ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В КОРРЕЛИРОВАННЫХ СОСТОЯНИЯХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР

А.Б. Кабулов
Казахский Национальный педагогический университет им. Абая, г.Алматы

На основе $U(6)\otimes U(4)\supset SU_d(3)\otimes U_p(3)\supset SU_d(3)\otimes SU_p(3)\supset SU(3)\supset O(3)\supset O(2)$ симметрии получены вероятности E2-переходов в коррелированных состояниях деформированных ядер. Вычисления проведены в $SU(3)$ симметрии и с применением теории возмущений второго порядка.

В работе [1] мы исследовали $U(6)\otimes U(4)\supset SU_d(3)\otimes U_p(3)\supset$ $\supset SU_d(3)\otimes SU_p(3)\supset SU(3)\supset O(3)\supset O(2)$ симметрию обобщенной кластерной модели, и на её основе изучили коллективные и коррелированные состояния деформированных актиноидных ядер радия, тория, урана и плутония.

В данной работе проведено вычисление вероятностей электрических $E2$-переходов в ортонормированном базисе Эллиота и Вергадоса [2,3].

Из-за специфики $SU(3)$ волновых функций вычисление матричных элементов в аналитической форме можно производить для таких операторов перехода, которые могут быть записаны через генераторы алгебры $SU(3)$.

Оператор $E2$-перехода, являющийся генератором алгебры $SU(3)$, в схеме $U(6)\otimes U(4)\supset SU_d(3)\otimes U_p(3)\supset SU_d(3)\otimes SU_p(3)\supset SU(3)\supset O(3)\supset O(2)$ в представлений вторичного квантования имеет вид

$$T_\mu(E2)=\alpha_2 Q_\mu=\alpha_2\left\{s^+d_{2\mu}+(-)^\mu d_{2-\mu}s-\frac{\sqrt{7}}{2}[d^+_{2m_1},d_{2m_2}]_{2\mu}-\frac{\sqrt{3}}{2}[p^+_{1m_1},p_{1m_2}]_{2\mu}\right\}. \tag{1}$$

Поскольку оператор $T(E2)$ – генератор алгебры $SU(3)$, то он не может связывать различные представления этой группы. Поэтому единственными отличными от нуля матричными элементами будут матричные элементы внутри одного и того же представления. Все это можно сформулировать в виде следующего правила для оператора перехода $T(E2)$: $\Delta\lambda=0$, $\Delta\mu=0$, $\Delta\mathrm{K}=0,\pm 2$; и $\Delta\mathrm{I}=0,\pm1,\pm2$. Приведенные матричные операторы $T(E2)$ в базисе Эллиота имеют вид [2]

$$\begin{aligned}\langle\Phi((\lambda,\mu)\mathrm{K'I'})\|T(E2)\|\Phi((\lambda,\mu)\mathrm{KI})\rangle=\frac{\alpha_2(2\mathrm{I}+1)}{\sqrt{8}C(\mathrm{K,I})}\times\left\{\begin{pmatrix}\mathrm{I}&2&\mathrm{I'}\\ \mathrm{K}&0&-\mathrm{K}\end{pmatrix}C(\mathrm{K,I'})[2\lambda+\right.\\ +\mu+3+\frac{1}{2}\mathrm{I'}(\mathrm{I'}+1)]\times\langle\Phi((\lambda,\mu)\mathrm{K'I'})|\Phi((\lambda,\mu)\mathrm{KI'})\rangle+\sum_\pm\begin{pmatrix}\mathrm{I}&2&\mathrm{I'}\\ \mathrm{K}&\pm2&-(\mathrm{K}\pm2)\end{pmatrix}\times\\ \left.\times\left[\frac{3(\Lambda\mp\mathrm{K})(\Lambda\pm\mathrm{K}+2)}{2}\right]^{1/2}\times C(\mathrm{K}\pm2,\mathrm{I'})\langle\Phi((\lambda,\mu)\mathrm{K'I'})|\Phi((\lambda,\mu)\mathrm{K}\pm2,\mathrm{I'})\rangle\right\},\end{aligned} \tag{2}$$

где $\Lambda=\min(\lambda,\mu)$.

Как известно, эллиотовский базис не является ортогональным, поэтому интегралы перекрытия в (2) следует вычислять точно. Коэффициенты $C(\mathrm{K,I})$ представлены в алгебраической форме в работе Вергадоса [3]. Зная матричные элементы оператора $T(E2)$, легко перейти к приведенным вероятностям E2-переходов

$$B(E2;\mathrm{I}_i \to \mathrm{I}_f) = \frac{\left|\left\langle \Phi((\lambda,\mu)\mathrm{K}_f\mathrm{I}_f \left\| T(E2) \right\| \Phi((\lambda,\mu)\mathrm{K}_i\mathrm{I}_i \right\rangle\right|^2}{(2\mathrm{I}_i+1)} \tag{3}$$

Для коррелированных состояний полосы $(\lambda,0)$ величина вероятности E2-перехода имеет вид

$$\begin{aligned} &B(E2;\mathrm{K}^{\pi}=0^-,\ \mathrm{I}+2 \to \mathrm{K}^{\pi}=0^-,\ \mathrm{I}) = \\ &= \frac{3}{4}(\alpha_2)^2 \frac{(\mathrm{I}+2)(\mathrm{I}+1)}{(2\mathrm{I}+5)(2\mathrm{I}+3)}(\lambda-\mathrm{I})(\lambda+\mathrm{I}+3). \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь I и λ – нечетные числа.

