

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



K-21

22/ix-75

P4 - 8965

3536/2-75

Д.Караджов, И.Н.Михайлов, Е.Наджаков,  
Й.Пиперова

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ  
КОЛЛЕКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ  
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР  
ОТ УГЛОВОГО МОМЕНТА

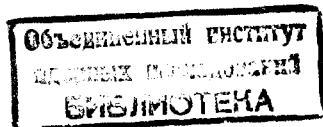
**1975**

P4 - 8965

Д.Караджов, И.Н.Михайлов, Е.Наджаков,  
Й.Пиперова

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ  
КОЛЛЕКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ  
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР  
ОТ УГЛОВОГО МОМЕНТА

Направлено в ЯФ



### 1. О постановке задачи и методе ее решения

Развитая в обзоре<sup>1/</sup> микроскопическая теория ядерных ротационных полос позволяет, в принципе, описывать взаимную связь различных мод коллективных ядерных возбуждений; в частности, учитывать неадиабатический характер каждого из обычно рассматриваемых “элементарных” коллективных возбуждений.

На этой основе в работах<sup>2,3/</sup>\* была построена модель, в которой предложены приближенные уравнения, определяющие квадратично зависящие от углового момента поправки к коллективным параметрам, относящимся к основной ротационной полосе четно-четных ядер. Далее, в работе<sup>4/</sup> данная схема была расширена с тем, чтобы включить в рассмотрение и ротационные полосы, построенные на возбужденных состояниях неротационного, коллективного типа /т.е. нижайшие  $\beta$ -и  $\gamma$ -вибрационные состояния/.

Исходный пункт теории - это условие стационарности “внутренней энергии ядра” относительно малых вариаций волновой функции  $|\phi\rangle$ , включающей в себя суперпозиции состояний, которые могут принадлежать основной полосе и исследуемым возбужденным полосам:

$$\delta \langle \phi | (H - h) | \phi \rangle = 0; \quad /1/$$

в /1/:  $H$  - многочастичный ядерный гамильтониан, взятый в виде  $H = H_0 + H_{QQ} + H_{\text{pair}}$  /см. подробнее /2/-/5/ в работе II /, а  $h$  - модельный гамильтониан рассматриваемых

\* Далее цитируемые как I и II, соответственно.

мого подпространства ядерных состояний<sup>/4/</sup>. Ограничивая себя описанием основной, а также  $\beta$  и  $\gamma$  вибрационных полос, получаем

$$h = \left( \frac{1}{2J} + \kappa_{cf} \right) \hat{I}^2 + \omega_0 B_{20}^+ B_{20} + \omega_2 (B_{22}^+ B_{22} + B_{2-2}^+ B_{2-2}), \quad /2/$$

где первый член воспроизводит значения энергий состояний основной полосы, а остальные члены, содержащие операторы фононов  $B_{2\mu}^+$ <sup>/5/</sup>, передают энергии нижайших  $\beta$ - и  $\gamma$ -вибрационных состояний.

Состояния  $|\phi\rangle$  в /1/ различаем между собой, вводя коллективные переменные вращения<sup>/1/</sup>  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{6}}(R_{21}^+ + R_{2-1}^+)$  и

$$\beta \text{ и } \gamma \text{ колебаний } /4/. \quad r_{\mu}^+ = \frac{1}{1 + \delta_{\mu 0}} \sum_{\mu' = \pm \mu} (B_{2\mu'}^+ + B_{2,-\mu'})$$

$$r_{\mu}^- = \frac{1}{i(1 + \delta_{\mu 0})} \sum_{\mu' = \pm \mu} (B_{2\mu'}^+ - B_{2,-\mu'}), \quad \mu = 0, 2,$$

и записывая их следующим образом:

$$|\phi\rangle \equiv |M_1 M_2 M_3^{\pm}\rangle = \exp\{iM_1 \gamma_y + i \sum_{\tau = \pm} (M_2^{\tau} r_0^{\tau} + M_3^{\tau} r_2^{\tau})\} | \rangle. \quad /3/$$

Здесь  $\gamma_y$  и  $r_{\mu}^+$  - операторы, четные относительно обращения времени, а  $r_{\mu}^-$  /как и угловой момент  $I$ / - нечетные.

