сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P4-84-721

Я.Квасил, Р.Г.Назмитдинов*

МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ ОКТУПОЛЬНО-ДЕФОРМИРОВАННЫХ ВРАЩАЮЩИХСЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

Уравнения ПСФ и вероятности электрических переходов

---

* Научно-исследовательский институт прикладной физики ТашГУ

1984

В[1] была сформулирована модель для описания коллективных возбуждений октупольно-квадрупольно деформированных вращающихся четно-четных атомных ядер. Были проанализированы следствия трансляционной и ротационной симметрий, накладываемых на гамильтониан модели, решения которого классифицируются с помощью квантового числа - обобщенной сигнатуры.

В данной работе исследуются решения модели[1] в приближении случайных фаз и будет показана их связь с решениями известных моделей[3-9]. Мы исследуем также следствия нарушения внутренней симметрии ядра на вероятность электрических переходов.

В разделе 1 проведена диагонализация гамильтониана в ПСФ и дан качественный анализ секулярных уравнений. В разделе 2 рассмотрены собственные векторы гамильтониана ПСФ и матричные элементы перехода. В заключении суммированы результаты.

1. ДИАГОНАЛИЗАЦИЯ ГАМИЛЬТОНИАНА В ПСФ

1.1. Диагонализация

Для удобства изложения введем следующие обозначения: $\hat{V}_1(-) = \hat{Q}_2^{(-)}$, $\hat{V}_2(-) = \hat{F}_2^{(-)}$, $\hat{W}_1^{(-)} = \hat{Q}_1^{(-)}$, $\hat{W}_2^{(-)} = \hat{F}_1^{(-)}$, $\hat{W}_3^{(-)} = \hat{F}_3^{(-)}$, $\beta_1 = \gamma_1 = \kappa_2$, $\beta_2 = \gamma_2 = \gamma_3 = \kappa_3$. Из приложения А[1] /см. /А.5б/ следует, что линейная бозонная часть операторов $\hat{V}_s(-)$ и $\hat{W}_k(-)$ /$s = 1,2$ и $k = 1,2,3$/ имеет вид

$$V_s^{(1)}(-) = \frac{1}{2} \sum_\mu V_\mu^s (b_\mu^+ + b_\mu), \qquad /1/$$

$$W_k^{(1)}(-) = \frac{1}{2} \sum_\mu W_\mu^s (b_\mu^+ - b_\mu). \qquad /2/$$

Используя эти обозначения, гамильтониан $H_{(-)}$ /см. ф. 18б/ в[1] можно переписать в виде*

---

*В дальнейшем мы будем опускать индекс /1/ у операторов, так как при выводе уравнений ПСФ достаточно учесть только линейную по бозонам часть оператора. Мы также опустим индекс (–) в $V_s(-)$ и $W_k(-)$, так как в этом разделе рассматриваем гамильтониан $H_{(-)}$.

$$H_{(-)} = \frac{1}{2}\sum_{\mu} E_\mu b^+_\mu b_\mu - \frac{1}{2}\sum_{s=1}^{2}\beta_s V^2_s(-) - \frac{1}{2}\sum_{k=1}^{3}\gamma_k W^2_k(-). \qquad /3/$$

Подставляя /1/, /2/ и /3/ в условия симметрии /см. ф. 21а,б/ в [1] и используя коммутационные соотношения для бозонов, получим

$$E_\mu p^x_\mu + \sum_k \gamma_k b_k^{[P_x]} W^k_\mu = 0, \qquad /4а/$$

$$E_\mu j^y_\mu + \sum_k \gamma_k b_k^{[J_y J_z]} W^k_\mu = 0, \qquad /4б/$$

$$E_\mu j^z_\mu + \sum_s \beta_s a_s^{[J_y J_z]} V^s_\mu = 0, \qquad /4в/$$

где введены следующие определения:

$$\begin{aligned}
b_1^{[P_x]} &= [\hat P_x, \hat Q_1^{(-)}] = \sum_\mu p^x_\mu q^{(-)}_{1\mu} = \sqrt{5}\langle\Omega|\hat Q_{10}|\Omega\rangle,\\
b_2^{[P_x]} &= [\hat P_x, \hat F_1^{(-)}] = \sum_\mu p^x_\mu f^{(-)}_{1\mu} = \sqrt{\frac{7}{10}}\langle\Omega|\hat Q_2^{(+)}|\Omega\rangle - \sqrt{\frac{42}{5}}\langle\Omega|\hat Q_0^{(+)}|\Omega\rangle,\\
b_3^{[P_x]} &= [\hat P_x, \hat F_3^{(-)}] = \sum_\mu p^x_\mu f^{(-)}_{3\mu} = -\sqrt{\frac{21}{2}}\langle\Omega|\hat Q_2^{(+)}|\Omega\rangle,\\
a_1^{[J_y J_z]} &= [\hat J_z, \hat Q_2^{(-)}] = \sum_\mu j^z_\mu q^{(-)}_{2\mu} = 2\langle\Omega|\hat Q_2^{(+)}|\Omega\rangle,\\
a_2^{[J_y J_z]} &= [\hat J_z, \hat F_2^{(-)}] = \sum_\mu j^z_\mu f^{(-)}_{2\mu} = 2\langle\Omega|\hat F_2^{(+)}|\Omega\rangle, \qquad /5/\\
b_1^{[J_y J_z]} &= [\hat J_y, \hat Q_1^{(-)}] = \sum_\mu j^y_\mu q^{(-)}_{1\mu} = -\langle\Omega|\hat Q_2^{(+)}|\Omega\rangle + \sqrt{3}\langle\Omega|\hat Q_0^{(+)}|\Omega\rangle,\\
b_2^{[J_y J_z]} &= [\hat J_y, \hat F_1^{(-)}] = \sum_\mu j^y_\mu f^{(-)}_{1\mu} = -\sqrt{\frac{5}{2}}\langle\Omega|\hat F_2^{(+)}|\Omega\rangle + \sqrt{6}\langle\Omega|\hat F_0^{(+)}|\Omega\rangle,\\
b_3^{[J_y J_z]} &= [\hat J_y, \hat F_3^{(-)}] = \sum_\mu j^y_\mu f^{(-)}_{3\mu} = \sqrt{\frac{3}{2}}\langle\Omega|\hat F_2^{(+)}|\Omega\rangle.
\end{aligned}$$

Уравнения /4/ могут быть использованы для самосогласованного определения силовых констант остаточного мультиполь-мультипольного взаимодействия κ_2 и κ_3. Умножая уравнение /4а/ на p^x_μ, /4б/ на j^y_μ и /4с/ - на j^z_μ и проводя в них суммирование по μ, получим

$$\sum_\mu (p^x_\mu)^2 E_\mu = \kappa_2 (b_1^{[P_x]})^2 + \kappa_3[(b_2^{[P_x]})^2 + (b_3^{[P_x]})^2], \qquad /6а/$$

$$\sum_\mu (j^y_\mu)^2 E_\mu - \Omega\langle\Omega|\hat J_x|\Omega\rangle = \kappa_2 (b_1^{[J_y J_z]})^2 + \kappa_3[(b_2^{[J_y J_z]})^2 + (b_3^{[J_y J_z]})^2], \qquad /6б/$$

$$\sum_\mu (j^z_\mu)^2 E_\mu - \Omega\langle\Omega|\hat J_x|\Omega\rangle = \kappa_2 (a_1^{[J_y J_z]})^2 + \kappa_3 (a_2^{[J_y J_z]})^2. \qquad /6в/$$

