О МИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ РОТАЦИОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИИ ЯДЕР

On the Microscopic Theory of Rotational Excitations of Nuclei

С. Г. Рогозински

Лаборатория теоретической физики, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

(Поступила в редакцию 24 ноября 1968)

В работе рассмотрены уравнения движения для одночастичных амплитуд в модели парных и квадруполь-квадрупольных остаточных взаимодействий между фермионами одного сорта на одной оболочке. Решены уравнения для энергии возбуждения, энергетической щели и элементов квадрупольного момента четного ярда во втором порядке теории возмущений, что является хорошим приближением деформированных ядер. Получен ротационный спектр с моментом инерции Инглиса. Затем найдены энергии ротационных состояний нечетного ядра, каторые отличаются от энергий полученных в кранкинг модели.

I. Введение

В последнее время делаются попытки [1], [3] получить единую микроскопическую теорию вибрационных возбуждений в сферических ярдах и ротационных в ядрах деформированных. Основой для этих попыток является факт, что экспериментальные данные, кажется, показывают [4], что ротационные возбуждения в деформированных ярдах переходят плавно в вибрационные возбуждения сферических ядер. Поэтому они, восбще говоря, состоят в том, что делаются улучшения приближения случайной фазы в коммутационных соотношениях для двухквазичастичных или двухчастичных операторов. Полагается, что учет ангармонима позволить получить ротационные возбуждения и тем самым перейти от сферических к деформированным ядрам. Конечно, полученные такими методами уравнения движения для двухчастичных недиагональных амплитуд содержат теперь диагональные амплитуды, в частности, квадрупольный момент [2]. Есть трудности потом извлечь эти диагональные амплитуды из коммутацонных соотношений и уравнений движения. В связи с этим возникает вопрос, возможно ли разделить проблемы для четно-четных ядер от поблемы нечетных

* Постоянный адрес: Институт теоретической физики Варшавского университета, Варшава, Польша.

ACTA PHYSICA POLONICA Vol. XXXV (1969) Fasc. 5

ядер. Если ответ отрицательный, то это обозначает что надо рассматривать уравнения движения для одночастичных амплитуд. Подход к теории структуры ярда в этом духе исследовался уже главным образом Клейманом и сотрудниками [5, 6].

Настоящая работа посвящена решению уравнений движения для одночастичных амплитуд в случае парных и квадруполь-квадрупольных остаточных взяимодействией. Для простоты мы ограничимся случаем частиц одного сорта, находящихся на одной j-оболочке, но эти ограничения не являются истинными в наших рассуждениях. Поскольку мы используем теорию возмущений, наше решение применимо только в случае сильно деформированных ядер, то есть мы исследуем теорию только ротационных возбуждений. Мы следуем за работой [5], в которой построена общая микроскопическая теория момента инерции, но мы не предполагаем сначала, что возмуждения меняются с моментом количества движения по закону $I(I+1)$, так как хотим разработать метод, который позволил бы искать зависимость энергии от момента.

В главе II мы определяем одночастичные амплитуды и строим для них уравнения. Исследуем только одну ротационную полосу в четном ядре и предполагаем, что нет взаимодействия с другими полосами.

Главы III и IV посвящены решению полученных уравнений. Нулевым приближением является приближение Хартри-Фока-Боголюбова, на основе которого используем теорию возбуждений. В ее втором порядке строим и решаем уравнения для возмуждений, энергетической щели и элементов квадрупольного момента четного ядра. Оказывается, что точным решением этих уравнений есть ротационный спектр с моментом инерции Инглиса. Это не относится к нечетным ядрам, где кроме поправок до момента инерции, выступающих в кранкинг модели, возникают поправки вытекающие из самосогласования.

II. Постановка задачи

Рассматриваем систему нуклонов одного сорта, обладающих тем же самым моментом количества движения[1] j. Предполагаем остаточные взаимодействия в виде парных и квадруполь-квадрупольных сил. В таком случае гамильтониан принимает вид

$$H = \in \sum_m a_m^+ a_m - \frac{1}{4} G \Delta_{00}^+ \Delta_{00} - \frac{1}{2} \chi \sum_M Q_{2M}^+ Q_{2M}, \tag{1}$$

где a_m^+, a_m — операторы рождения и уничтожения нуклона с проекцией момента m, а

$$\Delta_{00}^+ = \sum_m (-1)^{j-m} a_m^+ a_{-m}^+, \tag{2}$$

$$Q_{2M} = q \sum_{m_1, m_2} (jjm_1 - m_2|2M)(-1)^{j-m_2} a_{m_1}^+ a_{m_2}, \tag{3}$$

* Считаем момент j большим.

причем

$$q = \sqrt{\frac{2j+1}{5}} \langle j||r^2 Y_2||j\rangle \tag{4}$$

является одночастичным приведенным матричным элементом квадрупольного момента.

С коммутационных соотношений для операторов рождения и уничтожения вытекают следующие уравнения движения

$$[H, a_m^+] = \left(\in - G - \frac{1}{2}\chi q^2 \frac{5}{2j+1}\right) a_m^+ + \frac{1}{2} G(-1)^{j+m} a_{-m} \Delta_{00}^+ -$$

$$- \chi q \sqrt{\frac{5}{2j+1}} \sum_{M',m'} (j\, 2m'\, M'|\, jm) a_{m'}^+ Q_{2M'}, \tag{5}$$

$$[H, (-1)^{j+m} a_{-m}] = -\left(\in + \frac{1}{2}\chi q^2 \frac{5}{2j+1}\right)(-1)^{j+m} a_{-m} + \frac{1}{2} G a_m^+ \Delta_{00} +$$

$$+ \chi q \sqrt{\frac{5}{2j+1}} \sum_{M',m'} (j2m'M'|jm)\,(-1)^{j+m'} a_{-m'} Q_{2M'}. \tag{6}$$

Пусть $|NnIM\rangle$ будет состоянием четного ядра с большим числом нуклонов N, моментом I, проекцей момента M, совокупностью других квантовых чисел n и энергией $E(N, n, I)$, а $|N-1\nu J\mu\rangle$ состоянием соседнего ядря с энергией $E_{N-1\nu J}$. Введем следующие приведенные мартичные элементы

$$\langle N-1\nu J\mu|a_m^+|N-2nIM\rangle = (IjMm|J\mu) u_{\nu J}(N-2, n, I), \tag{7}$$

$$\langle N-1\nu J\mu|(-1)^{j+m} a_{-m}|NnIM\rangle = (IjMm|J\mu) v_{\nu J}(N, n, I), \tag{8}$$

$$\langle Nn'I'M'|\Delta_{00}^+|N-2nIM\rangle = \delta_{II'}\delta_{MM'}\Delta(N, n, n', I), \tag{9}$$

$$\langle Nn'I'M'|Q_{2M''}|NnIM\rangle = \frac{(I2MM''|I'M')}{\sqrt{2I'+1}} Q(N, n, n', I, I'). \tag{10}$$

В дальнейшем мы будем считать все эти матричные элементы и тоже возбуждения состояний плавными функциями числа частиц, т. е. будем пренебрегать разницами матричных элементов или возбуждений для двух соседних четных ядер. Поэтому и будем пропускать всюду зависимость от N. Нас будет интересовать только одна ротационная полоса четного ядра с каким-то определенным n (смысл этого n мы уточним позже) и предположим, что нет взаимодействия между этой и другими полюсами, т. е.

$$\Delta(n, n', I) = \delta_{nn'}\Delta(n, I), \tag{11}$$

$$Q(n, n', I, I') = \delta_{nn'} Q(n, I, I');$$

зависимость от n будем также в дальнейшем пропускать.

