СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р4 - 8536

Д.Караджов

МАТРИЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ ОПЕРАТОРОВ МЕЖДУ РОТАЦИОННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР

1975

P4 - 8536

Д.Караджов

МАТРИЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ ОПЕРАТОРОВ МЕЖДУ РОТАЦИОННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР

В настоящей работе мы получим общее выражение для приведенных матричных элементов от произвольного мультипольного оператора F_{LM}, действующего между состояниями A -нечетного ядра, в рамках развитой ранее /1/ модели внутренних возбуждений, связанных с ротатором (МВВСР).

Напомним коротко основные предположения модели:

а) стационарные состояния рассматриваемого нечетного ядра записываем в виде

$$|\nu I M\rangle = \sum_{\rho} C_{\rho}(\nu I)\,|\rho I M\rangle \;, \quad |\rho I M\rangle = P^{(I)}_{M K_{\rho}}\, \Omega_{\rho}\, |-\rangle \;,$$

где $|-\rangle$ -линейная суперпозиция из состояний, принадлежащих основной ротационной полосе соседнего четно-четного ядра;

Ω_{ρ} - оператор рождения (уничтожения) квазичастицы или комбинация из таких операторов. (Состояние $\Omega_{\rho}|-\rangle$ считаем собственным для оператора $\hat{I}_z$ (в лабораторной системе координат) и обозначаем соответствующее собственное значение через K_{ρ});

б) $P^{(I)}_{M K_{\rho}}$ - проекционный оператор,

$$P^{(I)}_{M K_{\rho}} = \frac{2I+1}{8\pi^2} \int dq\, D^{I*}_{M K_{\rho}}(q)\, \hat{R}(q) \;,$$

где $q \equiv \{\alpha, \beta, \gamma\}$ - совокупность трех углов Эйлера, $\hat{R}(q) = e^{-i\alpha I_z} e^{-i\beta I_y} e^{-i\gamma I_z}$ - оператор поворота и $D^{I}_{M K_{\rho}}(q)$ - его матричный элемент (обобщенная сферическая функция) /2/;

в) матрица интегралов перекрывания проектированных состояний определена следующим образом:

$$\rho^{(I)}_{\rho_2 \rho_1} \equiv \langle -|\, \Omega^{+}_{\rho_2}\, P^{(I)}_{K_{\rho_1} K_{\rho_2}}\, \Omega_{\rho_1} |-\rangle = \rho^{(I)*}_{\rho_1 \rho_2} \;.$$

Пусть F_{LM} - мультипольный оператор, имеющий свойства неприводимого тензорного оператора ранга L ,т.е. по определению /3/

$$\hat{R}(q)\,F_{LM}\,\hat{R}^{-1}(q) = \sum_{M'} F_{LM'}\,D^{L}_{M'M}(q),$$
$$F^{+}_{LM} = (-1)^{L-M}\,F_{L,-M}\,, \tag{I}$$

где $\hat{R}(q)$ и $D^{L}_{MM'}(q)$ – оператор поворота и его матричный элемент соответственно.

Матричный элемент оператора F_{LM} между двумя произвольными ротационными состояниями нечетного ядра мы запишем, пользуясь вышеприведенным общим видом волновой функции в МВВСР. (В дальнейшем мы будем пользоваться обозначением $(i) \equiv (\nu_i\ I_i\ M_i)$; т.е. для простоты считаем, что каждому состоянию K_p соответствует только одно состояние $|pIM\rangle$. В противном случае мы должны суммировать по дополнительному индексу, различающему состояния с одинаковыми K_p и разными остальными квантовыми числами). Итак, имеем:

$$\langle \nu_f I_f M_f |\, F_{LM}\, | \nu_i I_i M_i \rangle =$$
$$= \sum_{p_1 p_2} C^{*}_{p_1}(f)\, C_{p_2}(i) \langle p_f I_f M_f |\, F_{LM}\, | p_i I_i M_i \rangle =$$
$$= \frac{(2I_f+1)(2I_i+1)}{(8\pi^2)^2} \sum_{p_1 p_2} C^{*}_{p_1}(f)\, C_{p_2}(i) \iint dq_1\, dq_2\, D^{I_f *}_{M_f K_{p_1}}(q_1)\, D^{I_i *}_{M_i K_{p_2}}(q_2) \tag{2}$$
$$\times \frac{1}{2} \Big\{ \langle -|\, \Omega^{+}_{p_1} \hat{R}^{-1}(q_1)\, F_{LM}\, \hat{R}(q_1)\, \hat{R}(q_{12})\, \Omega_{p_2} | - \rangle$$
$$+ \langle -|\, \Omega^{+}_{p_1} \hat{R}(q_{12})\, \hat{R}^{-1}(q_2)\, F_{LM}\, \hat{R}(q_2)\, \Omega_{p_2} | - \rangle \Big\} .$$

Последнее выражение в (2) записано в симметризованном по отношению к операторам поворота ($\hat{R}(q_1)$, $\hat{R}(q_2)$) виде. При этом были использованы мультипликативные свойства этих операторов и их матричных элементов /2/

$$\hat{R}(q_2) = \hat{R}(q_1)\,\hat{R}(q_{12}),$$
$$D^{I}_{MK}(q_2) = \sum_{K'} D^{I}_{MK'}(q_1)\,D^{I}_{K'K}(q_{12}). \tag{3}$$

Обрабатывая выражение (2), мы используем обычное определение для приведенного матричного элемента /3/

$$\langle \nu_f I_f \| F_L \| \nu_i I_i \rangle = \left[(-1)^{I_f - M_f}\begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ -M_f & M & M_i \end{pmatrix}\right]^{-1} \langle \nu_f I_f M_f | F_{LM} | \nu_i I_i M_i \rangle ,$$

а также применяем правило интегрирования произведений от D – функций (формулу (3.21) работы /3/). Тогда общее выражение для приведенного матричного элемента от F_{LM} может быть записано как

$$\langle \nu_f I_f \| F_L \| \nu_i I_i \rangle = \frac{(2I_f+1)(2I_i+1)}{16\pi^2} \sum_{P_1 P_2} C^{+}_{P_1}(f)\, C_{P_2}(i) \times$$
$$\sum_{M'K'} \Big\{ (-1)^{I_f - K_{P_1}} \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ K_{P_1} & M' & K' \end{pmatrix} \int dq\, D^{I_i *}_{K' K_{P_2}}(q) \langle -| \Omega^{+}_{P_1} F_{LM'} \hat{R}(q) \Omega_{P_2} |-\rangle \tag{4}$$
$$+ (-1)^{I_f - K'} \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ -K' & M' & K_{P_2} \end{pmatrix} \int dq\, D^{I_f *}_{K_{P_1} K'}(q) \langle -| \Omega^{+}_{P_1} \hat{R}(q) F_{LM'} \Omega_{P_2} |-\rangle \Big\}$$

Дальше мы сделаем более конкретные предположения о представлении оператора F_{LM} в базисе состояний $\Omega_P|-\rangle$. В общем случае мы определим матричные элементы F_{LM} в этом базисе как

$$F_{LM}\,\Omega_{P_1}|-\rangle = \sum_{P'} f^{LM}_{P'P_1}\,\Omega_{P'}|-\rangle . \tag{5}$$

Если выполнено условие $\langle -|\Omega^{+}_{P}\Omega_{P'}|-\rangle = \delta_{PP'}$, то из определения (5) следует, что матричные элементы $f^{LM}_{PP'}$ могут быть представлены в виде

$$f^{LM}_{PP'} = \langle -|\Omega^{+}_{P'} F_{LM} \Omega_{P}|-\rangle . \tag{6}$$

