

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



СЗУ15  
Ш-648

9/1-78  
P4 - 10994

К.В.Шитикова

160/2-78

ОПИСАНИЕ

МОНОПОЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЛЕГКИХ ЯДЕР  
В РАМКАХ МЕТОДА К-ГАРМОНИК

**1977**

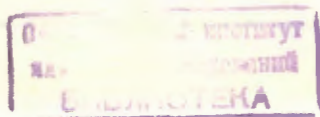
P4 - 10994

К.В.Шитикова

ОПИСАНИЕ

МОНОПОЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЛЕГКИХ ЯДЕР

В РАМКАХ МЕТОДА К-ГАРМОНИК



Шитикова К.В.

P4 - 10994

Описание монополярных возбуждений легких ядер в рамках метода К-гармоник

Оценивалось влияние монополярных возбуждений ядра на различные физические эффекты.

С этой целью радиальная часть волновой функции в методе гиперсферических функций была разложена по волновым функциям (3A-3)-мерного гармонического осциллятора, параметр которого подбирался по основному состоянию ядра в методе К-гармоник. Разложение позволяет в явном виде оценить эффект смешивания монополярных возбуждений, который характеризует сжимаемость ядра. В таком подходе получены формулы для операторов различных физических величин, и по ним проведены расчеты для всех ядер  $|p$ -оболочки. Изучались волновые функции, энергии связи, средние квадратичные радиусы, монополярные и дипольные гигантские резонансы, неупругий электронный формфактор, спектроскопический формфактор для  $\alpha$ -кластера, параметр сжимаемости ядра.

Оценки показали, что учет сжимаемости ядра приводит иногда к качественным (монополярные и дипольные гигантские резонансы) или во всяком случае к количественным эффектам порядка десятков процентов в описании возбужденных состояний ядер. Для основного состояния ядра эффект незначителен (порядка нескольких процентов).

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Shitikova K.V.

P4 - 10994

Monopole Excitations of Light Nuclei in the K-Harmonics Methods

The hyper-radial wave function was expanded into the wave functions of the (3A-3) - dimensional harmonic oscillator. The expansion allows to estimate explicitly the mixing effect of the monopole excitations which characterizes the nuclear compressibility. The wave functions, binding energies, r.m.s. radii, monopole and dipole giant resonances, inelastic electron form factor, spectroscopic form factor for the  $\alpha$ -cluster and the compressibility parameter of all  $|p$ -shell nuclei were studied. The estimates have shown the important effects of the nuclear compressibility for the excited states of the nuclei. For the ground state this effect is negligible.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

I. Среди различных коллективных возбуждений монополярные, или „breathing mode“, колебания представляют особый интерес. Они соответствуют колебаниям плотности вещества, то есть характеризуют его сжимаемость. Новый интерес к таким возбуждениям возник в последние годы в связи с обнаружением при неупругом рассеянии электронов и адронов<sup>/1/</sup> на ядрах гигантских резонансов коллективного типа, которые можно отождествить с  $E0$ - и  $E2$ - переходами. Гидродинамическая модель<sup>/2,3/</sup> хорошо воспроизводит положение монополярного резонанса средних и тяжелых ядер. Однако динамические параметры модели (сжимаемость и радиус ядра) определяются феноменологически. В работах<sup>/4,5/</sup> развивается микроскопическая теория „дыхательных“ возбуждений. Недавно<sup>/10,11/</sup> в рамках микроскопического подхода успешно описаны положения и силы переходов монополярных резонансов ряда магических ядер. Эти методы встречаются со значительными вычислительными трудностями: необходимо учитывать много частично-дырочных конфигураций, нетривиальным является вопрос о выделении центра тяжести. Трудности, связанные с выделением движения центра тяжести, принципиально устраняет метод К-гармоник<sup>/6,7/</sup>. Этот подход является удобным базисом для микроскопического описания монополярных колебаний. Дело в том, что в методе гиперсферических функций вводится коллективная переменная (гиперрадиус  $\rho$ ), которая связана со средним квадратичным радиусом ядра  $\rho^2 = A \langle \bar{r}^2 \rangle$ , то есть со средней плотностью ядра. Возбуждения по этой переменной соответствуют монополярным колебаниям ядра как целого, и плотность является динамической переменной. В работе<sup>/8/</sup> показано, что основные результаты гидродинамической модели в описании

breathing mode колебаний естественным образом получаются с помощью метода К-гармоник, и выведенные формулы проиллюстрированы на примере ряда ядер. Позднее монополюсные резонансы в этом подходе на ядре  $O^{16}$  исследовались в работе [9].

