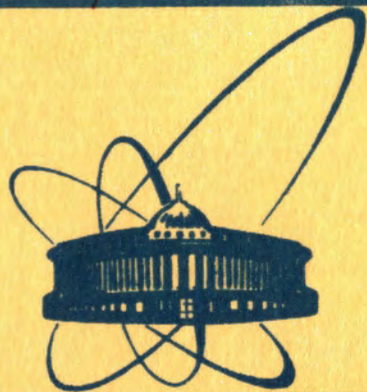


2710/2-80

23/VI 80



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P4-80-173

Х.Л.Молина

**ОПИСАНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
ВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДЕР
В РЕАЛИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ**

1980

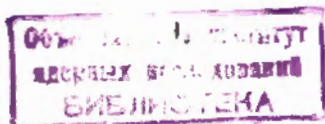
Одним из многочисленных аспектов изучения реакций с участием тяжелых ионов является исследование высокоспиновых состояний ядерных систем, полученных в результате таких реакций. В настоящее время теоретические исследования высокоспиновых состояний ограничены в основном изучением формы быстровращающихся ядер до критических угловых моментов $^{1-4/}$, при которых ядро еще не разрывается центробежными силами, в широком интервале таких энергий возбуждения, при которых компаунд-ядро деовозбуждается при помощи только γ -квантов $^{5/}$. Такие расчеты идейно довольно просты, но требуют больших затрат времени на ЭВМ.

В то же время они создают предпосылки для изучения коллективных свойств быстровращающихся ядер на основе микроскопической теории, развитой в последнее время в ряде работ $^{6,7/}$.

Однако решение уравнений микроскопической теории, полученных в рамках приближения случайных фаз (ПСФ), даже при очень малой угловой частоте вращения связано с определенными трудностями вычислительного характера. Эти трудности удается обойти, используя метод силовой функции, основанный на вычислении усредненных физических величин $^{8,9/}$.

Отметим, что обычная ситуация на эксперименте полностью соответствует теоретическому расчету именно усредненных величин. В работе $^{9/}$ показана возможность такого рассмотрения для любой стационарной задачи с дискретным невмороженным спектром, а также дан алгоритм построения силовой функции в случае наиболее общего гамма-тоннана, инвариантного относительно обращения времени. В данной работе мы используем этот алгоритм для построения силовой функции приведенной вероятности электрических квадрупольных переходов с состояний краев-полосы на однофоновые состояния, построенные над ней. Микроскопическое описание таких состояний дано в работах $^{6,7/}$.

В §1 кратко приведены основные положения микроскопической теории вращения $^{5/}$. В §2 получены выражения для силовой функции, в §3 представлены результаты численных расчетов.



§1. Гамильтониан модели и секулярные уравнения

Мы начнем с ротационно-инвариантного гамильтониана

$$\tilde{H} = H - \mu_x J_x^2 - \mu (J_1^2 + J_2^2), \quad (1)$$

где

$$H = \sum_{\alpha} e_{\alpha} C_{\alpha}^{\dagger} C_{\alpha} - \lambda \hat{N} - \frac{\alpha}{2} \sum_{\Gamma} Q_{2\Gamma}^{\dagger} Q_{2\Gamma} - \frac{G}{4} P^{\dagger} P,$$

$C_{\alpha}^{\dagger} (C_{\alpha})$ - операторы рождения (уничтожения) частиц, \hat{N} - оператор числа частиц, α - константа квадруполь-квадрупольных сил, G - константа спаривательного взаимодействия. Члены, содержащие проекции углового момента J_i , введены, чтобы обеспечить выделение внутренних (неротационных) возбуждений при произвольном значении угловой скорости вращения Ω . Как показано в [7], параметры μ_x, μ имеют вид:

$$\mu = \frac{-\Omega}{2 \langle \Omega | J_x | \Omega \rangle} = \frac{1}{2 J_x}$$

$$2 \mu_x = \frac{d\Omega}{d \langle \Omega | J_x | \Omega \rangle},$$

где $|\Omega\rangle$ - многочастичная волновая функция, удовлетворяющая вариационному уравнению:

$$\delta \langle \Omega | H - \Omega J_x | \Omega \rangle = 0.$$

После выделения среднего поля обычным путем линеаризации решается задача о малых колебаниях в ПОФ. Благодаря трансформационным свойствам собственных функций \tilde{H} при повороте системы координат на угол π вокруг оси x , $R_x(\pi) |\Omega\rangle = e^{i\varphi} |\Omega\rangle$, уравнения ПОФ разделяются на два блока, фоновые операторы которых удовлетворяют соотношениям $R_x(\pi) Q_{\sigma}^{\dagger} R_x^{-1}(\pi) = \sigma Q_{\sigma}^{\dagger}$, где сигнатура $\sigma = \pm 1$. Собственно бозонный образ гамильтониана делится на две части $H_{(+)}$ и $H_{(-)}$:

$$H_{(+)} = \sum_{i\bar{k}} E_{i\bar{k}} b_{i\bar{k}}^{\dagger} b_{i\bar{k}} - \frac{G}{4} P^{\dagger} P - \frac{\alpha}{2} (Q_0^2 + Q_2^{(+2)} + Q_2^{(-2)}); \quad -\mu_x : J_x^2; \quad (2)$$

$$H_{(-)} = \frac{1}{2} \sum_{i\bar{k}} E_{i\bar{k}} b_{i\bar{k}}^{\dagger} b_{i\bar{k}} - \frac{\alpha}{2} (Q_0^2 + Q_2^{(-2)}); \quad -\mu : (J_1^2 + J_2^2); \quad (3)$$

где $:$ означает нормальное произведение, $E_{i\bar{k}} = E_i + E_{\bar{k}}$, E_i - квазичастичные энергии, полученные из решения уравнений для среднего поля. Обозначения такие же, как и в работе [7]. В первом уравнении индексы i, \bar{k} относятся к состояниям с разными знаками энергии в уравнении Хартри-Боголюбова.