ACTA PHYSICA POLONICA Vol. XXXV (1969) Fasc. 5

При вышеуказанных предположениях уравнения движения (5) и (6) для матричных элементов (7) и (8) принимают вид:

$$[\mathcal{E}_{\nu J}-\omega(I)-\varepsilon]u_{\nu J}(I) = \frac{1}{2}G\Delta(I)v_{\nu J}(I)-\chi q\sqrt{5}\sum_{I'}(-1)^{J-j}W(jjII';2J)u_{\nu J}(I')Q(I,I'), \tag{12}$$

$$[\mathcal{E}_{\nu J}-\omega(I)+\varepsilon]v_{\nu J}(I) = \frac{1}{2}G\Delta(I)u_{\nu J}(I)+\chi q\sqrt{5}\sum_{I'}(-1)^{J-j}W(jjII';2J)v_{\nu J}(I')Q(I,I'), \tag{13}$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\nu J} &= E_{N-1\nu J}+\frac{1}{2}G+\frac{1}{2}\chi q^2\frac{5}{2j+1}-\Lambda, \\ \varepsilon &= \in-\frac{1}{2}G-\lambda, \\ \omega(I) &= E(N,n,I)-E(N,n,0), \\ \lambda &= \frac{1}{2}[E(N,n,0)-E(N-2,n,0)], \\ \Lambda &= \frac{1}{2}[E(N,n,0)+E(N-2,n,0)]. \end{aligned} \tag{14}$$

Энергетическая щель $\Delta(I)$ и квадрупольные матричные элементы $Q(I,I')$ выражаются через одночастичные амплитуды $u_{\nu J}(I)$ и $v_{\nu J}(I)$ следующим образом

$$\Delta(I) = \frac{1}{2I+1}\sum_{\nu J}(2J+1)u_{\nu J}(I)v_{\nu J}(I), \tag{15}$$

$$Q(I,I') = q\sqrt{5}\sum_{\nu J}(-1)^{J-j}(2J+1)W(jjII';2J)v_{\nu J}(I)v_{\nu J}(I'), \tag{16}$$

а возбуждение состояния с моментом I четного ядра связано в свою очередь с выражениями (15) и (16) так

$$\omega(I) = \frac{1}{4}G\{[\Delta(0)]^2-[\Delta(I)]^2\}+\frac{1}{2}\frac{\chi}{2I+1}\sum_{I'}\{[Q(0,I')]^2-[Q(I,I')]^2\}. \tag{17}$$

Некоторые добавочные условия для одночастичных амплитуд вытекают из коммутационных соотношений между операторами рождения и уничтожения, а именно условие „полноты“

$$\sum_{\nu J}(2J+1)\{[v_{\nu J}(I)]^2+[u_{\nu J}(I)]^2\} = (2j+1)(2I+1), \tag{18}$$

$$\sum_{\nu J}(-1)^{J-j}(2J+1)W(jjII';LJ)[v_{\nu J}(I)v_{\nu J}(I')+u_{\nu J}(I)u_{\nu J})I')] = 0 \quad \text{для} \quad L\neq 0$$

ACTA PHYSICA POLONICA Vol. XXXV (1969) Fasc. 5

и условие „ортогональности“

$$\sum_I [u_{\nu J}(I)u_{\nu' J}(I)+v_{\nu J}(I)v_{\nu' J}(I)] = \delta_{\nu\nu'}, \tag{19}$$

$$\sum_I (-1)^I W(jjJJ'; LI)[u_{\nu J}(I)u_{\nu' J'}(I)+(-1)^L v_{\nu J}(I)v_{\nu' J'}(I)] = 0 \quad \text{для} \quad L \neq 0.$$

Наконец, чтобы наше ядро обладало определенным числом частиц, мы требуем следующее

$$N = \frac{1}{2I+1}\sum_{\nu J}(2J+1)[v_{\nu J}(I)]^2 \tag{20}$$

Теперь уравнения (12) и (13) с добавочными определениями (14) — (17) и условиями (18) и (20) представляют собой систему уравнений, которая решает нашу задачу.

III. Нулевое приближения

Будем изучать только ротационную полосу основового состояния четного ядра, то есть полосу характеризуемой проекцией момента количества движения вдоль оси симметрии ядра $K = O$ (при этом выбираем $n = K = O$). В таком случае удобно ввести внутреннюю систему координат, повернутую относительно лабораторной системы так, что оператор ротации следующего вида (ср. [5])

$$U = e^{-i\hat{J}_z\varphi}e^{-i\hat{J}_y\vartheta}, \tag{21}$$

где φ, ϑ азимутальный и полярный углы лабораторной системы. Тогда приведенные одночастичные амплитуды (7) и (8) выражаются через „внутренные“ одночастичные амплитуды следующим образом

$$u_{\nu J}(I) = \sum_{\varkappa', I'} (Ij0\varkappa'|J\varkappa')\frac{\sqrt{(2I+1)(2I'+1)}}{2J+1}\langle \nu J\varkappa'|a_{\varkappa'}^{+}|I'K' = 0\rangle, \tag{22}$$

$$v_{\nu J}(I) = \sum_{\varkappa', I'} (Ij0\varkappa'|J\varkappa')\frac{\sqrt{(2I+1)(2I'+1)}}{2J+1}\langle \nu J\varkappa'|(-1)^{j+\varkappa'}a_{-\varkappa'}|I'K' = 0\rangle, \tag{23}$$

причем благодаря инвариантности относительно обращения времени суммирование пробегает только по четным I'.

Тепер найдем приближенное решение нашей задачи, которые будем считать нулевым приближением. Основанием этого приближения являются следующие предположения

1. Модуль проекции момента количества движения нечетного ядра вдоль оси внутренней системы координат $|\varkappa|$ является хорошим квантовым числом. Поэтому выбираем[2] $\nu = |\varkappa|$.

[2] В дальнейшем мы будем пропускать знак абсолютной величины помня что $\varkappa$ положительно.

ACTA PHYSICA POLONICA Vol. XXXV (1969) Fasc. 5

2. „Внутреннее“ состояние нечетного ядра не зависит от момента J (кроме нормализационного коэффициента $\sqrt{2J+1}$).

3. Возбуждения состояний четного ядра $\omega(I)$ малы в сравнении с $\mathcal{E}_{\varkappa J}$ так что можно положить в уравнеиях (12) и (13) $\omega(I) = 0$.

Предполагая выше указанное, ищем решения в следующем виде

$$u^{(0)}_{\varkappa J}(I) = \sqrt{2}\, P(I)\, (IjO\varkappa|J\varkappa)\sqrt{\frac{2I+1}{2J+1}}\, u_{\varkappa}, \tag{24}$$

$$v^{(0)}_{\varkappa J}(I) = \sqrt{2}\, P(I)\, (IjO\varkappa|J\varkappa)\sqrt{\frac{2I+1}{2J+1}}\, v_{\varkappa}, \tag{25}$$

где

$$P(I) = \frac{1}{2}(1+(-1)^I). \tag{26}$$

Из условий полноты (18) вытекает тогда

$$u^2_{\varkappa}+v^2_{\varkappa} = \;= 1, \tag{27}$$

а условия ортогональности (19) принимают вид

$$\sum_I v^{(0)}_{\varkappa J}(I) v^{(0)}_{\varkappa' J}(I) = v^2_{\varkappa}\delta_{\varkappa\varkappa'},$$

$$\sum_I u^{(0)}_{\varkappa J}(I) u^{(0)}_{\varkappa' J}(I) = u^2_{\varkappa}\delta_{\varkappa\varkappa'},$$

$$\sum_I v^{(0)}_{\varkappa J}(I) u^{(0)}_{\varkappa' J}(I) = u_{\varkappa} v_{\varkappa}\delta_{\varkappa\varkappa'}. \tag{28}$$

В этом приближении число частиц равняется

$$N = 2\sum_{\varkappa>0} v^2_{\varkappa}, \tag{29}$$

энергетическая щель

$$\Delta^{(0)}(I) = \Delta \equiv 2\sum_{\varkappa>0} u_{\varkappa} v_{\varkappa}, \tag{30}$$

а элементы квадрипольного момента

$$Q^{(0)}(I, I') = P(I)P(I')\sqrt{\frac{(2I+1)\,(2I'+1)}{5}}\,(II'OO|2O)Q^{(0)}(I, I'), \tag{31}$$

