

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

Б 21

P4-88-539

Е.Б.Бальбуцев, И.В.Молодцова

СТАТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР  
И ГИГАНТСКИЙ КВАДРУПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1988

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В <sup>1,2/</sup> разработан метод описания коллективного движения в атомных ядрах, основанный на динамических уравнениях для различных моментов функции Вигнера. Там изучались колебания вращающихся сферических ядер, в которых деформация возникла из-за вращения. Целью данной работы является обобщение подхода на случай ядер, имеющих статическую деформацию.

## 2. РАВНОВЕСНАЯ ФОРМА ЯДЕР

Следуя работам <sup>1,2/</sup>, запишем систему динамических уравнений для тензора инерции  $J_{ij}$  и тензора давлений  $\Pi_{ij}$  :

$$\frac{d^2 J_{ij}}{dt^2} - 2K_{ij} - 2U_{ij} - 2\Pi_{ij} - 2C_{ij} + 4\sigma_{ij} = 0, \quad /2.1/$$

$$\frac{d\Pi_{ij}}{dt} + \sum_{k=1}^3 \left( \bar{r}_{ik} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \bar{r}_{jk} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) \dot{x}_k = 0, \quad /2.2/$$

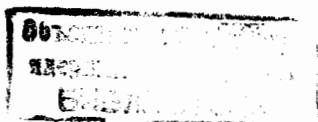
где

$$J_{ij} = \int \rho x_i x_j d\vec{r},$$

$$\Pi_{ij} = \int P_{ij} d\vec{r}, \quad P_{ij} = \frac{1}{m} \int w_i w_j f(\vec{r}, \vec{p}, t) d\vec{p},$$

$$w_i = p_i - m u_i,$$

$f(\vec{r}, \vec{p}, t)$  - функция Вигнера,  $n(\vec{r}, t)$  - плотность числа частиц,  $m$  - масса нуклона,  $\rho = m \cdot n$  - массовая плотность,  $u(\vec{r}, t) = \frac{1}{\rho} \int \vec{p} f(\vec{r}, \vec{p}, t) d\vec{p}$  - поле коллективных скоростей,  $K_{ij} = \int \rho u_i u_j d\vec{r}$  - тензор кинетической энергии ядра,  $U_{ij} = \delta_{ij} \int n(\vec{r}) U(\vec{r}) d\vec{r}$  - тензор объемной энергии,  $U(\vec{r})$  - ядерный потенциал,  $\sigma_{ij} = \frac{1}{2} \int x_j n(\vec{r}) U(\vec{r}) v_i d\vec{S}$  - тензор поверхностной энергии. В этом интеграле ядерный потенциал можно аппроксимировать поверхностным натяжением /см. <sup>1,2/</sup>.



$$C_{ij} = \frac{1}{2} \iint q(\vec{r}) q(\vec{r}') \frac{(x_i - x'_i)(x_j - x'_j)}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d\vec{r} d\vec{r}' -$$

тензор кулоновской энергии ( $q(\vec{r}) = \pi Z e_p / A$  - зарядовая плотность,  $A$  - атомный вес,  $Z$  - число протонов,  $e_p$  - заряд протона).

Равновесную форму ядра можно определить с помощью стационарных решений уравнений /2.1/, /2.2/. Рассмотрим простейший случай, когда в состоянии равновесия токи в ядре отсутствуют, т.е.  $\vec{u}(\vec{r}, t) = 0$ . Тогда уравнение /2.2/ удовлетворяется тождественно, а из /2.1/ получаем:

$$\Pi_{ij} - 2\sigma_{ij} + C_{ij} + \mathcal{U}_{ij} = 0. \quad /2.3/$$

Будем считать ядро каплей идеальной жидкости с резким краем, имеющей форму эллипсоида с полуосями  $a_1, a_2, a_3$ .  $a_3^2 = a_0^2(1 - \frac{4}{3}\delta \cos \gamma)$ ,  $a_{1,2}^2 = a_0^2(1 - \frac{4}{3}\delta \cos(\gamma \pm 120^\circ))$ ,  $\delta$  - деформация,  $\gamma$  - параметр неаксиальности,  $a_0$  фиксируется условием сохранения ядерного объема:

$$a_1 a_2 a_3 = R^3 = r_0^2 A \quad (r_0 = 1,2 \text{ фм})^{1,2/}$$

В этом случае все недиагональные компоненты уравнения /2.3/ удовлетворяются тождественно и /2.3/ приобретает вид:

$$\Pi_{ii} - 2\sigma_{ii} + C_{ii} + \mathcal{U} = 0 \quad /2.4/$$

( $i=1, 2, 3$ ).