При помощи определения (5) формулу (4) можно записать так, чтобы в ней участвовали явным образом интегралы перекрытия $f^{(I)}_{PP'}$:

$$
\langle \nu_f I_f \| F_L \| \nu_i I_i \rangle = \frac{1}{2}\left[(2I_f+1)(2I_i+1)\right]^{1/2} \sum_{p_1 p_2 p_3} \bar{C}^{*}_{p_1}(f)\, \bar{C}_{p_2}(i) \times
$$

$$
\left\{ (-1)^{I_f-K_{p_1}} \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ -K_{p_1} & K_{p_1}-K_{p_3} & K_{p_3} \end{pmatrix} f^{L,K_{p_1}-K_{p_3}}_{p_1 p_3}\, \bar{\rho}^{(I_i)}_{p_3 p_2} + \right.
$$

$$
\left. (-1)^{I_f-K_{p_3}} \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ -K_{p_3} & K_{p_3}-K_{p_2} & K_{p_2} \end{pmatrix} \bar{\rho}^{(I_f)}_{p_1 p_3}\, f^{L,K_{p_3}-K_{p_2}}_{p_3 p_2} \right\} = \qquad (7)
$$

$$
= 2\left[(2I_f+1)(2I_i+1)\right]^{1/2} \sum_{\substack{p_1 p_2 \\ (K_{p_1}, K_{p_2} > 0)}} \left\{ (-1)^{I_f-K_{p_1}} \left[\bar{C}^{*}_{p_1}(f)\, x_{p_2}(i) + x^{*}_{p_1}(f)\, \bar{C}_{p_2}(i) \right] \right.
$$

$$
\left. \times \left[\begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ -K_{p_1} & K_{p_1}-K_{p_2} & K_{p_2} \end{pmatrix} f^{L,K_{p_1}-K_{p_2}}_{p_1 p_2} + (-1)^{I_i-K_{p_2}} \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ -K_{p_1} & K_{p_1}+K_{p_2} & -K_{p_2} \end{pmatrix} f^{L,K_{p_1}+K_{p_2}}_{p_1 \bar{p}_2} \right] \right\},
$$

где

$$
\bar{\rho}^{(I)}_{pp'} = \frac{\rho^{(I)}_{pp}}{\langle -| \vec{I}^2 | - \rangle}\, \rho^{(I)}_{pp'}, \qquad (8)
$$

$$
\bar{C}_p(\nu I) = n(I)\, C_p(\nu I), \quad n(I) = \left[\frac{2I+1}{\langle -| \vec{I}^2 | - \rangle}\right]^{1/2}, \qquad (8')
$$

$$
x_{p_1}(\nu I) = \sum_{p_2} \bar{C}_{p_2}(\nu I)\, \bar{\rho}^{(I)}_{p_1 p_2}. \qquad (8'')
$$

При переходе к суммированию по состояниям p_i, у которых $K_{p_i} > 0$, в формуле (7) использованы свойства симметрии относительно операции обращения по времени матриц $f^{LM}_{pp'}$, $\rho^{(I)}_{pp'}$ и $C_p(\nu I)$ (см. Приложение); через $\bar{p}$ обозначено состояние, обращенное по времени относительно p, т.е. $K_{\bar{p}} = -K_p$.

Выражение (7) дает общий вид приведенного матричного элемента оператора F_{LM} между ротационными состояниями нечетного ядра $|\nu I M\rangle$. Входящие в него коэффициенты смешивания $C_p(\nu I)$, $x_p(\nu I)$ должны быть получены как решения уравнения Шредингера для рассматриваемого ядра.