где элементы „внутреннего“ квадрупольного момента $Q(I, I')$ равняются

$$Q^{(0)}(I, I') = Q \equiv 2\sum_{\varkappa>0} q_{\varkappa\varkappa} v^2_{\varkappa}, \tag{32}$$

$$q_{\varkappa_1\varkappa_2} = (-1)^{j-\varkappa_2} q(jj\varkappa_1 - \varkappa_2|20). \tag{33}$$

ACTA PHYSICA POLONICA Vol. XXXV (1969) Fasc. 5

Из уравнений (12) и (13) получаем следующее уравнение для $u_\varkappa$ и $v_\varkappa$

$$(\mathcal{E}_\varkappa - \varepsilon_\varkappa) u_\varkappa = \frac{1}{2} G \Delta v_\varkappa, \tag{34}$$

$$(\mathcal{E}_\varkappa + \varepsilon_\varkappa) v_\varkappa = \frac{1}{2} G \Delta u_\varkappa, \tag{35}$$

где

$$\varepsilon_\varkappa = \varepsilon - \chi Q q_{\varkappa\varkappa} \tag{36}$$

являются одночастичными энергиями в деформированном самосогласаванном поле, а

$$\mathcal{E}^{(0)}_{\varkappa J} \equiv \mathcal{E}_\varkappa \tag{37}$$

не зависят от J в этом случае.

Видно, что в качестве нулевого приближения мы получили версию хорошо известной теории ядерной формы (см. например, [7]. Мы не будем обсуждать решения этой теории и в дальнейшем будем предполагать, что величины $u_\varkappa$, v, $\mathcal{E}_\varkappa$ известны.

Заметим, что вычисляя $\omega(I)$ из формулы (17) мы действительно получаем нуль в этом приближении.

IV. Решение задачи в случае сильно деформированного ядра

Тепер, используя теорию возмущений, попытаемся улучшить приближение, обсуждаемое в предыдущей главе. Величину $\omega(I)$ будем считать „потенциалом возмущения" и будем действовать следующим образом: в начале разлагать решения уравнений (12) и (13) по степеням матричных элементов „потенциала" $\omega(I)$

$$u_{\varkappa J}(I) = u^{(0)}_{\varkappa J}(I) + u^{(1)}_{\varkappa J}(I) + u^{(2)}_{\varkappa J}(I) + \ldots,$$

$$v_{\varkappa J}(I) = v^{(0)}_{\varkappa J}(I) + v^{(1)}_{\varkappa J}(I) + v^{(2)}_{\varkappa J}(I) + \ldots,$$

$$\mathcal{E}_{\varkappa J} = \mathcal{E}^{(0)}_{\varkappa J} + \mathcal{E}^{(1)}_{\varkappa J} + \mathcal{E}^{(2)}_{\varkappa J} + \ldots, \tag{38}$$

а потом из уравнения (17) получать уравнение для этого потенциала.

1. Первый порядок теории возмущений

Поправки первого порядка к одночастичным амплитудам ищем в виде

$$u^{(1)}_{\varkappa J}(I) = \sum_{\varkappa'} a^J_{\varkappa\varkappa'} u^{(0)}_{\varkappa' J}(I) + \sum_{\varkappa'} b^J_{\varkappa\varkappa'} v^{(0)}_{\varkappa' J}(I), \tag{39}$$

$$v^{(1)}_{\varkappa J}(I) = \sum_{\varkappa'} a^J_{\varkappa\varkappa'} v^{(0)}_{\varkappa' J}(I) - \sum_{\varkappa'} b^J_{\varkappa\varkappa'} u^{(0)}_{\varkappa' J}(I). \tag{40}$$

ACTA PHYSICA POLONICA Vol. XXXV (1969) Fasc. 5

Предполагая, что поправки первого порядка к энергетической щели $\Delta^{(1)}(I)$ и квадрупольному моменту $Q^{(1)}(I, I')$ равны нулю из уравнений (12) и (13) получаем

$$(\mathcal{E}_{\varkappa}-\mathcal{E}_{\varkappa'})a^J_{\varkappa\varkappa'}+\mathcal{E}^{(1)}_{\varkappa J}\delta_{\varkappa\varkappa'}-\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa'}\Omega^J_{\varkappa\varkappa'}=0, \tag{41}$$

$$(\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa'})b^J_{\varkappa\varkappa'}-\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa'}\Omega^J_{\varkappa\varkappa'}=0, \tag{42}$$

где

$$\Omega^J_{\varkappa\varkappa'}=2\sum_I P(I)\,(IjO\varkappa|J\varkappa)\,(IjO\varkappa'|\,J\varkappa')\,\frac{2I+1}{2J+1}\,\omega(I), \tag{43}$$

$$\xi^{(\pm)}_{\varkappa\varkappa'}=u_{\varkappa}u_{\varkappa'}\pm v_{\varkappa}v_{\varkappa'}$$

$$\eta^{(\pm)}_{\varkappa\varkappa'}=u_{\varkappa}v_{\varkappa'}\pm v_{\varkappa}u_{\varkappa'} \tag{44}$$

Условие нормировки (19) дает

$$a^J_{\varkappa\varkappa}=0 \tag{45}$$

Из уравнений (41) и (42) и (45) вытекает, что коффициенты $a^J_{\varkappa\varkappa'}$ и $b^J_{\varkappa\varkappa'}$ антисимметричны относительно перестановок индексов $\varkappa$, $\varkappa'$. Зато как это вытекает из формул (15) (16) и (18) поправки первого порядка к энергетической щели и элементам квадрупольного момента выражаются только через симметричные комбинации $\alpha^J_{\varkappa\varkappa'}$ и $b^J_{\varkappa\varkappa'}$. Поэтому $\Delta^{(1)}(I)$ и $Q^{(1)}(I, I')$ действительно равняются нулю. Отсюда сразу видно, из формулы (17), что $\omega(I)$ тоже равно нулю. Затем нам нужно искать поправки второго порядка.

2. Второй порядок теории возмущений

Опять ищем поправки второго порядка в виде

$$u^{(2)}_{\varkappa J}(I)=\sum_{\varkappa'}A^J_{\varkappa\varkappa'}u^{(0)}_{\varkappa' J}(I)+\sum_{\varkappa'}B^J_{\varkappa\varkappa'}v^{(0)}_{\varkappa' J}(I), \tag{46}$$

$$v^{(2)}_{\varkappa J}(I)=\sum_{\varkappa'}A^J_{\varkappa\varkappa'}v^{(0)}_{\varkappa' J}(I)-\sum_{\varkappa'}B^J_{\varkappa\varkappa'}u^{(0)}_{\varkappa' J}(I). \tag{47}$$

Поправки первого и второго порядков к одночастичным амплитудам вызывают следующие поправки второго порядка к энергетической щели и элементам квадрупольного момента

$$\Delta^{(2)}(I)=P(I)\sum_{\varkappa_1,\varkappa_2,J}(Ij0\varkappa_1|J\varkappa_1)(Ij0\varkappa_2|J\varkappa_2)D^J_{\varkappa_1\varkappa_2}, \tag{48}$$

где

$$D^J_{\varkappa_1\varkappa_2}=\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}(A^J_{\varkappa_1\varkappa_2}+A^J_{\varkappa_2\varkappa_1}-\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}(B^J_{\varkappa_1\varkappa_2}+B^J_{\varkappa_2\varkappa_1})+\sum_{\varkappa}[\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}(a^J_{\varkappa\varkappa_1}a^J_{\varkappa\varkappa_2}-b^J_{\varkappa\varkappa_1}b^J_{\varkappa\varkappa_2})-$$
$$-\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}(a^J_{\varkappa\varkappa_1}b^J_{\varkappa\varkappa_2}+a^J_{\varkappa\varkappa_2}b^J_{\varkappa\varkappa_1})] \tag{49}$$

и

$$Q^{(2)}(I,I')=P(I)P(I')\sqrt{5(2I+1)(2I'+1)}\,q\times$$
$$\times\sum_{\varkappa_1,\varkappa_2,J}(-1)^{J-j}W(jjII';2J)(IjO\varkappa_1|J\varkappa_1)(IjO\varkappa_2|J\varkappa_2)K^J_{\varkappa_1\varkappa_2}, \tag{50}$$

ACTA PHYSICA POLONICA Vol. XXXV (1969) Fasc. 5

где

$$K^J_{\varkappa_1\varkappa_2} = -\{\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}(A^J_{\varkappa_1\varkappa_2}+A^J_{\varkappa_2\varkappa_1}) + \eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2})B^J_{\varkappa_1\varkappa_2}+B^J_{\varkappa_2\varkappa_1}) +$$
$$+\sum_{\varkappa}[\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}(a^J_{\varkappa\varkappa_1}a^J_{\varkappa\varkappa_2}-b^J_{\varkappa\varkappa_1}b^J_{\varkappa\varkappa_2}) + \eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}(a^J_{\varkappa\varkappa_1}b^J_{\varkappa\varkappa_2}+a^J_{\varkappa\varkappa_2}b^J_{\varkappa\varkappa_1})]\}. \tag{51}$$

Для получения последней формулы мы используем условия полноты (18).