О состоянии  $|\rangle$  будем говорить как об основном /деформированном/ состоянии. Смысл чисел  $M_i$  виден из формул

$$\langle \phi | \hat{I}_x | \phi \rangle = -M_1 = -\sqrt{I(I+1)} \quad /4/$$

$$\langle \phi | r_0^{\pm} | \phi \rangle = \pm 2M_2^{\mp}$$

$$\langle \phi | r_2^{\pm} | \phi \rangle = \pm 4M_3^{\mp}.$$

Средние от произвольных одночастичных операторов в любом состоянии можно найти, если известна матрица плотности

$$\rho_{ij} (M_1 M_2^{\pm} M_3^{\pm}) = \langle M_1 M_2^{\pm} M_3^{\pm} | a_i^{\dagger} a_j | M_1 M_2^{\pm} M_3^{\pm} \rangle. \quad /5/$$

Для производных матрицы плотности введены обозначения \*

$$\rho_{ij}^{(k\ell m^{\pm})} (M_1 M_2^{\pm} M_3^{\pm}) = \frac{1}{k! \ell! m!} \frac{\partial^k}{\partial M_1^k} \frac{\partial^{\ell}}{\partial M_2^{\pm \ell}} \frac{\partial^m}{\partial M_3^{\pm m}} \times \\ \times \rho (M_1 M_2^{\pm} M_3^{\pm}), \quad k = 0, 1, 2; \quad \ell = 0, 1; \quad m = 0, 1. \quad /6/$$

Среднее значение по состоянию  $|M_1 M_2^{\pm} M_3^{\pm}\rangle$  одночастичного оператора  $\hat{F} = \sum_{ij} (f)_{ij} a_i^{\dagger} a_j$  выражается следующим образом:

$$\bar{F} = \langle M_1 M_2^{\pm} M_3^{\pm} | \hat{F} | M_1 M_2^{\pm} M_3^{\pm} \rangle = \text{tr}(\hat{F} \cdot \hat{\rho} (M_1 M_2^{\pm} M_3^{\pm})). \quad /7/$$

Метод вычисления матричных элементов оператора  $\hat{F}$  в собственном базисе гамильтониана ядра развит в работах<sup>1,2,4/</sup>. В случае  $\hat{F} = \hat{Q}_{2\mu}$  для приведенного матричного элемента внутри основной полосы имеем

$$\langle I_f g || \hat{Q}_2 || I_i g \rangle = \langle I_f g || \hat{Q}_2 || I_i g \rangle_{ad} \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{\alpha}{2} [I_f(I_f + 1) + I_i(I_i + 1)] - 2\sqrt{\frac{2}{3}} Y [I(I+1) - \frac{3}{4}] \delta_{if} \right\}, \quad /8/$$

\* Соответствие с обозначениями, принятыми в I и II, где числа  $M_2$  и  $M_3$  не вводились, а  $M_1 \equiv M$ , очевидны:  $\rho(0) = \rho(000)$ ,  $\rho' = \rho(100)$ ,  $\rho'' = \rho(200)$  и т.д.

а для случая переходов с вибрационных полос<sup>4/</sup>( $\chi = \beta, \gamma$ )

$$\langle I_f g \parallel \hat{Q}_2 \parallel I_i \chi \rangle = \langle I_f g \parallel \hat{Q}_2 \parallel I_i \chi \rangle_{ad} \times \quad /9/$$

$$\times \left\{ 1 + \frac{\xi}{2} [I_f(I_f + 1) - I_i(I_i + 1)] \right\}.$$

Индекс "ad" в /8/ и /9/ означает адиабатический приведенный матричный элемент обобщенной модели и I

$$\frac{1}{2} X = \frac{\text{tr}(\hat{Q}_{20} \cdot \rho^{(200)})}{\text{tr}(\hat{Q}_{20} \cdot \rho^{(000)})}, \quad \frac{1}{2} Y = \frac{\text{tr}(\hat{Q}_{22} \cdot \rho^{(200)})}{\text{tr}(\hat{Q}_{20} \cdot \rho^{(000)})} \quad /10/$$

В /10/:  $\text{tr}(\hat{Q}_{20} \cdot \rho^{(000)}) = Q_0$  - внутренний квадрупольный момент в основном состоянии,  $a$  - обычно используемый в литературе<sup>6/</sup> фактор, выражающий спиновую зависимость B(E2) - факторов переходов в основной полосе. Величины

$$\xi_{\beta} = 2Z_0 = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{i \text{tr}(\hat{Q}_{21} \cdot \rho^{(11^+0)})}{\text{tr}(\hat{Q}_{20} \cdot \rho^{(0\Gamma 0)}), \quad \xi_{\gamma} = Z_2 = \frac{i \text{tr}(\hat{Q}_{21} \cdot \rho^{(101^+)})}{\text{tr}(\hat{Q}_{22} \cdot \rho^{(001^+)})} \quad /11/$$

- обычно принятые параметры для переходов между  $\beta$ ,  $\gamma$  и основной полосой<sup>6/</sup>.

Аналогично /8/-/11/ выражаются матричные элементы других операторов. В частности, изменения  $\delta$  /с  $M_1$  / оператора среднеквадратичного радиуса ядра  $r^2$  пропорциональны величине

$$\delta \langle \hat{r}^2 \rangle = 2 \cdot \text{tr}(\hat{r}^2 \cdot \rho^{(200)}). \quad /12/$$

Как и в работах I и II, считаем, что главные неадиабатические эффекты в рассматриваемых ядрах связаны с изменением со спином  $M_1$  параметров спаривания / $\Delta$  и  $\lambda$  / и квадрупольного момента / $\hat{Q}_{2\mu}$ ,  $\mu = 0$  и 2/.