В настоящей работе в рамках метода гиперсферических функций изучается влияние сжимаемости ядра на различные физические эффекты. Анализируются волновые функции, энергии возбуждения, средние квадратичные радиусы, монополюсные и дипольные гигантские резонансы, неупругий электронный формфактор, спектроскопический формфактор для  $d$ -кластера, параметр сжимаемости ядра. Расчёты проводятся для всех ядер  $1p$ -оболочки с потенциалом Волкова  $V^{15}$  в минимальном приближении метода. Дело в том, что даже в таком приближении метода гиперсферических функций средний квадратичный радиус является динамической переменной, так что сжимаемость ядерного вещества учитывается. В расчётах влияние сжимаемости ядра на различные физические эффекты оценивается путём явного учёта смешивания монополюсных возбуждений.

2. В методе К-гармоник волновая функция ядра  $A$  ищется в виде разложения по гиперсферическим функциям:

$$\Psi = \rho^{-\frac{3A-4}{2}} \sum_{K, \gamma} \chi_{K\gamma}(\rho) Y_{K\gamma}(\theta_i), \quad (1)$$

где  $\int \chi_{K\gamma}^2(\rho) d\rho = 1$ ,  
гамильтониан ядра имеет вид

$$H_K = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\rho^{3A-4}} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho^{3A-4} \frac{\partial}{\partial \rho} \right) - \frac{\hbar^2}{2m \rho^2} \Delta_{\theta} + V \quad (2)$$

и система уравнений для нахождения собственных функций и собственных значений записывается следующим образом:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{\hbar^2}{m} \frac{L_K(L_K+1)}{\rho^2} - E \right\} \chi_{K\gamma}(\rho) = \sum_{K'\gamma'} W_{K\gamma}^{K'\gamma'}(\rho) \chi_{K'\gamma'}(\rho). \quad (3)$$

Здесь  $L_K = K + \frac{3A-6}{2}$  и  $W_{K\gamma}^{K'\gamma'}$  — матричные элементы эффективного взаимодействия. Эта задача имеет аналитическое решение для потенциала гармонического осциллятора. Действительно, гамильтониан ядра (2) для (3A-3)-мерного гармонического осциллятора записывается следующим образом:

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \left[ \frac{1}{\rho^{n-1}} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho^{n-1} \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^n} \Delta_{\theta_i} \right] + \frac{1}{2} m \omega^2 \rho^2, \quad (4)$$

где  $n = (3A-3)$ ,  $\Delta_{\theta_i}$  — угловая часть оператора Лапласа. При этом собственные значения энергии задаются формулой

$$E_N = \left( 2x + K + \frac{n}{2} \right) \hbar \omega, \quad (5)$$

где  $2x + K = N$  — полное число квантов, а собственные функции имеют вид

$$\Psi_{NK\gamma} = R_{xK}(\rho) Y_{K\gamma}(\theta_i). \quad (6)$$

Здесь  $Y_{K\gamma}(\theta_i)$  — некоторая гиперсферическая гармоника с гипермоментом  $K$ ,  $\gamma$  — набор остальных гипермоментов, характеризующих состояние

$$R_{xK}(\rho) = \sqrt{\frac{2x!}{\Gamma(x + K + \frac{n}{2})}} \cdot e^{-\frac{1}{2}\rho^2} \rho^K L_x^{K + \frac{1}{2}(n-2)}(\rho^2). \quad (7)$$

Здесь  $\rho$  дано в единицах  $\rho^2 = \frac{\hbar}{m\omega}$ , присоединённые полиномы Лагерра определены обычным образом:

$$L_n^d(x) = \sum_{k=0}^n (-1)^k \frac{(n+d)!}{(n-k)!(d+k)!k!} x^k. \quad (8)$$

Разложим волновые функции метода К-гармоник  $\chi_{K\gamma}(\rho)$  по радиальным волновым функциям (3A-3)-мерного гармонического осциллятора

$$\chi_{K\gamma}^{\rho}(\rho) = \sum_x C_{xK}^{\gamma} R_{xK}(\rho) \quad (9)$$

способом, предложенным в работе [12]. Коэффициенты разложения  $C_{xK}^{\gamma}$  определяются следующим образом:

$$C_{xk}^y = \int X_k^y(\varphi) R_{xk}(\varphi) \varphi^{\frac{3A-y}{2}} d\varphi, \quad (10)$$

и частота осциллятора  $\hbar\omega$  находится из условия, чтобы максимум нижней осцилляторной функции  $R_{ok}(\varphi)$  совпал с максимумом нижней функции  $X_k(\varphi)$  в методе К - гармоник.