Введя фоновые операторы с $\sigma = 1$ в виде

$$Q^{\dagger} = \frac{1}{2} \sum_{i\bar{k}} \psi_{i\bar{k}} b_{i\bar{k}}^{\dagger} - \varphi_{i\bar{k}} b_{i\bar{k}} \quad (4)$$

и константы

$$D_0 = 2\alpha \sum_{i\bar{k}} q_{i\bar{k}}^0 Z_{i\bar{k}}^{\dagger}, \quad D_2 = 2\alpha \sum_{i\bar{k}} q_{i\bar{k}}^{2(+)} Z_{i\bar{k}}^{\dagger}, \quad (5)$$

$$D_1 = 2\alpha \sum_{i\bar{k}} q_{i\bar{k}}^{1(+)} Z_{i\bar{k}}^{\dagger}, \quad D_3 = 2G \sum_{i\bar{k}} P_{i\bar{k}}^{(+)} Z_{i\bar{k}}^{\dagger},$$

$$D_4 = 2G \sum_{i\bar{k}} P_{i\bar{k}}^{(-)} Z_{i\bar{k}}^{\dagger},$$

где $Z_{i\bar{k}}^{\dagger} = \psi_{i\bar{k}} \mp \varphi_{i\bar{k}}$, получим систему уравнений

$$\sum_{\mu=0}^4 S_{i\bar{k}} D_{\mu} = 0, \quad (6)$$

где матрица S имеет вид:

$$\begin{matrix} \sum_{i\bar{k}} \frac{q_{i\bar{k}}^0 q_{i\bar{k}}^0 E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} - \frac{1}{2\alpha} \sum_{i\bar{k}} \frac{q_{i\bar{k}}^0 q_{i\bar{k}}^{2(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} & \sum_{i\bar{k}} \frac{q_{i\bar{k}}^0 P_{i\bar{k}}^{(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} & \omega \sum_{i\bar{k}} \frac{q_{i\bar{k}}^0 P_{i\bar{k}}^{(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} & \omega \sum_{i\bar{k}} \frac{q_{i\bar{k}}^0 q_{i\bar{k}}^{2(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} \\ \sum_{i\bar{k}} \frac{q_{i\bar{k}}^{2(+)} q_{i\bar{k}}^0 E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} & \sum_{i\bar{k}} \frac{q_{i\bar{k}}^{2(+)} q_{i\bar{k}}^{2(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} - \frac{1}{2\alpha} \sum_{i\bar{k}} \frac{P_{i\bar{k}}^{(+)} q_{i\bar{k}}^{2(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} & \omega \sum_{i\bar{k}} \frac{q_{i\bar{k}}^{2(+)} P_{i\bar{k}}^{(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} & \omega \sum_{i\bar{k}} \frac{q_{i\bar{k}}^{2(+)} q_{i\bar{k}}^{2(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} \\ \sum_{i\bar{k}} \frac{P_{i\bar{k}}^{(+)} q_{i\bar{k}}^0 E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} & \sum_{i\bar{k}} \frac{P_{i\bar{k}}^{(+)} q_{i\bar{k}}^{2(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} & \sum_{i\bar{k}} \frac{P_{i\bar{k}}^{(+)} P_{i\bar{k}}^{(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} - \frac{1}{G} \omega \sum_{i\bar{k}} \frac{P_{i\bar{k}}^{(+)} P_{i\bar{k}}^{(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} & \omega \sum_{i\bar{k}} \frac{P_{i\bar{k}}^{(+)} q_{i\bar{k}}^{2(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} \\ \omega \sum_{i\bar{k}} \frac{P_{i\bar{k}}^{(+)} q_{i\bar{k}}^0 E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} & \omega \sum_{i\bar{k}} \frac{P_{i\bar{k}}^{(+)} q_{i\bar{k}}^{2(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} & \omega \sum_{i\bar{k}} \frac{P_{i\bar{k}}^{(+)} P_{i\bar{k}}^{(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} & \sum_{i\bar{k}} \frac{P_{i\bar{k}}^{(+)} P_{i\bar{k}}^{(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} - \frac{1}{G} \omega \sum_{i\bar{k}} \frac{P_{i\bar{k}}^{(+)} q_{i\bar{k}}^{2(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} \\ \omega \sum_{i\bar{k}} \frac{q_{i\bar{k}}^{2(+)} q_{i\bar{k}}^0 E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} & \omega \sum_{i\bar{k}} \frac{q_{i\bar{k}}^{2(+)} q_{i\bar{k}}^{2(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} & \omega \sum_{i\bar{k}} \frac{q_{i\bar{k}}^{2(+)} P_{i\bar{k}}^{(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} & \sum_{i\bar{k}} \frac{q_{i\bar{k}}^{2(+)} P_{i\bar{k}}^{(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} & \sum_{i\bar{k}} \frac{q_{i\bar{k}}^{2(+)} q_{i\bar{k}}^{2(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} - \frac{1}{2\alpha} \omega \sum_{i\bar{k}} \frac{q_{i\bar{k}}^{2(+)} q_{i\bar{k}}^{2(+)} E_{i\bar{k}}}{E_{i\bar{k}}^2 - \omega^2} \end{matrix} \quad (7)$$

Условие существования ненулевых решений приводит к секулярному уравнению

$$|S(\omega)| = 0 \quad (8)$$

для нахождения собственных мод с положительной сигнатурой.