Формулы для  $C_{ii}$  и  $\sigma_{ii}$  получены в работах /3,4/ и приведены также в /1,2/.

В случае сферического ядра / $\delta = 0$ / все три уравнения /2.4/ совпадают:

$$\Pi_0 - 2\sigma(0) + C(0) + \mathcal{U} = 0. \quad /2.5/$$

$$\text{Здесь } \sigma(0) = \frac{2}{3} \pi T R^2, \quad C(0) = \frac{4}{3} X \pi T R^2,$$

$X = 2\pi q^2 R^3 / 15T$  - параметр делимости,  $T$  - коэффициент поверхностного натяжения /1/.  $\Pi_0$  можно вычислить в простейшем приближении для функции распределения /ферми-ступенька/:  $\Pi_0 =$

$$= \frac{1}{5} A m v_F^2 = A \hbar^2 (9\pi)^{2/3} / (20 m r_0^2), \text{ где } v_F - \text{ скорость Ферми.}$$

Вычитая уравнение /2.5/ из /2.4/, получаем:

$$\Pi_{ii} = 2(\sigma_{ii} - \sigma(0)) - (C_{ii} - C(0)) + \Pi_0. \quad /2.6/$$

Это соотношение очень хорошо демонстрирует роль различных тензоров в возникновении статической деформации атомных ядер. Во-первых, отметим отсутствие тензора объемной ядерной энергии.

Следовательно, он не имеет никакого значения при описании формы ядер. Более того, можно показать, что кулоновские и ядерные поверхностные силы также не являются определяющими для возникновения статической деформации. Действительно, рассмотрим разность каких-либо двух уравнений из /2.6/:

$$\Pi_{11} - \Pi_{33} = 2(\sigma_{11} - \sigma_{33}) - (C_{11} - C_{33}). \quad /2.7/$$

Если положить тензор давлений изотропным, т.е.  $\Pi_{11} = \Pi_{22} = \Pi_{33}$ , то /2.7/ сводится к

$$2(\sigma_{11} - \sigma_{33}) - (C_{11} - C_{33}) = 0. \quad /2.8/$$

В работе /1/ было показано, что кроме тривиального решения  $\delta = 0$ , это уравнение имеет также решения с  $\delta \neq 0$ . Однако они возможны только при весьма экзотических значениях параметра делимости:

$X > 1$  для сплюснутых сфероидов и  $X > 0,89$  для вытянутых сфероидов. Таким образом, практически для всех существующих ядер предположение об изотропности тензора давлений однозначно ведет к сферической форме. Деформация возможна только при анизотропном тензоре давлений.

Принято считать, что первопричиной деформации являются оболочечные эффекты /5/. Мы можем уточнить это положение, заметив, что в образовании самих оболочек главенствующую роль играет оператор кинетической энергии, так как диагональная часть тензора давлений есть не что иное, как среднее значение этого оператора.

Воспользовавшись какой-либо реалистической моделью основного состояния /скажем, схемой Нильсона/, можно было бы рассчитать  $\Pi_{ii}$  и потом из /2.7/ определить деформацию ядра. Но цель этой работы другая, поэтому мы будем брать  $\delta$  из эксперимента, а зависимость  $\Pi_{ii}$  от деформации будем определять из /2.6/.