Проанализируем более подробно формулу (7) в частном случае, когда оператор F_{LM} обладает трансформационными свойствами, как у операторов электрического типа. Мы воспользуемся техникой (развитой в работе [4]) разложения такого оператора в ряд по степеням операторов ротонов R^{+}_{LM} и компонент полного углового момента ядра $\vec{I}$; при этом ограничиваемся только первым членом этого разложения (см. формулу (4.21) работы [4]), т.е. полагаем, что

$$F_{LM} \sim R^{+}_{LM} \quad .$$

Имея в виду, что в низшем приближении ротонные операторы удовлетворяют уравнению

$$R^{+}_{LM} |-\rangle \approx \delta_{M,0} |-\rangle ,$$

мы можем представить матричные элементы $f^{LM}_{\rho\rho'}$ в следующем виде:

$$f^{LM}_{\rho\rho'} = f^{(0)}_{\rho} \delta_{M,0} \delta_{\rho\rho'} + \Delta f^{L,M\neq 0}_{\rho\rho'} \quad . \tag{9}$$

В последнем члене первой части (9) выделены все матричные элементы с $M\neq 0$ ($|M| \leq L$). Величина $f^{(0)}_{\rho} = \langle -| \Omega^{+}_{\rho} F_{L0} \Omega_{\rho} |-\rangle$ имеет смысл "внутреннего" мультипольного момента в схеме обобщенной модели. Несмотря на то, что $f^{(0)}_{\rho}$ содержит вклад от Ω_{ρ}-возбуждения, по величине он близок к соответствующей величине $C_0 = \langle -| F_{L0} |-\rangle$ в четно-четных ядрах; мы будем работать в приближении, не учитывающем зависимость $f^{(0)}_{\rho}$ от состояния, т.е. $f^{(0)}_{\rho} \simeq f^{(0)} = C_0$.

Если пренебрежем матрицей перекрытия (т.е. $\rho^{(I)}_{\rho\rho'} \to \delta_{\rho\rho'}$; $x_{\rho}(\nu I) = C_{\rho}(\nu I)$), можно убедиться, что в адиабатическом пределе формула (7) совпадает с соответствующим выражением для приведенного матричного элемента оператора F_{LM} в обобщенной модели (см. формулу (5.21) в работе [5]).

Вклад доминирующего члена $\left(f^{L,M=0}_{\rho\rho'}\right)$ правой части (9) в общую формулу для приведенного матричного элемента (7) будет

$$\langle \nu_f I_f \| F_L \| \nu_i I_i \rangle\Big|_{M=0}^{(0)} = 2\left[(2I_f+1)(2I_i+1)\right]^{1/2} f^{(0)} \times$$

$$\sum_{\substack{p \\ (\kappa_p>0)}} (-1)^{I_f-\kappa_p}\begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ -\kappa_p & 0 & \kappa_p \end{pmatrix}\left[\bar{C}_p^*(f)\, x_p(i) + x_p^*(f)\, \bar{C}_p(i)\right]. \qquad (10)$$

Матричные элементы $f^{L,M=\pm 1}_{pp'}$, входящие во второй член равенства (9), в комбинации с недиагональными $(|\Delta K|=1)$ матричными элементами матрицы перекрытия $\rho^{(t)}_{pp'}$ дают также прямой вклад в величину $\langle \nu_f I_f \| F_L \| \nu_i I_i \rangle\Big|^{(0)}$; это добавки следующего порядка по параметру малости $1/\langle -|\vec{I}^2|-\rangle$. Для нахождения вклада $M=\pm 1$ – членов в формулу (10) мы воспользовались формулами (П.9) и (8), а также

а) рекуррентным соотношением между $3j$ -символами/3/

$$\sqrt{(I_1+K)(I_1-K+1)}\begin{pmatrix} I_2 & L & I_1 \\ -K & 1 & K-1 \end{pmatrix} =$$

$$-\sqrt{L(L+1)}\begin{pmatrix} I_1 & I_2 & L \\ K & -K & 0 \end{pmatrix} - \sqrt{(I_2-K)(I_2+K+1)}\begin{pmatrix} I_1 & I_2 & L \\ K & -K-1 & 1 \end{pmatrix}; \qquad (11)$$

б) правилом коммутации мультипольного оператора F_{LM} с компонентами углового момента

$$\left[I_\pm, F_{L,\mp 1}\right] = \sqrt{L(L+1)}\; F_{L0},$$

потребовав его выполнения в среднем по состояниям типа $\Omega_p|-\rangle$, т.е.