Для коррелированной полосы $(\lambda,1)\ \mathrm{K}^{\pi}=1^-$ вероятность E2-перехода определяется

$$\begin{aligned} &B(E2;\mathrm{K}^{\pi}=1^-,\ \mathrm{I}+2 \to \mathrm{K}^{\pi}=1^-,\ \mathrm{I}) = \\ &= \frac{3}{4}(\alpha_2)^2 \frac{\mathrm{I}(\mathrm{I}+3)}{(2\mathrm{I}+3)(2\mathrm{I}+5)}(\lambda-\mathrm{I})(\lambda+\mathrm{I}+4). \end{aligned} \tag{5}$$

В формулах вычисления приведенных вероятностей электрических $E2$-переходов (4) и (5) присутствуют обрезающие факторы. Поэтому, чтобы уменьшить их влияние, используем методы теории возмущений [4]. Для проведения вычислений в аналитической форме оператор $T_{\mu}(E2)$ запишем в виде ряда, члены которого составлены из генераторов $SU(3)$

$$T_{\mu}(E2) = \alpha_2 Q_{\mu}^{(2)} + \alpha_2' \left[Q^{(2)} \otimes I^{(1)}\right]_{\mu}^{(2)} + \dots. \tag{6}$$

В таком случае, матричные элементы оператора (6) в первом порядке учета возмущения имеют вид

$$\begin{aligned} &< (\lambda\mu)KI \left\| T(E2) \right\| (\lambda'\mu')K'I' >=< (\lambda\mu)KI \left\| Q^{(2)} \right\| (\lambda'\mu')K'I' > \times \\ &\times \left[M_1 + M_2(I'(I'+1) - I(I+1))\right], \end{aligned} \tag{7}$$

где M_1 и M_2 являются линейными комбинациями α_2 и α_2'.

$$M_1 = \alpha_2 - \frac{\sqrt{6}}{2}\alpha_2', \qquad M_2 = -\frac{1}{2\sqrt{6}}\alpha_2'. \tag{8}$$

Поскольку $Q_{\mu}^{(2)}$ является генератором $SU(3)$, матричные элементы (8) удовлетворяют правилу отбора $\lambda=\lambda'$, $\mu=\mu'$. Во втором порядке теории возмущений матричные элементы оператора $T(E2)$ записываются

$$\begin{aligned} &< (\lambda\mu)KI \left\| T(E2) \right\| (\lambda'\mu')K'I' >=< (\lambda\mu)KI \left\| Q^{(2)} \right\| (\lambda'\mu')K'I' > \times \\ &\times \left[M_1' + M_2'(I'(I'+1) - I(I+1)) + M_3'(I'(I'+1) - I(I+1))^2\right], \end{aligned} \tag{9}$$

где M_1', M_2', M_3' выражаются через α_2, α_2', α_2''.

Итак, при учете поправок теории возмущений величины приведенных вероятностей электрических $E2$-переходов будут умножаться на множители $\left[M_1 + M_2(I'(I'+1) - I(I+1))\right]^2$ (в первом порядке) или $\left[M_1' + M_2'(I'(I'+1) - I(I+1)) + M_3'(I'(I'+1) - I(I+1))^2\right]^2$ (во втором порядке). Например, приведенные вероятности электрических $E2$-переходов в коррелированной $(\lambda,0)$ полосе при учете поправок теории возмущения второго порядка записываются

$$\begin{aligned} B(E2; I+2 \to I) = \beta_2^2 \cdot \frac{3}{4} \cdot \frac{(I+2)(I+1)}{(2I+3)(2I+5)} \cdot (\lambda - I)(\lambda + I - 3) \times \\ \times \left[1 + \beta_2'(4I+6) + \beta_2''(4I+6)^2\right]^2, \end{aligned} \tag{10}$$

где $\beta_2 = \alpha / M_1'$, $\beta_2' = M_2' / M_1'$, $\beta_2'' = M_3' / M_1'$.

Литература

1. Baimbetova G., Kabulov A.A., Kabulov A.B., Ospanova A. Correlation of rotational and clustering states in deformational actinides // The sixth international conference «Modern problems of nuclear physics»– September 19–22, 2006–Tashkent, Uzbekistan. –P.148.
2. Elliot J.P. Collective motion in the nuclear shell model. The introduction of intrinsic wave functions // Proc. Roy. Soc. – 1958. – V. A245. – P. 562-581.
3. Vergados J.D. $SU(3) \supset R(3)$ Wigner coefficients in the 2S-Id shell // Nucl. Phys. – 1968. – V. A111, № 3. – P. 681-754.
4. Arima A., Iachello F. Interacting boson model of collective states II. The rotational limit. – Ann. Phys. – 1978. – V. 111. – P. 201-238.

ДЕФОРМАЦИЯЛЫНҒАН АТОМ ЯДРОЛАРДЫҢ КОРРЕЛЯЦИЯЛЫҚ КҮЙЛЕРДЕГІ ЭЛЕКТР АУЫСУЛАР

А.Б. Кабулов

$U(6) \otimes U(4) \supset SU_d(3) \otimes U_p(3) \supset SU_d(3) \otimes SU_p(3) \supset SU(3) \supset O(3) \supset O(2)$ тізбегінде корреляциялық күйлердегі деформацияланған ядролардың $E2$-ауысу ықтималдықтары анықталынады. Есептеулер $SU(3)$ симметриясында және ауытқу теориясының екінші ретті түзетулерін ескере отырып жасалынды.

ELECTRICAL TRANSITIONS IN CORRELATION STATES OF DEFORMATIONAL ATOMIC NUCLEI

A.B. Kabulov

Probabilities of E2-trasitions are obtained in the frame of $U(6) \otimes U(4) \supset SU_d(3) \otimes U_p(3) \supset SU_d(3) \otimes SU_p(3) \supset SU(3) \supset O(3) \supset O(2)$ symmetry in correlation states of deformational nuclei. Calculations are maked in $SU(3)$ symmetry and second-order perturbation.