В этом случае легко можно получить простое выражение для энергии связи, если воспользоваться рекуррентными соотношениями для матричных элементов от  $\varphi^2$  из работы [13]:

$$E_{x'} = \frac{\hbar\omega}{2} \left( 2x' + \frac{5A-11}{2} \right) + \frac{\hbar\omega}{2} \left[ \frac{C_{2x'+1}}{C_{2x'}} \sqrt{(x'+1)(x' + \frac{5A-11}{2})} + \frac{C_{2x'-1}}{C_{2x'}} \sqrt{x'(x' + \frac{5A-13}{2})} \right] + \sum_x \frac{C_x}{C_{x'}} \int R_{x'}(\varphi) W_{xy}^{K'y}(\varphi) R_x(\varphi) \varphi^{\frac{3A-y}{2}} d\varphi. \quad (11)$$

Энергия перехода между двумя соседними монополюсно-возбужденными уровнями записывается следующим образом:

$$\Delta E_{x'+1, x'} = \hbar\omega + \frac{\hbar\omega}{2} \left\{ \frac{C_{2x'+2}}{C_{2x'+1}} \sqrt{(x'+2)(x' + \frac{5A-9}{2})} + \left( \frac{C_{2x'}}{C_{2x'+1}} - \frac{b_{2x'+1}}{b_{2x'}} \right) \sqrt{(x'+1)(x' + \frac{5A-11}{2})} - \frac{b_{2x'-1}}{b_{2x'}} \sqrt{x'(x' + \frac{5A-13}{2})} \right\} + \sum_{z=1}^{\infty} \frac{C_{2z+1}}{C_{2z+1}} W_{x'+1}^{2z+1} - \sum_{z=0}^{\infty} \frac{b_{2z}}{b_{2z'}} W_{x'}^{2z}, \quad (12)$$

где  $C_x$  и  $b_x$  есть коэффициенты разложения (9) для состояний  $x'+1$  и  $x'$  соответственно. Выделим в явном виде члены без учёта смешивания монополюсных возбуждений. В этом случае в разложении (9)  $C_{x'} = 1$  и  $C_x \neq C_{x'} = 0$  и энергия связи  $E_{x'}^0$  без учёта смешивания монополюсных возбуждений примет вид

$$E_{x'}^0 = \frac{\hbar\omega}{2} \left( 2x' + \frac{5A-11}{2} \right) + W_{x'}^{x'}. \quad (13)$$

Соответствующее выражение для энергии возбуждения записывается следующим образом:

$$\Delta E_{x'+1, x'}^0 = \hbar\omega + W_{x'+1}^{x'+1} - W_{x'}^{x'}. \quad (14)$$

Ниже приводятся формулы для матричных элементов операторов различных физических величин, для которых будут проводиться численные расчёты.

#### Среднеквадратичный радиус ядра

Среднеквадратичный радиус ядра для состояния  $\gamma$  записывается как

$$\langle \bar{r}^2 \rangle_{\gamma} = \frac{\hbar}{m\omega} \cdot \frac{1}{A} \left[ \sum_x C_x^{\gamma} \left( 2x + \frac{5A-11}{2} \right) - 2 \sum_x C_x^{\gamma} C_{x+1}^{\gamma} \sqrt{(x+1)(x + \frac{5A-11}{2})} \right]. \quad (15)$$

Соответствующее выражение без учёта смешивания монополюсных возбуждений принимает вид

$$\langle \bar{r}^2 \rangle_{\gamma, 0} = \frac{\hbar}{m\omega} \cdot \frac{1}{A} \left( \frac{5A-11}{2} + 2x \right). \quad (16)$$

Отсюда легко получается простое выражение для относительного изменения среднеквадратичного радиуса между двумя соседними монополюсно-возбужденными состояниями без учёта эффекта смешиваемости:

$$\Delta r_{x'+1, x', 0} = \frac{\langle \bar{r}^2_{x'+1, 0} \rangle^{\frac{1}{2}} - \langle \bar{r}^2_{x', 0} \rangle^{\frac{1}{2}}}{\langle \bar{r}^2_{x', 0} \rangle^{\frac{1}{2}}} = \left( \frac{5A-7+4x}{5A-11+4x} \right)^{\frac{1}{2}} - 1. \quad (17)$$