Уравнения /6/ выражают условия самосогласования между квазичастичным полем ХФБ и остаточным взаимодействием в случае гамильтониана $H_{(-)}$. Для решения уравнений движения ПСФ /см. ф./22/ в [1] /, выберем обобщенные координату X_λ и импульс $\mathcal{P}_\lambda$ для гамильтониана $H_{(-)}$ в следующем виде:

$$X_\lambda = \sum_\mu X^\lambda_\mu (b^+_\mu - b_\mu), \qquad /7а/$$

$$\mathcal{P}_\lambda = -i\sum_\mu \mathcal{P}^\lambda_\mu (b^+_\mu + b_\mu), \qquad /7б/$$

$$[X_\lambda, \mathcal{P}_{\lambda'}] = 4i\sum_\mu X^\lambda_\mu \mathcal{P}^{\lambda'}_\mu = i\delta_{\lambda\lambda'}. \qquad /7в/$$

Подставляя /7/ и /3/ в ф. /22/ [1], имеем уравнения движения ПСФ в матричном представлении

$$X^\lambda_\mu = \sum_s \beta_s A^\lambda_s \frac{E_\mu V^s_\mu}{E^2_\mu - \omega^2_\lambda} + \sum_k \gamma_k B^\lambda_k \frac{W^k_\mu}{E^2_\mu - \omega^2_\lambda}, \qquad /8/$$

$$\mathcal{P}^\lambda_\mu = \sum_s \beta_s A^\lambda_s \frac{\omega^2_\lambda V^s_\mu}{E^2_\mu - \omega^2_\lambda} + \sum_k \gamma_k B^\lambda_k \frac{E_\mu W^k_\mu}{E^2_\mu - \omega^2_\lambda}, \quad A^\lambda_s = \sum_\mu V^s_\mu X^\lambda_\mu, \; B^\lambda_k = \sum_\mu W^k_\mu \mathcal{P}^\lambda_\mu, \qquad /9/$$

с помощью которых можно получить систему уравнений, где неизвестными являются переменные A^λ_s /s = 1,2/ и B^λ_k /k = 1,2,3/

$$\sum_s \beta_s A^\lambda_s \left(S_{V_s V_{s'}}(\omega_\lambda) - \frac{\delta_{ss'}}{\beta}\right) + \sum_k \gamma_k B^\lambda_k U_{V_{s'} W_k}(\omega_\lambda) = 0 \quad (s' = 1,2), \qquad /10а/$$

$$\sum_s \beta_s A^\lambda_s \omega^2_\lambda U_{W_k V_s}(\omega_\lambda) + \sum_k \gamma_k B^\lambda_k \left(S_{W_k W_{k'}}(\omega_\lambda) - \frac{\delta_{kk'}}{\beta_{k'}}\right) = 0 \quad (k' = 1,2,3), \qquad /10б/$$

где

$$S_{RT}(\omega) = \sum_\mu \frac{E_\mu R_\mu T_\mu}{E^2_\mu - \omega^2}, \quad U_{RT}(\omega) = \sum_\mu \frac{R_\mu T_\mu}{E^2_\mu - \omega^2}. \qquad /11/$$

Ранее было показано [1], что среди решений уравнений ПСФ гамильтониана $H_{(-)}$ имеются две духовые моды: $/X^{(1)}, P^{(1)}_x/$ и $/J^{(1)}_y, J^{(1)}_z/$ /или Γ^+, Γ/, обусловленные требованием трансляционной и ротационной симметрий гамильтониана H'. Используя метод, предложенный в [2], можно выделить эти духовые решения, заменяя два из уравнений системы /10/ их линейной комбинацией, которая соответствует условию ортогональности духовых и нормальных решений уравнений ПСФ /детали см. в [2] /. Приведем конечный результат:

$$\begin{aligned}
&\sum_s \beta_s A_s^\lambda \left(S_{V_s V_{s'}}(\omega) - \frac{\delta_{ss'}}{\beta_{s'}}\right) + \sum_k \gamma_k B_k^\lambda U_{V_{s'} W_k}(\omega) = 0 \quad (s'=1,2), \\
&\omega^2 \{\sum_s \beta_s A_s^\lambda S_{P_x V_s}(\omega) + \sum_k \gamma_k B_k^\lambda U_{P_x W_k}(\omega)\} = 0, \\
&(\omega^2 - \Omega^2)\{\sum_s \beta_s A_s^\lambda S_{J_y V_s}(\omega) + \sum_k \gamma_k B_k^\lambda U_{J_y W_k}(\omega)\} = 0, \\
&\sum_s \beta_s A_s^\lambda U_{W_3 V_3}(\omega) + \sum_k \gamma_k B_k^\lambda \left(S_{W_3 W_1}(\omega) - \frac{\delta_{3k}}{\gamma_k}\right) = 0.
\end{aligned} \qquad /12/$$

Условие существования нетривиального решения системы уравнений /12/ приводит к следующему секулярному уравнению для определения собственных частот ω_λ

$$\omega_\lambda^2 (\omega_\lambda^2 - \Omega^2) |D^{(-)}(\omega_\lambda)| = 0, \qquad /13/$$

где $|D^{(-)}(\omega_\lambda)|$ - детерминант пятого порядка системы уравнений /12/, не содержащий духовых решений. Существование духовой моды $(X^{(1)}, P_x^{(1)})$ позволяет определить "массовый" параметр g_{P_x}. На основе соотношений /25/ из работы [1]

$$\mathcal{P}_{\lambda_0 = P_x}(0) = \sqrt{g_{P_x}}\, P_x^{(1)} \Rightarrow \mathcal{P}_\mu^{(P_x)} = \frac{\sqrt{g_{P_x}}}{2} p_\mu^x \Rightarrow B_k^{\lambda_0} = \frac{\sqrt{g_{P_x}}}{2} b_k^{[P_x]}, \qquad /14/$$
$$(k = 1,2,3).$$

Уравнения /10б/ для данной духовой моды $/\omega_{\lambda_0} = 0/$ эквивалентны уравнениям /4а/. Уравнения /10а/ в этом случае имеют вид

$$\sum_s \beta_s A_s^{P_x} \left(S_{V_s V_{s'}}(0) - \frac{\delta_{ss'}}{\beta}\right) + \frac{\sqrt{g_{P_x}}}{2} \sum_k \gamma_k b_k^{[P_x]} U_{V_{s'} W_k}(0) = 0, \qquad /15/$$
$$(s' = 1,2).$$

Используя уравнения /4а/ и определение /11/, второй член в уравнении /15/ можно представить в виде

$$\sum_k \gamma_k b_k^{[P_x]} U_{V_s W_k}(0) = S_{V_s P_x}(0) \quad (s = 1,2). \qquad /16/$$