Отметим следующее обстоятельство. Если использовать соотношение между матричными элементами квадрупольного оператора $q_{ik}^{1(+)}$ и оператора углового момента J_{ik}^x [7]

$$\text{const} \cdot q_{ik}^{1(+)} = J_{ik}^x \epsilon_{ik},$$

вытекающее из условия ротационной инвариантности гамильтониана, то уравнение (8) можно переписать в форме, представленной в [7]; однако, как показано при анализе точно решаемой модели [10] микроскопической теории вращения, бозонный образ оператора J_x может "зануляться", и такое соотношение теряет смысл. В этом случае удобнее решать секулярные уравнения в терминах матричных элементов квадрупольного момента, не переходя к матричным элементам углового момента. Система (6) должна решаться совместно с условием нормировки

$$\sum_{ik} Z_{ik}^+ Z_{ik}^- = 2. \quad (9)$$

Напишем явный вид амплитуд

$$Z_{ik}^+ = \frac{1}{\epsilon_{ik}^2 - \omega^2} \left\{ \epsilon_{ik} (D_0 q_{ik}^0 + D_2 q_{ik}^{2(+)} + D_3 P_{ik}^{(+)} + \omega D_1 q_{ik}^{1(+)} + \omega D_4 P_{ik}^{(-)}) \right\} \quad (10)$$

$$Z_{ik}^- = \frac{1}{\epsilon_{ik}^2 - \omega^2} \left\{ \omega (D_0 q_{ik}^0 + D_2 q_{ik}^{2(+)} + D_3 P_{ik}^{(+)} + \epsilon_{ik} D_1 q_{ik}^{1(+)} + \epsilon_{ik} D_4 P_{ik}^{(-)}) \right\}.$$

Для решений с отрицательной сигнатурой определим следующие константы

$$D_1^- = 2x \sum_{ik} q_{ik}^{1(-)} Z_{ik}^+, \quad D_2^- = 2x \sum_{ik} q_{ik}^{2(-)} Z_{ik}^- \quad (11)$$

удовлетворяющие системе уравнений

$$\sum_{k=1}^2 S_{ik}^- D_k^- = 0, \quad (12)$$

где

$$S^-(\omega) = \begin{pmatrix} \sum_{ik} \frac{q_{ik}^{1(-)} q_{ik}^{1(-)} \epsilon_{ik}}{\epsilon_{ik}^2 - \omega^2} - \frac{1}{4x}, & \sum_{ik} \frac{q_{ik}^{1(-)} q_{ik}^{2(+)} \omega}{\epsilon_{ik}^2 - \omega^2} \\ \sum_{ik} \frac{q_{ik}^{1(-)} q_{ik}^{2(-)} \omega}{\epsilon_{ik}^2 - \omega^2}, & \sum_{ik} \frac{q_{ik}^{2(+)} q_{ik}^{2(-)} \epsilon_{ik}}{\epsilon_{ik}^2 - \omega^2} - \frac{1}{4x} \end{pmatrix} \quad (13)$$

Секулярное уравнение в этом случае имеет вид

$$|S^-(\omega)| = 0. \quad (14)$$

Отметим, что уравнение (14) можно представить в виде

$$|S^-(\omega)| = (\Omega^2 - \omega^2) f(\omega) = 0, \quad (14)$$

где $f(\omega)$ имеет вид, приведенный в работе [7]:

$$f(\omega) = \omega^2 (\mathcal{J}_y + \mathcal{S}) (\mathcal{J}_z + \mathcal{S}) - \Omega^2 (\mathcal{J}_x - \mathcal{J}_y - \frac{\omega^2}{\Omega^2} \mathcal{S}) (\mathcal{J}_x - \mathcal{J}_z - \frac{\omega^2}{\Omega^2} \mathcal{S}).$$

Таким образом, (14) содержит, кроме всех внутренних решений, одно решение, соответствующее вращению с частотой Ω .

§2. Силовая функция приведенной вероятности электрических квадрупольных переходов.

При $I \gg 1$ для приведенного матричного элемента мультипольного оператора между состояниями краев-полосы имеем [5, II]:

$$\langle \Psi_{I+1} \| \mathcal{M}(\epsilon) \| \Psi_I \rangle \approx \sqrt{2I} \langle \omega | \mathcal{M}(\epsilon, z_\epsilon) | \omega \rangle, \quad (15)$$

где функция $|\Omega\rangle$ имеет свойства

$$\langle \Omega | \mathcal{J}_x | \Omega \rangle = \sqrt{I(I+1)}$$

$$K = \frac{1}{2} [\langle \alpha | \alpha \rangle | \mathcal{J}_2 | \alpha \rangle] \langle \alpha |$$

L] - целая часть, а \mathcal{J}_x - проекция на ось x ,

$$M(\epsilon, \lambda, z) = \sum_x \mathcal{D}_{x, z}^A(\alpha, \frac{\lambda}{2}, 0) M(\epsilon, \lambda, x).$$