### 3. СПЕКТР КВАДРУПОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ. РАЩЕПЛЕНИЕ ГКР

В работах /1,2/ было показано, что для определения собственных частот квадрупольных колебаний ядра достаточно изучить вариации уравнений /2.1/, /2.2/:

$$\frac{1}{2} \ddot{V}_{ij} - \pi_{ij} + 2\sigma_{ij} - \delta C_{ij} - \delta \mathcal{U}_{ij} = 0, \quad /3.1/$$

$$\pi_{ij} + \frac{5}{mA} \left( \Pi_{ii} \frac{\dot{V}_{j,i}}{a_i^2} + \Pi_{jj} \frac{\dot{V}_{i,j}}{a_j^2} \right) = 0.$$

Здесь  $V_{ij} = V_{i,j} + V_{j,i}$ ,  $V_{i,j}(t) = \int \rho \xi_i x_j d\vec{r}$ ,  $\xi(\vec{r}, t)$  - малое смещение элемента ядерной материи,  $\pi_{ij} = \delta\Pi_{ij}$  - вариация тензора давлений. Тензоры  $\delta\sigma_{ij}$  и  $\delta C_{ij}$  являются линейными комбинациями функций  $V_{ij}/1-4/$ .

Последнее уравнение показывает, что в системе имеется интеграл движения

$$\pi_{ij} + \frac{5}{mA} \left( \Pi_{11} \frac{V_{j,1}}{a_1^2} + \Pi_{jj} \frac{V_{1,j}}{a_j^2} \right) = \text{const.} \quad /3.2/$$

Его толкование очевидно: деформация ядра в конфигурационном пространстве  $(V_{i,j})$  неизбежно ведет к деформации в импульсном пространстве  $(\pi_{ij})$ , которую принято называть деформацией поверхности Ферми  $11/8/$ . Нас интересуют периодические во времени решения  $V_{i,j}(t) = V_{i,j} e^{i\nu t}$ ,  $\pi_{ij}(t) = \pi_{ij} e^{i\nu t}$ , поэтому можно положить  $\text{const} = 0$ .

Для аксиально-симметричных ядер ( $a_1 = a_2$ ) система /3.1/ распадается на три независимых подсистемы.

Две первые определяют моды положительной сигнатуры,  $\gamma$ -моду:

$$-\frac{1}{2} (\ddot{V}_{11} - \ddot{V}_{22}) - a_1 (V_{11} - V_{22}) - 2(\delta\sigma_{11} - \delta\sigma_{22}) + (\delta C_{11} - \delta C_{22}) = 0, \quad /3.3/$$

$$-\ddot{V}_{12} - 2a_1 V_{12} - 4\delta\sigma_{12} + 2\delta C_{12} = 0,$$

и  $\beta$ -моду:

$$-\frac{1}{2} (\ddot{V}_{11} + \ddot{V}_{22} - 2\ddot{V}_{33}) - a_1 (V_{11} + V_{22}) + 2a_3 V_{33} -$$

$$-2(\delta\sigma_{11} + \delta\sigma_{22} - 2\delta\sigma_{33}) + (\delta C_{11} + \delta C_{22} - 2\delta C_{33}) = 0, \quad /3.4/$$

$$-\frac{1}{2} \ddot{V}_{33} - a_3 V_{33} - 2\delta\sigma_{33} + \delta C_{33} + \delta U = 0.$$

Третья подсистема описывает моду отрицательной сигнатуры - назовем ее  $\alpha$ -модой:

$$-\ddot{V}_{13} - (a_1 + a_3) V_{13} - 4\delta\sigma_{13} + 2\delta C_{13} = 0,$$

$$-\ddot{V}_{23} - (a_1 + a_3) V_{23} - 4\delta\sigma_{23} + 2\delta C_{23} = 0. \quad /3.5/$$

Здесь введены обозначения:

$$a_1 = \frac{5\Pi_{11}}{mA a_1^2}, \quad a_3 = \frac{5\Pi_{33}}{MA a_3^2}.$$

Последнее уравнение системы /3.4/ нужно лишь при описании мод сжатия. В случае несжимаемой ядерной материи оно заменяется

соотношением  $\sum_{i=1}^3 V_{ii}/a_i^2 = 0$ , которое следует из условия несжимаемости /1/.