$$\langle -|\Omega^+_{p_1}\left[I_\pm, F_{L,\mp 1}\right]\Omega_{p_2}|-\rangle = \sqrt{L(L+1)}\;\langle -|\Omega^+_{p_1} F_{L0}\, \Omega_{p_2}|-\rangle.$$

Из последнего выражения, имея в виду формулы (5), (6) и (П.8), получаем в случае, когда $\Omega_p = \alpha^+_p$ (α^+_p – боголюбовские операторы рождения квазичастиц), а состояние $|-\rangle$ аппроксимировано квазичастичным вакуумом $|0\rangle$,

$$\sum_{\substack{p' \\ (\kappa_{p'}>0)}}\left\{(j_\pm)_{pp'}\, f^{L,\mp 1}_{p'p} - f^{L,\mp 1}_{p'p}(j_\pm)_{p'p}\right\} = \sqrt{L(L+1)}\; f^{(0)}. \qquad (12)$$

При помощи формул (II), (I2) из выражения для приведенного матричного элемента (7) находим вклад членов с $M=\pm I$ в выражение (I0)

$$\langle \nu_f I_f \| F_L \| \nu_i I_i \rangle \Big|_{M=\pm 1}^{(0)} = 2\left[(2I_f+1)(2I_i+1)\right]^{1/2} f^{(0)} \times$$

$$\sum_{P(K_P>0)} (-1)^{I_f - K_P} \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ -K_P & 0 & K_P \end{pmatrix} S_P^{(i)}(L)\, \bar{C}_P^*(f)\, \bar{C}_P(i) \,, \qquad (I3)$$

где

$$S_P^{(i)}(L) = L(L+1)/\mathcal{S}_{PP}^{(I_i)} \langle 0 | \vec{I}^2 | 0 \rangle .$$

Окончательно, суммированием формул (I0) и (I3) для части приведенного матричного элемента оператора F_{LM}, соответствующей доминирующему члену $f^{(0)}$ – (9), получается

$$\langle \nu_f I_f \| F_L \| \nu_i I_i \rangle \Big|^{(0)} = 2\left[(2I_f+1)(2I_i+1)\right]^{1/2} f^{(0)} \times$$

$$\sum_{P(K_P>0)} (-1)^{I_f - K_P} \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ K_P & 0 & K_P \end{pmatrix} \left[\bar{C}_P^*(f) x_P(i) + x_P^*(f) \bar{C}_P(i) + S_P^{(i)}(L) \bar{C}_P^*(f) \bar{C}_P(i)\right], \qquad (I4)$$

где $P = P_i, P_f$.

Для выяснения различий между полученной нами формулой (I4) и выражением, соответствующим обобщенной модели Бора-Моттельсона-Кермана, воспользуемся приближенными решениями уравнения Шредингера для нечетного ядра. Последние приведены в Приложении; они получены в первом порядке теории возмущений относительно взаимодействия Кориолиса (см. формулы (П.5- П.7)).

В случае $P = P_i$ будем иметь

$$\left[\bar{C}_{P_i}^*(f) x_{P_i}(i) + x_{P_i}^*(f) \bar{C}_{P_i}(i) + S_{P_i}^{(i)}(L) \bar{C}_{P_i}^*(f) \bar{C}_{P_i}(i)\right] =$$

$$= \frac{1}{2\mathcal{J}} \cdot \frac{(I_i j)_{P_f P_i}^{(f)}}{\tilde{\mathcal{E}}_{P_f}^{(f)} - \tilde{\mathcal{E}}_{P_i}^{(i)}} \left[1 - \frac{1}{2} \mathcal{X}_{P_i P_f}^{(f)} + \frac{1}{2} S_{P_i}^{(i)}(L) \overset{o}{\mathcal{Z}}{}_{P_f P_i}^{(f)}\right], \qquad (I5)$$