Пользуясь асимптотическим выражением для $3j$ -символов [12],

(15) можно преобразовать к виду

$$\langle \Psi_{I+z} || M(\epsilon, \lambda) || \Psi_I \rangle \approx \sqrt{2I+1} \sum_x \langle K \lambda x | I+z, K+x \rangle \langle \alpha | M(\epsilon, \lambda, x) | \Omega \rangle, \quad (17)$$

где $2I$ - заменена на $2I+1$. Если $|\Omega\rangle$ сохраняет аксиальную симметрию в интервале $0 \leq I \leq I_0$, то с точностью до членов

$O(1/I_0)$ можно пользоваться интерполяционной формулой (17). Формулы (15), (17) можно обобщить на случай переходов между состояниями ядра-полосы и возбужденными однофоновыми состояниями

$$|\alpha \Omega\rangle = Q_x^+ |\Omega\rangle$$

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{I+z} || M(\epsilon, \lambda) || \Psi_I \rangle &= \sqrt{2I} \langle \alpha | [Q_x, M(\lambda, z)] | \Omega \rangle \approx \\ &\approx \sqrt{2I+1} \sum_x \langle K \lambda x | I+z, K+x \rangle \langle \alpha | [Q_x, M(\lambda, x)] | \Omega \rangle. \end{aligned} \quad (19)$$

Для чётно-чётных ядер интерполяционная формула (19) принимает вид:

$$\langle \Psi_{I+z, \alpha} || M(\epsilon, \lambda) || \Psi_I \rangle = \sqrt{2I+1} \sum_{x \geq 0} \langle I 0 \lambda x | I+z x \rangle. \quad (20)$$

$$\cdot (1 + (-1)^{\lambda-z} \delta_{x0}) \sigma_x^{-1} \langle \alpha | [Q_x, \frac{1}{2} \{ M(\lambda, x) + \sigma_x M(\lambda, x) \}] | \Omega \rangle,$$

где σ_x - сигнатура состояния $Q_x^+ |\Omega\rangle$.

На состояния положительной сигнатуры возможны лишь переходы

с $\tau = 0, \pm 2$:

$$\begin{aligned} B(\epsilon, z) &= | \langle I 0 2 0 | I+z 0 \rangle \langle [Q_x, m_0] \rangle + \sqrt{2} \{ \langle I 0 2 1 | I+z 1 \rangle \cdot \\ &\cdot \langle [Q_x, m_1^+] \rangle + \langle I 0 2 2 | I+z 2 \rangle \langle [Q_x, m_2^+] \rangle \} |^2 \end{aligned} \quad (21)$$

На состояния отрицательной сигнатуры возможны переходы только с $\tau = \pm 1$:

$$\begin{aligned} B(\epsilon, z) &= | \langle I 0 2 1 | I+z 1 \rangle \sqrt{2} \langle [Q_x, m_1^-] \rangle + \\ &+ \langle I 0 2 2 | I+z 2 \rangle \sqrt{2} \langle [Q_x, m_2^-] \rangle |^2 \end{aligned} \quad (22)$$

Коммутаторы, входящие в выражения (21) и (22):

$$\begin{aligned} [Q_x, m_0] &= \frac{c}{\sqrt{2}} \sum_{i, k} q_{i, k}^0 Z_{i, k}^+ \\ [Q_x, m_2^+] &= \frac{c}{\sqrt{2}} \sum_{i, k} q_{i, k}^{2(+)} Z_{i, k}^+ \\ [Q_x, m_1^+] &= \frac{c}{\sqrt{2}} \sum_{i, k} q_{i, k}^{1(+)} Z_{i, k}^- \\ [Q_x, m_1^-] &= c \sum_{i, k} q_{i, k}^{1(-)} Z_{i, k}^+ \\ [Q_x, m_2^-] &= c \sum_{i, k} q_{i, k}^{2(-)} Z_{i, k}^- \\ c &= \sqrt{\frac{5}{16I}} \end{aligned} \quad (23)$$

Отметим, что в расчетах, где нейтроны и протоны имеют разные эффективные заряды e_n (e_p), эти выражения надо понимать так:

$$[Q_4, m_0] = \frac{c}{\sqrt{2}} \left\{ e_n \left(\sum_{i_k} \gamma_{i_k}^0 z_{i_k}^+ \right)_n + e_p \left(\sum_{i_k} \gamma_{i_k}^0 z_{i_k}^+ \right)_p \right\},$$

поэтому коммутаторы (23) не отождествляются с константами, введенными в §1.

Определим силовую функцию следующим образом /9/:

$$b(\epsilon z, \tau, \omega) = \sum_n B(\epsilon z, \tau, \omega_n) \rho_\Delta(\omega - \omega_n), \quad (24)$$

где

$$\rho_\Delta(\omega - \omega_n) = \frac{\Delta}{2\pi} \frac{1}{(\omega - \omega_n)^2 + \Delta^2/4}.$$

Тогда

$$\sum_n B(\epsilon z, \tau, \omega_n) = \int_{-\frac{\Delta}{2}}^{\frac{\Delta}{2}} b(\epsilon z, \tau, \omega) d\omega.$$

Рассмотрим случай решений с положительной сигнатурой. Нетрудно видеть, что условие нормировки (9) может быть записано в виде /9/

$$\sum_{s s'} D_s D_{s'} \frac{d S_{s s'}}{d \omega} = 4. \quad (25)$$

Для определенности, пусть минор $\Delta_1 \equiv \Delta_{44}$ системы (6) отличен от нуля. Тогда, используя первые 4 уравнения этой системы, находим величины $C_s \equiv D_s/D_4$, $s = 1, 4$ и D_4 можно найти из (25)

$$D_4^2 = \frac{4}{\sum_{s s'} C_s C_{s'} \frac{d S_{s s'}}{d \omega}} = \frac{4 \Delta_1}{\sum_{s s'} A_{s s'} \frac{d S_{s s'}}{d \omega}}, \quad (26)$$

где $A_{s s'}$ — алгебраические дополнения матрицы S . Равенство (26) написано с учетом невырожденности спектра.