#### Параметр сжимаемости ядра K

Оценка параметра сжимаемости производится по формуле гидродинамической модели [8], которая применительно к методу К - гармоник записывается в виде

$$K_x = \frac{m}{\hbar^2} \bar{r}^2 (\Delta E_{x,x+1})^2. \quad (18)$$

В нашем случае это выражение можно переписать следующим образом:

$$K_x = \frac{1}{A} \left[ \sum_x C_x^2 (2x + \frac{5A-11}{2}) - 2 \sum_x C_x C_{x+1} \sqrt{(x+1)(x + \frac{5A-11}{2})} \right] \cdot \\ \cdot \left[ 1 + \frac{1}{2} \left\{ \frac{C_{x+2}}{C_{x+1}} \sqrt{(x+2)(x + \frac{5A-7}{2})} + \left( \frac{C_{x+1}}{C_{x+1}} - \frac{b_{x+1}}{b_{x+1}} \right) \sqrt{(x+1)(x + \frac{5A-11}{2})} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{b_{x+1}}{b_{x+1}} \sqrt{x(x + \frac{5A-13}{2})} \right\} + \frac{1}{\hbar\omega} \left\{ \sum_{x+1} \frac{C_{x+1}}{C_{x+1}} W_{x+1}^{x+1} - \sum_{x=0} \frac{b_x}{b_{x+1}} W_{x+1}^x \right\} \right]^2. \quad (19)$$

Параметр сжимаемости без учёта смешивания монополярных возбуждений имеет вид

$$K_x^0 = \frac{1}{A} \left( \frac{5A-11}{2} + 2x \right) \left[ 1 + \frac{W_{x+1}^{x+1} - W_{x+1}^x}{\hbar\omega} \right]^2. \quad (20)$$

#### Вероятность монополярных возбуждений

Монополярное изоскалярное правило сумм можно записать как

$$\sum_n (E_n - E_0) |M_{0n}|^2 = \frac{\hbar^2}{m} \bar{r}^2 \langle \bar{r}^2 \rangle_0, \quad (21)$$

где  $\langle \bar{r}^2 \rangle_0$  - среднеквадратичный радиус основного состояния ядра.  $M_{0n}$  - матричный элемент оператора монополярного перехода. Если коэффициенты разложения для волновой функции основного состояния  $\chi_0(\rho)$  обозначить  $C_x$ , соответственно для возбуждённого  $\chi_n(\rho) \rightarrow b_{x'}$ , то этот матричный элемент запишется следующим образом:

$$M_{0n} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\hbar}{m\omega} \sum_{x=0}^{\infty} \left\{ C_x b_x (2x + \frac{5A-11}{2}) - C_{x-1} b_x \sqrt{x(x + \frac{5A-13}{2})} - C_{x+1} b_x \sqrt{(x+1)(x + \frac{5A-11}{2})} \right\}. \quad (22)$$

Соответствующий матричный элемент без учёта смешивания монополярных возбуждений равен

$$M_{01}^0 = -\frac{1}{2} \frac{\hbar}{m\omega} \sqrt{\frac{5A-11}{2}}. \quad (23)$$

То есть без учёта эффекта сжимаемости ядра возможен только один переход на первое монополярно-возбуждённое состояние.

#### Матричный элемент дипольного оператора перехода

Матричный элемент оператора дипольного перехода можно представить следующим образом:

$$\hat{D}_{0n}^1 = e B(A) \sum_{x x'} C_x b_{x'} \int_0^{\pi} R_{xk}(\rho) R_{x'k+1} \rho^{3A-3} d\rho, \quad (24)$$

где  $B(A)$  - константа, зависящая от массового числа  $A$ . Без учёта смешивания монополярных возбуждений матричный элемент оператора дипольного перехода примет вид

$$\hat{D}_{0n,0}^1 = e B(A) \int_0^{\pi} R_{xk}(\rho) R_{x'k+1} \rho^{3A-3} d\rho. \quad (25)$$

#### Спектроскопический формфактор для $\alpha$ -кластера

Идея метода расчёта приведённых ширины ассоциаций заключается в сочетании использования генеалогического разложения с отделением  $m$ -частиц и преобразования Талмы, позволяющего перейти от одночастичных координат нуклонов в отдельной ассоциации из  $m$  нуклонов к координатам центра масс и внутренним координатам ассоциации.