С учетом последнего система /15/ имеет вид:

$$\sum_s \beta_s A_s^{P_x} \left(S_{V_s V_{s'}}(0) - \frac{\delta_{ss'}}{\beta_s}\right) + \frac{\sqrt{g_{P_x}}}{2} S_{V_s P_x}(0) = 0 \quad (s' = 1,2). \qquad /17/$$

Данную систему двух уравнений для трех неизвестных $A_s^{P_x}$ /$s = 1,2$/ и g_{P_x} можно дополнить условием нормировки для моды $(X^{(1)}, P^{(1)})$ /см. /7в//:

$$\sum X_\mu^{(P_x)} \mathcal{P}_\mu^{(P_x)} = \frac{\sqrt{g_{P_x}}}{2} \sum \beta_s A_s^{P_x} S_{V_s P_x}(0) + \frac{g_{P_x}}{4} S_{P_x P_x}(0) = \frac{1}{4}. \qquad /18/$$

Таким образом, система уравнений /17/, /18/ позволяет определить

$$g_{P_x} = \begin{vmatrix} S_{Q_2^{(-)} Q_2^{(-)}}(0) - \frac{1}{\kappa_2} & S_{Q_2^{(-)} F_2^{(-)}}(0) \\ S_{Q_2^{(-)} F_2^{(-)}}(0) & S_{F_2^{(-)} F_2^{(-)}}(0) - \frac{1}{\kappa_3} \end{vmatrix} \Bigg/ \begin{vmatrix} S_{Q_2^{(-)} Q_2^{(-)}}(0) - \frac{1}{\kappa_2} & S_{Q_2^{(-)} F_2^{(-)}}(0) & S_{Q_2^{(-)} P_x}(0) \\ S_{Q_2^{(-)} F_2^{(-)}}(0) & S_{F_2^{(-)} F_2^{(-)}}(0) - \frac{1}{\kappa_3} & S_{F_2^{(-)} P_x}(0) \\ S_{Q_2^{(-)} P_x}(0) & S_{F_2^{(-)} P_x}(0) & S_{P_x P_x}(0) \end{vmatrix} \qquad /19/$$

1.2. Диагонализация $H_{(+)}$

Как и в случае гамильтониана $H_{(-)}$, введем для удобства изложения новые обозначения для одночастичных операторов, входящих в $H_{(+)}$. Эти обозначения будут отражать структуру линейной бозонной части используемых операторов

$$V_s^{(1)}(+) = \sum_\nu V_\nu^s(+)(b_\nu^+ + b_\nu) \quad s = 1-6, \qquad W_k^{(1)}(+) = \sum_\nu W_\nu^k(+)(b_\nu^+ - b_\nu) \quad k = 1-5, \qquad /20/$$

где индексам $s = 1,2,3,4,5,6$ соответствуют операторы : $Q_0^{(+)(1)}$, $Q_2^{(+)(1)}$, $F_0^{(+)(1)}$, $F_2^{(+)(1)}$, $P_n^{(+)(1)}$, $P_z^{(+)(1)}$, а индексам $k = 1,2,3,4,5$ - операторы: $Q_1^{(+)(1)}$, $F_1^{(+)(1)}$, $F_3^{(+)(1)}$, $P_n^{(-)(1)}$, $P_z^{(-)(1)}$. В силу аргументов, приведенных в разделе 1.1, будем опускать индексы /1/ у бозонных операторов* . Кроме того, $\beta_1 = \beta_2 = \gamma_1 = \gamma_2 = 2\kappa_2$, $\beta_3 = \beta_4 = \gamma_3 = 2\kappa_3$, $\beta_5 = \gamma_4 = G_N$, $\beta_6 = \gamma_5 = G_z$.

---

* Так как пространства состояний гамильтонианов $H_{(+)}$ и $H_{(-)}$ взаимно-ортогональны, то все обозначения и переменные, вводимые ниже, относятся только к гамильтониану $H_{(+)}$, поэтому мы будем опускать индекс (+).

В новых обозначениях гамильтониан $H_{(+)}$ /см. ф./18а/ [1] / имеет вид

$$H_{(+)} = \sum_\nu E_\nu b^+_\nu b_\nu - \frac{1}{4}\sum_r G_r P^+_r P_r - \frac{1}{2}\sum_{s=1}^{4} \beta_s V_s^2 - \frac{1}{2}\sum_{k=1}^{3} \gamma_k W_k^2 . \qquad /21/$$

Подставляя /20/, /21/ в условия симметрии /см. ф.20а,б/ в [1] /, с учетом коммутационных соотношений для бозонов /см. также приложение А [1] / получим

$$E_\nu j^x_\nu + \sum_{k=1}^{5} \gamma_k b_k^{(J_x)} W^k_\nu = 0, \qquad /22а/$$

$$E_\nu n^r_\nu + \sum_{k=1}^{5} \gamma_k b_k^{(N_r)} W^k_\nu = 0, \qquad /22б/$$

$$E_\nu p^y_\nu + \sum_{k=1}^{5} \gamma_k b_k^{(P_yP_z)} W^k_\nu = -\Omega p^z_\nu , \qquad /22в/$$

$$E_\nu p^z_\nu - \sum_s \beta_s a_s^{(P_yP_z)} V^s_\nu = -\Omega p^y_\nu . \qquad /22г/$$

Здесь введены обозначения:

$$b_1^{(J_x)} = [\hat Q_1^{(+)}, \hat J_x] = \sum_\nu q^{(+)}_{1\nu} j^x_\nu = \frac{i}{2}(\langle\Omega|\hat Q_2^{(+)}|\Omega\rangle + \sqrt{3}\langle\Omega|\hat Q_0^{(+)}|\Omega\rangle),$$

$$b_2^{(J_x)} = [\hat F_1^{(+)}, \hat J_x] = \sum_\nu f^{(+)}_{1\nu} j^x_\nu = \frac{i}{2}(\frac{\sqrt{10}}{2}\langle\Omega|\hat F_2^{(+)}|\Omega\rangle + \sqrt{6}\langle\Omega|\hat F_0|\Omega\rangle),$$

$$b_3^{(J_x)} = [\hat F_3^{(+)}, \hat J_x] = \sum_\nu f^{(+)}_{3\nu} j^x_\nu = i\frac{\sqrt{6}}{4}\langle\Omega|\hat F_2^{(+)}|\Omega\rangle, \quad b_4^{(J_x)} = b_5^{(J_x)} = 0,$$

$$b_1^{(N)} = b_2^{(N)} = b_3^{(N)} = b_5^{(N)} = 0, \quad b_4^{(N)} = \sum_{\nu\in N} P^{(-)}_\nu n_\nu = \langle\Omega|\hat P_N|\Omega\rangle,$$

$$b_1^{(Z)} = b_2^{(Z)} = b_3^{(Z)} = b_4^{(Z)} = 0, \quad b_5^{(Z)} = \sum_{\nu\in Z} P^{(-)}_\nu n_\nu = \langle\Omega|\hat P_Z|\Omega\rangle, \qquad /23/$$

$$b_1^{(P_yP_z)} = [\hat Q_1^{(+)}, \hat P_y] = \sum_\nu q^{(+)}_{1\nu} p^y_\nu = -i\frac{\sqrt{5}}{2}\langle\Omega|\hat Q_{10}|\Omega\rangle,$$

