

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

15-879

P4-87-889

Ш.Бриансон, И.Н.Михайлов, П.Н.Усманов

МЕТОД ПРОЕКЦИОННЫХ ОПЕРАТОРОВ
В "ДВУХРОТОРНОЙ МОДЕЛИ"

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1987

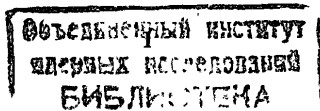
§ I. Введение

В последние годы появился ряд работ, посвященных изучению неадиабатических характеристик β - и γ -вибрационных полос деформированных ядер, в которых отклонение от картины адиабатического вращения объясняется как результат прямого смешивания g - , β - , γ -вибрационных полос /1,2/, а также смешивания этих полос с некоторой S -полосой, имеющей квантовые характеристики $K^\pi = 1^+$ /3,4/. Возбуждения такого рода были описаны в рамках метода случайных фаз /5/ и ряда феноменологических моделей, в которых I^+ -состояние интерпретируется как $M1$ - резонанс.

В настоящее время в экспериментах по неупругому рассеянию электронов на ядрах идентифицированы состояния типа $K^\pi = 1^+$ и сильные $M1$ -переходы из них на основные состояния в нескольких ядрах редкоземельной и трансурановой области /6,7/. В связи с этим представляет особый интерес исследование влияния $K^\pi = 1^+$ состояний на свойства вибрационных β - и γ -полос и, в частности, изучение магнитных характеристик таких состояний.

В работе /8/ нами была использована "двухротная модель" Полумбо /9,10/, где состояния $K^\pi = 1^+$ полосы соответствуют "гигантскому угловому резонансу", для изучения неадиабатических эффектов, вызванных смешиванием нижайших состояний и состояний полосы I^+ . Модель Полумбо включает в себя бесконечное число полос $K^\pi = 1^+$, причем в предыдущих работах было показано, что в ядрах с большим нейтронным избытком играют существенную роль эффекты смешивания многих таких полос с полосой основного состояния, которые перенормируют момент инерции ядра и гироманнитный фактор состояний ротационной полосы. Оценка влияния эффектов смешивания на другие характеристики низколежащих состояний в предыдущих работах была выполнена не вполне последовательным образом, учет лишь нижайших возбуждений типа магнитного дипольного резонанса. В данной работе такая непоследовательность устраняется использованием формализма проекционных операторов, предложенного Фешбахом /11/, позволяющего построить эффективные операторы физических наблюдаемых для анализа характеристик низколежащих ядерных состояний (P -пространство, включающее g - , β - и γ -полосы), в которых учтены эффекты изучаемых состояний с высоколежащими состояниями (Q -пространство).

Развитый формализм используется для анализа спектра и электромагнитных характеристик ядра ²³⁰Th .



§ 2. Модель

Рассмотрим модель ядра, описываемого как два аксиальных ротатора (протонного и нейтронного), которые могут двигаться друг относительно друга $/8-10/$. Внутренние состояния каждой из подсистем характеризуются сохраняющимся квантовым числом проекции внутреннего углового момента на ось симметрии подсистемы (K_p, K_n) , которые совпадают с проекцией полного протонного (нейтронного) углового момента на ось симметрии протонной (нейтронной) компоненты ядра:

$$(\vec{z}_p \vec{I}_p) \Psi = K_p \Psi, \quad (\vec{z}_n \vec{I}_n) \Psi = K_n \Psi. \quad (1)$$

Здесь \vec{z}_p и \vec{z}_n - единичные векторы, направленные вдоль осей симметрии протонной и нейтронной компонент ядра.

Относительному движению подсистем противодействует сила, потенциал которой зависит от угловой переменной θ , определенной соотношением

$$\cos(2\theta) = \vec{z}_p \vec{z}_n \quad (0 \leq \theta \leq \pi/2) \quad (2)$$

Согласно $/10/$, вполне достаточно изучить движения в области $\theta \ll \pi/4$ (или $\pi/2 - \theta \ll \pi/4$). Тогда в гармоническом приближении потенциал взаимодействия считаем равным

$$\begin{aligned} \sqrt{(\theta)} &= 1/2 C \theta^2 \\ (\sqrt{(\pi/2 - \theta)}) &= 1/2 C (\pi/2 - \theta)^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Ориентацию ядра в целом определим правой ортонормированной тройкой векторов

$$\begin{aligned} \vec{n}_1 &= \vec{z}_p \times \vec{z}_n / \sin(2\theta), \\ \vec{n}_2 &= (\vec{z}_p - \vec{z}_n) / 2 \sin \theta, \\ \vec{n}_3 &= (\vec{z}_p + \vec{z}_n) / 2 \cos \theta. \end{aligned} \quad (4)$$

Гамильтониан H и T_i - вращательные энергии протонных и нейтронных компонент $(i=p, n)$ - имеют вид

$$\hat{H} = \hat{T}_p + \hat{T}_n + \sqrt{(\theta)} + H_{int}, \quad (5)$$

$$T_i = \frac{1}{2} A_{+,+}^i (I_+^i I_-^i + I_-^i I_+^i) + A_{+,+}^i (I_+^i)^2 + A_{-,-}^i (I_-^i)^2.$$

Здесь операторы I_{\pm}^i представляют собой компоненты оператора углового момента протонов $i=p$ (или нейтронов $i=n$), определенные во внутренней системе соответствующей компоненты ядра (протонной или нейтронной). Осью 3 внутренней системы координат принимаем совпадающей с осью аксиальной симметрии. Выбор других осей, расположенных в плоскости, перпендикулярной оси симметрии, допускает произвол, т.е. ограничен лишь условием ортогональности.

Представим операторы кинетической энергии \hat{T}_i в виде двух слагаемых

$$\hat{T} = \hat{T}_0 + \hat{T}'$$

$$\hat{T}_0 = \frac{1}{2} \sum_i A_i^0 (I_+^i I_-^i + I_-^i I_+^i), \quad (6)$$

$$\hat{T}' = \sum_i \left[\frac{1}{2} a_i (I_+^i I_-^i + I_-^i I_+^i) + A_{+,+}^i (I_+^i)^2 + A_{-,-}^i (I_-^i)^2 \right].$$

Здесь A_i^0 - числовые параметры ($A_i^0 = 1/2 \mathcal{J}_i$, где \mathcal{J}_i - момент инерции i -й подсистемы), и $a_i = (A_{+,+}^i - A_{-,-}^i)$.

Вводя, как в работе $/10/$, полный угловой момент системы в целом $\hat{I} = \hat{I}_p + \hat{I}_n$ и оператор $\hat{S} = \hat{I}_p - \hat{I}_n$, гамильтониан (5) записываем в виде

$$H = H_{0,0} + H_{0,1} + T'_p + T'_n, \quad (7)$$

где
$$H_{0,0} = \frac{1}{4} (A_p^0 + A_n^0) (\vec{I}^2 + \vec{S}^2) + \sqrt{(\theta)} + H_{int}, \quad (8)$$

$$H_{0,1} = \frac{1}{2} (A_p^0 - A_n^0) (\vec{I} \vec{S}), \quad (9)$$

$$\begin{aligned} T'_p &= T'_1 + T'_2 + T'_3 = \mathcal{B}_1 I_+^2 + \mathcal{B}_1^+ I_-^2 + \\ &+ \mathcal{B}_2 (I_+ S_+ + S_+ I_+) + (S_- I_- + I_- S_-) \mathcal{B}_2^+ + \mathcal{B}_2 S_+^2 + S_-^2 \mathcal{B}_2^+, \end{aligned} \quad (10)$$

$$T'_p = T'_{p,1} + T'_{p,2} = a_{p,1} (H_{0,0} - \sqrt{(\theta)} - H_{int}) + a_{p,2} H_{0,1}. \quad (11)$$

Здесь
$$a_{p,1} = \frac{a_p + a_n}{A_p^0 + A_n^0}, \quad a_{p,2} = \frac{a_p - a_n}{A_p^0 - A_n^0},$$

$$\mathcal{B}_1 = \frac{1}{4} (A_{+,+}^p + A_{+,+}^n), \quad \mathcal{B}_2 = \frac{1}{4} (A_{+,+}^p - A_{-,-}^n) \quad (12)$$

По построению, операторы $H_{0,0}$ и $H_{0,1}$ не описывают связь между коллективным движением и внутренними возбуждениями. Последние члены в (7) дают возможность исследовать связи между состояниями ротационных полос с разной внутренней структурой.