Уравления движения (12) и (13) для коэффициентов $A^J_{\varkappa_1\varkappa_2}$, $B^J_{\varkappa_1\varkappa_2}$ прнннмают вид

$$(\mathcal{E}_{\varkappa_1}-\mathcal{E}_{\varkappa_2})A^J_{\varkappa_1\varkappa_2}+C^{(2)}_{\varkappa_1 J}\delta_{\varkappa_1\varkappa_2}+a^J_{\varkappa_1\varkappa_2}\Omega^J_{\varkappa_1\varkappa_1}+\sum_{\varkappa}[\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa_2}a^J_{\varkappa\varkappa_1}-\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_2}b^J_{\varkappa\varkappa_1}]\Omega^J_{\varkappa\varkappa_2}$$
$$=\frac{1}{2}G\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\Delta^J_{\varkappa_1\varkappa_2}-\chi q\sqrt{5}\,\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}Q^J_{\varkappa_1\varkappa_2}, \tag{52}$$

$$(\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2})B^J_{\varkappa_1\varkappa_2}+b^J_{\varkappa_1\varkappa_2}\Omega^J_{\varkappa_1\varkappa_1}+\sum_{\varkappa}[\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_2}a^J_{\varkappa\varkappa_1}+\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa_2}b^J_{\varkappa\varkappa_1}]\Omega^J_{\varkappa\varkappa_2}$$
$$=-\frac{1}{2}G\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\Delta^J_{\varkappa_1\varkappa_2}-\chi q\sqrt{5}\,\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}Q^J_{\varkappa_1\varkappa_2}, \tag{53}$$

где

$$\Delta^J_{\varkappa_1\varkappa_2}=2\sum_I P(I)\,(IjO\varkappa_1|J\varkappa_1)\,(IjO\varkappa_2|J\varkappa_2)\,\frac{2I+1}{2J+1}\,\Delta^{(2)}(I), \tag{54}$$

$$Q^J_{\varkappa_1\varkappa_2}=2\sum_{I,I'}P(I)P(I')\,(-1)^{J-j}W(jjII';2J)\times$$
$$\times(IjO\varkappa_1|J\varkappa_1)\,(I'jO\varkappa_2|J\varkappa_2)\,\frac{\sqrt{(2I+1)(2I'+1)}}{2J+1}\,Q^{(2)}(I,I'). \tag{55}$$

Диагональные коэффициенты $A^J_{\varkappa\varkappa}$ найдены из условия нормировки (19). Они равны следующему

$$A^J_{\varkappa\varkappa}=-\frac{1}{2}\sum_{\varkappa'}[(a^J_{\varkappa\varkappa'})^2+(b^J_{\varkappa\varkappa'})^2] \tag{56}$$

Из уравнений (41), (42), (49), (51), (52), (53), и (56) получаем

$$\frac{1}{2}D^J_{\varkappa_1\varkappa_2}=\sum_{\varkappa\neq\varkappa_1,\varkappa_2}\left\{-\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\frac{\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_2}}{(\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa_1})(\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa_2})}+\right.$$
$$\left.+\frac{\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}}{\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}\left[\frac{\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_1}\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa_2}}{\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa_1}}+\frac{\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_2}\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa_1}}{\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}\right]\right\}\Omega^J_{\varkappa\varkappa_1}\Omega^J_{\varkappa\varkappa_2}+\frac{\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\eta^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}}{(\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2})^2}\Omega^J_{\varkappa_1\varkappa_2}(\Omega^J_{\varkappa_1\varkappa_1}-\Omega^J_{\varkappa_2\varkappa_2})+$$
$$+\frac{1}{2}G\frac{\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}}{\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}\Delta^J_{\varkappa_1\varkappa_2}+\chi q\sqrt{5}\,\frac{\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}}{\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}Q^J_{\varkappa_1\varkappa_2}, \tag{57}$$

$$\frac{1}{2}K^J_{\varkappa_1\varkappa_2} = \sum_{\varkappa\neq\varkappa_1,\varkappa_2}\Bigg\{\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\frac{\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_2}}{(\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa_1})(\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa_2})}+$$

$$+\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}}{\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}\left[\frac{\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_1}\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa_2}}{\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa_1}}+\frac{\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_2}\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa_1}}{\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}\right]\Bigg\}\Omega^J_{\varkappa\varkappa_1}(\Omega^J_{\varkappa_1\varkappa_1}+\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\eta^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}}{(\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2})^2}\Omega^J_{\varkappa_1\varkappa_2}(\Omega^J_{\varkappa_1\varkappa_1}-\Omega^J_{\varkappa_2\varkappa_2})+$$

$$+\frac{1}{2}G\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}}{\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}\Delta^J_{\varkappa_1\varkappa_2}+\chi q\sqrt{5}\,\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}}{\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}Q^J_{\varkappa_1\varkappa_2}. \tag{58}$$

Формула (17) для возбуждения $\omega(I)$ с точностью до второго порядка теории возмущений принимает вид

$$\omega(I) = \frac{1}{2}G\Delta[\Delta^{(2)}(O)-\Delta^{(2)}(I)]+\frac{\chi}{2I+1}\sum_{I'}[Q^{(0)}(O,I')Q^{(2)}(O,I')-Q^{(0)}(I,I')Q^{(2)}(I,I')]. \tag{59}$$

Соединяя формулы (31) (36) и (50) и помня, что из условия сохранения числа частиц (20) должно вытекать

$$\sum_{\varkappa_1,\varkappa_2,J}(IjO\varkappa_1|J\varkappa_1)(IjO\varkappa_2|J\varkappa_2)K^J_{\varkappa_1\varkappa_2}=0$$

получаем

$$\frac{\chi}{2I+1}\sum_{I'}Q^{(0)}(I,I')Q^{(2)}(I,I')+-\frac{1}{2}P(I)\sum_{\varkappa_1,\varkappa_2,J}(\varepsilon_{\varkappa_1}+\varepsilon_{\varkappa_2})(IjO\varkappa_1|J\varkappa_1)(IjO\varkappa_2|J\varkappa_2)K^J_{\varkappa_1\varkappa_2}. \tag{60}$$

Отсюда уравнение для возбуждения четного ядра вида

$$\omega(I)[=\sum_{\varkappa_1,\varkappa_2,J}P(I)(IjO\varkappa_1|J\varkappa_1)(IjO\varkappa_2|J\varkappa_2)-\delta_{Jj}]E^J_{\varkappa_1\varkappa_2}, \tag{61}$$