$$b_2^{(P_yP_z)} = [\hat F_1^{(+)}, \hat P_y] = \sum_\nu f^{(+)}_{1\nu} p^y_\nu = -\frac{i}{2}\sqrt{\frac{7}{10}}(\langle\Omega|\hat Q_2^{(+)}|\Omega\rangle + 2\sqrt{3}\langle\Omega|\hat Q_0^{(+)}|\Omega\rangle),$$

$$b_3^{(P_yP_z)} = [\hat F_3^{(+)}, \hat P_y] = \sum_\nu f^{(+)}_{3\nu} p^y_\nu = -\frac{i}{2}\sqrt{\frac{21}{2}}\langle\Omega|\hat Q_2^{(+)}|\Omega\rangle,$$

$$b_4^{(P_yP_z)} = b_5^{(P_yP_z)} = 0,$$

$$a_1^{(P_yP_z)} = [\hat Q_0^{(+)}, \hat P_z] = \sum_\nu q^{(+)}_{0\nu} p^z_\nu = i\sqrt{\frac{5}{3}}\langle\Omega|\hat Q_{10}|\Omega\rangle, \quad a_2^{(P_yP_z)} = [\hat Q_2^{(+)}, \hat P_z] = 0,$$

$$a_3^{(P_yP_z)} = [\hat F_0^{(+)}, \hat P_z] = \sum_\nu f^{(+)}_{0\nu} p^z_\nu = i\frac{3}{2}\sqrt{\frac{7}{5}}\langle\Omega|\hat Q_0^{(+)}|\Omega\rangle,$$

$$a_4^{(P_yP_z)} = [\hat F_2^{(+)}, \hat P_z] = \sum_\nu f^{(+)}_{2\nu} p^z_\nu = i\frac{\sqrt{7}}{2}\langle\Omega|\hat Q_2^{(+)}|\Omega\rangle.$$

Уравнения /22/ позволяют самосогласованным образом определить силовые константы G_r /$r = N$ или Z/, κ_2, κ_3 гамильтониана $H_{(+)}$. Так, для самосогласованного определения парных констант G_N и G_Z условия /22б/ позволяют получить соотношения:

$$G_N = \frac{\sum_{\nu\in N} (n_\nu)^2 E_\nu}{(b_4^{(N)})^2}; \quad G_Z = \frac{\sum_{\nu\in Z} (n_\nu)^2 E_\nu}{(b_5^{(Z)})^2}, \qquad /24/$$

а из условий /22 а,в,г/ следует

$$\frac{1}{2}\sum_\nu (j^x_\nu)^2 E_\nu = \kappa_2 (b_1^{(J_x)})^2 + \kappa_3[(b_2^{(J_x)})^2 + (b_3^{(J_x)})^2],$$

$$\frac{1}{2}\sum_\nu (p^y_\nu)^2 E_\nu = \kappa_2 (b_1^{(P_yP_z)})^2 + \kappa_3[(b_2^{(P_yP_z)})^2 + (b_3^{(P_yP_z)})^2], \qquad /25/$$

$$\frac{1}{2}\sum_\nu (p^z_\nu)^2 E_\nu = -\kappa_2 (a_1^{(P_yP_z)})^2 - \kappa_3[(a_3^{(P_yP_z)})^2 + (a_4^{(P_yP_z)})^2].$$

При выводе соотношений /25/ было использовано условие

$$\langle\Omega|[\hat P_y, \hat P_z]|\Omega\rangle = \sum_\nu p^y_\nu p^z_\nu = 0.$$

Очевидно, что при корректности модели решения для констант остаточного взаимодействия κ_2 и κ_3, полученные из соотношений /6/ и /25/, должны совпадать.

Будем искать обобщенные координату X_λ и импульс $\mathcal{P}_\lambda$ для гамильтониана $H_{(+)}$ в следующей форме

$$X_\lambda = -i\sum X^\lambda_\nu (b^+_\nu - b_\nu) \quad \mathcal{P}_\lambda = \sum \mathcal{P}^\lambda_\nu (b^+_\nu + b_\nu), \; [X_\lambda, \mathcal{P}_{\lambda'}] = 2i\sum_\nu X^\lambda_\nu \mathcal{P}^{\lambda'}_\nu = i\delta_{\lambda\lambda'}. \qquad /26/$$

Подставляя выражения /21/ и /26/ в уравнения движения /см. ф.22 в [1] / для амплитуд операторов X_λ и $\mathcal{P}_\lambda$, имеем

$$X^\lambda_\nu = \sum_s \beta_s A^\lambda_s \frac{E_\nu V^s_\nu}{E^2_\nu - \omega^2_\lambda} + \sum_k \gamma_k B^\lambda_k \frac{W^k_\nu}{E^2_\nu - \omega^2_\lambda}, \qquad /27/$$

$$\mathcal{P}_\nu^\lambda = \sum_s \beta_s A_s^\lambda \frac{\omega_\nu^2 V_\nu^s}{E_\nu^2-\omega_\lambda^2} + \sum_k \gamma_k B_k^\lambda \frac{E_\nu W_\nu^k}{E_\nu^2-\omega_\lambda^2}, \qquad /27/$$

где неизвестные A_s^λ $/s=1,\dots,6/$ и B_k^λ $/k=1,\dots,5/$ определяются соотношениями

$$A_s^\lambda = \sum_\nu V_\nu^s X_\nu^\lambda, \quad B_k^\lambda = \sum_\nu W_\nu^k \mathcal{P}_\nu^\lambda. \qquad /28/$$

Подставляя /27/ в /28/, получим систему линейных однородных алгебраических уравнений относительно неизвестных A_s^λ и B_k^λ :

$$\begin{aligned} &\sum_s \beta_s A_s^\lambda (S_{V_s V_{s'}}(\omega_\lambda) - \frac{\delta_{ss'}}{\beta_s}) + \sum_k \gamma_k B_k^\lambda U_{W_k V_s}(\omega_\lambda) = 0 \quad (s'=1,\dots,6), \\ &\sum_s \beta_s A_s^\lambda \omega_\lambda^2 U_{V_s W_k}(\omega_\lambda) + \sum_k \gamma_k B_k^\lambda (S_{W_k W_{k'}}(\omega_\lambda) - \frac{\delta_{kk'}}{\gamma_k}) = 0 \quad (k=1,\dots,5). \end{aligned} \qquad /29/$$

Здесь

$$S_{RT}(\omega) = \sum_\nu \frac{E_\nu R_\nu T_\nu}{E_\nu^2-\omega^2}, \quad U_{RT}(\omega) = \sum_\nu \frac{R_\nu T_\nu}{E_\nu^2-\omega^2}. \qquad /30/$$