В приближении, когда $\theta \ll \pi/2$, гамильтониан $H_{0,0}$ коммутирует с I_3 . Собственные волновые функции $H_{0,0}$, описывающего систему с аксиальной симметрией, ищем в виде $/8,10/$

$$\Psi(I M k k \pi) = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2 (1 + \delta_{kp} \delta_{kp})}} \varphi_{\pi n} \left[\mathcal{D}_{Mk}^I \chi_k + (-)^I \mathcal{D}_{M-k}^I \chi_{-k} \right]. \quad (13)$$

Здесь $k \geq 0$, $k = k_p + k_n$; $x = |k - k| = 0, 1, 2, \dots$, $n = 0, 1, 2, \dots$,

$$\varphi_{x n}(\theta) = \left[\frac{2n!}{(n+x)!} \right]^{1/2} \theta^{x+1/2} e^{-1/2 \theta^2} L_n^x(\theta^2), \quad (14)$$

где $L_n^x(\theta^2)$ - присоединенный полином Лагера.

В формуле (13) f_k - собственные функции внутреннего гамильтониана H_{int} , которым соответствуют собственные значения $\epsilon_{int}(k)$.

Собственные значения оператора $H_{0,0}$ определяются формулой

$$E(I k k x n) = \frac{1}{2} \omega \theta_0^2 I(I+1) + \omega(2n+x+1) + \epsilon_{int}(k). \quad (15)$$

Оператор $H_{0,1}$ недиагонален в представлении с базисными функциями (13) и приводит к смешиванию состояний с различными x , но одинаковыми внутренними функциями f_k . Отличными от нуля матричными элементами $H_{0,1}$ являются

$$\begin{aligned} & \langle I m k k \pm 1 x \pm 1 n' | H_{0,1} | I m k k x n \rangle = \\ & = \frac{i}{2} \omega \theta_0 \left(\frac{A_p^0 - A_n^0}{A_p^0 + A_n^0} \right) \left[(I \mp k)(I \pm k + 1)(1 + \delta_{k,p} \delta_{k,0}) \right]^{1/2} \times \\ & \times \left\{ - \frac{n \pm k + 1}{\sqrt{n+x+1}} \delta_{n,n'} + (x \mp k) \left[\frac{n!(n+x)!}{n!(n'+x+1)!} \right]^{1/2} - \sqrt{n} \delta_{n',n-1} \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Оператор a_p в (II) не меняет квантовое число k , но меняет внутреннее состояние ядра:

$$\hat{a}_p = a_p | \beta \rangle \langle \alpha | + a_p^* | \alpha \rangle \langle \beta |. \quad (17)$$

Операторы \hat{b}_1 и \hat{b}_2 в гамильтониане (10) меняют квантовые числа k на 2 и могут связывать состояния g_r , β - полос с состояниями γ - полос. Для этих операторов мы принимаем следующее выражение

$$\hat{b}_\nu = b_\nu | \gamma \rangle \langle \alpha | + b_\nu^* | \alpha \rangle \langle \beta |, \quad (18)$$

где $\nu = 1, 2$ и $\alpha = g_r, \beta$.

При сделанных предположениях отличными от нуля матричными элементами этих операторов являются.

$$\begin{aligned} & \langle I m k' k' x n' | T_1 | I m k k x n \rangle = \left[(1 + \delta_{k',0} \delta_{k,p}) (1 + \delta_{k,p} \delta_{k,0}) \right]^{1/2} \times \\ & \times \left\{ \langle k' | b_\nu | k \rangle \delta_{k',k-2} \delta_{k',k-2} \sqrt{(I+k)(I-k+1)} \sqrt{(I+k-1)(I-k+2)} + \right. \\ & \left. + \langle k' | b_\nu^* | k \rangle \delta_{k',k+2} \delta_{k',k+2} \sqrt{(I-k)(I+k+1)} \sqrt{(I-k-1)(I+k+2)} \right\}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} & \langle I m k' k' x n' | T_2 | I m k k x n \rangle = \frac{2i}{\theta_0} \left[(1 + \delta_{k',0} \delta_{k,0}) (1 + \delta_{k,p} \delta_{k,p}) \right]^{1/2} \times \\ & \times \left\{ \langle k' | b_2 | k \rangle \delta_{k',k-2} \delta_{k',k-1} \sqrt{(I+k)(I-k+1)} \times \right. \\ & \times \left[\langle x' n' | \frac{\partial}{\partial x} | x n \rangle + (k-k-1/2) \langle x' n' | \frac{1}{x} | x n \rangle \right] + \\ & \left. + \langle k' | b_2^* | k \rangle \delta_{k',k+2} \delta_{k',k+1} \sqrt{(I-k)(I+k+1)} \times \right. \\ & \left. \times \left[\langle x' n' | \frac{\partial}{\partial x} | x n \rangle - (k-k+1/2) \langle x' n' | \frac{1}{x} | x n \rangle \right] \right\}. \end{aligned} \quad (20)$$

Матричные элементы $\langle x' n' | \frac{\partial}{\partial x} | x n \rangle$ и $\langle x' n' | \frac{1}{x} | x n \rangle$ легко рассчитать, пользуясь формулой (14). Вообще говоря, они отличны от нуля при любом соотношении n и n' .

§ 3. Метод Фешбаха в модели

Формулы предыдущего раздела свидетельствуют, что часть гамильтониана, не включенная в оператор $H_{0,0}$, использованный для построения базисных функций, имеет недиагональные матричные элементы, связывающие каждое из базисных состояний $\Psi(I m k k x n)$ с бесконечным числом других состояний с $n \neq n'$. Состояния, которые могут смешиваться, хорошо разделены по энергии (см. формулу (15)), так что роль каждого из них невелика, однако для последовательного учёта эффектов смешивания необходимо просуммировать эффекты, связанные с влиянием многих высоколежащих состояний. Прямому использованию теории возмущений препятствует наличие недиагональных матричных элементов в гамильтоновской матрице, связывающих низколежащие ядерные состояния, смешивание которых может быть произвольно сильным. Удобным методом для учёта высоколежащих состояний является метод проекционных операторов Фешбаха P^{II} , делящих пространство состояний на две части.

Следуя P^{II} , введем оператор P , проектирующий на пространство интересующих нас состояний (g_r , β - и γ -полос):

$$P = \sum_{I m} \left[| I m g_r \rangle \langle I m g_r | + | I m \beta \rangle \langle I m \beta | + | I m \gamma_1 \rangle \langle I m \gamma_1 | + | I m \gamma_2 \rangle \langle I m \gamma_2 | \right] \quad (21)$$

Имея в виду приложение схемы в случае, когда данному числу соответствует несколько различных внутренних состояний, в проектирующей оператор P включены две полосы с квантовой характеристикой $k^{\pi} = 0^+$ (g_r - и β -полосы) и две полосы $k^{\pi} = 2^+$, отличающиеся внутренними свойствами. Для различия их введено обозначение γ_1 и γ_2 . Все остальные состояния, которые считаем расположенными достаточно высоко по энергии, включены в Q -пространство.

Для проектированного гамильтониана напишем

$$H_{PP} = H_{0,0}^P + P_0 T_1' P_0 \quad (22)$$

В (22) включены: $H_{0,0}^P$, являющийся диагональным по базисным волновым функциям $\psi^{(0)}$ и часть оператора T_1' , описывающего смешивание состояний полюс в P пространстве ($g\sigma$ - β и γ - полюс).

Для гамильтониана H_{PQ} имеем

$$H_{PQ} = P H_{0,1} Q + P T_1' Q + P T_2' Q = H_{QP}^* \quad (23)$$

Наконец,

$$H_{QQ} = H_{0,0}^Q.$$

Операторы в (23) смешивают состояния P с уровнями полюс, включенными в Q -пространство.

Полная волновая функция определяется как сумма

$$\Psi = P\Psi + Q\Psi = \Phi + \chi \quad (24)$$

Волновая функция Φ в модельном пространстве имеет вид

$$\Phi^{IK} = \sum_i C_i^{IK} \Phi_i^{IK}, \quad (25)$$

где C_i^{IK} - амплитуды смешивания состояний IK , включенных в P . Волновая функция Φ удовлетворяет уравнению

$$\tilde{\mathcal{H}}\Phi = E\Phi.$$

Мы считаем, что собственные значения низколежащих состояний существенно меньше собственных значений оператора H_{QQ} , а последние считаем близкими к собственным значениям $H_{0,0}^Q = Q H_{0,0} Q$.