где

$$E^J_{\varkappa_1\varkappa_2}\equiv\frac{1}{2}(\varepsilon_{\varkappa_1}+\varepsilon_{\varkappa_2})K^J_{\varkappa_1\varkappa_2}-\frac{1}{2}G\Delta D^J_{\varkappa_1\varkappa_2}$$

$$=(\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2})\xi^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\sum_{\varkappa\neq\varkappa_1,\varkappa_2}\frac{\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_2}}{(\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa_1})(\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa_2})}\Omega^J_{\varkappa\varkappa_1}\Omega^J_{\varkappa\varkappa_2}+$$

$$+\frac{\mathcal{E}_{\varkappa_1}-\mathcal{E}_{\varkappa_2}}{(\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2})^2}\eta^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\Bigg\{\sum_{\varkappa\neq\varkappa_1,\varkappa_2}\left[\frac{\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_1}\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa_2}}{\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa_1}}+\frac{\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_2}\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa_1}}{\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}\right]\Omega^J_{\varkappa\varkappa_1}\Omega^J_{\varkappa\varkappa_2}+$$

$$+\eta^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\Omega^J_{\varkappa_1\varkappa_2}(\Omega^J_{\varkappa_1\varkappa_1}-\Omega^J_{\varkappa_2\varkappa_2})+\frac{1}{2}G\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\Delta^J_{\varkappa_1\varkappa_2}+\chi q\sqrt{5}\,\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}Q^J_{\varkappa_1\varkappa_2}\Bigg\}. \tag{62}$$

Здесь мы использовали соотношения между $u_\varkappa$, $v_\varkappa$, $\varepsilon_\varkappa$ и $\mathcal{E}_\varkappa$ вытекающее из уравнений (34) и (35).

3. Решение для четного ядра

Уравнения (48) (50) и (61) вместе с соотношениями (49) (51) (62) также (43) (54) (55) представляют собой систему уравнений для величин $\omega(I)$, $\Delta^{(2)}(I)$ и $Q^{(2)}(I, I')$ характеризующих четное ядро. Эта система, конечно, довольно сложная, но к счастью мы смогли отгадать решения. Итак мы требуем их в виде

$$\omega(I) = \frac{1}{2\mathcal{J}} P(I) I(I+1), \tag{63}$$

$$\Delta^{(2)}(I) = \frac{1}{(2\mathcal{J})^2} P(I)[\delta_0 + \delta_1 I(I+1)], \tag{64}$$

$$Q^{(2)}(I, I') = \frac{1}{(2\mathcal{J})^2} \{k_0 + k_1[I(I+1) + I'(I'+1)] + k_2[I(I+1) - I'(I'+1)]^2\}, \tag{65}$$

где $Q^{(2)}(I, I')$ поправка к элементам внутреннего квадрупольного момента определенным формулой (31).

Вствляя соотношения (63) (64) (65) в уравнения (48) (50) и (61) получаем для введенных выше постоянных следующее уравнения

$$\mathcal{J} = 2 \sum_{\varkappa} \frac{[\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa+1}]^2 j^2_{\varkappa\varkappa+1}}{\mathcal{E}_\varkappa + \mathcal{E}_{\varkappa+1}}, \tag{66}$$

где

$$j_{\varkappa\varkappa+1} = \sqrt{\frac{(j+\varkappa+1)(j-\varkappa)}{2}} \tag{67}$$

матричный элемент компоненты одночастичного момента количества движения и уравнения данные в Таблице I.

Чтобы получить эти уравнения надо было посчитать суммы, выступающие на правой стороне уравнений (48) (50) и (61). Этот расчет мы обсуждаем в приложении. Там даны тоже определения выступающих в Таблице I функций.

Видно, что в этом приближении, т. е. во втором порядке теории возмущений, возбуждения четного ядра являются ротационными. Мы этого сначала не предполагали, так как это не было нужно в нашем методе. Конечно, это приближение хорошее только в случае сильно деформированных ядер и низких ротационных возбуждений, т. е. в случае, когда $\Omega^J_{\varkappa\varkappa'} \ll \mathcal{E}_\varkappa \pm \mathcal{E}_{\varkappa'}$. По тому же самому методу можно решать задачу в высших порядках теории возмущений. Из расчета видно, что мы получали бы тогда для возбуждеинй $\omega(I)$ поправки типа $I^2(I+1)^2$, $I^3(I+1)^3$ и т. д. т. е. выражение в виде ряда по степеням $I(I+1)$. Но этого не стоить делать, так как такое представление $\omega(I)$ является плохим приближением [8] для высоких возбуждений или малых деформаций.

Для момента инерции мы получили известную формулу Инглиса со спариванием [9]. Хотим порчеркнуть, что мы получили ее из точного решения проблемы и поэтому она является самосогласованной. В нашем случае поправки к энергети-

Таблица I

Уравнения длл постоянных определяющих поправки к знергетической щели и квадрупольному моменту

$$\delta_0\left[1-G\sum_{\varkappa}\frac{(\xi^{(-)}_{\varkappa\varkappa})^2}{2\mathcal{E}_\varkappa}\right]-\delta_1 G\sum_{\varkappa_1,\varkappa_2}\frac{(\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}F^1_{\varkappa_1\varkappa_2}-2k_0\chi\sum_{\varkappa}\frac{\xi^{(-)}_{\varkappa\varkappa}\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa}}{2\mathcal{E}_\varkappa}q_{\varkappa\varkappa}-$$

$$-2\chi\sum_{\varkappa_1,\varkappa_2}\frac{\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}}{\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}\left[(k_1-6k_2)(q_{\varkappa_1\varkappa_1}+q_{\varkappa_2\varkappa_2})F^1_{\varkappa_1\varkappa_2}+8k_2 j^2_{\varkappa_1\varkappa_1+1}(q_{\varkappa_1+1\varkappa_1+1}-q_{\varkappa_1\varkappa_1})(F_{\varkappa_1+1\varkappa_2}-F^1_{\varkappa_1\varkappa_2})\right]$$

$$=2\sum_{\varkappa_1,\varkappa_2}\frac{\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\eta^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}}{(\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2})^2}F^1_{\varkappa_1\varkappa_2}(F^1_{\varkappa_1\varkappa_1}-F^1_{\varkappa_2\varkappa_2})+2\sum_{\substack{\varkappa,\varkappa_1,\varkappa_2\\ \varkappa\neq\varkappa_1,\varkappa_2}}\left[\frac{\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}}{\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}\left(\frac{\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa_2}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_1}}{\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa_1}}+\frac{\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa_1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_2}}{\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}\right)-\right.$$

$$\left.-\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_2}}{(\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa_1})(\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa_2})}\right]F^1_{\varkappa\varkappa_1}F^1_{\varkappa\varkappa_2}$$

$$\delta_1\left[1-G\sum_{\varkappa}\frac{(\xi^{(-)}_{\varkappa\varkappa})^2}{2\xi_\varkappa}\right]-4(k_1+6k_2)\chi\sum_{\varkappa}\frac{\xi^{(-)}_{\varkappa\varkappa}\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa}}{2\mathcal{E}_\varkappa}q_{\varkappa\varkappa}=2\sum_{\varkappa}\left[\frac{\xi^{(-)}_{\varkappa+1\varkappa+1}\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa+1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa+1}}{\mathcal{E}_{\varkappa+1}(\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa+1})}-\right.$$

$$\left.-\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa+1\varkappa+1}(\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa+1})^2}{(\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa+1})^2}\right]j^2_{\varkappa\varkappa+1}$$

$$k_0\left[1-2\chi\sum_{\varkappa}\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa})^2}{2\mathcal{E}_\varkappa}q^2_{\varkappa\varkappa}\right]-\chi\sum_{\varkappa_1,\varkappa_2}\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}\left[k_1F^1_{\varkappa_1\varkappa_2}+k_2(F^2_{\varkappa_1\varkappa_2}-F^1_{\varkappa_1\varkappa_2}F^1_{\varkappa_1\varkappa_2})\right](q^2_{\varkappa_1\varkappa_1}+q^2_{\varkappa_2\varkappa_2})-$$

$$-12(k_1-2k_2)\chi\frac{1}{\sqrt{3}}\sum_{\varkappa}\left[\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa+1})^2}{\mathcal{E}_\varkappa+\mathcal{E}_{\varkappa+1}}(q_{\varkappa\varkappa}-q_{\varkappa+1\varkappa+1})+\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa+1\varkappa+1})^2}{2\mathcal{E}_{\varkappa+1}}q_{\varkappa+1\varkappa+1}-\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa})^2}{2\mathcal{E}_\varkappa}q_{\varkappa\varkappa}\right]\times$$