Для вычисления величин /7/, однако, мы не будем находить саму матрицу плотности /5/ из уравнений /1/, а преобразуем /1/ к системе уравнений, определяющих производные от рассматриваемых коллективных параметров по угловому моменту -  $F''_{M_1}$ .

Расчет коллективных параметров вращающегося ядра с учетом неадиабатических поправок проводится в три этапа:

1/ Фиксируются параметры многочастичного гамильтониана  $H$  по данным о коллективных неротационных характеристиках ядра /см. подробнее в I и 7/ /; вычисляются коллективные параметры ( $Q_0, \Delta, \lambda, \langle \hat{r}^2 \rangle$ , момент инерции  $J$  и т.д./ в адиабатическом приближении;

2/ решаются уравнения модели /см., напр., II : /16/ и /17// относительно вторых производных от коллективных параметров по моменту ( $M_1$ ).

3/ Проводится численное интегрирование для получения значений вычисляемых коллективных параметров в следующей точке по моменту; для повторения расчета с пункта 1/, перенормируются значения одночастичных энергий<sup>3/</sup> и используются найденные значения для  $\Delta(M_1)$  и  $\lambda(M_1)$ .

Практическое осуществление этого алгоритма подробно описано в работе 7/. Вычислительный процесс включает решение уравнений сверткекучей модели<sup>5/</sup> /определяющие парные параметры ядра/, секулярных уравнений для частот нижайших  $\beta$ -и  $\gamma$ -вибрационных состояний<sup>5/</sup> и уравнений, определяющих вторые производные коллективных параметров<sup>3/</sup>. Для решения всех этих уравнений применена стандартная программа COMPH-REGN<sup>8/</sup>, основывающаяся на использовании регуляризованных итерационных процессов типа Гаусса-Ньютона<sup>9/</sup>. Процессы этого типа отличаются своей уменьшенной зависимостью от начального приближения и быстрой сходимостью, что позволило нам решать рассматриваемые уравнения в автоматическом режиме; они являются единственными процессами, которые гарантируют решение задач с большой вырожденностью в точке решения и плохой обусловленностью. Такими являются уравнения, определяющие величины  $F''_{M_1}$  и секулярные уравнения при малых зна-

чениях параметра  $\Delta$  /т.е. при больших значениях спина/. Во всех рассмотренных случаях программа COMPII осуществляла стабильный вычислительный прогресс при решении уравнений модели.

## 2. Неадиабатические поправки к коллективным параметрам при $M_1 = 0$

Вторые производные от коллективных параметров по угловому моменту ( $\alpha, Z_0, Z_2, \delta \langle \hat{r}^2 \rangle, Y$ ), см. /10/-/12/ широко используются при обработке экспериментальных данных по изотопическим сдвигам и E2-переходам между ротационными состояниями деформированных ядер. Теоретические результаты для  $\alpha$  и  $\delta \langle \hat{r}^2 \rangle_{2+}$ , полученные в разрабатываемой нами модели, были опубликованы в работах /2,10/. В работе /2/ проведено систематическое исследование неадиабатических факторов для ядер редкоземельной области насчет их зависимости от массового числа, параметров деформации и параметров остаточного взаимодействия. Подробные теоретические результаты для  $Z_0$  и  $Z_2$  будут опубликованы позже. Здесь мы ограничимся представлением лишь части теоретических результатов, в которой представлены все неадиабатические параметры для тех ядер редкоземельной области, для которых имеется достаточно полная экспериментальная информация /табл. 1/.

Приведенные в табл. 1 результаты получены при следующих значениях параметров деформации среднего поля:  $\beta_{20} = 0,300$ ,  $\beta_{40} = 0$ , для всех ядер. Видно, что совпадение теоретических и экспериментальных результатов хорошее в почти всех рассматриваемых случаях. Из-за трудностей вычислительного характера индивидуальные значения параметра  $\beta_{20}$  /определенные по статическому квадрупольному моменту  $Q_0^{\text{эксп.}}$ / для каждого ядра, не были использованы; влияние этого эффекта на вычисляемые величины было учтено непрямым способом - путем подстановки  $J = J^{\text{эксп.}}$  в уравнениях /16/, /17/ работы /3/.

На рис. 1 показан ход параметра  $Z_2$  с массовым числом A /Подобное поведение имеют и величины  $\alpha = \alpha(A)$  и  $Z_0 = Z_0(A)$  /.

Рис. 1 демонстрирует правильный ход теоретического значения  $Z_2$  с A в выбранной нами схеме /как в работах I и II / определения параметров остаточного взаимодействия и одночастичного спектра. В то же время этого нельзя сказать о результатах других приведенных расчетных схем, где параметры остаточных сил /и среднего поля/ были усреднены для целого ряда ядер /случай в// или не были согласованы с неротационными характеристиками ядра /случай г//.