На этом основании используем приближение

$$\tilde{\mathcal{H}} = H_{PP} + H_{PQ} \frac{1}{E - H_{0,0}^Q} H_{QP}. \quad (26)$$

Для матричных элементов $\tilde{\mathcal{H}}$ после этого получаем выражение

$$\tilde{\mathcal{H}}_{ii'} = (H_{PP})_{ii'} + \sum_j (H_{PQ})_{ij} \frac{1}{E - E_j} (H_{QP})_{ji'} \quad (27)$$

где j обозначает квантовые числа базисных функций, включенных в Q -пространство (дополнительные по отношению к I и M). Для энергии E в знаменателе второго члена мы принимаем значение энергии состояний крест-полосы.

Используя приведенные в предыдущем разделе формулы для матричных элементов гамильтониана, получаем следующее выражение для матрицы:

$$\tilde{\mathcal{H}} = \begin{pmatrix} \omega_{g\sigma} + P_{gg} I(I+1) & P_{g\beta} I(I+1) & P_{g\beta_1} I(I+1) & P_{g\beta_2} I(I+1) \\ P_{g\beta} I(I+1) & \omega_{\beta} + P_{\beta\beta} I(I+1) & P_{\beta\beta_1} I(I+1) & P_{\beta\beta_2} I(I+1) \\ P_{g\beta_1} I(I+1) & P_{\beta\beta_1} I(I+1) & \omega_{\beta_1} + P_{\beta_1\beta_1} I(I+1) & P_{\beta_1\beta_2} I(I+1) \\ P_{g\beta_2} I(I+1) & P_{\beta\beta_2} I(I+1) & P_{\beta_1\beta_2} I(I+1) & \omega_{\beta_2} + P_{\beta_2\beta_2} I(I+1) \end{pmatrix} \quad (28)$$

Коэффициент при степенях $I(I+1)$ в (28) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} P_{gg} &= A \left[1 - A_0^2 (1 + |g\sigma| a_{\beta\beta} | \beta > |^2) \right] - \frac{4}{A} \sum_{\ell} |g\sigma| \ell_2 | \ell > |^2, \\ P_{\beta\beta} &= A \left[1 - A_0^2 (1 + |g\sigma| a_{\beta\beta} | \beta > |^2) \right], \\ P_{\beta\beta_1} &= A \left[1 - A_0^2 \sum' \right] - \frac{2}{A} |g\sigma| \ell_2 | \ell > |^2 \left[1 - 2/I(I+1) \right], \\ P_{g\beta} &= A \left[|g\sigma| a_{\beta_1} | \beta > - 2A_0^2 |g\sigma| a_{\beta_2} | \beta > \right], \\ P_{g\beta_1} &= \sqrt{2} |g\sigma| \ell_2 | \ell > \left[1 - 2/I(I+1) \right]^{1/2}, \\ P_{g\beta_2} &= \sqrt{2} \left(|g\sigma| \ell_2 | \ell > - A_0 |g\sigma| a_{\beta_2} | \beta > |g\sigma| \ell_2 | \ell > \right) \left[1 - 2/I(I+1) \right]^{1/2}, \\ P_{\beta_1\beta_2} &= -\frac{2}{A} |g\sigma| \ell_2 | \beta_1 > |g\sigma| \ell_2 | \beta_2 > \left[1 - 2/I(I+1) \right], \\ A_0 &= (A_p^0 - A_m^0) / (A_p^0 + A_m^0), \\ \sum' &= 5 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4}{(2n+1)(n+1)} \approx 6,543. \end{aligned} \quad (29)$$

Здесь ℓ может быть β_1 и β_2 , $A = \frac{1}{2} \omega \theta^2$ является инерционным параметром остова. Отметим, что в диагональных членах все величины, не зависящие от спина I , включены в ω_i .

Для нормы функции Ψ имеем

$$\langle \Psi / \Psi \rangle = 1 + \sum_j \frac{| \sum_i C_i^{IK} \langle \Phi_i^I / H_{PQ} | \Phi_j^I \rangle |^2}{(E - E_j)^2}; \quad (30)$$

используя приближение, аналогичное (27), напишем следующее выражение для (30):

$$\begin{aligned} \langle \Psi^{IK} / \Psi^{IK} \rangle &= 1 + (C_{g\sigma}^{IK})^2 \left[\frac{1}{2} \theta^2 A_0^2 I(I+1) (1 + |g\sigma| a_{\beta_2} | \beta > |^2) + \right. \\ &+ \frac{4}{A} \sum_{\ell} |g\sigma| \ell_2 | \ell > |^2 I(I+1) \left. \right] + (C_{\beta}^{IK})^2 \frac{1}{2} \theta^2 A_0^2 I(I+1) (1 + |g\sigma| a_{\beta_2} | \beta > |^2) + \\ &+ \sum_{\ell} (C_{\ell}^{IK})^2 \left\{ \frac{1}{2} \theta^2 A_0^2 \left[\sum' I(I+1) - 4(2 + \sum') \right] + \frac{2}{A} |g\sigma| \ell_2 | \ell > |^2 \left[I(I+1) - 2 \right] \right\}. \end{aligned}$$

§ 4. Электромагнитные переходы

Вычислим матричный элемент от мультипольного оператора $\hat{m}(\lambda, \mu)$.

В рамках данной модели матричный элемент от оператора $\hat{m}(\lambda, \mu)$ по волновым функциям (24) имеет вид

$$\langle \Psi_i^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Psi_j^{I_2} \rangle = \langle \Phi_i^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Phi_j^{I_2} \rangle + \langle \Phi_i^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \chi_j^{I_2} \rangle + \langle \chi_i^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Phi_j^{I_2} \rangle + \langle \chi_i^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \chi_j^{I_2} \rangle, \quad (32)$$

где

$$\langle \Phi_i^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Phi_j^{I_2} \rangle = \sum_{i_1 i_2} C_{i_1}^{I_1} C_{i_2}^{I_2} \langle \Phi_{i_1}^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Phi_{i_2}^{I_2} \rangle, \quad (33)$$

$$\langle \Phi_i^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \chi_j^{I_2} \rangle = \sum_j \frac{\sum_{i_1} C_{i_1}^{I_1} C_{i_2}^{I_2} \langle \Phi_{i_1}^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Phi_{i_2}^{I_2} \rangle \langle \Phi_{i_2}^{I_2} | H_{PQ} | \Phi_{i_1}^{I_2} \rangle}{E - E_j}, \quad (34)$$

$$\langle \chi_i^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Phi_j^{I_2} \rangle = \sum_j \frac{\sum_{i_1} C_{i_1}^{I_1} C_{i_2}^{I_2} \langle \Phi_{i_1}^{I_1} | H_{PQ} | \Phi_{i_2}^{I_2} \rangle \langle \Phi_{i_1}^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Phi_{i_2}^{I_2} \rangle}{E - E_j}, \quad (35)$$

$$\langle \chi_i^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \chi_j^{I_2} \rangle = \sum_{i_1 i_2} \frac{C_{i_1}^{I_1} C_{i_2}^{I_2} \langle \Phi_{i_1}^{I_1} | H_{PQ} | \Phi_{i_2}^{I_2} \rangle \langle \Phi_{i_1}^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Phi_{i_2}^{I_2} \rangle \langle \Phi_{i_2}^{I_2} | H_{QP} | \Phi_{i_1}^{I_2} \rangle}{(E - E_j)(E - E_{j'})}. \quad (36)$$

Здесь, как в формуле (30), суммирование идет по индексам i - и j -состояний P - и Q -пространств соответственно; $C_i^{I_k}$ - коэффициенты смешивания состояний, включенных в P -пространство.

