоловская Н.А., Врзал Я., Григорьев Е.П. и др. Препринт ОИЯИ Р6-3452, Дубна, 1967.
34. Wochinski YZ., Ogaza S. *Nucl. Phys.*, 69(1965)186; 83(1966)619.
35. Мигдал А.Б. "Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер". (Наука, Москва, 1965 г.).

Рукопись поступила в издательский отдел  
31 мая 1968 года.

Т а б л и ц а I

Распределение и смешивание одноквазичастичных компонент

Ядро	$K^{\pi}$	$\rho_1$	$E(\rho_1)$ MeV	$\rho_2$	$E(\rho_2)$ MeV	$b_j$ MeV	$C_j^2(\rho_1)$	$C_j^2(\rho_2)$	Полуса МэВ ( $\beta$ )						
$^{177}\text{Yb}$	$1/2^-$	510†	1.11	521†	2.34	0.93	0.910	$10^{-5}$							
						2.12	$2 \cdot 10^{-5}$	0.880							
						2.92	0.001	0.082							
$^{167}\text{Yb}$	$5/2^-$	523†	1.13	512†	2.06	0.86	0.900	0.020	1.868						
						1.44	0.024	0.760							
						1.90	0.020	0.036							
$^{165}\text{Dy}$	$5/2^-$	523†	1.34	512†	1.65	0.98	0.250	0.580	2.967						
						1.17	0.690	0.230							
						3.14	0.001	0.049							
	$3/2^-$	521†	1.64	532†	3.35	1.23	0.790	0.010	1.821						
						1.85	0.023	0.001	1.977						
						2.00	0.125	0.045							
						2.65	0.004	0.510							
						$^{159}\text{Dy}$	$3/2^+$	402†	1.62	651†	1.42	0.76	0.010	0.830	( $\beta = 0.30$ )
												1.03	0.850	0.013	
			1.40		1.55	0.78	0.160	0.650	( $\beta = 0.33$ )						
$^{157}\text{Dy}$	$5/2^-$	523†	1.42	512†	3.05	0.85	0.720	0.040	1.769						
						1.74	0.110	0.140							
						1.98	0.008	0.020							
						2.21	0.018	0.470							

## Распределение одноквазичастичных компонент по уровням

$\text{Ядро}$	$K^{\pi}$	$\rho$	$\varepsilon(\rho)$ МэВ	$j$	$h_j$ МэВ	$C_j(\rho)^2$	полоса ( $\rho$ ) МэВ	
$^{167}\text{Yb}$	$7/2^+$	633↑	1.17	1	1.00	0.940	2.34	
				2	2.38	0.023	2.59	
	$1/2^-$	521↓	1.30	1	1.17	0.930	2.06	
				2.	2.10	0.026	2.18	
				3	2.19	0.013	2.46	
				4	2.48	0.025	2.59	
	$5/2^-$	512↑	2.06	1	1.42	0.790	1.87	
				2	1.88	0.028	2.21	
					5.06	0.140		
	$9/2^+$	624↑	2.38	1	1.94	0.590	2.15	
				2	2.22	0.150	2.51	
				3	2.56	0.080	2.98	
				4	2.99	0.003	3.37	
	$^{157}\text{Dy}$	$3/2^-$	532↓	2.06	1	0.97	0.610	1.67
					2	1.72	0.015	1.75
3					1.79	0.036	1.82	
$^{155}\text{Gd}$	$5/2^+$	642↑	1.28	1	0.94	0.860	2.02	
				2	2.09	0.045	2.34	
				3	-	-	2.41	
				4	2.44	0.016	2.71	
	$3/2^-$	532↓	2.06	1	1.13	0.700	1.99	
				2	-	-	2.37	
				3	2.38	0.003	2.44	
	$9/2^-$	514↑	3.27	1	2.27	0.240	2.36	
				2	2.44	0.067	2.47	
				3	2.60	0.420	3.14	
				4	3.15	0.004	3.65	
				5	3.66	0.005	3.68	
6				4.51	0.230			

Таблица II

Сдвиги энергии  $\Delta\omega, \lambda_{0, \mu_0} = \omega, \lambda_{0, \mu_0} - \zeta$ , и вклады однофононных компонент  $C, (\lambda_{0, \mu_0})^2$  в состояниях с  $K^\pi = 0^+$  и  $2^+$

Ядро	$\beta_0$	$K = 0^+$		$K = 2^+$	
		$\Delta\omega, {}^{20}(\text{КэВ})$	$C, (20)^2$	$\Delta\omega, {}^{22}(\text{КэВ})$	$C, (22)^2$
<sup>150</sup> Nd	0.30	357	0.7640	0.05	0.9998
<sup>152</sup> Sm	0.30	46.I	0.9540	0.05	0.99989
<sup>158</sup> Dy	0.30	16	0.9840	-	-
<sup>166</sup> Er	0.30	2	0.9460	3	0.9950
<sup>184</sup> W	0.23	-	-	0.01	0.9999
	0.20	-	-	0.02	0.9999
<sup>186</sup> W	0.23	-	-	0.2	0.9999
	0.20	-	-	1,8	0.9987
<sup>184</sup> O <sub>3</sub>	0.20	-	-	0.001	0.9999
	0.17	-	-	1,1	0.9989
<sup>186</sup> O <sub>3</sub>	0.20	-	-	0.13	0.9999
	0.17	-	-	10.3	0.9907
<sup>188</sup> O <sub>3</sub>	0.20	-	-	3.0	0.9973
	0.17	-	-	32.1	0.9731
<sup>190</sup> O <sub>3</sub>	0.20	-	-	32.7	0.9552
	0.17	-	-	82.7	0.9340