Среди решений системы уравнений /29/ имеются три, обусловленные духовыми модами: $(\theta_x^{(1)}, J_x^{(1)})$, $(\theta_r^{(1)}, N_r^{(1)})$ $(r=N,Z)$ гамильтониана $H_{(+)}$ /где $[\theta_x^{(1)}, J_x^{(1)}] = [\theta_r^{(1)}, N_r^{(1)}] = i$/. Следуя работе [2], выделим духовые решения из уравнений системы /29/ и окончательно получим

$$\sum_s \beta_s A_s^\lambda (S_{V_s V_{s'}}(\omega_\lambda) - \frac{\delta_{ss'}}{\beta_s}) + \sum_k \gamma_k B_k^\lambda U_{W_k V_{s'}}(\omega_\lambda) = 0 \quad (s'=1,\dots,6), \qquad /31а/$$

$$\omega_\lambda^2 \{ \sum_k \sum_s \gamma_k \beta_s b_k^{[A]} A_s^\lambda U_{V_s W_k}(\omega_\lambda) + \sum_{kk'} \gamma_k \gamma_{k'} b_k^{[A]} B_k^\lambda \mathcal{F}_{W_k W_{k'}}(\omega_\lambda) \} = 0, \qquad /31б/$$

$$A = J_x, N_Z, N_N$$

$$\sum_s \beta_s A_s^\lambda \omega_\lambda^2 U_{V_s W_k}(\omega_\lambda) + \sum_k \gamma_k B_k^\lambda (S_{W_k W_{k'}}(\omega_\lambda) - \frac{\delta_{kk'}}{\gamma_k}) = 0 \quad (k=4,5), \qquad /31в/$$

$$\mathcal{F}_{RT}(\omega) = \sum_\nu \frac{R_\nu T_\nu}{E_\nu (E_\nu^2-\omega^2)}. \qquad /32/$$

Условие разрешимости системы уравнений /31/ приводит к секулярному условию

$$\omega_\lambda^6 |\mathcal{D}^{(+)}(\omega_\lambda)| = 0, \qquad /33/$$

где $|\mathcal{D}^{(+)}(\omega_\lambda)|$ -детерминант одиннадцатого порядка системы уравнений /31/ для ненулевых решений.

Выражение для "массовых" параметров g_{J_x} и g_{N_r} $(r=N,Z)$ можно получить аналогичным образом, как и для параметра g_{P_x} в предыдущем пункте. Например, параметр g_{J_x} имеет вид:

$$g_{J_x} = \frac{1}{2} \frac{|\mathcal{D}_1|}{|\mathcal{D}_2|}, \qquad /34/$$

где $|\mathcal{D}_1|$ и $|\mathcal{D}_2|$ - детерминанты 6-го и 7-го порядка соответственно следующих матриц:

$$(\mathcal{D}_1)_{ss'} = S_{V_s V_{s'}}(0) - \frac{\delta_{ss'}}{\beta_s} \quad s, s'=1,\dots,6$$

и

$$\begin{aligned} &(\mathcal{D}_2)_{ss'} = (\mathcal{D}_1)_{ss'}, \quad s, s'=1,\dots,6 \\ &(\mathcal{D}_2)_{7s} = (\mathcal{D}_2)_{s7} = S_{V_s J_x}(0) \quad s=1,\dots,6 \\ &(\mathcal{D}_2)_{77} = S_{J_x J_x}(0). \end{aligned} \qquad /35/$$

Аналогичные выражения могут быть получены для параметров g_{N_r} с той лишь разницей, что матричные элементы оператора J_x заменяются на матричные элементы оператора N_r .

1.3. Качественный анализ уравнений ПСФ

В этом пункте проанализируем системы уравнений /12/ /для $H_{(-)}$ / и /31/ /для $H_{(+)}$ с соответствующими секулярными уравнениями /13/ и /33/ с точки зрения двух пределов: 1/ в отсутствие октупольной деформации ядра; 2/ в пределе малых частот вращения $\Omega \to 0$. В отсутствие октупольной деформации четность одночастичных состояний, определенных во внутренней системе координат, является достаточно хорошим квантовым числом. Вследствие этого секулярные уравнения /13/ и /33/ приобретают блок-диагональную структуру, а системы /12/ и /31/ можно разбить на соответствующие подсистемы, каждая из которых позволяет определить решения, характеризуемые определенным значением четности $(\pi=\pm)$ и сигнатуры $(r=\pm)$ *. Первое и четвертое уравнения системы /12/

---

* Под сигнатурой понимается собственное значение оператора $\hat{R}_x(\pi)$ /см. [3-8] /.

образуют подсистему, решения которой имеют $\pi = +1$ и $r = -1$. Эти решения характеризуют коллективные возбуждения отрицательной сигнатуры квадрупольной природы. Среди них находятся решения, соответствующие квантовому прецессионному движению вектора углового момента во внутренней системе координат. Они подробно обсуждались в [3-7]. Остальные уравнения системы /12/ образуют систему, решения которой характеризуются квантовыми числами $\pi = -1$ и $r = +1$ /октупольные возбуждения положительной сигнатуры/. Эти уравнения и соответствующие решения были проанализированы в [8] с целью изучения влияния вращения на свойства октупольных возбуждений, а также влияния последних на выстраивание углового момента. Одна из подсистем размерность семь системы/51/ определяет низколежащие квадрупольные возбуждения положительной сигнатуры и характеризуется квантовыми числами $\pi = +1$ и $r = +1$. Соответствующие решения были проанализированы в работах [3-7]. Другая из подсистем уравнений /31/ размерностью четыре определяет октупольные возбуждения вращающихся атомных ядер, характеризуемые отрицательной четностью $\pi = -1$ и положительной сигнатурой $r = +1$. Численный анализ этих уравнений проведен в [8].

В случае малых частот вращения $/\Omega \to 0/$ атомные ядра, как правило, характеризуются аксиально-симметричными формами. Проекция углового момента так же, как и проекция момента импульса на ось симметрии, являются хорошими квантовыми числами. Следовательно, дисперсионные уравнения /13/ и /33/ распадаются на блоки, каждый из которых определяет решение с соответствующим значением проекции углового момента на ось симметрии. Однако вследствие ненулевой октупольной деформации квадрупольные и октупольные моды остаются смешанными между собой. И только в отсутствие октупольной деформации уравнения /13/ и /33/ расщепляются на уравнения, решение которых можно характеризовать определенным значением проекции углового момента на внутреннюю ось и четность. Подробное обсуждение этих решений можно найти в книге В.Г.Соловьева [9].

2. СОБСТВЕННЫЕ ВЕКТОРЫ ГАМИЛЬТОНИАНА ПСФ И МАТРИЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ПЕРЕХОДА

2.1. Собственные векторы

Вследствие ортогональности решений в ПСФ все нормальные моды $(X_\lambda, \mathcal{P}_\lambda)$ с $\omega_\lambda \neq 0$ ортогональны также и голдстоуновской моде $(\theta_x^{(1)}, J_x^{(1)})$. Тогда среднее значение оператора углового момента $\hat{J}_x$ по фононному состоянию в первом порядке ПСФ

$$\langle\Omega|\hat{O}_\lambda \hat{J}_x \hat{O}_\lambda^+|\Omega\rangle = \langle\Omega|\hat{J}_x|\Omega\rangle \qquad /36/$$

соответствует среднему значению оператора $\hat{J}_x$ в состоянии ираст-линии, отвечающему данному значению угловой частоты вращения Ω. С другой стороны, при $I \gg 1$ угловой момент практически полностью выстроен вдоль оси вращения, что обеспечивает выполнение условия МПВ

$$\langle\Omega|\hat{J}_x|\Omega\rangle \simeq \sqrt{I(I+1)}. \qquad /37/$$

Следовательно, оператор рождения фонона $\hat{O}_\lambda^+$ не меняет полного углового момента. Иными словами, однофононные /в общем случае многофононные/ ротационные полосы имеют тот же момент инерции, что и ираст-линия, на которой они построены.