Общая формула приведённой ширины для  $d$ -частицы имеет вид

$$Y_{d\lambda} = \left(\frac{A}{4}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\hbar}{\sqrt{2M}} \sum_{M_1, M_2} (Y_{LM_1} | Y_{0M_0}) \int \Psi_{JM}^* \Psi_d^* \chi_{\lambda M_0} d\Omega_1 d\Omega_2 \quad (26)$$

$\chi_{\lambda}$  - волновая функция уровня  $\lambda$ -ядра,  $\Psi_{JM}$  и  $\Psi_d$  - функции конечного ядра и  $d$ -частицы соответственно.  $Y_{LM_2}(\bar{r}_1, \bar{r}_2)$  - угловая часть волновой функции взаимного движения разлетающихся частиц с орбитальным моментом  $L$  и его проекцией  $M_2$ ;  $M$  - приведённые массы разлетающихся частиц,

$$\left(\frac{A}{m}\right) = \frac{A!}{m! (A-m)!}$$

Если волновую функцию ядра в методе  $K$ -гармоник разложить по волновым функциям многомерного гармонического осциллятора предложенным выше способом, то в формулу для приведённой ширины войдут генеалогические коэффициенты в трансляционно-инвариантной модели оболочек, которые связаны с ГК в методе  $K$ -гармоник следующим образом:

$$\begin{aligned} & \langle A N K [f] L S T | A-4 N_1 K_1 [f_1] L_1 S_1 T_1; n \Lambda, 4 N_2 K_2 [f_2] L_2 S_2 T_2 (\mathcal{L}) \rangle = \\ & = \sum_{\mathcal{K}} \langle N_1 K_1 N-N_1 \mathcal{K} | N K \rangle \langle n \Lambda, N_2 K_2 | N-N_1 \mathcal{K} \rangle, \quad (27) \\ & \langle A K [f] L S T | A, K_1 [f_1] L_1 S_1 T_1; \Lambda, 4 K_2 [f_2] L_2 S_2 T_2 \{ \mathcal{K} \mathcal{L} \} \rangle, \end{aligned}$$

где  $\langle A K \mathcal{E} | A, K_1 \mathcal{E}_1; \Lambda, 4 K_2 \mathcal{E}_2 \{ \mathcal{K} \mathcal{L} \} \rangle$  - генеалогические коэффициенты в методе  $K$ -гармоник.

$\langle N_1 K_1 N-N_1 \mathcal{K} | N K \rangle$  - обобщённые  $3j$ -символы с четвертьцелыми моментами.

В этом случае приведённая ширина  $d$ -распада имеет вид

$$Y(\mathcal{L}) = \sum_{N_1, N_2, n, \mathcal{K}, \mathcal{L}} \langle A K [f] L S T | A, K_1 [f_1] L_1 S_1 T_1; \Lambda, 4 K_2 [f_2] L_2 S_2 T_2 \{ \mathcal{K} \mathcal{L} \} \rangle \cdot \langle N_1 K_1 N-N_1 \mathcal{K} | N K \rangle \langle n \Lambda, N_2 K_2 | N-N_1 \mathcal{K} \rangle C_{A, A_1}^N C_{A, A_2}^{N_1} R_{n\Lambda} \left(\frac{\mathcal{L}}{2}\right), \quad (28)$$

где  $\mathcal{L}$  - расстояние между центрами масс частиц  $A_1$  и  $A_2$ , а спектроскопический фактор для  $d$ -кластера

$$S_d = \frac{A!}{4! (A-4)!} \left( \sum_n d_n^2 \right). \quad (29)$$

3. В таблице I приведены результаты расчёта коэффициентов  $C_{2K}$  по формуле (10). Интеграл перекрытия  $K$ -гармонической функции основного состояния  $\chi_K(\rho)$  с невозбуждённой по монополюльным колебаниям функцией многомерного гармонического осциллятора  $R_{0K}(\rho)$  составляет 98%. Очевидно, что примесь монополюльных возбуждений для основных состояний ядер не является существенной при описании различных явлений. Что касается состояний, возбуждённых по  $\rho$ , то их структура является значительно более сложной и их волновая функция не сводится к функции одной моды возбуждения. Поэтому можно ожидать, что учёт сжимаемости будет существенным при описании возбуждённых состояний ядер. Это проявляется также и в энергиях возбуждения (рис. 1), и в средних квадратичных радиусах (таблица 2). Действительно, как видно из рисунка 1, положение первого монополюльно-возбуждённого состояния меняется на несколько десятков процентов при учёте сжимаемости. Аналогичным образом ведёт себя средний квадратичный радиус (см. таблицу 2). Средний квадратичный радиус для основного состояния ядра при учёте сжимаемости меняется всего лишь на несколько процентов, а для монополюльно-возбуждённого состояния эта разница составляет десятки процентов. Далее рассмотрим различные явления, в которых будут проявляться эти возбуждённые состояния.