## 3. Коллективные параметры и ротационные энергии основной полосы как функции углового момента

Информация о спиновой зависимости коллективных параметров, содержащаяся в величинах  $\alpha$ ,  $Z_0$ ,  $Z_2$  и  $\delta \langle \hat{r}^2 \rangle$ , несет ограниченный характер. Более точное исследование зависимости этих параметров от углового момента может быть проведено на основе полной схемы, приведенной в §1 /см. пункт 1/-3//.

Последовательное осуществление этой схемы возможно только для ядер, у которых пересечение основной с некоторой из возбужденных полос наступает при достаточно высоком значении углового момента /3/. Это обстоятельство является следствием того, что влияние ротации на коллективные параметры и среднее поле учитывается только по отношению к величинам  $\Delta$ ,  $\lambda$  и одночастичным энергиям  $\epsilon_k$ .

На рис. 2 показано поведение параметров  $\Delta$  /нейтронной и протонной/ щели ядра  $^{168}\text{Er}$  с увеличением значения углового момента. Приведены два случая: а/ случай ( $\kappa = 0$ ), отвечающий отсутствию остаточных QQ-сил и б/ случай ( $\kappa, \tilde{\epsilon}$ ), соответствующий расчету с остаточным QQ-взаимодействием и с перенормированными значениями одночастичных энергий из-за изменения величины  $\bar{Q}_{20}$  со спином /3/.

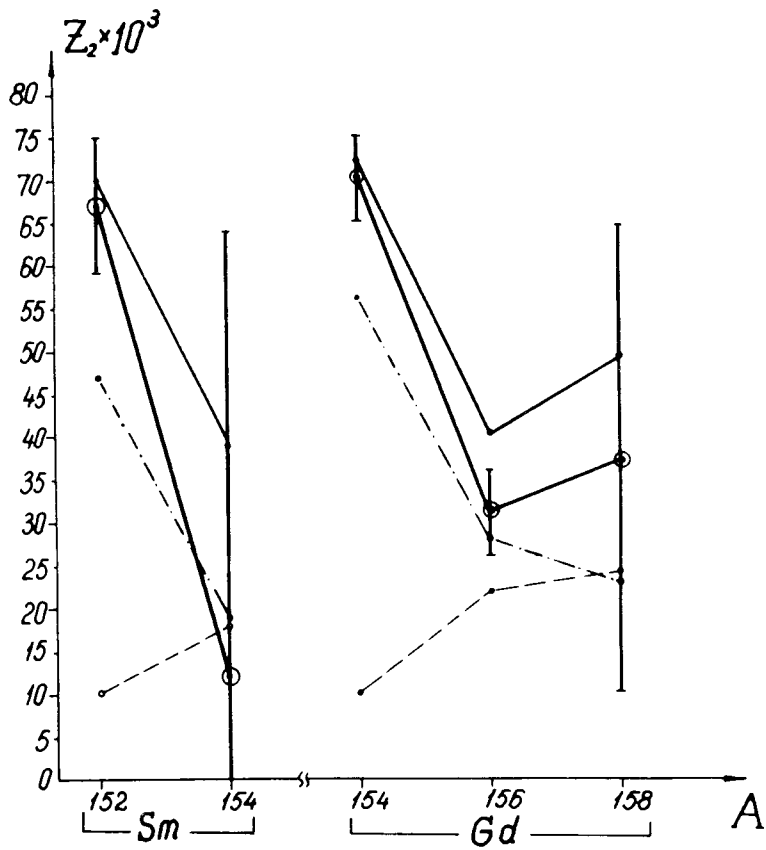


Рис. 1. Сравнение зависимости  $Z_2$  от  $A$ , определенной из: а/ эксперимента /11/ - сплошные линии - ○, б/ расчетов настоящей работы - сплошные линии, в/ расчетов работы /12/ - пунктирная линия и г/ расчетов работы /13/ - пунктирная линия с точками.