В рассматриваемой модели орбитальной угловой момент протонной компоненты ядра не является интегралом движения. Такое обстоятельство позволяет описать коллективные магнитные возмущения^{19/}. Запишем оператор магнитного дипольного момента в виде^{10/}

$$\mathcal{M}(M_1, \mu) = \mathcal{M}_0(M_1, \mu) + \mathcal{M}_\theta(M_1, \mu), \quad (37)$$

где

$$\mathcal{M}_0(M_1, \mu) = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \frac{e\hbar}{2Mc} (g_p + g_n) \sum_{\nu} \mathcal{D}_{\mu\nu}^1 I_\nu,$$

$$\mathcal{M}_\theta(M_1, \mu) = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \frac{e\hbar}{2Mc} (g_p - g_n) \sum_{\nu} \mathcal{D}_{\mu\nu}^1 S_\nu.$$

Здесь g_p и g_n - гиромангнитные отношения протонной и нейтронной подсистем. Изоскалярный оператор $\mathcal{M}_0(M_1, \mu)$ дает вклад только в статический магнитный момент ядра в состоянии с I [8,9/]. Изовекторный магнитный дипольный момент $\mathcal{M}_\theta(M_1, \mu)$ также дает вклад в статический магнитный момент и не изменяет внутреннего состояния ядра, т.е. является диагональным по χ_k . Следовательно, М1-переход между собственными функциями H_{00}^p отсутствует. Согласно [8/], отличные от нуля матричные элементы от $\mathcal{M}_\theta(M_1, \mu)$ между функциями P -пространства ($i \equiv k \kappa \alpha = 0 \ n = 0$) и функциями Q -пространства ($j \equiv k \kappa \pm 1 \ \alpha = 1 \ n'$) определяются следующей формулой:

$$\langle I_2 M_2 k \kappa \pm 1 \ \alpha + 1 \ n_2 | \mathcal{M}_\theta(M_1, \mu) | I_1 M_1 k \kappa \alpha \ n_1 \rangle = \pm \frac{i}{\theta_0} \left(\frac{3}{16\pi} \right)^{1/2} (g_p - g_n) \frac{e\hbar}{2Mc} \left[\frac{1 + \delta_{k_0} \delta_{k_0}}{2} \right]^{1/2} \sqrt{\frac{2I_1 + 1}{2I_2 + 1}} C_{I_1 M_1; 10}^{I_2 M_2} C_{I_1 k; 1 \pm 1}^{I_2 k \pm 1} \times \left\{ \frac{n_1 \mp (k - \kappa) + 1}{\sqrt{n_1 + \alpha + 1}} \delta_{n_1 n_2} + (\pm k \mp k - \alpha) \left[\frac{n_2! (n_1 + \alpha)!}{n_1! (n_2 + \alpha + 1)!} \right]^{1/2} + \sqrt{n_1} \delta_{n_2, n_1 - 1} \right\}. \quad (38)$$

Учет смешивания полос P - и Q -пространств в формализме Фешбаха, описанного в предыдущем разделе, приводит к появлению М1-переходов между состояниями P -пространства, т.е. матричные элементы (34) и (35) от оператора (37) являются отличными от нуля. Явное выражение для $\langle \Phi_i^{I_1} | \hat{m}(\lambda, \mu) | \Phi_j^{I_2} \rangle$ получается подстановкой (38) в формулы (34), (35):

$$\langle \Psi_{gr}^{I_1} | \mathcal{M}_\theta(M_1, \mu) | \Psi_k^{I_2} \rangle = - \left(\frac{3}{16\pi} \right)^{1/2} (g_p - g_n) \frac{e\hbar}{2Mc} \sqrt{2I_1 + 1} \sum_{i_1} C_{i_1}^{I_1} g_r C_{i_1}^{I_2} \alpha_{i_1 i_2}, \quad (39)$$

где

$$\alpha_{gr, gr} = \alpha_{p, p} = \frac{A_0}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{I_1(I_1 + 1)} C_{I_1 1; 1-1}^{I_2 0} - \sqrt{I_1(I_1 + 1)} C_{I_2 0; 11}^{I_1 1} \right],$$

$$\alpha_{ee} = \frac{A_0}{2\sqrt{2}} \left[-\sqrt{I_1(I_1 + 1) - 2} C_{I_1 1; 11}^{I_2 2} + \sqrt{I_1(I_1 + 1) - 2} C_{I_2 2; 1-1}^{I_1 1} - 3\sqrt{I_1(I_1 + 1) - 6} C_{I_2 2; 11}^{I_1 3} + 3\sqrt{I_1(I_1 + 1) - 6} C_{I_1 3; 1-1}^{I_2 2} \right],$$

$$\alpha_{gr, p} = \alpha_{p, gr} = \alpha_{gr, gr} \langle gr | \alpha_{p2} | \beta \rangle,$$

$$a_{gr,e} = \frac{1}{A} \langle gr | \vartheta_2 | e \rangle \left[\sqrt{I_i(I_i+1)-2} C_{I_i,1;1-1}^{I_i,0} + \sqrt{I_i(I_i+1)} C_{I_i,2;1-1}^{I_i,1} \right],$$

$$a_{e,gr} = -\frac{1}{A} \langle gr | \vartheta_2 | e \rangle \left[\sqrt{I_i(I_i+1)} C_{I_i,1;11}^{I_i,2} + \sqrt{I_i(I_i+1)-2} C_{I_i,0;11}^{I_i,1} \right],$$

$$a_{\beta,e} = a_{e,\beta} = 0.$$

Здесь e может быть δ_1 или δ_2 .

Аналогичным образом получаем выражение для приведенной вероятности E2-переходов, введя следующее выражение для оператора квадрупольного электрического момента ядра:

$$\mathcal{M}(E2, \mu) = \mathcal{M}_0(E2, \mu) + \mathcal{M}_\theta(E2, \mu). \quad (40)$$

Изоскалярную часть квадрупольного оператора напомним в виде /4/

$$\mathcal{M}_0(E2, \mu) = \sum_{\nu} \mathcal{D}_{\mu\nu}^2(\Omega) m'_{2\nu} + \mathcal{D}_{\mu 0}^2 Q_0 \sqrt{\frac{5}{16\pi}}, \quad (41)$$

где

$$m'_{2\nu} = m_{|\nu|} (|\nu\rangle \langle gr| + |gr\rangle \langle \nu|).$$

Здесь $m'_{2\nu}$ определены в системе координат, связанной с ядром, Q_0 - внутренний квадрупольный момент ядра и $|\nu\rangle = |\beta\rangle, |\delta_1\rangle, |\delta_2\rangle$. Изовекторная часть оператора (40) обсуждается немного ниже.

Формула (33) описывает вероятности E2-переходов между состояниями gr - , β - и δ - полос, включенных в P -пространство. Приведенный матричный элемент E2-перехода, вычисленный по (33), от изоскалярной части мультипольного оператора (40) имеет вид

$$\langle \Phi_{gr}^{I_f} || \mathcal{M}_0(E2) || \Phi_K^{I_i} \rangle = \sqrt{2I_i+1} \left\{ \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_0 \cdot \right. \quad (42)$$

$$\left[C_{gr}^{I_f, gr} C_{gr}^{I_i, K} C_{I_i, 0; 20}^{I_i, 0} + \sum_{k'=0,2,2} C_{k'}^{I_f, gr} C_{k'}^{I_i, K} C_{I_i, k'; 20}^{I_i, k'} \right] +$$

$$+ \sqrt{2} \left[C_{gr}^{I_f, gr} \sum_{k'=0,2,2} \frac{m_{k'} C_{k'}^{I_i, K}}{\sqrt{1+\delta_{k'0}}} C_{I_i, k'; 2-k'}^{I_i, 0} + C_{gr}^{I_i, K} \sum_{k'=0,2,2} \frac{m_{k'} C_{k'}^{I_f, gr}}{\sqrt{1+\delta_{k'0}}} C_{I_i, 0; 2k'}^{I_f, k'} \right] \left. \right\}.$$

Это уравнение описывает основную компоненту вероятности переходов между состояниями P -пространства, и матричные элементы (34) и (35) от изоскалярной части квадрупольного оператора равны нулю.

Для изовекторной части квадрупольного оператора напомним

$$\mathcal{M}_\theta(E2; \mu) = -i \theta \left\{ \sqrt{\frac{3}{2}} \left[\sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_0^{(0)} m_0^{(0)} (|\beta\rangle \langle gr| + |gr\rangle \langle \beta|) \right] + \right.$$

$$\left. + m_2^{(0)} (|\nu\rangle \langle gr| + |gr\rangle \langle \nu|) \right\} \left[\mathcal{D}_{\mu 1}^2(\Omega) + \mathcal{D}_{\mu -1}^2(\Omega) \right]. \quad (43)$$

Матричный элемент (42) от этого оператора равен нулю, так как $\mathcal{M}_\theta(E2, \mu)$ меняет квантовое число χ на единицу, а в β -пространство включены только состояния с $\chi=0$. Отличными от нуля матричными элементами (47) являются

$$\langle \Phi_{gr}^{I'} || \mathcal{M}_\theta(E2, \mu) || \chi_K^{I'} \rangle + \langle \chi_{gr}^{I'} || \mathcal{M}_\theta(E2, \mu) || \Phi_K^{I'} \rangle =$$

$$= -\theta_0^2 A_0 \sqrt{\frac{2I_i+1}{2}} \sum_{i,i'} C_i^{I' gr} C_{i'}^{I' K} \vartheta_{i,i'}. \quad (44)$$