С другой стороны, нетрудно показать, что

$$\sum_{s s'} A_{s s'} \frac{d S_{s s'}}{d \omega} = \frac{d |S(\omega)|}{d \omega} \quad (27)$$

и тогда

$$D_4^2 = \frac{4 \Delta_1}{\frac{d |S(\omega)|}{d \omega}}. \quad (28)$$

Выделим D_4 в выражении для $B(\epsilon z, \tau)$ (21)

$$B(\epsilon z, \tau) = D_4^2 \tilde{B}(\epsilon z, \tau), \quad (29)$$

где $\tilde{B}(\epsilon z, \tau)$ отличается от $B(\epsilon z, \tau)$ заменой D_s на C_s . Окончательно имеем

$$\begin{aligned} b(\epsilon z, \tau, \omega) &= \sum_n \frac{4 \Delta_1(\omega_n)}{\frac{d |S(\omega_n)|}{d \omega}} \tilde{B}_n(\epsilon z, \tau, \omega_n) \rho_\Delta(\omega - \omega_n) = \\ &= I_m \frac{4 \Delta_1(z)}{\pi |S(z)|} \tilde{B}(\epsilon z, \tau, z) \Big|_{z = \omega + i\frac{\Delta}{2}}. \end{aligned} \quad (30)$$

Отметим, что при получении (30) было использовано условие регулярности функции $\Delta_1(z) \tilde{B}(z)/|S(z)|$ для всех значений z , кроме нулей функции $|S(z)|$. При этом было учтено различие нейтральных и протонных двухчастичных полюсов.

Выражение для силовой функции в случае отрицательной сигнатуры получается аналогичным образом.

§3. Результаты расчета

В данном параграфе представим результаты расчета силовой функции для ядра ${}^{16}\text{O}$ Y_6 до спина $I = 50\hbar$. Коротко опишем процедуру расчета характеристик среднего поля. Они определялись диагонализацией вращающегося гамильтониана Нильссона плюс монополюсное спаривание, то есть численно решалось уравнение

$$\begin{pmatrix} e_{\alpha\beta} - (\lambda + \lambda_0 J_{\alpha\beta}^2) \delta_{\alpha\beta} & \Delta \delta_{\alpha\beta} \\ \Delta \delta_{\alpha\beta} & -e_{\alpha\beta} + (\lambda + \lambda_0 J_{\alpha\beta}^2) \delta_{\alpha\beta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{\alpha}^i \\ B_{\alpha}^i \end{pmatrix} = E_i \begin{pmatrix} A_{\alpha}^i \\ B_{\alpha}^i \end{pmatrix} \quad (31)$$

где e_{α} - одночастичные энергии потенциала Нильссона, λ и Δ - химический потенциал и параметр щели, ω_2 - угловая скорость вращения, генерирующая состояние с $I_{\alpha} = \sqrt{I(I+1)}$.

Базисные состояния α и $\bar{\alpha}$ выбраны как состояния гамильтониана Нильссона с осью квантования x , то есть $J_x |\alpha\rangle = m_{\alpha} |\alpha\rangle$ и $N - m_{\alpha} - 1/2 =$ четное, где N - главное квантовое число.

В расчетах было проведено самосоглашение, которое заключалось в требовании минимума

$$E_{\alpha\beta} = \sum_{E_i < 0} \sum_{\alpha\beta} e_{\alpha\beta} A_{\alpha}^i A_{\beta}^i + \sum_{E_i > 0} \sum_{\alpha\beta} B_{\alpha}^i B_{\beta}^i$$

при условии сохранения числа частиц

$$N = \sum_{E_i < 0} \sum_{\alpha} (A_{\alpha}^i)^2 + \sum_{E_i > 0} \sum_{\alpha} (B_{\alpha}^i)^2$$

и согласования по щели

$$\Delta = G \sum_{E_i > 0} \sum_{\alpha} B_{\alpha}^i A_{\alpha}^i$$

На первом этапе решалась система (31) с начальными пробными значениями Δ_0 и λ_0 .

Найденные векторы $(A_{\alpha}^i, B_{\alpha}^i)$ использовались для вычисления N и Δ . Затем находились приращения $d\lambda$ и $d\Delta$, которые прибавлялись к λ_0 и Δ_0 соответственно, и снова решалась система (31) до тех пор, пока решение не сходилось. Обычно достаточно было 2-3 итераций для того, чтобы решение сходилось. Когда спаривание исчезло, согласование проводилось по числу частиц. Надо отметить, что мы специально не искали

критические спины, при которых пропадает спаривание в нейтронной и протонной компонентах, так как для этого необходимо было бы проводить проектирование на точное число частиц.