Состояние $|\Omega\rangle$ ираст-линии является вакуумом как для квазичастичных, так и для фононных операторов и определяется следующим образом:

$$\hat{O}_\lambda|\Omega\rangle = N_r^{(1)}|\Omega\rangle = P_x^{(1)}|\Omega\rangle = 0, \qquad /38а/$$

$$\Gamma|\Omega\rangle = J_x^{(1)}|\Omega\rangle = 0. \qquad /38б/$$

Так как $J_x^{(1)} \simeq \hat{J}_x - \langle\Omega|\hat{J}_x|\Omega\rangle$, то соотношение /38б/ означает, что угловой момент в состоянии ираст-линии почти полностью выстроен вдоль оси x. Маршалек использовал этот факт для построения собственных векторов полного гамильтониана H в случае нулевой октупольной деформации и положительной четности [3,10]. Этот подход можно легко обобщить на случай ненулевой октупольной деформации, в результате чего для собственных векторов гамильтониана модели /см. ф. /2/ в [1] / имеем

$$|\{n_{\lambda-}\}\{n_{\lambda+}\}N, Z, P_x, J, M\rangle = \prod_{n_{\lambda-}} \frac{(O_{\lambda-}^+)^{n_{\lambda-}}}{\sqrt{n_{\lambda-}!}} \times \prod_{n_{\lambda+}} \frac{(O_{\lambda+}^+)^{n_{\lambda+}}}{\sqrt{n_{\lambda+}!}} \times$$

$$\times \frac{e^{i(Z-Z_0)\theta_z}}{\sqrt{2\pi}} \times \frac{e^{i(N-N_0)\theta_N}}{\sqrt{2\pi}} \times \frac{e^{iP_x X}}{\sqrt{2\pi}} \times \frac{e^{i(J-J_0)\theta_x}}{\sqrt{2\pi}} \times \qquad /39/$$

$$\times \frac{(\Gamma^+)^{J-M}}{\sqrt{(J-M)!}}|0, 0, N_0, Z_0, 0, J_0, J_0\rangle,$$

где $n_{\lambda-}$ и $n_{\lambda+}$ - число фононов отрицательной и положительной обобщенной сигнатуры* соответственно; $\theta_N^{(1)}, \theta_N^{(1)}$ и $\theta_x^{(1)}$ - углы, со-

---

*Под обобщенной сигнатурой мы понимаем собственное значение оператора $\hat{S}_x$: $\hat{S}_x \hat{O}_{\lambda\pm}^+ \hat{S}_x^{-1} = \pm\hat{O}_{\lambda\pm}^+$.

пряженные операторам числа частиц $\hat{N}_\tau$ и $\hat{J}_x$, X - проекция координаты центра масс ядра на ось x. Вектор $|0, 0, N_0, Z_0, 0, J_0, J_0\rangle$ описывает состояние ядра на ираст-линии, угловой момент которого J_0 /с проекцией $M = J_0$ на ось x /, с числом нейтронов N и протонов Z. Если для внутренней волновой функции имеет место S_x - симметрия, тогда для волновой функции /39/ из условия /3/ [1] следует связь между четностью и угловым моментом состояния

$$\pi = (-1)^J (-1)^{\sum_{\lambda-} n_{\lambda-}} . \qquad /40/$$

Собственные векторы /39/ можно разделить на ротационную и неротационную части

$$|\alpha JM\rangle = |\alpha J\rangle \times |JM\rangle,$$

$$|JM\rangle = \frac{e^{i(J-J_0)\theta_x}}{\sqrt{2\pi}} \times \frac{(\Gamma^+)^{J-M}}{\sqrt{(J-M)!}} |J_0, M = J_0\rangle,$$

$$/41/$$

$$|\alpha J\rangle = \frac{e^{i(J-J_0)\theta_x}}{\sqrt{2\pi}} \times \frac{e^{i(Z-Z_0)\theta_z}}{\sqrt{2\pi}} \times \frac{e^{iP_x X}}{\sqrt{2\pi}} \times$$

$$\times \prod_{n_{\lambda-}} \prod_{n_{\lambda+}} \frac{(O^+_{\lambda-})^{n_{\lambda-}}}{\sqrt{n_{\lambda-}!}} \frac{(O^+_{\lambda+})^{n_{\lambda+}}}{\sqrt{n_{\lambda+}!}} |n_{\lambda-} = 0,\ n_{\lambda+} = 0, N = N_0, Z = Z_0, P_x = 0\rangle,$$

где α представляет ансамбль квантовых чисел: $n_{\lambda+}, n_{\lambda-}, N, Z, P_x$. Отметим, что волновая функция /39/ или /41/ была получена, как и в работах Маршалека [3,10,11], путем замены: $J_x^{(1)} \to \hat{J}_x - J_0$, $N_N^{(1)} \to \hat{N} - N_0$, $N_Z^{(1)} \to \hat{N}_Z - Z_0$, $P_x^{(1)} \to \hat{P}_x$. При этом переменные θ_x, θ_τ, X имеют все значения в интервале $(0, 2\pi)$, $(0, 2\pi)$ $(-\infty, \infty)$ соответственно, а волновая функция /39/ или /41/ является нормированной.

Рассмотрим условие полноты фононного пространства. Соотношения /7/ и /26/ можно рассматривать как преобразование от бозонов b^+_μ, b^+_ν к фононам $O^+_{\lambda+}, O^+_{\lambda-}$. В случае гамильтониана $H_{(+)}$ фононное пространство формируют нормальные моды $(X_{\lambda+}, \mathcal{P}_{\lambda+})$ уравнений ПСФ с $\omega_\lambda \neq 0$, духовые моды с нулевой энергией $(\theta_x^{(1)}, J_x^{(1)})$, $(\theta_N^{(1)}, N_N^{(1)})$, $(\theta_Z^{(1)}, N_Z^{(1)})$, а также моды $(Y^{(1)} P_y^{(1)})$, $(Z^{(1)} P_Z^{(1)})$, которые не являются решениями ПСФ. Тогда условия полноты фононного пространства гамильтониана $H_{(+)}$ можно выразить в следующем виде:

$$b^+_\nu = i \sum_{\omega_\lambda \neq 0} \{[b^+_\nu, X_\lambda]\mathcal{P}_\lambda + [\mathcal{P}_\lambda, b^+_\nu] X_\lambda\} + i\{[b^+_\nu, \theta_N^{(1)}] N_N^{(1)} +$$

$$+ [N_N^{(1)}, b^+_\nu]\theta_N^{(1)}\} + i\{[b^+_\nu, \theta_Z^{(1)}] N_Z^{(1)} + [N_Z^{(1)}, b^+_\nu]\theta_Z^{(1)}\} + i\{[b^+_\nu, Y^{(1)}] P_y^{(1)} +$$
$$/42/$$
$$+ [P_y^{(1)}, b^+_\nu] Y^{(1)}\} + i\{[b^+_\nu, Z^{(1)}] P_Z^{(1)} + [P_Z^{(1)}, b^+_\nu] Z^{(1)}\}.$$