где

$$\vartheta_{gr,gr} = \vartheta_{\beta\beta} = \sqrt{3} (m_0^{(0)} \langle gr | a_{\beta,2} | \beta \rangle + \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_0^{(0)}) \left[\sqrt{I'(I'+1)} C_{I_0, 21}^{I', 1} - \sqrt{I(I+1)} C_{I_1, 21}^{I', 0} \right],$$

$$\vartheta_{ee} = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_0^{(0)} \frac{\sqrt{3}}{2} \left[3\sqrt{I'(I'+1)-6} C_{I_2, 21}^{I', 3} - \sqrt{I(I+1)-2} C_{I_2, 2-1}^{I', 1} + \right.$$

$$\left. + \sqrt{I(I+1)-6} C_{I_3, 2-1}^{I', 2} \left(-3 + \frac{\sqrt{2}}{3}\right) + \sqrt{I(I+1)} C_{I_1, 21}^{I', 2} \left(1 - \frac{\sqrt{2}}{3}\right) \right],$$

$$\vartheta_{gr,\beta} = \vartheta_{\beta,gr} = \sqrt{3} (m_0^{(0)} + \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_0^{(0)} \langle gr | a_{\beta,2} | \beta \rangle) \left[\sqrt{I'(I'+1)} C_{I_0, 21}^{I', 1} - \sqrt{I(I+1)} C_{I_1, 2-1}^{I', 0} \right],$$

$$\vartheta_{gr,e} = m_2^{(0)} \left[\sqrt{I'(I'+1)} C_{I_2, 2-1}^{I', 1} - \sqrt{I(I+1)-2} \left(1 - \frac{\sqrt{2}}{3}\right) C_{I_1, 2-1}^{I', 0} \right],$$

$$\vartheta_{e,gr} = -m_2^{(0)} \left[\sqrt{I'(I'+1)-2} C_{I_0, 21}^{I', 1} + \sqrt{I(I+1)} C_{I_1, 21}^{I', 2} \right],$$

$$\vartheta_{\beta,e} = m_2^{(0)} \left[\sqrt{I'(I'+1)} C_{I_2, 2-1}^{I', 1} \langle gr | a_{\beta,2} | \beta \rangle \right],$$

$$\vartheta_{e,\beta} = m_2^{(0)} \left[\sqrt{I(I+1)} C_{I_1, 21}^{I', 2} \langle gr | a_{\beta,2} | \beta \rangle \right].$$

Напишем общее выражение для приведенных матричных элементов E2-перехода в рамках рассматриваемой модели,

$$\langle \Psi_{g_r}^{I_1} \| M(E2) \| \Psi_K^{I_2} \rangle = \sqrt{2I_2+1} \left\{ \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_0 \times \right. \\ \times \left[C_{g_r}^{I_1 g_r} C_{g_r}^{I_2 K} C_{I_2 0; 2 0}^{I_1 0} + \sum_{K'=0,2,2} C_{K'}^{I_1 g_r} C_{K'}^{I_2 K} C_{I_2 K'; 2 0}^{I_1 K'} \right] + \\ + \sqrt{2} \left[C_{g_r}^{I_1 g_r} \sum_{K'=0,2,2} \frac{m_K C_{K'}^{I_1 K}}{\sqrt{1+\delta_{K'0}}} C_{I_2 K'; 2 -K'}^{I_1 0} + C_{g_r}^{I_2 K} \sum_{K'=0,2,2} \frac{m_K C_{K'}^{I_1 g_r}}{\sqrt{1+\delta_{K'0}}} C_{I_2 0; 2 K'}^{I_1 K'} \right] - \\ - \frac{\theta_0^2 A_0}{\sqrt{2}} \sum_{ii'} C_i^{I_1 g_r} C_{i'}^{I_2 K} \delta_{ii'} \left. \right\}. \quad (45)$$

Отметим, что при получении формул (45) и (39) для приведенных вероятностей электромагнитных E2- и M1- переходов между состояниями P-пространства использованы соотношения (33), (34) и (35).

Вклады от (36) не учтены, так как они являются незначительными.

§ 5. Состояния положительной четности ядра ^{230}Th

Описанная выше модель применялась для интерпретации данных эксперимента, выполненного с участием одного из авторов данной публикации (Ш.Б.). Краткое описание результатов эксперимента представлено в работе /23/.

Энергетические интервалы в ротационных полосах ^{230}Th заметно отличаются от предсказаний адиабатической теории. Статический и динамический моменты инерции ирраст-полосы увеличиваются вместе со спином. Разное возрастание динамического момента инерции при спинах $I \geq 12$ служит указанием на проявление выстраивания угловых моментов нуклонов, занимающих уровни с большими значениями j /19/.

При небольших значениях спина отклонения от адиабатической теории можно обсуждать в терминах смешивания полос. Экспериментальные данные свидетельствуют о существенной роли смешивания основной (g_r), β -полосы и двух $k=2$ (γ_1, γ_2) полос, что представляется естественным ввиду энергетической близости головных состояний этих полос. Очевидно также, что в смешивании принимают участие полосы, расположенные выше по энергии. Указанием на влияние полосы (или полос), лежащей выше β - и γ -полос и связанной с последними сильнее, чем о полосой основного состояния, является отношение энергетических

интервалов в β - и γ -полосах к интервалам полос основного состояния. (см. рис. I). Уменьшение интервалов в β - и γ -полосах по сравнению с интервалами в g_r -полосе можно объяснить, лишь допуская смешивание этих полос с полосами, расположенными ещё выше по энергии.

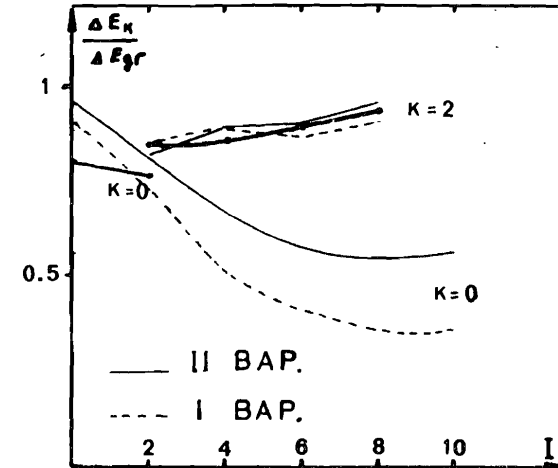


Рис. I.

Отношение разности энергий $\Delta E_k(x)/\Delta E_g(x)$: для $k=0$, β -полосы и $k=2$ для γ_1 -полосы в ^{230}Th .

В работе /2/ было проанализировано предположение о том, что β - и γ -полосы смешиваются с состояниями полосы, имеющей квантовые характеристики $K^\pi = 1^+$. Наилучшее воспроизведение спектра ядра ^{232}Th получилось при фиксировании головного состояния 1^+ -полосы на уровне энергии возбуждения около 2,4 МэВ, т.е. при энергии, очень близкой к положению углового резонанса в данном ядре. С некоторыми изменениями подобные расчеты были выполнены также для ^{232}Th /8, 18/ на основе двухротаторной модели, описанной в начале этой статьи. Прямолинейное использование методики расчетов, сделанных в указанных выше работах, для анализа спектра ^{230}Th усложняется наличием двух полос $K^\pi = 2^+$. Однако, как было показано в предыдущих разделах, использование техники операторов Фешбаха позволяет эффективно учесть влияние высоколежащих полос перенормированных частей гамильтоновой матрицы и других операторов (формулы (28), (29)). Коэффициенты в гамильтоновой матрице связаны с параметрами гамильтониана двухротаторной модели (см. формулы (28)). Существенным элементом для описания спектра состояний является различие

моментов инерции полос с $K = 0$ ($g\gamma$ - и β -) и полос с $K = 2$ (γ_1 - и γ_2 - полос), которое связано с учётом состояний $K^\pi = I^+$ и 3^+ полос при помощи техники проекционных операторов.