$$\times q_{\varkappa+1\varkappa}j_{\varkappa\varkappa+1}+24k_2\chi\left\{\frac{1}{\sqrt{3}}\sum_{\varkappa_1,\varkappa_2}\left[\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa_1+1\varkappa_2})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa_1+1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}F^1_{\varkappa_1\varkappa_2}+\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}F^1_{\varkappa_1+1\varkappa_2}\right](q_{\varkappa_1\varkappa_1}+q_{\varkappa_1+1\varkappa+1})q_{\varkappa_1+1\varkappa_1}j_{\varkappa_1\varkappa_1+1}+\right.$$

$$+\frac{1}{\sqrt{6}}\sum_{\varkappa_1,\varkappa_2}\left[\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa_1-1\varkappa_2})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa_1-1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}q_{\varkappa_1-1\varkappa_1-1}j^2_{\varkappa_1-1\varkappa_1}+\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa_1+1\varkappa_2})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa_1+1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}q_{\varkappa_1+1\varkappa_1+1}j^2_{\varkappa_1\varkappa_1+1}\right]q_{\varkappa_1+1\varkappa_1-1}F^1_{\varkappa_1\varkappa_2}-$$

$$-\frac{2}{\sqrt{6}}\sum_{\varkappa}\left[\left(\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa-1\varkappa})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa-1}+\mathcal{E}_\varkappa}-\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa-1\varkappa-1})^2}{2\mathcal{E}_{\varkappa-1}}\right)q_{\varkappa-1\varkappa-1}j^3_{\varkappa-1\varkappa}+\left(\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa+1\varkappa+1})^2}{2\mathcal{E}_{\varkappa+1}}-\frac{(\eta^{(+)}_{x+1x})^2}{\mathcal{E}_{x+1}+\mathcal{E}_x}\right)\times\right.$$

$$\left.\left.\times q_{x+1x+1}j^2_{xx+1}\right]\varkappa q_{\varkappa+1\varkappa-1}\right\}-(\delta_0-3\delta_1)G\sum_{\varkappa}\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa}\xi^{(-)}_{\varkappa\varkappa}}{2\mathcal{E}_\varkappa}q_{\varkappa\varkappa}-$$

$$-\frac{1}{2}\delta_1 G\sum_{\varkappa_1,\varkappa_2}\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}}{\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}(q_{\varkappa_1\varkappa_1}+q_{\varkappa_2\varkappa_2})F^1_{\varkappa_1\varkappa_2}=\sum_{\varkappa_1,\varkappa_2}\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\eta^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}}{(\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2})^2}\left[(q_{\varkappa_1\varkappa_1}+q_{\varkappa_2\varkappa_2})(F^1_{\varkappa_1\varkappa_1}-F^1_{\varkappa_2\varkappa_2})-\right.$$

$$\left.-\frac{12}{\sqrt{3}}(q_{\varkappa_1\varkappa_1-1}j_{\varkappa_1-1\varkappa_1}+q_{\varkappa_2\varkappa_2-1}j_{\varkappa_2-1\varkappa_2})\right]F^1_{\varkappa_1\varkappa_2}+24\sum_{\substack{\varkappa_1,\varkappa_2\\ \varkappa_2\neq\varkappa_1+1}}\left[\frac{\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\eta^{(-)}_{\varkappa_1+1\varkappa_1}\eta^{(-)}_{\varkappa_1+1\varkappa_2}}{(\mathcal{E}_{\varkappa_1+1}+\mathcal{E}_{\varkappa_1})(\mathcal{E}_{\varkappa_1+1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2})}+\right.$$

$$+\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}}{\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}\left(\frac{\eta^{(-)}_{\varkappa_1+1\varkappa_1}\xi^{(+)}_{\varkappa_1+1\varkappa_2}}{\mathcal{E}_{\varkappa_1+1}+\mathcal{E}_{\varkappa_1}}+\frac{\eta^{(-)}_{\varkappa_1+1\varkappa_2}\xi^{(+)}_{\varkappa_1+1\varkappa_2}}{\mathcal{E}_{\varkappa_1+1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}\right)\Bigg]\,q_{\varkappa_1+1\varkappa_1+1}F^1_{\varkappa_1+1\varkappa_2}+$$

$$+2\sum_{\substack{\varkappa,\varkappa_1,\varkappa_2\\ \varkappa\neq\varkappa_1,\varkappa_2}}\left[\frac{\xi^{(-)}_{\varkappa_1\varkappa_2}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_2}}{(\mathcal{E}_{\varkappa}+\xi_{\varkappa_1})(\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa_2})}+\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2}}{\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}\left(\frac{\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_1}\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa_2}}{\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}+\frac{\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa_2}\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa_1}}{\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}\right)\right]q_{\varkappa\varkappa}F^1_{\varkappa\varkappa_1}F^1_{\varkappa\varkappa_2}$$

$$k_1\left[1-2\chi\sum_{\varkappa}\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa})^2}{2\mathcal{E}_{\varkappa}}q^2_{\varkappa\varkappa}\right]-2k_2\chi\left\{\sum_{\varkappa_1,\varkappa_2}\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa_1\varkappa_2})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa_1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}(q^2_{\varkappa_1\varkappa_1}+q^2_{\varkappa_2\varkappa_2})F^1_{\varkappa_1\varkappa_2}-\frac{12}{\sqrt{6}}\sum_{\varkappa}\left[\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa+1})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa+1}}+\right.\right.$$

$$\left.+\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa-1})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa-1}}-\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa-1\varkappa+1})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa-1}+\mathcal{E}_{\varkappa+1}}-\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa})^2}{2\mathcal{E}_{\varkappa}}\right]q_{\varkappa+1\varkappa-1}j_{\varkappa-1\varkappa}j_{\varkappa\varkappa+1}-\frac{6}{\sqrt{6}}\sum_{\varkappa}\left[\left(\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa-1\varkappa})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa-1}}-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa-1\varkappa-1})^2}{2\mathcal{E}_{\varkappa-1}}\right)q_{\varkappa-1\varkappa-1}j^3_{\varkappa-1\varkappa}+\left(\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa+1\varkappa})^2}{2\mathcal{E}_{\varkappa+1}}-\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa+1\varkappa})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa+1}}\right)q_{\varkappa+1\varkappa+1}j^2_{\varkappa\varkappa+1}\right]\varkappa q_{\varkappa+1\varkappa-1}+$$

$$\left.+\frac{3}{\sqrt{6}}\sum_{\varkappa_1,\varkappa_2}\left[\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa_1-1\varkappa_2})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa_1-1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}q_{\varkappa_1-1\varkappa_1-1}j^2_{\varkappa_1-1\varkappa_1}+\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa_1+1\varkappa_2})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa_1+1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}q_{\varkappa_1+1\varkappa_1+1}j^2_{\varkappa_1+1\varkappa_1}\right]q_{\varkappa_1+1\varkappa_1-1}F^1_{\varkappa_1\varkappa_2}\right\}-$$

$$-\frac{1}{\sqrt{2}}\delta_1G\sum_{\varkappa}\frac{[\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa}\xi^{(-)}_{\varkappa\varkappa}}{2\mathcal{E}_{\varkappa}}q_{\varkappa\varkappa}=12\left\{\frac{1}{\sqrt{3}}\sum_{\varkappa}\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa+1}\xi^{(-)}_{\varkappa\varkappa+1}}{(\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa+1})^2}q_{\varkappa+1\varkappa}j_{\varkappa\varkappa+1}-\right.$$

$$-\frac{2}{\sqrt{6}}\sum_{\varkappa}\left[\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa+1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa+1}}{(\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa+1})^2}+\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa-1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa-1}}{(\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa-1})^2}+\frac{\xi^{(-)}_{\varkappa+1\varkappa-1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa-1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa+1}}{(\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa+1})(\mathcal{E}_{\varkappa}+_{\varkappa-1})}+\right.$$