#### МОНОПОЛЮЛЬНЫЕ ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ

Как видно из рис. 2, без учёта эффекта сжимаемости ядра вся интегральная монополюльная сумма сосредоточена в области первого монополюльного возбуждения. Учёт сжимаемости ядра приводит к перераспределению монополюльной суммы в область более высоких энергий. Причём для всех ядер единым образом: 60-70% монополюльной суммы приходится на первое монополюльно-возбуждённое состояние и около 10%-на второе. Можно думать, что этот результат не очень чувствителен к выбору варианта нуклон-нуклонного потенциала и модели. В качестве иллюстрации в таблице 3 проведено сравнение результатов расчёта монополюльного гигантского резонанса ядра  $O^{16}$  в различных подходах.

Таблица 1. Коэффициенты  $C_{jk}^Y$  (10) для основного и первых двух монополюсно-возбуждённых состояний ядер  $1p$ -оболочки (а также соответствующие значения  $\hbar\omega$ ) с потенциалом Волкова [15].

A	$\hbar\omega$	$C_{jk}^Y$							
		$E_y(c^2)$	$E_y'(c^2)$	$\sqrt{x}$	0	1	2	3	4
5	16,8								
6	13,9	-88,6	-87,7	0	0,99	-0,07	0,15	-0,05	0,04
7	16,2								
8	16,4								
9	15,8								
10	15,6	-65,3	-63,9	1	0,20	0,83	-0,35	0,34	-0,20
11	16,4								
12	16,0								
13	16,6								
14	18,2	-46,0	-40,6	2	-0,03	0,47	0,26	-0,28	0,40
15	18,5								
16	19,4								

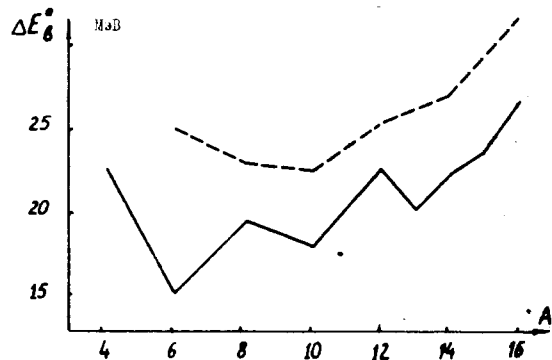


Рис. 1. Энергия возбуждения первого монополюсного резонанса как функция  $A$  с учётом (сплошная кривая) и без учёта (пунктир) эффекта сжимаемости ядра.

Таблица 2. Среднеквадратичные радиусы ядер  $1p$ -оболочки для основного состояния без учёта эффекта сжимаемости (второй столбец), изменение их в % при учёте сжимаемости в основном (третий столбец) и в возбуждённом (пятый столбец) состояниях, а также при переходе к монополюсному резонансу (четвёртый столбец).

A	$\langle r_0^2 \rangle^{1/2}$	$\Delta r_{00}\%$	$\Delta r_{01}\%$	$\Delta r_{11}\%$
5	2,2	6	32	23
6	2,64	5	26	20
7	2,55	4	23	18
8	2,61	4	19	16
9	2,74	3	17	14
10	2,62	3	16	14
11	2,77	3	15	13
12	2,84	3	14	13
13	2,82	3	13	12
14	2,75	3	12	11
15	2,70	3	12	11
16	2,65	3	11	11

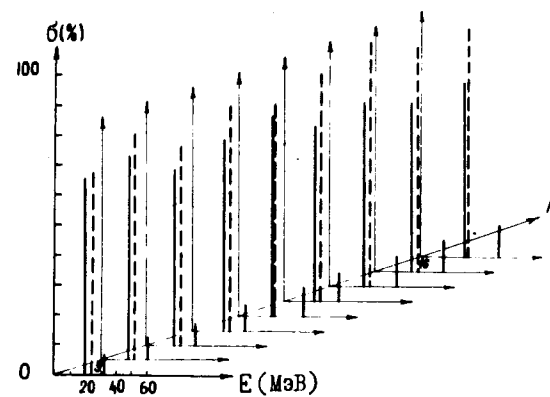


Рис. 2. Распределение по энергии возбуждения монополюсной интегральной суммы лёгких ядер без учёта эффекта сжимаемости (пунктир) и с учётом смешивания монополюсных возбуждений (сплошные линии).