Фононное пространство гамильтониана $H_{(-)}$ формируют нормальные ненулевые моды $(X_{\lambda-}, \mathcal{P}_{\lambda-})$ соответствующих уравнений ПСФ, духовые моды $(X^{(1)}, P_x^{(1)})$ и мода $(J_y^{(1)}, J_z^{(1)})$ с $\omega = \pm\Omega$. Следовательно, условие полноты фононного пространства гамильтониана $H_{(-)}$ выражается следующим образом:

$$b^+_\mu = i \sum_{\omega_\lambda \neq 0, \Omega} \{[b^+_\mu, X_\lambda]\mathcal{P}_\lambda + [\mathcal{P}_\lambda, b^+_\mu] X_\lambda\} + i\{[b^+_\mu, X^{(1)}] P_x^{(1)} +$$
$$/43/$$
$$+ [P_x^{(1)}, b^+_\mu] X^{(1)}\} + \frac{i}{\langle\Omega|\hat{J}_x|\Omega\rangle}\{[b^+_\mu, J_y^{(1)}] J_z^{(1)} + [J_z^{(1)}, b^+_\mu] J_y^{(1)}\}.$$

2.2. Вероятности электрических переходов и статистические моменты

2.2.1. Операторы перехода

Приведенная вероятность электрических переходов определяется как

$$B(E\lambda; \alpha_1 I_1 \to \alpha_2 I_2) = \frac{|\langle I_2\alpha_2 || \mathfrak{M}(E\lambda) || I_1\alpha_1\rangle|^2}{2I_1+1}, \qquad /44/$$

где $\mathfrak{M}(E\lambda, \mu)$ - оператор перехода мультипольности λ с проекцией μ. Произвольный тензорный оператор $T_{\lambda\mu}$, определенный в лабораторной системе координат, трансформируется во внутреннюю систему координат посредством стандартного преобразования

$$T_{\lambda\mu} = \sum_\nu \mathcal{D}^\lambda_{\mu\nu} T'_{\lambda\nu} = \frac{1}{2}\sum_\nu \{T'_{\lambda\nu}, \mathcal{D}^\lambda_{\nu\mu}\}, \qquad /45/$$

где $T'_{\lambda\nu}$ - тензорный оператор во внутренней системе координат, $\mathcal{D}^\lambda_{\nu\mu}$ - функция Вигнера. В случае, когда ось квантования совпадает с осью вращения при $I \gg 1$, приведенный матричный элемент имеет вид [12,3]

$$\langle\alpha_2 I_2 || T_\lambda || \alpha_1 I_1\rangle = \sqrt{2I+1}\,(J\lambda J\nu | J+\nu J+\nu) \langle\alpha_2 J+\nu | T'_{\lambda\nu} | \alpha J\rangle. \qquad /46/$$

Так как в формулах /45/, /46/ тензорный оператор определен в системе координат с осью квантования x, то необходимо переопределить операторы, приведенные в приложении A [1] посредством соотношения

$$\hat{Q}_{\lambda\mu_x} = \sum_{\mu_z} \mathfrak{D}^{\lambda}_{\mu_x\mu_z}\left(\frac{\pi}{2}\right)\hat{Q}_{\lambda\mu_z} \quad . \qquad /47/$$

В результате для дипольных, квадрупольных и октупольных операторов перехода в ПСФ получаем

$$\hat{Q}^{(-)}_{1\mu_x=0} = \sum_{k\ell} \mathfrak{M}^{(10)}_{k\ell}(b^+_{k\ell} - b_{k\ell}) + \mathfrak{M}^{(10)}_{\bar{k}\bar{\ell}}(b^+_{\bar{k}\bar{\ell}} - b_{\bar{k}\bar{\ell}}),$$

$$\hat{Q}^{(+)}_{1\mu_x=1} = \langle\Omega|\hat{Q}^{(+)}_{1\mu_x=1}|\Omega\rangle + \sum_{k\ell}(\mathfrak{M}^{(11)}_{k\bar{\ell}}\, b^+_{k\bar{\ell}} - \mathfrak{M}^{(1-1)}_{k\bar{\ell}}\, b_{k\bar{\ell}}),$$

$$\hat{Q}^{(+)}_{2\mu_x=0} = \langle\Omega|\hat{Q}^{(+)}_{2\mu_x=0}|\Omega\rangle + \sum_{k\ell}\mathfrak{M}^{(20)}_{k\bar{\ell}}(b^+_{k\bar{\ell}} + b_{k\bar{\ell}}),$$

$$\hat{Q}^{(-)}_{2\mu_x=1} = \sum_{k\ell}\{\mathfrak{M}^{(21)}_{k\ell}\, b^+_{k\ell} + \mathfrak{M}^{(2-1)}_{k\ell} b_{k\ell} + \mathfrak{M}^{(21)}_{\bar{k}\bar{\ell}} b^+_{\bar{k}\bar{\ell}} + \mathfrak{M}^{(2-1)}_{\bar{k}\bar{\ell}}\, b_{\bar{k}\bar{\ell}}\},$$

$$\hat{Q}^{(+)}_{2\mu_x=2} = \langle\Omega|\hat{Q}^{(+)}_{2\mu_x=2}|\Omega\rangle + \sum_{k\ell}(\mathfrak{M}^{(22)}_{k\bar{\ell}}\, b^+_{k\bar{\ell}} + \mathfrak{M}^{(2-2)}_{k\bar{\ell}}\, b_{k\bar{\ell}}), \qquad /48/$$

$$\hat{Q}^{(-)}_{3\mu_x=0} = \sum_{k\ell}\{\mathfrak{M}^{(30)}_{k\ell}(b^+_{k\ell} - b_{k\ell}) + \mathfrak{M}^{(30)}_{\bar{k}\bar{\ell}}(b^+_{\bar{k}\bar{\ell}} - b_{\bar{k}\bar{\ell}})\},$$

$$\hat{Q}^{(+)}_{3\mu_x=1} = \langle\Omega|\hat{Q}^{(+)}_{3\mu_x=1}|\Omega\rangle + \sum_{k\ell}(\mathfrak{M}^{(3-1)}_{k\bar{\ell}} b^+_{k\bar{\ell}} - \mathfrak{M}^{(31)}_{k\bar{\ell}}\, b_{k\bar{\ell}}),$$

$$\hat{Q}^{(-)}_{3\mu_x=2} = \sum_{k\ell}\{\mathfrak{M}^{32}_{k\ell}\, b^+_{k\ell} + \mathfrak{M}^{(3-2)}_{k\ell}\, b_{k\ell} + \mathfrak{M}^{(32)}_{\bar{k}\bar{\ell}} b^+_{\bar{k}\bar{\ell}} + \mathfrak{M}^{(3-2)}_{\bar{k}\bar{\ell}}\, b_{\bar{k}\bar{\ell}}\},$$

$$\hat{Q}^{(+)}_{3\mu_x=3} = \langle\Omega|\hat{Q}^{(+)}_{3\mu_x=3}|\Omega\rangle + \sum_{k\ell}(\mathfrak{M}^{(33)}_{k\bar{\ell}}\, b^+_{k\bar{\ell}} + \mathfrak{M}^{(3-3)}_{k\bar{\ell}}\, b_{k\bar{\ell}}),$$