где $\mathcal{X}_{P_i P_f}^{(f)} = \mathcal{X}_{P_f P_i}^{(f)} = \dfrac{1}{\mathcal{S}_{P_i P_i}^{(f)} \langle 0 | \vec{I}^2 | 0 \rangle} \Big\{ \left[I_f(I_f+1) - 2K_{P_i} + (j^2)_{P_i P_i}\right] \times$

$(1 - \chi_{I_f K_{P_i}}) +$

$$+\left[I_f(I_f+1) - 2K_{P_f}^2 + (j^2)_{P_f P_f}\right](1-\delta_{I_f K_{P_f}})\Big\}\,, \qquad (16)$$

а величины $(j^2)^{(+)}_{PP'}$, $\tilde{\varepsilon}^{(f)}_P$ и $\tilde{\eta}^{(f)}_{PP'}$ определены формулами (П.6,П.7 и П.8) соответственно.

Из выражений (I5), (I4) видно, что рассматриваемая часть приведенного матричного элемента F_{LM} перенормируется из-за присутствия матрицы интегралов перекрытия; фактор перенормировки равен в случае $P = P_i$

$$Z^{(i,f)}_{P_i P_f} = 1 - \frac{1}{2}\,\chi^{(f)}_{P_i P_f} + \frac{1}{2}\,S^{(i)}_{P_i}(L)\,\overset{\circ}{\eta}{}^{(f)}_{P_f P_i}\,. \qquad (17)$$

Эта перенормировка может быть отнесена за счет изменения матричного элемента силы Кориолиса, входящего в выражения (I5) и (I4). На основе такого предположения Моттельсон /6/ проанализировал экспериментально полученные вероятности E2-перехода /7/ между основной полосой $7/2^+$ [743] и возбужденной полосой $5/2^+$ [752] (775 кэВ) в ядре ^{235}U. Используя в качестве одночастичного базиса базис состояний модели Нильссона /8/, в котором одночастичные матричные элементы оператора углового момента имеют значения

$$(j_+)_{9/2\,7/2} = 5{,}7\;;\quad (j_+)_{7/2\,5/2} = 6{,}2\;;\quad (j_+)_{5/2\,3/2} = 6{,}5$$

и значение $1/2\,\mathcal{J}$ =7,4 кэВ (при $\langle 0|\vec{I}^2|0\rangle \approx 100$), он получил, что для объяснения экспериментальной величины приведенной вероятности перехода нужно уменьшить $(j_+)_{7/2\,5/2}$ на фактор 0,403; соответственно $(j_+)_{5/2\,7/2}$ – на фактор 0,421. (В рассматриваемой Моттельсоном схеме принимается, что влияние парных корреляций пренебрежимо мало и не может привести к желаемому эффекту; эффективные заряды не вводились при расчете приведенной вероятности, т.е. принималось $e^{\mathrm{eff}} = 0$).

Для примера мы подсчитали факторы перенормировки $Z_{\rho\rho'}^{(i,j)}$ для рассматриваемого в работе Моттельсона случая, используя его же данные. Полученные таким способом факторы имеют значение

$$Z_{7/2\;5/2}^{(i,j)} = 0,573 \quad ; \quad Z_{9/2\;7/2}^{(i,j)} = 0,501 .$$

Видно, что предсказываемый нами эффект находится в согласии с феноменологически введенной Моттельсоном ренормализацией матричных элементов кориолисова взаимодействия, требуемой для объяснения экспериментальных данных по приведенным вероятностям (Е2)-переходов в данном ядре. По мере накопления других экспериментальных данных по электромагнитным переходам в деформированных нечетных ядрах мы будем применять развитый здесь формализм к их описанию.

Автор благодарен И.Н.Михайлову за помощь при разработке ряда вопросов, затронутых в работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Здесь мы приводим без вывода некоторые формулы, использованные в основном тексте.