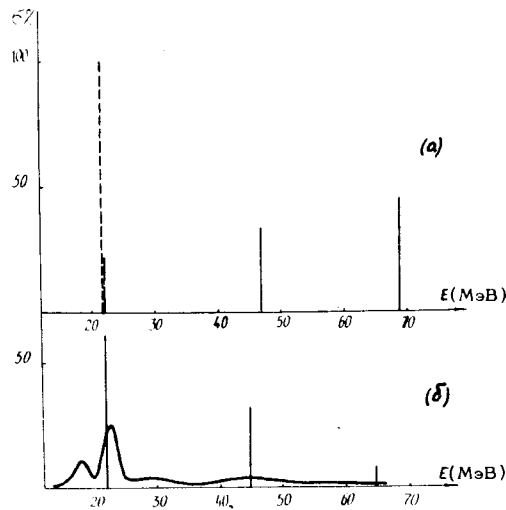


Рис. 3. Дипольный гигантский резонанс ядра  $O^{16}$  ( $J=1^-$ ,  $T=1$ )  
 а) в модели оболочек (пунктир) и в методе гиперсферических функций без учёта смешивания монополярных возбуждений (сплошные линии),  
 б) в методе  $K$ -гармоник с учётом эффекта сжимаемости, кривая — из работы /II/.

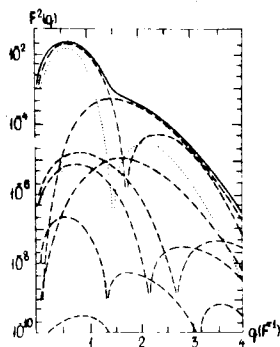


Рис. 4. Неупругий продольный формфактор рассеяния электронов ядром  $O^{16}$  ( $J=1^-$ ,  $T=1$ ) с учётом смешивания монополярных возбуждений (сплошная кривая). Точками указан ход формфактора без учёта сжимаемости ядра. Пунктир — вклады отдельных мультиполей.

### ДИПОЛЬНЫЕ ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ

На рис. 3,4 показаны результаты расчёта для ядра  $O^{16}$  изовекторных состояний с  $J=1^-$ : дипольного гигантского резонанса (рис. 3) и неупругого электронного формфактора (рис. 4). В модели оболочек вся дипольная сумма сконцентрирована в области гигантского резонанса. В методе гиперсферических функций происходит перераспределение силы дипольных переходов в области высоких энергий возбуждения. Это находится в хорошем согласии с результатами экспериментальных исследований /16/, в которых обнаружено, что  $\sim 50\%$  дипольной суммы в кислороде находится за гигантскими резонансами. Расчёты без учёта сжимаемости ядра дают качественно другой результат (рис. 3б — сплошные линии) — нет спадающего хода сечения в области высоких энергий. На рис. 4 показан продольный /14/ неупругий формфактор электронного рассеяния для тех же состояний  $J=1^-$ ,  $T=1$ . Результаты расчётов показывают, что учёт эффекта сжимаемости качественно меняют неупругие формфакторы: исчезает глубокий минимум в области передаваемых импульсов  $q \sim 1.5 F^{-1}$ , заметно различаются результаты расчёта в области больших передаваемых импульсов.

### КЛАСТЕРНЫЙ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЙ ФОРМФАКТОР

В таблице 4 приведены результаты расчёта  $d$ -частичных спектроскопических формфакторов основного и возбуждённых состояний ядер  $O^{16}$  и  $C^{12}$ . Рассмотрены переходы  $O_{\text{осн}}^{16} \rightarrow C_{\text{осн}}^{12} + d$ ,  $O_{\text{осн}}^{16} \rightarrow C_{\text{осн}}^{12} + d$ ,  $O_{\text{осн}}^{16} \rightarrow C_{\text{осн}}^{12} + d$ . Здесь под возбуждёнными состояниями подразумеваются нижние монополярно-возбуждённые уровни  $O^+$  ядер  $C^{12}$  и  $O^{16}$ . Согласно расчётам эти возбуждения лежат в районе 23 и 29 МэВ для  $C^{12}$  и  $O^{16}$  соответственно. Здесь также результаты расчёта различаются для тех переходов, в которых участвуют монополярно-возбуждённые состояния.

### ПАРАМЕТР СЖИМАЕМОСТИ ЯДРА

Результаты расчёта параметра сжимаемости ядер оболочки с учётом и без учёта смешивания монополярных возбуждений показаны на рис. 5. Из рисунка видно, что учёт смешивания монополярных возбуждений очень важен при определении параметра сжимаемости лёгких ядер (результаты различаются на 50% для ядер начала  $1p$ -оболочки, и разница уменьшается с ростом  $A$ ). Однако этот пара-

Таблица 3

/9/		/10/		/II/	
$\Delta E$ (МэВ)	$\sigma, \%$	$\Delta E$ (МэВ)	$\sigma, \%$	$\Delta E$ (МэВ)	$\sigma, \%$
29	59	27	68	24	56
				15-30	5I
				29-35	3I
52	II	50	6		
		70	I	35-50	II

Таблица 3. Сравнение результатов расчёта монополюного гигантского резонанса ядра  $O^{16}$ , выполненного методом гиперсферических функций для потенциала Волкова и типа Якави<sup>9/</sup>, с соответствующими результатами из работ /10/ и /II/, полученными с помощью других моделей.