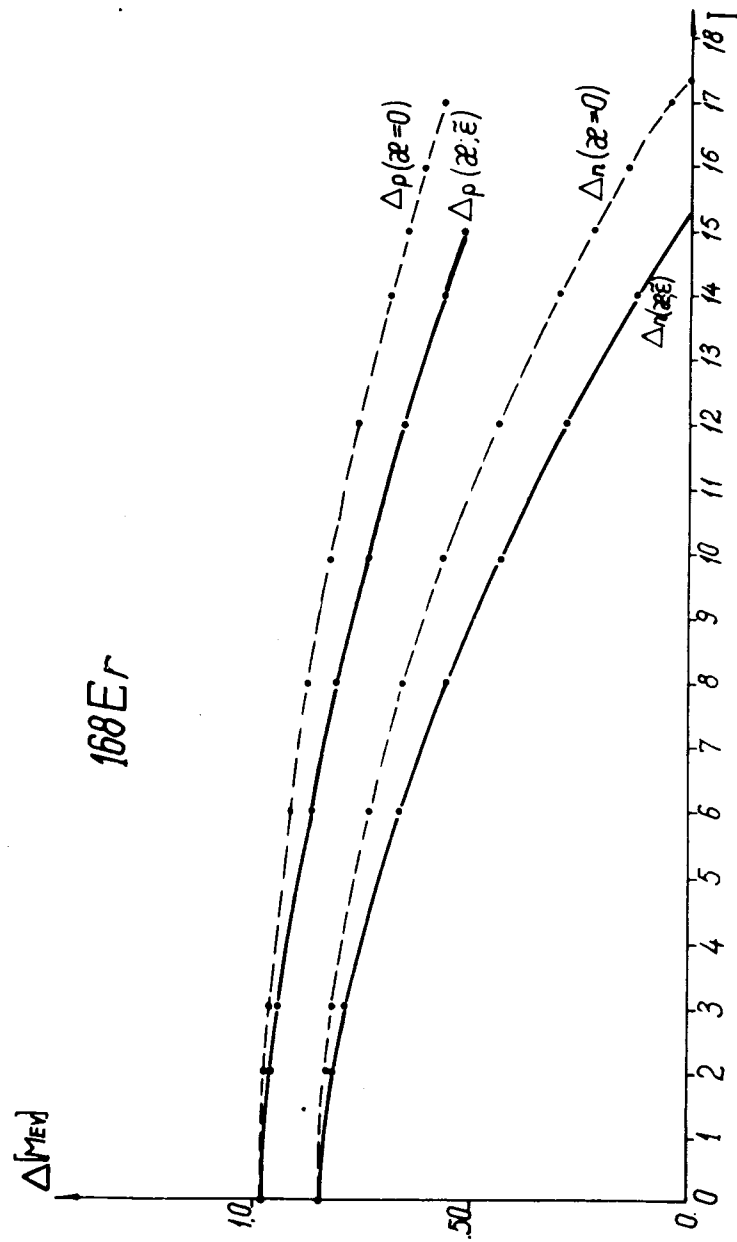


Рис. 2. Изменение параметров щели ядра  $^{168}\text{Er}$  с увеличением углового момента в основной ротационной полосе.

Можно ожидать, что изменение параметров деформации при фиксированных значениях других параметров /например, параметра  $M_1$  и/или параметра  $\Delta$ , приведет к некоторому понижению полной энергии. Вследствие этого неадиабатические эффекты в тех вариантах, где возможность изменения параметров деформации учитывается, должны проявляться сильнее, чем при фиксированных значениях этих величин. В частности, в таких вариантах можно ожидать уменьшения значения критического момента, при котором пропадают парные корреляции. Включение QQ-взаимодействия существенно усиливает эффекты такого рода, что и объясняет более крутой спад  $\Delta(M_1)$  в вариантах расчета, в которых  $\kappa \neq 0$  на рис. 2.

Ограниченная применимость настоящей модели связана /в частности/ с тем, что не учтено взаимодействие ротации с квадрупольными колебаниями. Решая на каждом шаге по моменту секулярные уравнения, дающие нижайшие энергии вибрационных состояний в квазибозонном приближении, мы, тем самым, определяем энергию некоторой суперпозиции состояний, принадлежащих  $\beta$ -или  $\gamma$ -ротационным полосам. При этом получаемые значения частот  $\omega_\beta$  и  $\omega_\gamma$  могут служить указанием на то, что в точке, где  $\omega_\beta^2$  или  $\omega_\gamma^2$  становятся меньше нуля, происходит пересечение основной ротационной полосы с полосой, построенной на возбужденном состоянии. Во всяком случае, точка, где  $\omega_{\beta,\gamma}^2 < 0$ , является точкой неустойчивости решаемых уравнений<sup>14/</sup>. В этом понимании ядро  $^{168}\text{Er}$  представляет собой приятное исключение: частота  $\omega_\gamma^2$  остается положительной вплоть до точки, в которой параметр  $\Delta_n$  обращается в нуль /рис. 3/.

Отметим, что перенормировка одночастичных энергий из-за вращения<sup>13/</sup> стабилизирует ход  $\omega_\gamma$ : без такой перенормировки  $\omega_\gamma^2$  /для случая, показанного на рис. 3/ обращается в нуль при  $l \approx 7$ .