А. Для матричных элементов матрицы перекрытия ($\mathcal{J}^{(I)}_{pp'}$) и мультипольного оператора F_{LM} (5), (6) можно вывести следующие соотношения :

$$\mathcal{J}^{(I)}_{\bar{p}_1\bar{p}_2} = (-1)^{K_{p_1}-K_{p_2}} \mathcal{J}^{(I)}_{p_1p_2}\ , \quad \mathcal{J}^{(I)}_{\bar{p}_1p_2} = (-1)^{I-K_{p_1}} \mathcal{J}^{(I)}_{p_1p_2}\ , \qquad (\text{П.I})$$

$$\left.\begin{aligned} f^{L,M}_{\bar{p}_2\bar{p}_1} &= (-1)^{L-M} f^{LM}_{p_2p_1} \\ f^{LM}_{\bar{p}_1\bar{p}_2} &= \tau_F\, f^{LM*}_{p_2p_1} \\ f^{LM}_{\bar{p}_1p_2} &= -\tau_F\, f^{LM*}_{\bar{p}_2p_1}\ , \end{aligned}\right\} \qquad (\text{П.2})$$

где τ_F =+I для оператора F_{LM} , четного по отношению к операции обращения во времени, и τ_F =-I для нечетного оператора.

При этом оператор обращения во времени определен как $\hat{\tau} = \hat{T}\cdot\hat{K}$; $\hat{T} = \hat{R}_y(\pi)$, где $\hat{R}_y$ -оператор поворота на угол π вокруг оси Oy ; $\hat{K}$ - оператор комплексного сопряжения. Если матрица базисных состояний Ω_p вещественна, то

$$\hat{\tau}\,\Omega_p\,\hat{\tau}^{-1} = \hat{R}_y(\pi)\,\Omega_p\,\hat{R}_y^{-1}(\pi) \equiv \Omega_{\bar{p}}\ ;\quad \Omega_{\bar{\bar{p}}} = -\Omega_p\ .$$

Кроме того, предполагаем, что

$$\hat{R}_y(\pi)\,F_{LM}\,\hat{R}_y^{-1}(\pi) = F^{+}_{LM} = (-1)^{L-M} F_{L,-M}\ ,$$

$$\hat{\tau}\,F_{LM}\,\hat{\tau}^{-1} = \tau_F\,F^{T}_{LM}\ .$$

Наконец, для амплитуд смешивания $C_p(\nu I)$ имеем

$$C_{\bar{p}}(\nu I) = (-1)^{I-K_p}\, C_p(\nu I)\ , \qquad (\text{П.3})$$

а для состояний $|\rho I M\rangle$

$$\hat{\tau}|\rho I M\rangle \equiv |\tilde{\rho} I M\rangle = (-1)^{I-K_\rho} |\rho I M\rangle \qquad (\text{П}.4)$$

(имеется в виду, что $\hat{R}_y(\pi)\hat{\tau}|-\rangle = |-\rangle$).

Б. Решения уравнений МЕВСР/I/, найденные с точностью до первого порядка относительно взаимодействия Кориолиса по теории возмущений, имеют следующий вид:

$$C_\rho(\nu I_i) \equiv C_\rho(i) = \delta_{\rho\rho_i} + \frac{1}{2\mathcal{J}} \overset{o}{\eta}{}^{(i)}_{\rho\rho_i} \frac{(I \cdot j)^{(i)}_{\rho\rho_i}}{\tilde{\mathcal{E}}^{(i)}_\rho - \tilde{\mathcal{E}}^{(i)}_{\rho_i}}, \qquad (\text{П}.5)$$