$$\left.\left.+\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa+1\varkappa-1}}{\mathcal{E}_{\varkappa+1}+\mathcal{E}_{\varkappa-1}}\left(\frac{\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa+1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa-1}}{\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa-1}}+\frac{\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa-1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa+1}}{\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa+1}}\right)\right]q_{\varkappa+1\varkappa-1}j_{\varkappa-1\varkappa}j_{\varkappa\varkappa+1}\right\}$$

$$k_2\left\{1-2\chi\sum_{\varkappa}\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa})^2}{2\mathcal{E}_{\varkappa}}q^2_{\varkappa\varkappa}-\frac{4}{\sqrt{3}}\chi\sum_{\varkappa}\left[\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa+1})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa+1}}(q_{\varkappa+1\,\varkappa+1}-q_{\varkappa\varkappa})+\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa+1\varkappa+1})^2}{2\mathcal{E}_{\varkappa+1}}q_{\varkappa+1\,\varkappa+1}-\right.\right.$$

$$\left.-\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa})^2}{2\mathcal{E}_{\varkappa}}q_{\varkappa\varkappa}\right]q_{\varkappa+1\varkappa}j_{\varkappa\varkappa+1}-\frac{4}{\sqrt{6}}\chi\sum_{\varkappa}\left[\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa+1})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa+1}}+\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa-1})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa-1}}-\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa-1\varkappa+1})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa-1}+\mathcal{E}_{\varkappa+1}}-\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa})^2}{2\mathcal{E}_{\varkappa}}\right]\times$$

$$\times q_{\varkappa\varkappa}q_{\varkappa+1\varkappa-1}j_{\varkappa-1\varkappa}j_{\varkappa\varkappa+1}-\frac{2}{\sqrt{6}}\chi\sum_{\varkappa}\left[\left(\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa-1\varkappa})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa-1}}-\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa-1\varkappa-1})^2}{2\mathcal{E}_{\varkappa-1}}\right)q_{\varkappa-1\varkappa-1}j^2_{\varkappa-1\varkappa}+\right.$$

$$\left.+\left(\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa+1\varkappa+1})^2}{2\mathcal{E}_{\varkappa+1}}-\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa+1\varkappa})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa+1}}\right)q_{\varkappa+1\varkappa+1}j^2_{\varkappa\varkappa+1}\right]\varkappa q_{\varkappa+1\varkappa-1}\frac{1}{\sqrt{6}}\chi\sum_{\varkappa_1,\varkappa_2}\left[\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa_1-1\varkappa_2})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa_1-1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}q_{\varkappa_1-1\varkappa_1-1}j^2_{\varkappa_1-1\varkappa_1}+\right.$$

$$\left.\left.+\frac{(\eta^{(+)}_{\varkappa_1+1\varkappa_2})^2}{\mathcal{E}_{\varkappa_1+1}+\mathcal{E}_{\varkappa_2}}q_{\varkappa_1+1\varkappa_1+1}j^2_{\varkappa_1\varkappa_1+1}\right]q_{\varkappa_1+1\varkappa_1-1}F^1_{\varkappa_1\varkappa_2}\right\}=-\frac{2}{\sqrt{3}}\sum_{\varkappa}\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa+1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa+1}}{(\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa+1})^2}q_{\varkappa+1\varkappa}j_{\varkappa\varkappa+1}+$$

$$+\frac{4}{\sqrt{6}}\sum_{\varkappa}\left[\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa+1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa+1}}{(\mathcal{E}_{\varkappa+1}+\mathcal{E}_{\varkappa})^2}+\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa-1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa-1}}{(\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa-1})^2}+\frac{\xi^{(-)}_{\varkappa+1\varkappa-1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa-1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa+1}}{(\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa+1})(\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa-1})}+\right.$$

$$\left.+\frac{\eta^{(+)}_{\varkappa+1\varkappa-1}}{\mathcal{E}_{\varkappa+1}+\mathcal{E}_{\varkappa-1}}\left(\frac{\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa+1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa-1}}{\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa-1}}+\frac{\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa-1}\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa+1}}{\mathcal{E}_{\varkappa}+\mathcal{E}_{\varkappa+1}}\right)\right]q_{\varkappa+1\varkappa-1}j_{\varkappa-1\varkappa}j_{\varkappa\varkappa+1}$$

ческой щели $\Delta^{(2)}(I)$ и элементами квадрупольного момента $Q^{(2)}(I, I')$ не влияют на момент инерции, хотя они выступают в уравнении (61). Этот результат немножко странный. Постоянные определяющие выражения $\Delta^{(2)}(I)$ и $Q^{(2)}(I, I')$ можно найти из системы линейных неоднородных уравнений данных в Таблице I.

4. Возбуждения нечетного ядра

Для полноты наших рассуждений представим еще решение для энергий состояний нечетного ядра $\mathcal{E}_{\varkappa J}$ с точностью до второго порядка теории возмущений. Из уравнений (38) (41) и (52) вытекает следующее

$$\mathcal{E}_{\varkappa J} = \mathcal{E}_\varkappa + \Omega^J_{\varkappa\varkappa} + \sum_{\varkappa' \neq \varkappa} \left[\frac{(\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa'})^2}{\mathcal{E}_\varkappa - \mathcal{E}_{\varkappa'}} + \frac{(\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa'})^2}{\mathcal{E}_\varkappa + \mathcal{E}_{\varkappa'}} \right] (\Omega^J_{\varkappa\varkappa'})^2 + \frac{1}{2} G \eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa} \Delta^J_{\varkappa\varkappa} - \chi q \sqrt{5}\, \xi^{(-)}_{\varkappa\varkappa} Q^J_{\varkappa\varkappa} \tag{68}$$

Используя формулы (43) (54) (55) также (63) (64) (65) получаем

$$\mathcal{E}_{\varkappa J} = \mathcal{E}_\varkappa + \frac{1}{(2\mathcal{I})^2} \left[\frac{1}{2} G \eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa} \delta_0 - \chi \sqrt{5}\, \xi^{(-)}_{\varkappa\varkappa} k_0 q_{\varkappa\varkappa} \right] + \frac{1}{2\mathcal{I}} \Bigg\{ 1 +$$

$$+ \frac{1}{2\mathcal{I}} \left[\frac{1}{2} G \eta^{(+)}_{\varkappa\varkappa} \delta_1 - 2\chi \sqrt{5}\, \xi^{(-)}_{\varkappa\varkappa} (k_1 q_{\varkappa\varkappa} - 2k_2 q_{\varkappa\varkappa} + 4k_2 \sqrt{5}\, q_{\varkappa+1\varkappa} j_{\varkappa\varkappa+1}) \right] \Bigg\} \Bigg[J(J+1) +$$

$$+ j(j+1) - 2\varkappa^2 + (-1)^{J+j} \left(j + \frac{1}{2} \right) \left(J + \frac{1}{2} \right) \delta_{\varkappa\frac{1}{2}} \Bigg] +$$

$$+ \frac{40\chi}{(2\mathcal{I})^2} \xi^{(-)}_{\varkappa\varkappa} k_2 q_{\varkappa+1\varkappa} j_{\varkappa\varkappa+1} (-1)^{J-\varkappa} [J(J+1) - \varkappa(\varkappa+1)] +$$

$$+ \frac{2}{(2\mathcal{I})^2} \sum_\varkappa \Bigg\{ [J(J+1) - \varkappa(\varkappa-1)] \left[\frac{(\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa-1})^2}{\mathcal{E}_\varkappa - \mathcal{E}_{\varkappa-1}} + \frac{(\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa-1})^2}{\mathcal{E}_\varkappa + \mathcal{E}_{\varkappa-1}} \right] j^2_{\varkappa-1\varkappa} +$$

$$+ [J(J+1) - \varkappa(\varkappa+1)] \left[\frac{(\xi^{(+)}_{\varkappa\varkappa+1})^2}{\mathcal{E}_\varkappa - \mathcal{E}_{\varkappa-1}} + \frac{(\eta^{(-)}_{\varkappa\varkappa+1})^2}{\mathcal{E}_\varkappa + \mathcal{E}_{\varkappa+1}} \right] j^2_{\varkappa\varkappa+1} \Bigg\}. \tag{69}$$

Отсюда видно, что эта формула дает в первом порядке теории возмущений ротационный спектр с моментом инерции таким же, как для соседнего четного ядра, во втором — поправки к этому моменту. Но эти поправки не равны поправкам, возникающим в кранкинг модели [9]. Здесь самосогласование играет роль.