Особый интерес представляет функциональная зависимость от  $M_1$  /или  $l$  / параметров, связанных с дефор-

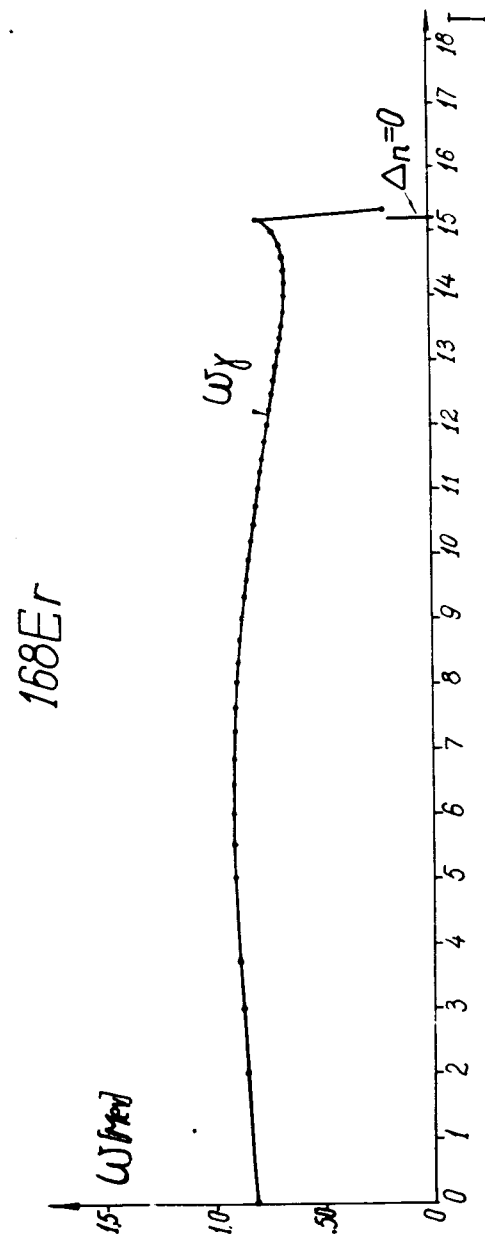


Рис. 3. Решения секулярного уравнения, определяющего частоты  $\omega_\gamma$ , как функция коллективного углового момента.



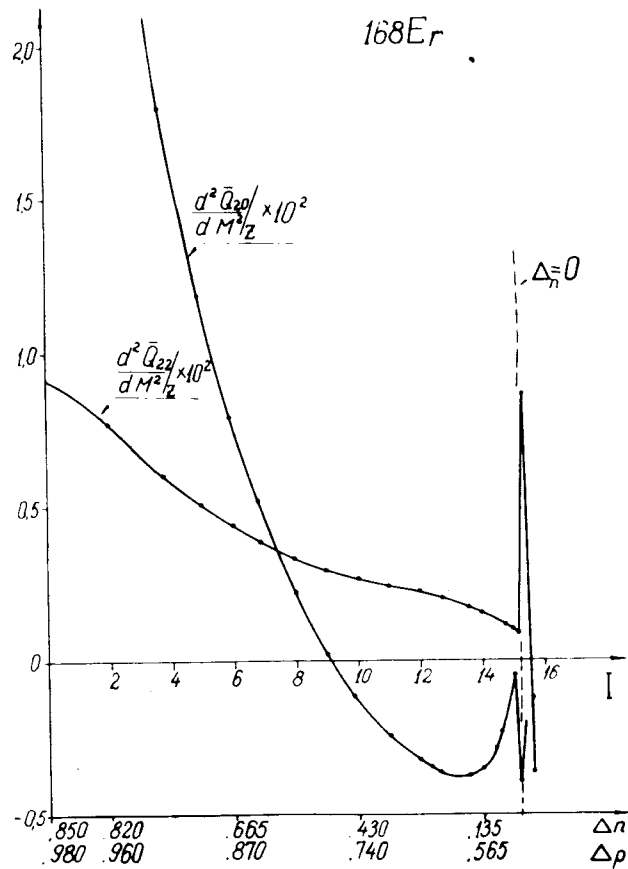


Рис. 4. Вторые производные от оператора квадрупольного момента протонов как функции спина. Внизу приведены значения  $\Delta_n$  и  $\Delta_p$  в МэВ.

мируемостью вращающегося ядра: величины  $Q_{2\mu}'' \equiv \frac{d^2 \bar{Q}_{2\mu}}{dM^2}$ ,  $\mu = 0, 2$ . На рис. 4 показаны графики величин  $Q_{20}''^{(p)}$  и  $Q_{22}''^{(p)}$  для протонной подсистемы ядра  $^{168}\text{Er}$  как функции коллективного углового момента.

Величина  $Q_{22}''^{(p)}(M_1)$  уменьшается с увеличением спина; при этом уменьшаются и параметры щели ядра. Этот факт

убедительно показывает, что "гидродинамический" режим неаксиальной деформации определяется наличием спаривания в системе, как это отмечалось уже в [2,10]. В то же время сложная зависимость величины  $Q_{20}''$  от  $M_1$  /или  $I$ / показывает ограниченную применимость модели несжимаемой жидкой капли для интерпретации изменения формы ядра при вращении.

На рис. 5 приведены интегральные значения величин  $\bar{Q}_{20}^{(p)}$  и  $\bar{Q}_{22}^{(p)}$  в основной полосе рассматриваемого ядра  $^{168}\text{Er}$ . При значениях спина  $I = 14-16$  величина параметра  $\bar{Q}_{22}$ , определяющего неаксиальную деформируемость ядра [10], составляет уже 1,5 е.барн /что соответствует углу неаксиальной деформации  $\gamma \approx 15^\circ$ .