Выражая  $\delta\sigma_{ij}$  и  $\delta C_{ij}$  через  $V_{ij}$ , получаем формулы для частот  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -колебаний

$$\nu_\alpha^2 = 2\sigma + a_1 + a_3, \quad /3.6/$$

$$\nu_\beta^2 = 2 \left\{ a_1 + \frac{2R^3}{\rho} \left[ \frac{15T}{4a_1^2} (\alpha_1 + \beta_{13} - 2\beta_{11}) - \right. \right. \\ \left. \left. - \pi q^2 (2B_{11} - B_{13}) \right] + \left[ 2a_3 + \frac{2R^3}{\rho} \left[ \frac{15T}{4a_3^2} (2\alpha_3 - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - 3\beta_{33} + \beta_{13}) - \pi q^2 (3B_{33} - B_{13}) \right] \right] \frac{a_3^2}{a_1^2} \right\} / \left( 1 + 2 \frac{a_3^2}{a_1^2} \right), \quad /3.7/$$

$$\nu_\gamma^2 = \sigma_1 + 2a_1, \quad /3.8/$$

где  $\alpha_i, \alpha_{ij}, \beta_{ij}, B_{ij}$  - индексные символы, выписанные в работах /1-4/.

$$\sigma = \frac{2R^3}{\rho} \left( \frac{15T}{4} \alpha_{13} - \pi q^2 B_{13} \right), \quad \sigma_1 = \frac{4R^3}{\rho} \left( \frac{15T}{4} (\alpha_{11} - \pi q^2 B_{11}) \right).$$

На рис.1 показана зависимость спектра  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -колебаний от деформации ядра  $\delta$  для сплюснутых ( $a_3 < a_1 = a_2$ ) и вытянутых ( $a_3 > a_1 = a_2$ ) сфероидов. Как видно, наличие деформации приводит к расщеплению гигантского квадрупольного резонанса /ГКР/. Известно, что статическая квадрупольная деформация не снимает вырождения состояний ГКР полностью: моды с проекциями углового момента на ось симметрии, равными  $K$  и  $-K/|K| = 1; 2/$ , имеют одинаковую энергию. Поэтому мы наблюдаем три ветви в спектре ГКР, каждой из которых можно поставить в соответствие определенное значение  $|K|$ .

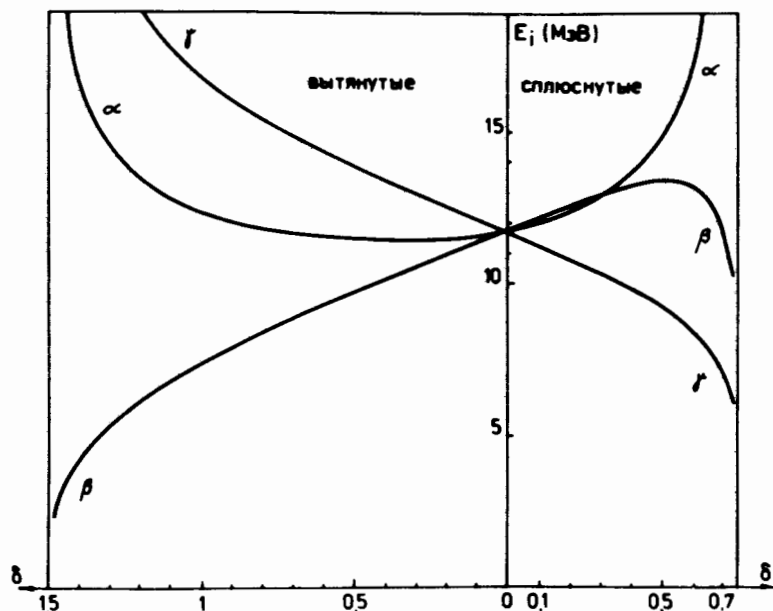


Рис.1. Зависимость спектра ГКР от деформации ядра  $\delta$ .

Таблица. Уширение ГКР за счет деформации  $\delta = 3\epsilon / (2(3-\epsilon))^{5/3}$ .