## Структура двухквартичных состояний

Ядро	$K^\pi$	$\rho_1$	$\rho_2$	$\frac{\varepsilon(\rho_1) + \varepsilon(\rho_2)}{M_{\text{эВ}}}$	$j$	$\xi_j$ MэВ	$G_j(\rho_1, \rho_2)^2$	Полуса (I9) в МэВ
<sup>178</sup> Hf	8 <sup>-</sup>	n 5I4↑, n 624↑		1.88	1	1.86	0.990	3.10
	8 <sup>-</sup>	p 5I4↑, p 404↑		1.82	1	1.80	0.998	3.10
<sup>170</sup> Yb	5 <sup>-</sup>	p 4II↑, p 5I4↑		2.33	1	2.24	0.941	2.91
					2	2.93	0.026	3.12
					3	3.28	0.027	
	5 <sup>+</sup>	p 4II↑, p 404↑		2.84	1	2.77	0.946	3.35
					2	3.37	0.036	3.75
	3 <sup>+</sup>	n 52I↑, n 5I2↑		2.57	1	2.54	0.966	3.04
					2	3.05	0.003	3.38
					3	3.40	0.018	3.42
					4	3.43	0.009	3.50
					5	3.51	0.002	
	5 <sup>+</sup>	n 523↑, n 5I2↑		2.95	1	2.92	0.973	3.53
2					3.54	0.002	3.64	
3					3.65	0.012		
<sup>166</sup> Er	5 <sup>-</sup>	n 642↑, n 523↑		2.26	1	2.22	0.973	3.34
					2	3.35	0.001	3.36
					3	3.37	0.008	3.53
					4	3.54	0.001	4.30
<sup>164</sup> Dy	6 <sup>+</sup>	n 642↑, n 633↑		2.57	1	2.52	0.968	3.37
					2	3.39	0.013	3.50
					3	3.51	0.004	3.63
<sup>160</sup> Dy	4 <sup>-</sup>	n 52I↑, n 642↑		2.37	1	2.30	0.976	3.21
					2	3.22	0.002	3.34
					3	3.35	0.005	3.48

Распределение двухквaziчастичных конфигураций  
по уровням

Ядро	$K^{\pi}$	$\rho_1$	$\rho_2$	$E(\rho_1) + E(\rho_2)$ МэВ	$j$	$\xi_j$ МэВ	Полюса (I9)		
							$\zeta_j(\rho_1, \rho_2)$	$\mu_{э в}$	
<sup>170</sup> Yb	3 <sup>+</sup>	$\rho_4 11 \uparrow, \rho_4 02 \uparrow$		2.78	1	2.65	0.783	2.91	
					2	2.96	0.130	3.12	
					3	3.28	0.082		
	7 <sup>-</sup>	$n 633 \uparrow, n 514 \uparrow$		3.19	1	2.94	0.240	3.01	
					2	3.23	0.738	3.56	
	3 <sup>+</sup>	$n 512 \uparrow, n 514 \uparrow$		3.37	1	3.23	0.518	3.04	
					2	3.42	0.018	3.43	
					3	3.48	0.134	3.51	
					4	3.54	0.320		
	<sup>166</sup> Er	5 <sup>+</sup>	$n 523 \uparrow, n 512 \uparrow$		3.02	1	2.95	0.880	3.14
						2	3.25	0.009	3.52
						3	3.59	0.104	
<sup>160</sup> Dy	5 <sup>-</sup>	$n 521 \uparrow, n 633 \uparrow$		3.30	1	3.17	0.614	3.21	
					2	3.23	0.185	3.25	
					3	3.37	0.159	3.49	

Таблица VI

Смешивание двухквартичных состояний с  $K^T = I^+$  в  $I_6^2$   $\mu$ 

$P_1$	$P_2$	$E(P_1) + E(P_2)$ МэВ	$P_3$	$P_4$	$E(P_3) + E(P_4)$ МэВ	$j$	$\sum_j$ МэВ	$C_j'(P_1, P_2)^2$	$C_j'(P_3, P_4)^2$	Полуса МэВ
n 523↑, n 521↓	n 521↑, n 523↓	2.28	n 642↑, n 633↓	n 633↑, n 642↓	2.83	1	2.25	0.830	0.004	3.2
						2	2.81	0.0016	0.910	
n 523↑, n 521↓	n 521↑, n 523↓	2.28	n 642↑, n 651↓	n 651↑, n 642↓	2.74	1	2.25	0.975	0.0005	3.2
						2	2.71	0.002	0.923	
n 523↑, n 521↓	n 521↑, n 523↓	2.28	p 523↑, p 532↓	p 532↑, p 523↓	2.83	1	2.25	0.98	0.0004	3.2
						2	2.82	0.0001	0.95	
p 411↑, p 411↓	p 411↑, p 411↓	2.815	p 523↑, p 532↓	p 532↑, p 523↓	2.83	1	2.78	0.63	0.33	3.3