Головные энергии $g\gamma$ - и β - полос определялись из эксперимента. Инерционный параметр вращающегося остова $A = \frac{1}{2} \omega \theta^2$ вычислялся в предположении, что при низких спинах I энергия остова совпадает с энергией основного состояния ($E_{core}(I=2) \equiv E_{g\gamma}^{эксн}(I=2)$). Также из эксперимента вычислялись головные энергии ω_{γ_1} , ω_{γ_2} и параметр $A_0 = (A_p^\circ - A_n^\circ) / (A_p^\circ + A_n^\circ)$ с использованием данных о состояниях с угловыми моментами $I = 3$,

$I = 5$ β -полос. Приведем два варианта расчетов. В первом варианте определенные выше параметры фиксировались, кроме A и A_0 . Свободными параметрами модели являлись $\langle g\gamma | \theta, I \gamma_i \rangle$, $\langle \beta | \theta, I \beta_i \rangle$ и A ,

A_0 , которые определялись по методу наименьших квадратов из наилучшего согласия теоретической энергии с экспериментом. Во втором этим же методом варьировались включительно параметры $\langle \beta | \theta, I \beta_i \rangle$ и $\langle g\gamma | \theta, I \gamma_i \rangle$. Соответствующие расчеты спектров состояний $g\gamma$ -, β - $K^\pi = 2_1^+$, $K^\pi = 2_2^+$ полос представлены на рис. 2. Здесь же для сравнения приведены экспериментальные данные. Значения использованных параметров модели даны в таблице I.

Смешивание состояний приводит к сильному нарушению правил адиабатической теории для ветвления переходов. Эффекты смешивания проще всего интерпретировать, используя волновые функции первого приближения теории возмущений по параметрам связи полос:

$$|g\gamma IM\rangle = |g\gamma(K=0)IM\rangle - E_{g\gamma,\beta} I(I+1) |\beta(K=0)IM\rangle - \sum_i E_{g\gamma,\gamma_i} \sqrt{2} [(I-1)I(I+1)(I+2)]^{1/2} |\gamma_i(K=2)IM\rangle,$$

$$|\beta IM\rangle = |\beta(K=0)IM\rangle + E_{g\gamma,\beta} I(I+1) |g\gamma(K=0)IM\rangle - \sum_i E_{\beta,\gamma_i} \sqrt{2} [(I-1)I(I+1)(I+2)]^{1/2} |\gamma_i(K=2)IM\rangle, \quad (46)$$

$$|\gamma_i IM\rangle = |\gamma_i(K=2)IM\rangle + \sqrt{2} [(I-1)I(I+1)(I+2)]^{1/2} \times [E_{g\gamma,\gamma_i} |g\gamma(K=0)IM\rangle + E_{\beta,\gamma_i} |\beta(K=0)IM\rangle],$$

где

$$E_{g\gamma,\beta} = \frac{A \langle g\gamma | \theta, I \beta \rangle}{\omega_\beta}, \quad E_{\beta,\gamma_i} = \frac{\langle \beta | \theta, I \gamma_i \rangle}{E_{\gamma_i} - E_\beta}$$

Таблица I. Параметры, использованные в расчетах

В.Р.	ω_β	ω_{γ_1}	ω_{γ_2}	A_0	A	$\langle g\gamma \theta, I \gamma \rangle$	$\langle \beta \theta, I \beta \rangle$	$\langle g\gamma \theta, I \gamma_1 \rangle$	$\langle \beta \theta, I \beta_1 \rangle$	$\langle g\gamma \theta, I \gamma_2 \rangle$	$\langle \beta \theta, I \beta_2 \rangle$
I	,6348	,7418	,969	,21754	$8,9 \cdot 10^{-3}$	0,0	$0,67 \cdot 10^{-3}$	$1,86 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$-2,84 \cdot 10^{-3}$	$-2,84 \cdot 10^{-3}$
II	,6348	,7418	,969	,221	$9,34 \cdot 10^{-3}$	-1,4455	$1,34 \cdot 10^{-3}$	$1,34 \cdot 10^{-3}$	-0,943	$-2,45 \cdot 10^{-3}$	$-2,45 \cdot 10^{-3}$

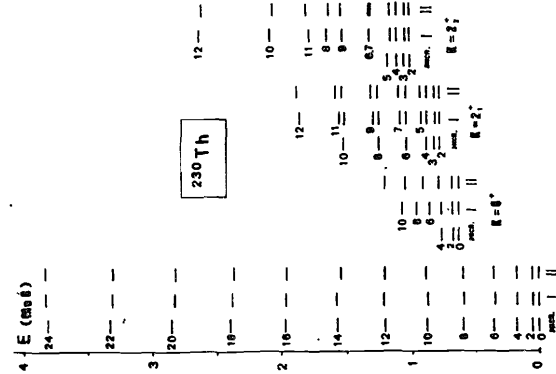


Рис. 2.

Сравнение экспериментального и теоретического (вычисленных по I и II вариантам) спектров состояний положительной четности.

Используя полученные ранее выражения для м.э. оператора квадрупольного момента распределения заряда, приходим к следующему выражению:

$$\langle g_{\gamma} I_2 \| m(E2) \| j_i I_1 \rangle = \langle g_{\gamma} (k=0) I_2 \| m(E2) \| j_i (k=2) I_1 \rangle + \sqrt{2} [(I_1-1)I_1(I_1+1)(I_1+2)]^{1/2} (\epsilon_{g_{\gamma}, j_i} + \epsilon_{\beta, j_i} \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{m_{\beta}}{Q_0}) \times \quad (47)$$

$$\times \langle g_{\gamma} (k=0) I_2 \| m(E2) \| g_{\gamma} (k=0) I_1 \rangle -$$

$$-\sqrt{2} [(I_2-1)I_2(I_2+1)(I_2+2)]^{1/2} \epsilon_{g_{\gamma}, j_i} \langle j_i (k=2) I_2 \| m(E2) \| j_i (k=2) I_1 \rangle.$$

Ветвление переходов из j -полос полностью определяется двумя не зависящими от спина параметрами

$$z_j(z) = \epsilon_{g_{\gamma}, j} \sqrt{24} \frac{\sqrt{5/16\pi} Q_0}{m_j}, \quad (48)$$

$$z_j(0) = \left(1 + \frac{\epsilon_{\beta, j}}{\epsilon_{g_{\gamma}, j}} \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{m_{\beta}}{Q_0}\right) z_j(z).$$

Спиновая зависимость приведенных вероятностей переходов, рассчитанная таким образом, совпадает с таковой для случая двух смешивающихся полос, обладающих разными внутренними квадрупольными моментами $^{15/}$. Фактор

$$1 + \frac{\epsilon_{\beta, j_i}}{\epsilon_{g_{\gamma}, j_i}} \frac{m_{\beta}}{Q_0} \sqrt{\frac{16\pi}{5}}$$

перенормирует внутренний квадрупольный момент полосы основного состояния.

Приведенная вероятность переходов $j \rightarrow g_{\gamma}$ может быть записана в виде

$$B(E2; I_j \rightarrow I_{g_{\gamma}}) = B(E2)_{ad} \left[1 + f(I_j, I_{g_{\gamma}}; z_j(0), z_j(z))\right], \quad (49)$$

где $B(E2)_{ad}$ обозначает приведенную вероятность перехода, рассчитанную по формулам адиабатической теории, а функция f , описывающая эффекты смешивания, табулирована в работе $^{17/}$.

Экспериментальные данные по вероятностям $E2$ -переходов, представленные в таблицах 2,3, удается воспроизвести при следующих значениях параметров $z_j(k)$: $z_j(0) = 0,072 \pm 0,015$, $z_j(z) = 0,108 \pm 0,021$.

По формулам адиабатической теории, используя данные $^{16/}$ о приведенных вероятностях $E2$ -переходов $B(E2; 2_k \rightarrow 0_{g_{\gamma}})$, находим: $m_0 = \pm 21,45$, $m_2 = \pm 26,46$, $m_{2_2} = \pm 20,49$. По этим данным можно получить оценку параметров $\epsilon_{\beta, j}$ и $\epsilon_{g_{\gamma}, j}$, а затем и оценку параметров связи полос $\langle g_{\gamma} | \beta, j_i \rangle$, $\langle \beta | \beta, j_i \rangle$: $\langle g_{\gamma} | \beta, j_i \rangle = 0,00158 \pm 0,00030$, $\langle \beta | \beta, j_i \rangle = 0,0010 \pm 0,0005$.

Последние данные близки к значениям этих параметров, полученным фитированием спектра состояний положительной четности.