Элемент	Деформация $\epsilon^{5/3}$	Ширина ГКР эксп МэВ	Уширение ГКР эксп МэВ	Уширение ГКР теор МэВ
$^{96}\text{Mo}$	0	$4,8 \pm 0,6$ <sup>/7/</sup>	-	-
$^{100}\text{Mo}$	0,19	$5,1 \pm 0,5$ <sup>/7/</sup>	0,3	1,0
$^{142}\text{Nd}$	0	$3,8$ <sup>/7/</sup>	-	-
$^{150}\text{Nd}$	0,23	$5,0 \pm 0,2$ <sup>/7/</sup>	$1,2 \pm 0,2$	1,0
$^{144}\text{Sm}$	0	$3,9 \pm 0,2$ <sup>/8/</sup> $5,4$ <sup>/7/</sup>	-	-
$^{152}\text{Sm}$	0,26	$2,4 \pm 0,2$ <sup>/9/</sup> $4,3 \pm 0,2$ <sup>/8/</sup>	$0,4 \pm 0,3$	1,2
$^{154}\text{Sm}$	0,28	$4,7 \pm 0,3$ <sup>/8/</sup> $5,5$ <sup>/7/</sup> $3,7 \pm 0,3$ <sup>/9/</sup>	$0,8 \pm 0,3$ 0,1 $1,3 \pm 0,3$	1,3
$^{184}\text{Dy}$	0,28			1,3
$^{174}\text{Hf}$	0,25			1,1
$^{230}\text{U}$	0,22			0,9

Расщепление ГКР за счет деформации экспериментально проявляется в его уширении. Величина уширения, полученная в наших расчетах, слабо меняется от ядра к ядру /см. таблицу/ и составляет в среднем 1 МэВ, что совпадает с экспериментальными данными. <sup>/7-9/</sup>.

#### 4. ВЕРОЯТНОСТИ E-2 ПЕРЕХОДОВ

Для расчета приведенных вероятностей электромагнитных переходов используем теорию линейного отклика <sup>/10/</sup>. В случае возмущения  $W(t) = \hat{Q}_{2\mu} e^{-i\nu t} + \hat{Q}_{2\mu}^+ e^{+i\nu t}$  имеем:

$$B(E2; E_n \rightarrow E_0) \equiv |\langle \psi_n | \hat{Q}_{2\mu} | \psi_0 \rangle|^2 = \quad /4.1/$$

$$= \lim_{\nu \rightarrow \nu_n} \hbar (\nu - \nu_n) \langle \psi_0 | \hat{Q}_{2\mu} e^{-i\nu t} | \psi_0 \rangle.$$

Здесь  $\psi_0$  и  $\psi_n$  - невозмущенные волновые функции основного и возмущенных стационарных состояний;  $\psi_0'$  - возмущенная волновая функция основного состояния;  $\nu_n = (E_n - E_0) / \hbar$  - нормальные частоты системы, черта означает усреднение по интервалу времени, много большему, чем  $1/\nu$ ,  $\nu$  - частота внешнего поля.

$\hat{Q}_{2\mu} = \frac{e_p Z}{A} r^2 Y_{2\mu}$  оператор квадрупольного электрического момента,  $Y_{2\mu}$  - сферические функции.

Матричный элемент  $\langle \psi_0' | \hat{Q}_{2\mu} | \psi_0' \rangle$  можно определить, не вычисляя волновых функций системы:

$$\langle \psi_0' | \hat{Q}_{2\mu} | \psi_0' \rangle = \int \psi_0'^*(\vec{r}, t) \psi_0'(\vec{r}, t) \hat{Q}_{2\mu} d\vec{r}.$$

Заметим, что  $\psi_0'^*(\vec{r}, t) \psi_0'(\vec{r}, t) = n'$  /из определения матрицы плотности/,  $n' = n_0 + \delta n$ ;  $n_0$  - плотность в равновесном состоянии. Тогда

$$\langle \psi_0' | \hat{Q}_{2\mu} | \psi_0' \rangle = \int n_0(\vec{r}) \hat{Q}_{2\mu} d\vec{r} + \int \delta n(\vec{r}, t) \hat{Q}_{2\mu} d\vec{r}. \quad /4.2/$$

Первый интеграл в этом выражении при усреднении по времени за нулевая. Таким образом, матричный элемент  $\langle \psi_0' | \hat{Q}_{2\mu} | \psi_0' \rangle$  записывается в терминах наших коллективных переменных:

$$\langle \psi_0' | \hat{Q}_{2\mu} | \psi_0' \rangle = \delta Q_{2\mu}. \quad /4.3/$$

$\delta Q_{2\mu}$  является линейной комбинацией  $V_{1,j}$  <sup>/11/</sup>. Например,

$$\delta Q_{20} = -\sqrt{\frac{5}{\pi}} \frac{Ze_p}{4\pi A} (V_{11} + V_{22} - 2V_{33}).$$