Рис. 5 свидетельствует о том, что  $\bar{Q}_{22}^{(p)}$  продолжает расти /почти линейно с  $I$ / и при таких значениях углового момента, при которых нейтронная щель приближается к нулю. Возможной интерпретацией этого является предположение, что нуклонное вещество становится менее деформируемым в состоянии без спаривания. Если это так и если спаривание присутствует только в одной компоненте /после некоторого критического значения  $I$ /, то характер деформации компоненты со спариванием должен определять деформацию всего ядра.

Проведенные расчеты дали возможность вычислить

/интегрируя величину  $\frac{\partial E}{\partial M_1} = \Omega$ ;  $\Omega^2 = M_1^2 / J^2(\Lambda, \bar{\gamma})$  /

значений энергий  $E_1$  состояний основной ротационной полосы. Результаты расчетов  $E_1$  для ядер  $^{162} - ^{168}\text{Er}$  даны в табл. 2. Отмечая хорошее совпадение интегральных значений  $E_1$  с экспериментальными, нельзя не отметить, что вычисленные энергетические интервалы /т.е. значения угловой частоты вращения  $\Omega_1$ / не воспроизводят в рамках погрешностей результаты эксперимента.

В заключение скажем, что применение модели, сформулированной в [3,4], к описанию неадиабатических эффектов во вращающихся четных ядрах, позволило дать приемлемое количественное описание экспериментальных данных по энергиям и E2-переходам в области значений углового момента, в которой связь ротации с остальными

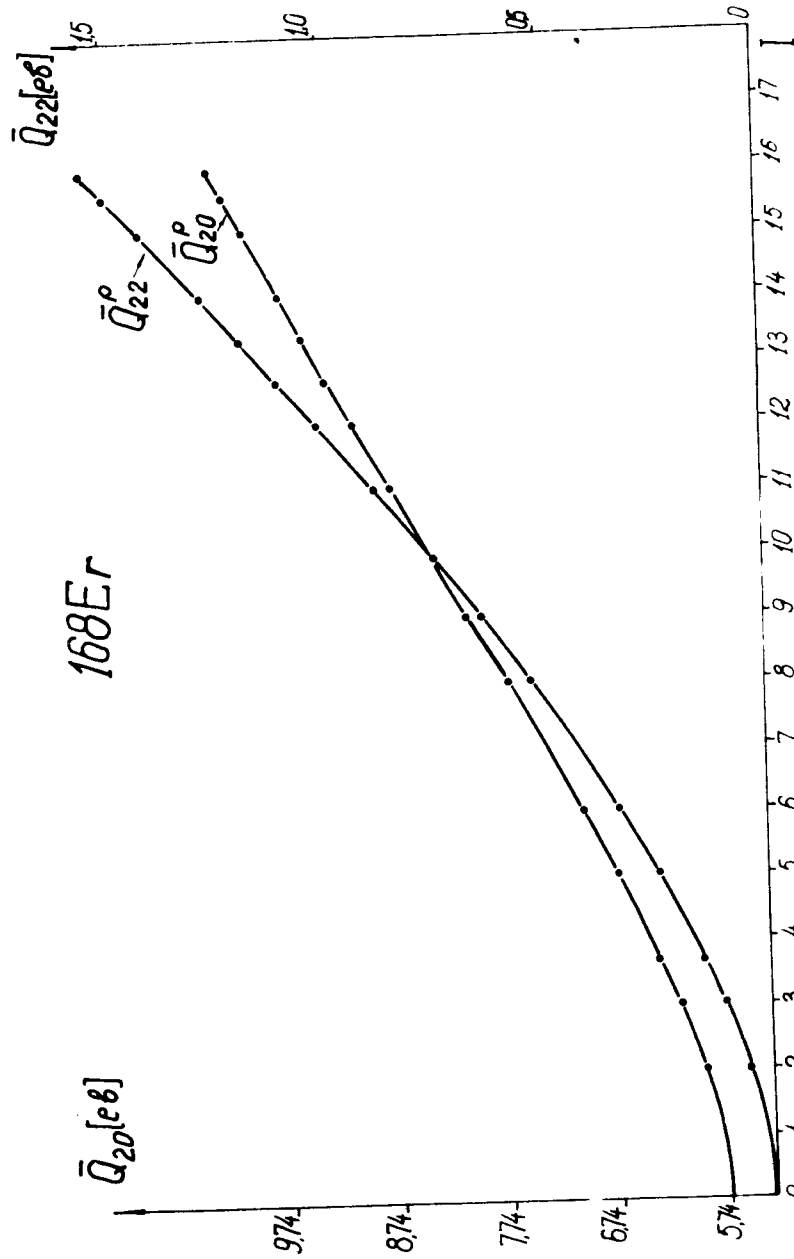


Рис. 5. Интегральные значения величин  $\bar{Q}_{20}^{(p)}$  и  $\bar{Q}_{22}^{(p)}$  для основной полосы ядра  $^{168}\text{Er}$ .