Подобный анализ возможен, в принципе, и в отношении переходов β -полосы в полосу основного состояния. Поправки с правилом адиабатической теории здесь определяются известной формулой В.М. Михайлова

$$B(E2; I_{\beta} \rightarrow I'_{g_{\gamma}}) = B(E2)_{ad} \left\{1 + \epsilon_{g_{\gamma}, \beta} \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \left(\frac{Q_0}{m_{\beta}}\right) [I(I+1) - I'(I'-1)]\right\}^2. \quad (50)$$

Экспериментальные данные о таких переходах, однако, весьма неполны (см. таблицу 3). Значение параметра $\epsilon_{g_{\gamma}, \beta}$ можно получить на основании отношения $B(E2; 2_{\beta} \rightarrow 4_{g_{\gamma}}) / B(E2; 2_{\beta} \rightarrow 0_{g_{\gamma}})$, экспериментальная оценка которого свободна от неточностей, связанных с возможным участием $E0$ - и $M1$ -переходов из состояний β -полосы. Значение параметра $A \langle g_{\gamma} | a_{\beta, j_i} | \beta \rangle$, найденное таким образом, равно $A \langle g_{\gamma} | a_{\beta, j_i} | \beta \rangle = 4,5 \cdot 10^{-3} + 3 \cdot 10^{-3}$, и он также является близким значением, определенному по последнему варианту.

Вычислялись приведенные вероятности электромагнитных $E2$ - и $M1$ -переходов из вибрационных полос по (45) и (39) соответственно. Величины $B(M1; I_k \rightarrow I'_{g_{\gamma}})$ оценены с использованием экспериментальной величины $^{17/}$

$$B(M1; 0_{g_{\gamma}} \rightarrow 1^{\circ} 5) = 1,5 \left(\frac{e\hbar}{2Mc}\right)^2.$$

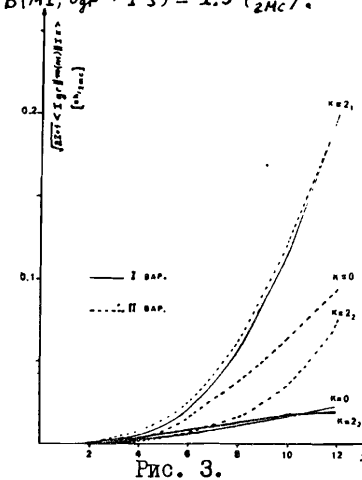


Рис. 3.

Спиновая зависимость приведенных матричных элементов $M1$ -переходов из β - и j_{γ} -вибрационных полос.

На рис. 3 показаны зависимости приведенных матричных элементов $M1$ -переходов из β - и j -полос, вычисленные по первому и второму вариантам. Они монотонно растут с угловым моментом I , и матрич-

ные элементы из β_1 всегда больше, чем из других полос. В таблицах 2-4 даны вычисленные значения отношений приведенных вероятностей E2-переходов из β - и β -полос. Здесь приводится сравнение с экспериментальными данными $R_{IK}^{ЭКСП}$ и теоретическими значениями, вычисленными в рамках модели взаимодействующих бозонов, а также полученными по формуле Алаги. Как видно из таблиц 2-4, наши расчеты лучше согласуются с экспериментальными значениями R_{IK} и с одинаковым квадрупольным моментом $Q_0 = 9,0\delta$ для всех полос удовлетворительно описывают отношения R_{IK} .

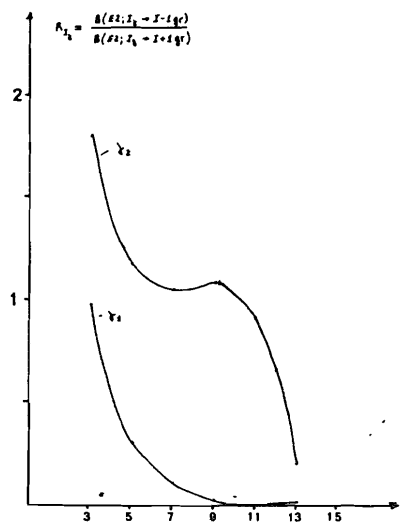


Рис. 4.

Спиновая зависимость отношений приведенных вероятностей E2-переходов из β_1 -полос.

На рис. 4 показана спиновая зависимость отношения $R_{IK}^{ТЕОР} = B(E2; I_{\beta_1} \rightarrow I-1gr) / B(E2; I_{\beta_1} \rightarrow I+1gr)$ из нечетных состояний β -полос. Для **обоих** полос с ростом I отношения R_{IK} уменьшается.

Оба варианта приводят к сходным спиновым зависимостям при умеренных спинах, при больших спинах проявляется резкая чувствительность результатов расчета к выбору параметров модели. Лучшее согласие с экспериментом получено во втором варианте, включающем смешивание gr - и β -полос.

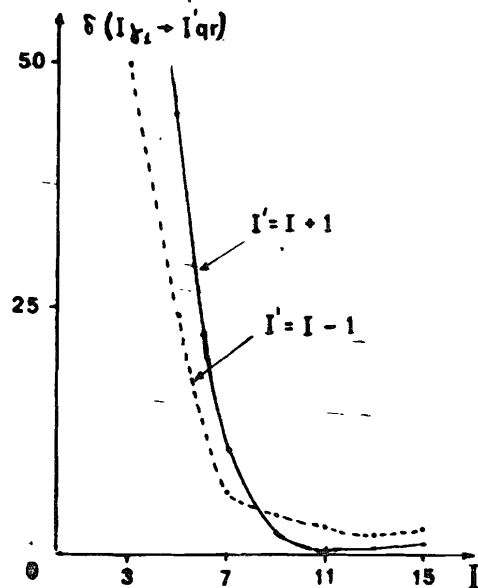


Рис. 5.

Спиновая зависимость коэффициентов смеси мультиполей δ для переходов из β -вибрационных полос.

Таблица 2. Отношения приведенных вероятностей E2-переходов из β -полос

I_{β_1}	I_{gr}	I'_{gr}	$B(E2; I_{\beta_1} \rightarrow I_{gr}) / B(E2; I_{\beta_1} \rightarrow I'_{gr})$			
			ЭКСП / 23 /	I	II	АЛАГА
2 β_1	2	0	2,50 ± 0,21	1,64	2,1	1,43
4 β_1	4	2	6,18 ± 0,87	3,0	5,95	2,94
6 β_1	6	4	14,14 ± 3,77	17,1	58,0	3,7
8 β_1	8	6	5,39 ± 2,79	7,5	8,56	4,18
10 β_1	10	8	2,24 ± 1,64	1,1	1,44	4,48
3 β_1	2	4	1,11 ± 0,34	1,14	0,88	2,5
4 β_1	4	6	3,70 ± 0,79	1,2	1,14	11,6
4 β_1	6	2	1,63 ± 0,37	2,5	5,2	0,25
2 β_2	2	0	2,14 ± 0,55 / 20 / 1,6 ± 0,4 / 21 / 1,7 ± 0,2 / 22 /	0,9	1,41	1,43
2 β_2	4	0	0,076 ± 0,023 / 20 / 0,05 / 21 / 0,16 ± 0,06 / 22 /	0,043	0,12	0,05

Таблица 3. Отношения приведенных вероятностей E2-переходов из β -полос

I_{β}	I_{gr}	I'_{gr}	$B(E2; I_{\beta} \rightarrow I_{gr}) / B(E2; I_{\beta} \rightarrow I'_{gr})$			
			ЭКСП / 23 /	I	II	АЛАГА
2	2	0	2,31 ± 0,31	5,0	4,5	1,43
2	2	4	0,58 ± 0,10	1,1	0,5	0,56
2	4	0	3,44 ± 0,59	4,55	9,1	2,57

Таблица 4. Отношения приведенных вероятностей E2-переходов

$I_i K_i \rightarrow I_f g_f$	$B(E2; I_i K_i \rightarrow I_f g_f) / B(E2; 2 g_r \rightarrow 0 g_r)$				
	эксц. / I3, I4	МВВ/2/	I вариант	II вариант	АЛАГА
$4 g_r \rightarrow 2 g_r$	1,47	1,40	1,43	1,45	1,43
$2 \beta \rightarrow 0 g_r$	0,58 10^{-2}	0,06 10^{-2}	0,23 10^{-2}	0,31 10^{-2}	0,58 10^{-2}
$2 \beta \rightarrow 2 g_r$	0,74 10^{-2}	0,26 10^{-2}	1,15 10^{-2}	1,4 10^{-2}	0,83 10^{-2}
$2 \beta \rightarrow 4 g_r$	2,59 10^{-2}	0,5 10^{-2}	1,1 10^{-2}	2,8 10^{-2}	1,49 10^{-2}
$2 \gamma \rightarrow 0 g_r$	1,58 10^{-2}	1,34 10^{-2}	1,69 10^{-2}	1,88 10^{-2}	1,58 10^{-2}
$2 \gamma \rightarrow 2 g_r$	2,84 10^{-2}	2,7 10^{-2}	2,8 10^{-2}	3,8 10^{-2}	2,26 10^{-2}
$2 \gamma \rightarrow 4 g_r$	0,48 10^{-2}	0,21 10^{-2}	0,45 10^{-2}	0,67 10^{-2}	0,19 10^{-2}

Вышеуказанные вычисления приведенных вероятностей MI- и E2-переходов позволяют определить отношение вероятностей распада $\frac{1}{15}$

$$\frac{T(E2)}{T(M1)} = 0.6932 \cdot 10^{-4} (E^*)^2 \frac{B(E2; I'K' \rightarrow I''K'')}{B(M1; I'K' \rightarrow I''K'')} ; \quad (5I)$$

здесь величина E^* должна быть взята в МэВ, приведенные вероятности E2-перехода в единицах $e^2 fm^4$ и MI-переходов $(e^2 / 2mc^2)^4$.