Наличие внешнего поля приводит к тому, что уравнения движения /3.1/ становятся неоднородными:

$$V_{ij} - 2\pi_{ij} + 4\delta\sigma_{ij} - 2\delta C_{ij} - 2\delta U_{ij} = \quad /4.4/$$

$$= -\int n(\mathbf{x}_j) \frac{\partial W(t)}{\partial \mathbf{x}_j} + \mathbf{x}_j \frac{\partial W(t)}{\partial \mathbf{x}_j} d\mathbf{r}.$$

Уравнения /3.3/-/3.5/ приобретают вид:

$$-\frac{1}{2}(\ddot{V}_{11} - \ddot{V}_{22}) - \dots = 2\kappa a_1^2 \cos \nu t, \quad /4.5/$$

$$-\ddot{V}_{12} - \dots = 2\kappa a_1^2 \sin \nu t;$$

$$-\frac{1}{2}(\ddot{V}_{11} + \ddot{V}_{22} - 2\ddot{V}_{33}) - \dots \quad /4.6/$$

$$= 2\sqrt{\frac{2}{3}}\kappa(a_1^2 + 2a_3^2) \cos \nu t;$$

$$-\ddot{V}_{13} - \dots = -\kappa(a_1^2 + a_3^2) \cos \nu t,$$

$$-\ddot{V}_{23} - \dots = -\kappa(a_1^2 + a_3^2) \sin \nu t; \quad /4.7/$$

$$\kappa = Ze_p \sqrt{\frac{3}{10\pi}}.$$

Уравнения /4.5/-/4.7/ отличаются от /3.3/-/3.5/ лишь неоднородностью в правой части. Разрешая /4.5/-/4.7/ относительно  $V_{ij}$ , находим матричные элементы  $\langle \psi'_0 | \hat{Q}_{2\mu} | \psi'_0 \rangle$  и определяем приведенные вероятности E2-переходов для  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ -мод:

$$B(E2; E_\alpha \rightarrow E_0) = |\langle \psi_\alpha | \hat{Q}_{21} | \psi_0 \rangle|^2 = \quad /4.8/$$

$$= \frac{3}{8\pi} \frac{Z^2 e_p^2 \hbar}{mA\nu_\alpha} (a_1^2 + a_3^2),$$

$$B(E2; E_\beta \rightarrow E_0) = |\langle \psi_\beta | \hat{Q}_{20} | \psi_0 \rangle|^2 =$$

$$= \frac{1}{4\pi} \frac{Z^2 e_p^2 \hbar}{mA\nu_\beta} (a_1^2 + 2a_3^2). \quad /4.9/$$

$$B(E2; E_\gamma \rightarrow E_0) = |\langle \psi_\gamma | \hat{Q}_{22} | \psi_0 \rangle|^2 =$$

/4.10/

$$= \frac{3}{4\pi} \frac{Z^2 e_p^2 \hbar}{mA\nu_\gamma} a_1^2.$$

На рис.2 показана зависимость приведенных вероятностей E2-переходов от деформации ядра.

ГКР, рассчитанный в рамках нашей модели, исчерпывает 100% энергетически взвешенного правила сумм<sup>/11/</sup>. Ничего удивительного в этом нет, поскольку уравнения движения были написаны именно для квадрупольного момента ядра.