В заключение автор благодарит Р. В. Джолоса за сотрудничество и многие обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Расчет сумм в выражениях, выступающих на правой стороне уравнений (48) (50) (61) довольно кропотливый. Мы начертим только главные этапы этого расчета. Вначале мы обменяем пары коэффициентов Клебша-Гордана[1]), выступающие в суммах выражениями типа[2]

$$(IjO\varkappa|J\varkappa)(I'jO\varkappa|J\varkappa) = (-1)^{J-j}(2J+1)\sum_{L}(-1)^{j-\varkappa}(jj\varkappa-\varkappa|L0)(II'00|L0)\times$$

$$\times W(jjII';LJ). \tag{П.1}$$

Это позволяет посчитать сумму по J[3]. Дальше следует считать суммы по моментам, выступающим внутри выражений (43) (54) и (55). Чтобы это сделать, подставляем в них

$$I'(I'+1) = 2(-1)^L\sqrt{L(L+1)(2L+1)I(I+1)(2I+1)}\,W(IILL;1I')+$$

$$+L(L+1+I(I+1), \tag{П.2}$$

$$I'^2(I'+1)^2 = \frac{2}{3}(-1)^L\sqrt{L(L+1)(2L+3)(2L+1)(2L-1)I(I+1)(2I+3)(2I+1)(2I-1)}\times$$

$$\times W(IILL;2I')+2(-1)^L[1-2L(L+1)-2I(I+1)]\times$$

$$\times\sqrt{L(L+1)(2L+1)I(I+1)(2I-1)}\,W(IILL;1I')+$$

$$+[L(L+1)+I(I+1)]^2+\frac{4}{3}L(L+1)I(I+1) \tag{П.3}$$

помня, что эти формулы справедливы только, когда I, I', L исполняют неравенство треугольника. В конце остаются суммы по моментам L введенных формулой (П. I). Они могут быть сведены до трех следующих вяражений

$$F^0_{\varkappa_1\varkappa_2} = 2\sum P(L)(-1)^{j-\varkappa_1})jj\varkappa_1-\varkappa_1|L0)\times(-1)^{j-\varkappa_2}(jj\varkappa_2-\varkappa_2|LO) = \delta_{\varkappa_1\varkappa_2} \tag{П.4}$$

$$F^1_{\varkappa_1\varkappa_2} = 2\sum_{L}P(L)L(L+1)(-1)^{j-\varkappa_1}(jj\varkappa_1-\varkappa_1|LO)\times(-1)^{j-\varkappa_2}(jj\varkappa_2-\varkappa_2|LO)$$

$$= 2\left[j(j+1)-\varkappa_1^2-\frac{1}{2}\left(j+\frac{1}{2}\right)^2\delta_{\varkappa_1\frac{1}{2}}\right]\delta_{\varkappa_1\varkappa_2}+2\delta_{\varkappa_1\varkappa_2+1}j^2_{\varkappa_2\varkappa_2+1}+2\delta_{\varkappa_2\varkappa_1+1}j^2_{\varkappa_1\varkappa_1+1}, \tag{П.5}$$

---

[1] Все стандартные формулы для коэффициентов Клебша-Гордана и Рака можно найти например в [10].

[2] В этой формуле и во всех следующих считаем I, I' четными числами.

[3] При расчете квадрупольного момента выступает четыре коэффициента Рака, содержащие J. Чтобы совершить суммирование надо тогда два из них заменить суммой из трех по стандартной формуле, стараясь чтобы в этой сумме только один коэффициент содержал J.

ACTA PHYSICA POLONICA Vol. XXXV (1969) Fasc. 5

$$\begin{aligned}
F^2_{\varkappa_1\varkappa_2} &= 2\sum_L P(L)\, L^2(L+1)^2(-1)^{j-\varkappa_1}(jj\varkappa_1-\varkappa_1|LO)\times(-1)^{j-\varkappa_2}(jj\varkappa_2-\varkappa_2|LO)\\
&= \frac{2}{3}\Bigg\{[3\varkappa_1^2-j(j+1)]^2\delta_{\varkappa_1\varkappa_2}+\Bigg[6\left(\varkappa_1+\frac{1}{2}\right)^2(j+\varkappa_1+1)(j-\varkappa_1)+\\
&+\frac{3}{2}\left(j+\frac{1}{2}\right)^2\left(j-\frac{1}{2}\right)\left(j+\frac{3}{2}\right)\delta_{\varkappa_1\frac{1}{2}}\Bigg]\delta_{\varkappa_2\varkappa_1+1}+\Bigg[6\left(\varkappa_2+\frac{1}{2}\right)^2(j+\varkappa_2+1)(j-\varkappa_2)+\\
&+\frac{3}{2}\left(j+\frac{1}{2}\right)\left(j-\frac{1}{2}\right)\left(j+\frac{3}{2}\right)\delta_{\varkappa_2\frac{1}{2}}\Bigg]\delta_{\varkappa_1\varkappa_2+1}\Bigg\}+\\
&+(j-\varkappa_1-1)(j-\varkappa_1)(j+\varkappa_1+1)(j+\varkappa_1+2)\delta_{\varkappa_2\varkappa_1+2}+\\
&+(j-\varkappa_2-1)(j-\varkappa_2)(j+\varkappa_1+1)(j+\varkappa_2+2)\delta_{\varkappa_1\varkappa_2+2}+\\
&+2\left[j(j+1)+\frac{2}{3}j^2(j+1)^2\right]F^0_{\varkappa_1\varkappa_2}-[1-4j(j+1)]F^1_{\varkappa_1\varkappa_2}, \qquad (\Pi.6)
\end{aligned}$$

которые выступают в уравнениях в Таблице I. Они справедливы толко дла положительных $\varkappa_1$, $\varkappa_2$.

В расчетах кроме стандартных формул суммирования коэффициентов Клебша-Гордана и Рака мы также употребляли рекурентные формулы для коэффициентов Клебша-Гордана, цитированные в [11].

ЛИТЕРАТУРА

[1] T. Marumori, Y. Shono, M. Yamamura, A. Tokunaga, Y. Miyanishi, *Phys. Letters.*, **25B**, 249 (1967).

[2] T. Marumori, M. Yamamura, Y. Miyanishi, S. Mishiyama, *Contr. Inst. Symp. Nucl.* p. 74, Dubna 1968.

[3] С. Т. Беляев, *Доклад на Международном ситпозиуме по структуре ядра*, Дубна 1968.

[4] M. Sakai, *Nuclear Phys.*, **A104**, 301 (1967).

[5] A. Klein, L. Celenza, A. K. Kerman, *Phys. Rev.*, **140**, B245 (1965).

[6] G. Do Dang, A. Klein, *Phys. Rev.*, **156**, 1159 (1967); R. M. Dreizler, A. Klein, Chi-Shiang Wu, G. Do Dang, *Phys. Rev.*, **156**, 1167 (1967).

[7] M. Baranger, K. Kumar, *Nuclear Phys.*, **62**, 113 (1965).

[8] T. Udagawa, R. K. Sheline, *Phys. Rev.*, **147**, 671 (1966).

[9] S. T. Belyaev, *Kgl. Danske Vid. Sels. Mat. Fys. Medd.*, **31**, No. 11 (1959).

[10] A. R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics*, Princeton University Press, Princeton 1957.

[11] M. Rotenberg, R. Bivis, N. Metronolis, J. K. Wooten, Jr., *The 3-j and 6-j Symbols*, The Technology Press MIT, Cambridge 1959.

ACTA PHYSICA POLONICA Vol. XXXV (1969) Fasc. 5