где

$$(I\, j)^{(i)}_{\rho\rho_i} \equiv \sqrt{(I_i+K_{\rho_i})(I_i-K_{\rho_i}+1)}\,(j_-)_{\rho\rho_i} + \sqrt{(I_i-K_{\rho_i})(I_i+K_{\rho_i}+1)}\,(j_+)_{\rho\rho_i}, \qquad (\text{П}.6)$$

$$\tilde{\mathcal{E}}^{(i)}_\rho = \mathcal{E}_\rho + \frac{\chi_{I_i K_\rho}}{2\mathcal{J}}\left[I_i(I_i+1) - 2K^2_\rho + (j^2)_{\rho\rho}\right]. \qquad (\text{П}.7)$$

Остальные величины, входящие в формулы (П.5 – П.7), определены так:

$\mathcal{J} \equiv \bar{\mathcal{J}}$ – арифметическое среднее моментов инерции ближайших четно-четных ядер;

$\mathcal{E}_\rho = \sqrt{\Delta^2 + (E_\rho - \lambda)^2}$ – одноквазичастичные энергии /9/;

$$(j_\pm)_{\rho\rho'} = \langle 0|\alpha_\rho I_\pm \alpha^+_{\rho'}|0\rangle, \quad I_\pm = I_x \pm i I_y,$$

$$(j^2)_{\rho\rho'} = \langle 0|\alpha_\rho \vec{I}^2 \alpha^+_{\rho'}|0\rangle - \delta_{\rho\rho'}\langle 0|\vec{I}^2|0\rangle, \quad \vec{I}^2 = I^2_x + I^2_y + I^2_z,$$

$$\chi_{I K_\rho} \approx 1 - \sum_{\rho'} \frac{(j_+)_{\rho\rho'}(j_-)_{\rho'\rho}}{\langle 0|\vec{I}^2|0\rangle},$$

$$\overset{o}{\eta}{}^{(i)}_{\rho\rho'} \approx 1 - \frac{\mathcal{J}(\mathcal{E}_\rho - \mathcal{E}_{\rho'})}{\langle 0|\vec{I}^2|0\rangle}. \qquad (\text{П}.8)$$

5. Матричные элементы матрицы интегралов перекрытия, вычисленные в низшем приближении по параметру $1/\langle 0|\vec{I}^2|0\rangle$, имеют следующий вид[I]:

$$S^{(1)}_{pp'} = \delta_{pp'} - \frac{I(I+1) - 2K_p^2 + (j^2)_{pp'}}{\langle 0|\vec{I}^2|0\rangle} + \frac{(\vec{I}\cdot\vec{j})^{(1)}_{pp'}}{\langle 0|\vec{I}^2|0\rangle}\,; \qquad (\Pi.9)$$

$$S^{(1)}_{pp'} = 0\,, \text{ если } |K_p - K_{p'}| > 1\,.$$

Литература

1/ I.N.Likhailov, D. Karadjov, M.O.Shaker. Physica Scripta, [illegible] (1972), 285; Д.Караджов, И.Н.Михайлов, М.О.Шакер. Тезисы докладов XXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Тбилиси, 1973, стр. 278.

2/ A.Bohr, B.R. Mottelson. Nuclear Structure, vol.1, W.A.Benjamin, New York and Amsterdam, [illegible].

3/ А.Д.Эдмондс. Угловые моменты в квантовой механике, в сб. "Деформация атомных ядер", ИЛ, Москва, 1958.

4/ И.Н.Михайлов, Е.Наджаков, Д.Караджов. ЭЧАЯ, т.4, вып.2 (1973), 311.

5/ O.Nathan, S.G.Nilsson. Collective Nuclear Motion and the Unified Model, in Collection "α, β - and γ -ray spectroscopy", vol.2, Amsterdam, NHPC, 1965.

6/ B.R.Mottelson. Rotational Motion in the Nucleus, in Proceedings of the Nucl.Struct. Symposium, Jontsa, August 2-8, 1970, p. 148.

7/ F.S. Stephens et.al. Nucl.Physics, A115 (1968), 129.

8/ S.G. Nilsson. Kgl.Dan.Vid.Selks.Mat.Fys.Medd., 29, No 16(1955).

9/ В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. Наука, М., 1972, стр.149.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 января 1975 г.