В таблице 5 приведены значения отношений (5I) для переходов внутри γ -полос. Расчеты показывают, что MI-переход в среднем составляет около 40%. Но экспериментальные значения коэффициента смеси мультиполей $\delta(I_i K_i \rightarrow I_f K_f)$ для ^{230}Th неизвестны. Это связано, наверное, с тем, что такие переходы происходят при малых интенсивностях $I^*(I'K' \rightarrow I''K'')$ и E^* . Коэффициенты δ для некоторых ядер редкоземельной области экспериментально известны [12]. Измерение аналогичных величин в ядрах области Th представляет крайне желательным для выяснения реалистичности представления картины.

В таблице 6 даны также те отношения (5I), как в таблице 5 для переходов из γ -вибрационных полос на состояния основной полосы, которые вычислены по I и II вариантам. На рис. 5 представлена спиновая зависимость коэффициента δ для переходов из нечетных γ -полосы. Из таблицы 6 и рис. 5 видно, что в обоих случаях отношение (5I) и коэффициент δ убывают с ростом I . То есть при больших спинах MI-переход играет доминирующую роль.

Заключение

Представленная модель позволила описать низколежащие состояния положительной четности, учитывая смешивания уровней как низколежащих, так и всевозможных высоколежащих полос введением небольшого числа параметров. В такой схеме удалось получить замкнутые формулы для приведенных вероятностей электромагнитных E2- и MI-переходов, в которых присутствуют параметры, получаемые при описании энергии низколежащих состояний. Они позволяют вычислить квадрупольные электрические и дипольные магнитные переходы не только внутри ротационной полосы, но также и между состояниями g_r , β - и γ -вибрационных полос. Расчет показывает, что смешивание состояний P- и Q-пространств не приводит к существенной перенормировке E2-переходов, но играет принципиальное значение для MI-переходов между состояниями g_r , β - и γ -полос. Вычисленные значения энергии и отношений приведенных вероятностей E2-переходов дают удовлетворительное согласие с экспериментом.

Таблица 5. Отношения вероятностей распада $T(E2, \gamma_0; I \rightarrow I-1) / T(M1; \gamma_0; I \rightarrow I-1)$, вычисленных по (5I) для переходов из γ_1 и γ_2 полос

I	I вариант		II вариант	
	γ_1	γ_2	γ_1	γ_2
3	1,32	1,32	1,35	1,33
5	0,70	0,60	0,93	0,76
7	0,31	0,003	0,50	0,042
9	0,21	1,54	0,33	0,77
II	0,11	6,28	0,18	4,78
13	0,001	15,03	0,02	12,1
15	0,29	26,5	0,11	30,4

Таблица 6. Отношения вероятностей $T(E2; I \gamma_0 \rightarrow I g r) / T(M1; I \gamma_0 \rightarrow I g r)$ для переходов из γ_0 -полос

I	I вариант		II вариант	
	γ_1	γ_2	γ_1	γ_2
2	∞	∞	∞	∞
4	3 88	1389	279	4388
6	13	161	13	217
8	1,5	58	1,8	23
10	0,32	33	0,43	4,4
12	0,10	25	0,12	0,54

Сопоставление теории с экспериментом показывает её адекватность имеющимся экспериментальным данным. Отмечается недостаточность экспериментальных данных в отношении магнитных характеристик состояний положительной четности. Накопление таких данных может служить дополнительной примерной реалистичности модели.

Литература

1. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. Изд-во "Наука", Москва, 1974.

- Головков Н.А. и др. Изв. АН СССР, сер. Физика, 1986, т. 50, № 1, с. 2.
- Наджакв Э., ЭЧАЯ, 1979, т. 10, № 6, с. 1294.
Nadjakov E., Antonova V., Nojarev R. Preprint JINR, E4-II822, Dubna, 1982.
- Михайлов И.Н., Бриансон Ш., Усманов П.Н., Юлдашбаева Э.Х. ОИЯИ Р4-85-8, Дубна, 1985.
Michailov I.N., Briancon Ch, Wolen R.L., Usmanov P.N. Yuldachbaeva E.Kh. Rapport d'activite CSNSM (1983-1984), ORSAY, France, p. 83.
- Кулиев А.А., Пятов Н.И. ЯФ, 20, 1974, с. 297.
- Bohle D., Richter A. et al., Phys Lett., B, v. 137, No 1-2, 1984, p. 27.
- Richter A. Invented talk presented at the Niels Bohr Centennial Symposium on Nuclear Structure Copenhagen, Denmark, May, 20-24, 1985.
- Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Юлдашбаева Э.Х. ЯФ, т. 45, вып. 3, 1987, с. 646.
Препринт ОИЯИ, Р4-85-960, Дубна, 1985.
- Franceschi G., De, Palumbo F., Lo Iudice N. Phys. Rev. C., v. 29, No 4, 1984, p. 1496.
- Lo Iudice N., Palumbo F. Nucl. Phys., A326, 1979, p. 193. No 1-2, 1984, p. 27.
- Feshbach H. An of Phys., v. 19, No 2, 1962, p. 287.
- Бегжанов Р.Б., Беленький В.М. Гамма-спектроскопия атомных ядер. ФАН, Ташкент, 1980.
- Briancon Ch. et al. CSNSM, Rapport d'activite 1981-1982. p. 31, France.
- Ellis-Alovali Y.A. Nucl. Data Sheets, 1983, v. 40, p. 385.
- Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра, 1977, т. 1, 2, Мир, М.
- Mc. Gowan F.K. et al., Phys. Rev., 1974, C10, 1146.
- Reich C.W., Cline J.E. Nucl. Phys., A159, 181, 1970.
- Михайлов И.Н., Юлдашбаева Э.Х., Бриансон Ш. ОИЯИ, Р4-86-570, Дубна, 1986, ОИЯИ, Р4-87-395, Дубна, 1987.
- Ch. Lanterbach et al. Phys. Lett. 140B, 187, 1984.
- Kurociwicz W. et al. Report JNR-P-1251, Warszawa, 1970.
- Lourens W. et al. Nucl. Phys., 1970, A152, 463.
- Valkeraal T. et al. Phys. Scr., 1972, 5, 119.
- Briancon Ch. et al. Rapport d'activite CSNSM (1983-1984), ORSAY, France, p. 47.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р.75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
-	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
D1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
D7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986	7 р.10 к.
D2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Бриансон Ш., Михайлов И.Н., Усманов П.Н.

P4-87-889

Метод проекционных операторов в "двухроторной модели"

Развита двухроторная модель ядра с использованием формализма Фешбаха разделения пространства состояний на два подпространства (P и Q); в рамках которой высоколежащие состояния можно исключить, проецируя волновые функции на пространство низколежащих полос (P-пространство). В такой схеме получены замкнутые формулы для приведенных вероятностей электромагнитных E2- и M1-переходов. Проведен расчет для анализа неадиабатических эффектов в ядре ^{230}Th . В результате расчета показано, что смешивание P- и Q-пространств не приводит к существенной перенормировке E2-переходов, но имеет принципиальное значение для M1-переходов между состояниями низколежащих полос. Вычисленные значения энергии и отношений приведенных вероятностей E2-переходов дают удовлетворительное согласие с экспериментом.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Briançon Ch., Mikhailov I.N., Usmanov P.N.

P4-87-889

The Method of Projecting Operators in the Two-Rotor Model

The method developed by Feshbach of projecting the full space of states onto the part (P) of low-lying states and excluding the complementary part (Q) is used within the two-rotor model. The formulae are obtained for the probabilities of E2- and M1-transitions. The calculations of the spectra and of the transition rates are given for the ^{230}Th nucleus. It is shown that the E2-transitions are not very much influenced by the effects of coupling with the high-energy states, while for the M1-transitions such effects play a principal role. The agreement between the calculated probabilities of E2-transitions and the experimental data is reasonable.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987