Равновесные параметры деформации определялись минимизацией функционала энергии

$$E^I(\epsilon, \gamma) = E_{LD}^I(\epsilon, \gamma) + \delta E_{strut}^I$$

где $E_{LD}^I(\epsilon, \gamma)$ - энергия вращающейся жидкой капли, δE_{strut}^I - оболочечная поправка Струтинского.

Детали численного расчета для данного ядра, выбор параметров потенциала, положение параметров равновесных деформаций при изменении углового момента подробно описаны в работе /13/.

На рис.1,2 показаны расчетные кривые силовой функции приведенной вероятности электрических квадрупольных переходов на состояния положительной сигнатуры в окрестности ираст-полосы, в широкой области угловых моментов. По оси абсцисс отложена энергия возбуждения относительно ираст-полосы, по оси ординат представлены $\sum_{\tau} b(E2, \tau)$. Расчет проведен с эффективными зарядами $e_{\pi} = 0,15$ и $e_{\rho} = 1,15$. Такой выбор определялся согласием расчета приведенной вероятности перехода с основного состояния на δ - вибративное состояние (как наиболее коллективного состояния) при нулевом значении спина с экспериментальным значением $(B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)_{\delta})_{\text{сп}} = 5.2$ /14/.

Параметр квадруполь-квадрупольного взаимодействия χ определялся из условия устранения дубового решения /10/. Его величина незначительно изменялась с увеличением спина. Положение δ и β - вибративных состояний при $I=0$ находится в достаточно хорошем согласии с экспериментом, если учесть тот факт, что описание проводится с помощью лишь одной константы взаимодействия.

В таблице I представлены рассчитанные и известные экспериментальные /14/ энергии возбуждения δ и β - вибративных состояний относительно ираст-полосы. Теоретические значения энергий при $I=4$ и 6 получены путем интерполяции наших результатов, взятых в близких точках. Из таблицы I видно, что общая тенденция уменьшения рассчитанной энергии возбуждения δ - и β - вибративных состояний близка к экспериментальной ситуации.

Параметр энергетического усраждения Δ в выражении (30)

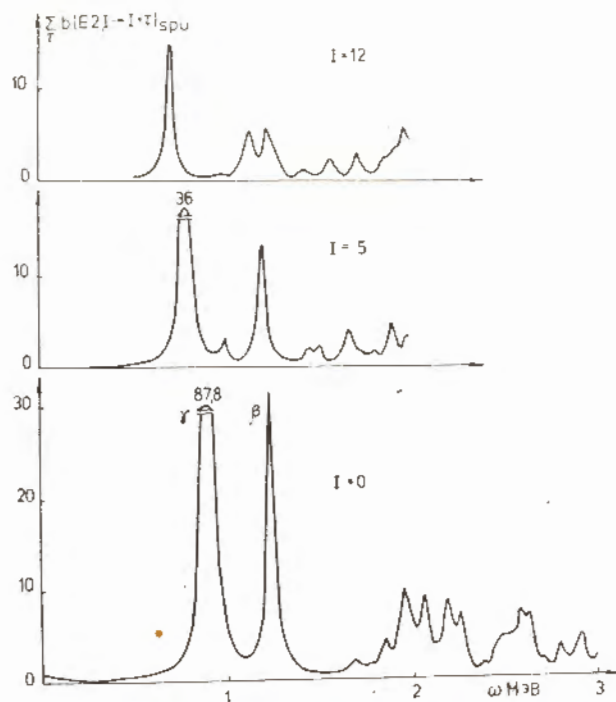


Рис.1. Силовая функция электрических квадрупольных переходов на однофонные состояния положительной сигнатуры в зависимости от углового момента I .

для силовой функции достаточно мал ($\Delta = 50$ кэВ), чтобы было возможно проследить за эволюцией наиболее коллективных (γ - и β -колебаний) состояний по мере увеличения угловой скорости вращения.

С другой стороны, Δ достаточен, чтобы описание с помощью силовой функции имело смысл.

На рисунках 1,2 можно четко проследить за эволюцией γ - и β -вибрационных состояний до углового момента $\sim 12 \hbar$. При дальнейшем увеличении спина происходит как уменьшение их коллективности, так и смешивание состояний с различными K . Это приводит к трудностям при их идентификации. Потеря коллективности как γ -

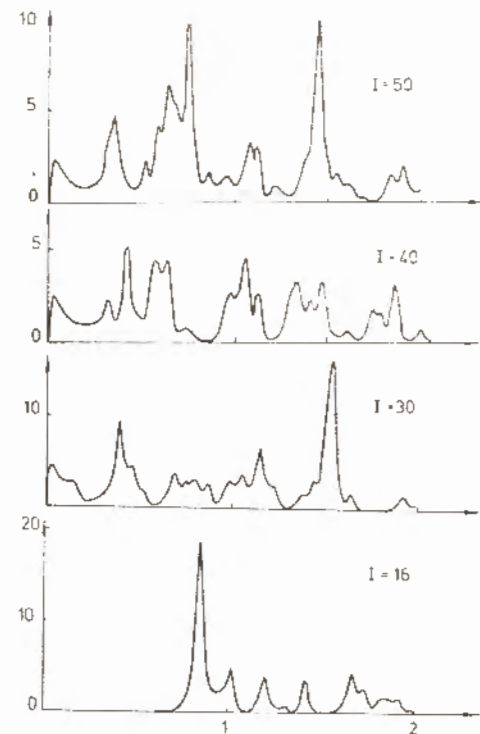


Рис.2. То же, что и для рис.1.