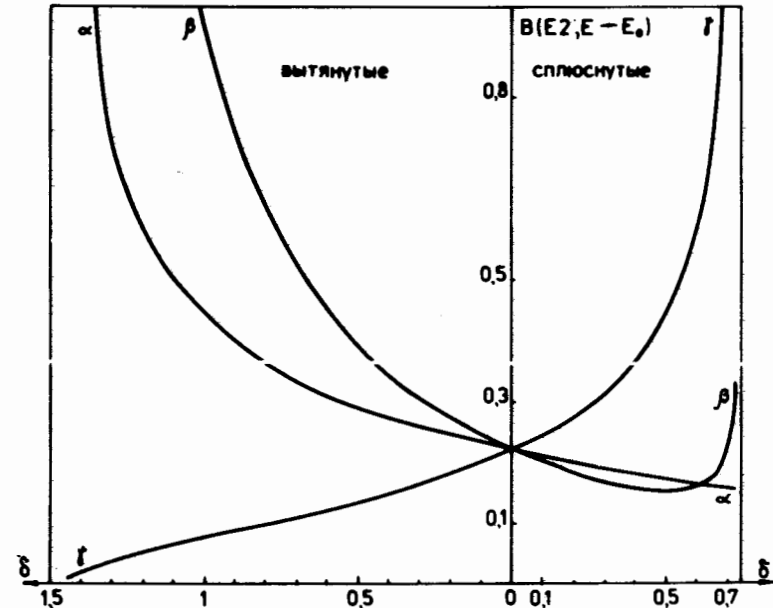


Рис.2. Зависимость приведенных вероятностей E2-переходов от  $\delta$ . Вероятности приведены в единицах  $B_0$ ,  $B_0 =$

$$= 6,89 \frac{Z^2}{A^{7/6}} B_W, \text{ где } B_W - \text{ единица Вайскофа } /11/.$$

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная в работах<sup>/1,2/</sup> модель дает динамические соотношения для различных интегральных характеристик ядра, таких, как электромагнитные моменты, тензор давления и т.д. Анализ стационарных решений этих уравнений позволяет сделать выводы

о равновесной форме атомных ядер. В работе проведен такой анализ и показано, что существование статической деформации возможно только при анизотропном тензоре давлений. Предположение о его изотропности неизбежно приводит к сферической форме. На основании этого сделан вывод о решающей роли оператора кинетической энергии в возникновении ядерных оболочек.

В рамках модели вычислены энергетический спектр и приведенные вероятности  $E2$ -переходов, в зависимости от деформации ядра, для вытянутых и сплюснутых форм.

Модель предсказывает расщепление ГКР из-за деформации на три ветви, соответствующие трем проекциям углового момента на ось симметрии ядра. Экспериментально этот эффект проявляется в соответствующем уширении ГКР в деформированных ядрах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bulbutsev E.B., Mikhailov I.N., Vaishvila Z. - Nucl.Phys., 1986, v.A457, p.222.
2. Бальбуцев Е.Б., Вайшвила З., Михайлов И.Н. - ЯФ, 1982, т.35, с.836.
3. Чандрасекхар С. Эллипсоидальные фигуры равновесия. М.: Мир, 1973.
4. Rosenkilde С.Е. - J.Math.Phys., 1967, v.8, p.98.
5. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
6. Bertch G.F. In: Nucl.Phys. with Heavy Ions and Mesons. V.1. 1977. Les Houches Lectures (ed Balian R., et al.). North - Holland, Amsterdam. 1978, v.1, p.175.
7. Bertrand F.E. - Ann.Rev.Nucl.Sci., 1976, v.26, p.457.
8. Satchler G.R. Proc.Intern.School of Phys. "Enrico Fermi". Course LXIX. Elementary Modes of Excitation in Nuclei. North-Holland, Amsterdam - New York - Oxford. 1977, p.271.
9. Youngblood D.H. et al. - Phys.Rev., 1981, v.C23, p.197.
10. Лейн А. Теория ядра. М.: Атомиздат, 1967.
11. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. М.: Мир, 1977, т.2.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 июля 1988 года.

Бальбуцев Е.Б., Молодцова И.В.  
Статическая деформация атомных ядер  
и гигантский квадрупольный резонанс

P4-88-539

С помощью метода моментов рассчитаны энергии и  $B(E2)$ -факторы гигантских квадрупольных резонансов /ГКР/ в зависимости от деформации. Вычисленное расщепление энергии ГКР хорошо согласуется с наблюдаемым экспериментально уширением ГКР. Показана определяющая роль оператора кинетической энергии в возникновении статической деформации атомных ядер.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Balbutsev E.B., Molodtsov I.V.  
The Static Deformation of Atomic Nuclei  
and Giant Quadrupole Resonance

P4-88-539

The energies and  $B(E2)$ -factors of giant quadrupole resonances (GQR) in dependence on deformation are calculated in the framework of the method of moments. Splitting of GQR energy obtained here is in good agreement with the experimental values of broadening of GQR. The leading role of operator of kinetic energy in originating of static deformation of atomic nuclei is demonstrated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988