Таблица 1

Неадиабатические поправки к коллективным параметрам при нулевом значении углового момента. /Экспериментальные данные взяты из работ [11]/

Ядро	$Z_0 \times 10^3$		$Z_2 \times 10^3$		$\alpha \times 10^3$		$\frac{\delta \langle v^2 \rangle_{2^+}}{i(z+1) \langle v^2 \rangle} \times 10^4$		$Y \times 10^3$
	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	
$^{152}\text{Sm}$	76,7	$50 \pm 5$ 45	70,0	$67 \pm 8$ 70	2,14	$2,2 \pm 0,6$	1,75	$2,3 \pm 0,7$	0,35
$^{154}\text{Sm}$	30,3	$30 \pm 3$	39,3	$12 \pm 52$ 10	0,32	$0,6 \pm 0,6$	0,25	$0,03 \pm 0,03$	0,10
$^{154}\text{Gd}$	81,8	$50 \pm 5$	72,1	$70 \pm 5$	1,94	$2,6 \pm 1,0$	1,54	$1,35 \pm 0,1$	0,40
$^{156}\text{Gd}$	36,9	$24 \pm 3$	40,9	$31 \pm 5$	0,37	$0,6 \pm 0,6$	0,26	$0,16 \pm 0,06$	0,17
$^{158}\text{Gd}$	13,8	-	49,3	$37 \pm 27$	0,17	-	0,073	$0,078 \pm 0,033$	0,14

Таблица 2  
 Значения ротационных энергий основных полос ядер  $^{162-168}\text{Er}$ . Экспериментальные значения взяты из работы /15/. Теоретические значения нормированы по  $E_{2^+}$  эксп.

	$^{162}\text{Er}$		$^{164}\text{Er}$		$^{166}\text{Er}$		$^{168}\text{Er}$	
	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.
$2^+$	.102	.102	.092	.092	.081	.081	.080	.080
$4^+$	.327	.330	.300	.299	.265	.265	.264	.264
$6^+$	.650	.667	.619	.614	.545	.545	.549	.549
$8^+$	1.069	1.097	1.034	1.024	.909	.911	.927	.928
$10^+$	1.589	1.603	1.532	1.518	1.344	1.350	1.370	-
$12^+$	2.143	2.165	2.097	2.082	-	-	1.928	-
$14^+$	2.672	2.746	2.710	2.702	-	-	-	-
$16^+$	3.125	3.292	-	-	-	-	-	-
$18^+$	-	3.846	-	-	-	-	-	-
$20^+$	-	4.463	-	-	-	-	-	-

модами возбуждения ядра не является определяющей для структуры ротационных состояний.

Авторы считают приятной обязанностью поблагодарить В.Г.Картавенко за предоставление программы для счета матричных элементов мультипольных операторов.

#### Литература

1. И.Н.Михайлов, Е.Наджаков, Д.Караджов. ЭЧАЯ, т.4, вып. 2, 311, 1973.
2. Д.Караджов, И.Н.Михайлов, Й.Пиперова. ЯФ 21, вып. 5, 964, 1975; Препринт ОИЯИ, Р4-8013, Дубна, 1974.
3. Й.Пиперова. Препринт ОИЯИ, Р4-8755, Дубна, 1975.
4. E.Nadjakov. Preprint IC/75/34, Trieste, 1975; Preprint IC/75/37, Trieste, 1975.
5. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. Наука, М., 1971.
6. R.M.Diamond et al. Nucl.Phys., A184, 481, 1972.
7. Д.Караджов, Й.Пиперова. Сообщение ОИЯИ, Р4-8900, Дубна, 1975.
8. Л.Александров. Сообщение ОИЯИ, Р5-7259, Дубна, 1973.
9. Л.Александров. Сообщение ОИЯИ, Р5-5215, Дубна, 1973; А.Н.Тихонов. ЖВМ и МФ 5, 4, 718, 1965.
10. D.Karadjov, I.N.Mikhailov, J.Piperova. Phys.Lett., 46B, 163, 1973.
11. E.R.Marshalek. Phys.Rev., 158, No. 4, 993, 1967; Phys.Rev.Lett., 20, No. 5, 214, 1968; N.Rud et al. Nucl.Phys., A191, 545, 1972; D.Ward et al. Nucl. Phys., A196, 9, 1972.
12. М.И.Штокман. Препринт ИЯФ 74-43, Новосибирск, 1974.
13. E.R.Marshalek. Phys.Rev., 158, 997, 1967; Phys. Rev.Lett., 20, 214, 1968.
14. D.J.Rowe. "Nuclear Collective Motion", W.-A. Benjamin, London, 1970.
15. O.Saethre et al. Nucl.Phys., A207, 486, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел  
 10 июня 1975 года.