так и β -вибрационных состояний обусловлена исчезновением сил спаривания при увеличении углового момента.

Нейтронное спаривание исчезает при спинах порядка $\approx 30 \hbar$, протонное при $I \approx 15 \hbar$.

Уменьшение энергетической щели приводит к уменьшению энергии нижайших двухквартичных полюсов, что обуславливает перемещение наиболее коллективных решений в область больших энергий возбуждения.

Кроме того, растет плотность состояний в окрестности нарастающих полюсов с ростом I и происходит кориолисово взаимодействие смешивания компоненты волновой функции с разными K .

В таблице 2 представлены коэффициенты A_x , определенные выражением

$$B(E_2, \tau) = \left| \sum_x \langle 10 2x | 1 + \tau x \rangle A_x \right|^2 \quad (33)$$

и указывающие на вклад компонент с разными K в приведенную вероятность перехода для наиболее коллективных состояний положительной сигнатуры. Кориолисово взаимодействие, как правило, приводит к смешиванию двух компонент в коллективных состояниях: компоненты 0^+ с компонентой 1^+ , или компоненты 1^+ с 2^+ .

Только при очень сильном вращении ($I = 50 \hbar$) при формировании коллективного состояния (например, $\omega = 640$ кэВ) становятся существенными вклады от трех различных компонент.

Вклад в приведенную вероятность электрического квадрупольного перехода в данной схеме от разных компонент волновой функции определяется в значительной степени геометрическими факторами в формуле (33). В пределе больших I они имеют следующие значения:

$$\langle I 0 20 | I+2 0 \rangle^2 = \langle I 0 20 | I-2 0 \rangle^2 = \langle I 0 22 | I 2 \rangle^2 = 3/8$$

$$\langle I 0 20 | I 0 \rangle^2 = \langle I 0 21 | I+2 1 \rangle^2 = \langle I 0 21 | I-2 1 \rangle^2 = 1/4$$

$$\langle I 0 22 | I+2 2 \rangle^2 = \langle I 0 22 | I-2 2 \rangle^2 = 1/16$$

$$\langle I 0 21 | I 1 \rangle^2 = 0.$$

Анализ коэффициентов Клебша-Гордана показывает, что для компоненты волновой функции с $K^{\pi} = 2^+$ выделены переходы с $\tau = \pm 2$ (они идут в 6 раз сильнее, чем переходы для этой же компоненты с $\tau = 0$). Для компоненты с $K^{\pi} = 1^+$ наиболее благоприятны переходы с $\tau = 2$, а для $K^{\pi} = 0^+$ - примерно одинаковый вклад в вероятность переходов дают переходы как с $\tau = 0$, так и с $\tau = \pm 2$.

На рис.3,4 представлен спектр и коллективность решений отрицательной сигнатуры. При нулевом вращении состояния отрицательной сигнатуры вырождены с состояниями положительной сигнатуры. Эволюция состояния $2^+ \sigma = -1$ отчетливо прослеживается вплоть до спина $I \approx 30 \hbar$, с исчезновением спаривания оно теряет свою коллективность медленнее, чем состояние $2^+ \sigma = +1$. В работе [13] при заданном угловом моменте находилось первое нижайшее решение отрицательной сигнатуры, которое отождествлялось с прецессионными возбуждениями вращающегося ядра. Эти решения находились из уравнения (14б), зависящего от матричных элементов углового момента. Однако анализ коллективности этих решений в вышеупомянутой работе не проводился. Кроме того, нужно отметить, что собственные

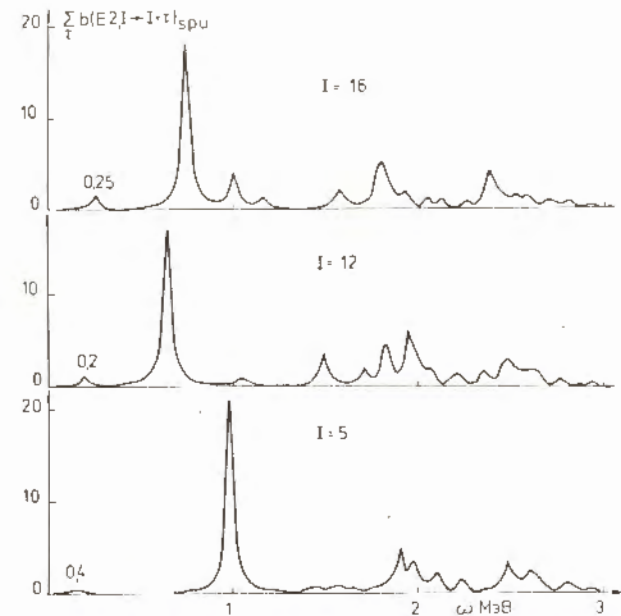


Рис.3. Силовая функция электрических квадрупольных переходов на однофононные состояния отрицательной сигнатуры в зависимости от углового момента I .

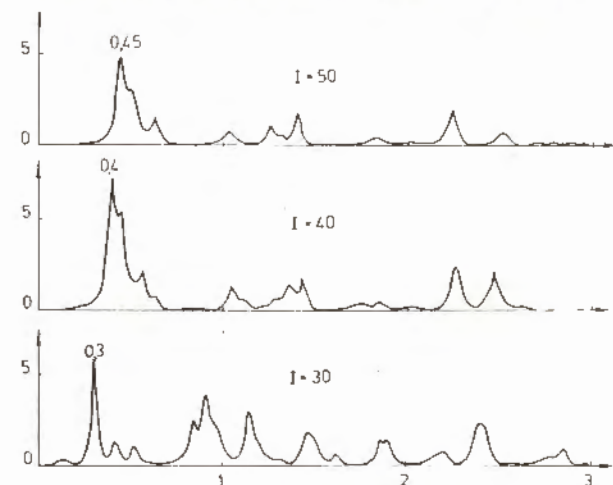


Рис.4. То же, что и для рис.3.