Таблица 4

$S$	0,29	0,19	0,02
$S_0$	0,29	0,23	0,009
		$C^{12ж}$	$O^{16ж}$

Таблица 4. Спектроскопические формфакторы  $d$  - кластеров для основного и монополюно-возбуждённых состояний ядер  $C^{12}$  и  $O^{16}$  с учётом (верхняя строка) и без учёта (нижняя строка) смешивания монополюных возбуждений.

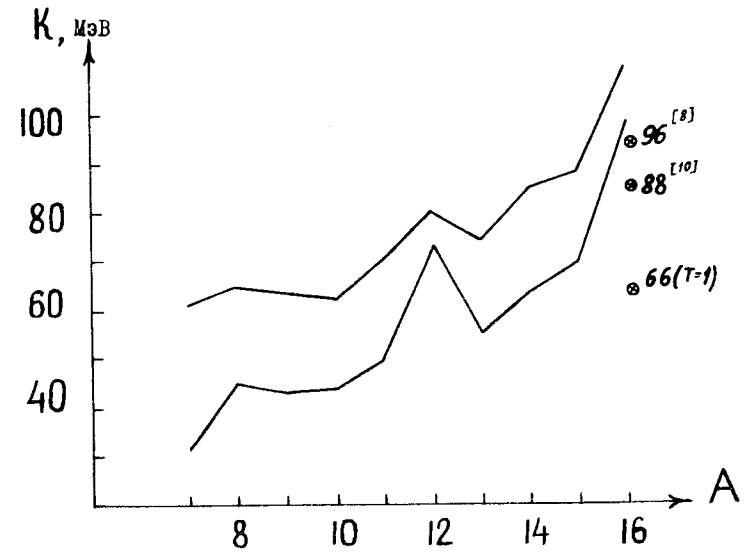


Рис. 5. Параметр сжимаемости лёгких ядер с учётом (верхняя кривая) и без учёта (нижняя кривая) смешивания монополюных возбуждений.

метр не является достаточно информативным. Он не обладает свойством универсальности (отличается в 1,5 раза для изовекторных и изоскалярных состояний). Зная его абсолютное значение, нельзя предсказать степень влияния сжимаемости ядер на различные физические эффекты, а в каждом случае нужно проводить детальные микроскопические расчёты.

Итак, проведённые выше оценки показывают, что учёт сжимаемости ядер приводит иногда к качественным (мультиполюные гигантские резонансы) или во всяком случае к количественным эффектам порядка десятка процентов в описании возбуждённых состояний атомных ядер.

Считаю своим приятным долгом поблагодарить проф. А.И. Базя за ряд ценных советов, проф. В.Г. Соловьёва и доктора физико-математических наук И.Н. Михайлова за полезные советы и интерес к работе.

### Литература

1. Satchler G.R., Phys. Reports, 14, 97, 1974.
2. Walecka I.D., Phys. Rev., 126, 653, 1962.
3. Werntz C., Uberall H., Phys. Rev., 149, 762, 1966.
4. Wong S.K.M., Saunier G., Rouben B., Nucl. Phys. A169, 294, 1971.
5. Bertsoh G., Tsai S.F., Phys. Lett., 50B, 319, 1974.
6. Симонов Ю.А., Ядерная физика, 11, 77, 1970.
7. Базь А.И., Жуков М.В., Ядерная физика, 3, 630, 1958.
8. Sotona M., Zofka I., Nuovo Cimento 9, 261, 1974.
9. Strobel G.L., Nucl. Phys. A271, 162, 1976.
10. Krewald S., Rosenfelder R., Galonska I.K., Faessler A., Nucl. Phys., A269, 112, 1976.
11. Liu K.F., Brown C.E., Nucl. Phys. A265, 385, 1976.
12. Ерохин К.М., Орлова Н.В., Смирнов Д.Ф., Шитикова К.В., Ядерная физика, 22, 1102, 1975.
13. Курдюмов И.В., Смирнов Д.Ф., Шитикова К.В. ТМФ, 7, 45, 1971.
14. Гончарова Н.Г., Мулей М., Шитикова К.В., Ядерная физика, 1977.
15. Volkov A.B., Nucl. Phys. 74, 33, 1965.
16. Комар А.П., Денисов В.П., Кульчицкий Л.А. ДАН СССР, 169, 1307, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 октября 1977 года.