частоты, полученные при решении уравнения (14)б, имеет предсказательную силу, если выполнены все условия самосогласования.

В частности, должна иметь место связь между матричными элементами углового и квадрупольного моментов, вытекающая из ротационной инвариантности гамильтониана

$$[J_y, H] = [J_z, H] = 0,$$

которая обеспечивает устранение духовых решений в случае коллективного вращения /10/. В представляемой схеме собственные частоты отрицательной сигнатуры определялись с помощью уравнения (13), которое кроме всех решений уравнения (14б) содержит дополнительное духовое решение $\omega = \Omega$ (на рис.3,4 над этим решением поставлено значение Ω в МэВ). Выбор параметра квадрупольного взаимодействия α был подчинен этому условию.

Как показал расчет, качественное поведение этих решений согласуется с расчетами из работы /13/, но первое решение не всегда является наиболее коллективным. При анализе точно решаемой модели быстровращающегося ядра /10/ было показано, что одна из собственных частот гигантского квадрупольного резонанса (ГКР) имеет аномально низкую величину при быстром вращении.

Мы не получили таких аномально низких сильноколлективизированных состояний. Отчасти это можно объяснить тем, что угловой момент порядка $50 \hbar$ еще недостаточен, чтобы ожидать низколежащие сильноколлективизированные состояния. С другой стороны, наша схема расчета оправдана только при исследовании низколежащих однофононных состояний, так как мы не учитывали связи между разными оболочками, что особенно важно при рассмотрении ГКР.

Таблица I

Экспериментальные и рассчитанные энергии γ и β -
полос относительно ираст-полосы

I	ω_γ кэВ		ω_β кэВ	
	Расчет	Эксперим.	Расчет	Эксперим.
0			I240	II56
2	848	846	I230	II46
4	830	884	I215	II05
6	890	860	I210	I035

Таблица II. значения квадратов $A_{\lambda\mu}^2$ для наиболее коллективных состояний с $\sigma = +1$, в единицах spu/MeB .

I/k	ω кэВ	A_0^2	A_2^2	A_4^2
8	790	0,03	1,3	73,0
	I010	0,0	3,7	2,7
	I210	I4,1	0,3	0,0
12	710	0,3	2,09	26,2
	II30	0,0	7,0	1,12
	I230	2,7	6,0	0,5
16	640	1,12	I6,0	21,2
	I010	0,0	I0,5	1,5
	I200	2,7	2,0	0,5
30	390	0,0	I6,0	0,0
	II50	0,03	I2,23	0,02
	I540	0,0	I9,6	I6,0
50	360	0,0	9,04	0,02
	640	2,0	3,52	4,48
	740	4,16	8,36	1,6
	I460	0,03	6,8	II,84

Таким образом, на примере ядра ^{168}Yb , мы применили метод силовой функции, используемый при нулевом вращении для описания спектров с большой плотностью уровней на случай описания сложных состояний однофононного типа, построенных в окрестности ираст-полосы.

Этот метод позволил без значительных затрат времени на ЭВМ проследить, в частности, за эволюцией коллективных состояний в широкой области угловых моментов. Такие возбужденные состояния

могут появиться при формировании компаунд-ядер, имеющих большой угловой момент и образованных в результате столкновения тяжелого иона и ядра-мишени.

Литература

1. Faessler et al. Nucl.Phys., 1976, A256, p.106.
2. Andersson et al. Nucl.Phys., 1976, A268, p.205.
3. Neergard K. et al. Nucl.Phys., 1977, A287, p.48.
4. Pomorski K. and Nerlo-Pomorska B. Z.Physik, 1977, A283, p.383.
5. Игнатюк А.В., Михайлов И.Н., Молина Х.Л., Назмитдинов Р.Г., Поморски К. ОИЯИ, Р4-12398, Р4-12399, Дубна, 1979.
6. Marshalek E.R. Nucl.Phys., 1976, A266, p.317.
7. Janssen D., Mikhailov I.N. Nucl.Phys., 1979, A318, 390.
Игнатюк А.В., Михайлов И.Н. ЯФ, 1979, т.30, с.665.
8. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.580.
9. Молина Х.Л., Михайлов И.Н., Назмитдинов Р.Г. ОИЯИ, Р4-12034, Дубна, 1978.
10. Акбаров А., Игнатюк А.В., Михайлов И.Н., Молина Х.Л., Р.Г.Назмитдинов, Д.Янссен. ОИЯИ, Р4-12772, Дубна, 1979.
11. Михайлов И.Н. ОИЯИ, Р4-11424, Дубна, 1978.
12. Варшавович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.Н. Квантовая теория углового момента. Л., Наука, 1975.
13. Janssen D., Mikhailov I.N., Nazmitdinov R.G., Nerlo-Pomorska B., Pomorski K., Satarov R.Kh. Phys.Lett., 1978, 79B, p.347.
14. Григорьев В.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. М., Наука, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 февраля 1980 года.