где квазичастичные матричные элементы $\mathfrak{M}^{\lambda\mu}_{k\ell}$, $\mathfrak{M}^{\lambda\mu}_{\bar{k}\bar{\ell}}$, $\mathfrak{M}^{\lambda\mu}_{k\bar{\ell}}$ даны в приложении. Выражения /48/ можно дополнить условием

$$\hat{Q}^{(\pm)\,+}_{\lambda\mu_x} = (-1)\quad \hat{Q}^{(\pm)}_{\lambda-\mu_x}. \qquad /49/$$

Здесь символ $/\pm/$ над оператором определяет обобщенную сигнатуру оператора. Подставляя выражение для операторов бозонов /42/ и /43/ в /48/, можно выразить операторы $Q^{(\pm)}_{\lambda\mu_x}$ через моды ПСФ уравнений $(X_{\lambda\pm}, \mathcal{P}_{\lambda\pm})$, духовые моды $(\theta^{(1)}_x, J^{(1)}_x)$, $(\theta^{(1)}_\tau, N^{(1)}_\tau)$, $(J^{(1)}_y, J^{(1)}_z)$, $(X^{(1)}, P^{(1)}_x)$ и моды $(Y^{(1)}, P^{(1)}_y)$, $(Z^{(1)}, P^{(1)}_z)$. Появляющиеся в этих выражениях коммутаторы типа $[\hat{Q}^{(\pm)}_{\lambda\mu_x}, J^{(1)}_x)$, $[\hat{Q}^{(\pm)}_{\lambda\mu_x}, J^{(1)}_{y,z}]$, $[\hat{Q}^{(\pm)}_{\lambda\mu_x}, P^{(1)}_x]$ и $[\hat{Q}^{(\pm)}_{\lambda\mu_x}, P^{(1)}_{y,z}]$ заменим соответствующими средними значениями мультипольных операторов в состояниях ираст-линии, /см. /5/, /23//. Далее, согласно Маршалеку /3/, в этих выражениях необходимо произвести замену $\theta^{(1)}_x \to \theta_x$, $\theta^{(1)}_\tau \to \theta_\tau$, $X^{(1)} \to X$, $N^{(1)}_N \to N - N_0$, $N^{(1)}_Z \to Z - Z_0$, $J^{(1)}_x \to J - J_0$, $P^{(1)}_x \to P_x$, чтобы получить соотношения для $\hat{Q}^{(\pm)}_{\lambda\mu_x}$ в лабораторной системе координат. Полученные выражения могут быть использованы для определения $Q^{(\pm)\prime}_{\lambda\mu_x}$, действующих во внутренней системе координат /т.е. в пространстве функций $|aJ\rangle$ - см. /41//. С этой целью необходимо выразить функции Вигнера $\mathfrak{D}^{\lambda}_{\mu\mu'}$ в операторной форме в терминах операторов $J^{(1)}_x$, $\theta^{(1)}_x$, Γ, Γ^+ и произвести замену $\theta^{(1)}_x \to \theta_x$, $J^{(1)}_x \to J - J_0$ /см. /3,10//. В результате получим*

$$\hat{Q}^{(+)\prime}_{k\mu_x=m} = \langle\Omega|\hat{Q}^{(+)}_{k\mu_x=m}|\Omega\rangle + \sum_{\substack{\lambda \\ \omega_\lambda\neq 0}}(\Lambda^{km}_{\lambda}\,\hat{O}^+_{\lambda} + \Lambda^{k-m}_{\lambda}\hat{O}_{\lambda}) + \qquad /50/$$
$$+ [\hat{Q}^{(+)}_{k\mu_x=m}, i\theta^{(1)}_N](N - N_0) + [\hat{Q}^{(+)}_{k\mu_x=m}, i\theta^{(1)}_Z](Z - Z_0) + [\hat{Q}^{(+)}_{k\mu_x=m}, i\theta^{(1)}_x](J - J_0).$$

Эта формула имеет место в случае, когда: $k = m = 1,2,3$; $k = 2$, $m = 0$; $k = 3$, $m = 1$. При $k = 1,3$, $m = 0$; $k = 2$, $m = 1$ и $k = 3$, $m = 2$ имеем

$$\hat{Q}^{(-)\prime}_{k\mu_x=m} = \sum_{\substack{\lambda \\ \omega_\lambda\neq 0,\Omega}}(\Lambda^{km}_{\lambda}\hat{O}^+_{\lambda} + (-1)^{m+1}\Lambda^{k-m}_{\lambda}\, O^+_{\lambda}). \qquad /51/$$

Матрицы Λ^{km}_{λ} в случае отрицательной сигнатуры имеют вид

$$\Lambda^{km}_{\lambda} = 2\sum_{\mu}(\mathfrak{M}^{km}_{\mu}\,\psi^{\lambda}_{\mu} + (-1)^{k+1}\mathfrak{M}^{k-m}_{\mu}\,\phi^{\lambda}_{\mu}), \qquad /52/$$

здесь $k = 1$, $m = 0$; $k = 2$, $m = \pm 1$; $k = 3$, $m = 0, \pm 2$. Для положительной сигнатуры

$$\Lambda^{km}_{\lambda} = \sum_{\nu}(\mathfrak{M}^{km}_{\nu}\,\psi^{\lambda}_{\nu} - \mathfrak{M}^{k-m}_{\nu}\,\phi^{\lambda}_{\nu}), \qquad /53/$$

где $k = 1$, $m = \pm 1$, $k = 2$, $m = 0, \pm 2$; $k = 3$, $m = \pm 1, \pm 3$. Кроме того,

$$(\Lambda^{km}_{\lambda})^* = (-1)^{k+m}\Lambda^{k-m}_{\lambda}, \qquad /54/$$

а амплитуды $\psi^{\lambda}_{\mu(\nu)}$, $\phi^{\lambda}_{\mu(\nu)}$ следуют из определения операторов фононов

$$\hat{O}^+_{\lambda+} = \sum_{\nu}(\psi^{\lambda}_{\nu}\, b^+_{\nu} + \phi^{\lambda}_{\nu} b_{\nu}), \quad \hat{O}^+_{\lambda-} = \sum_{\mu}(\psi^{\lambda}_{\mu} b^+_{\mu} + \phi^{\lambda}_{\mu} b_{\mu}). \qquad /55/$$

---

*Ниже мы не будем рассматривать члены, связанные с модами $(X^{(1)}, P^{(1)}_x)$ $(Y^{(1)}, P^{(1)}_y)$, $(Z^{(1)}, P^{(1)}_z)$, так как моды $(Y^{(1)}, P^{(1)}_y)$, $(Z^{(1)}, P^{(1)}_z)$ не входят в пространство функций /41/ и при изучении ядерных вибраций можно считать $P_x = 0$. Важно то, что в нашем рассмотрении эти моды не смешиваются с нормальными модами $(X_\lambda, \mathcal{P}_\lambda)$, а также с другими духовыми модами.

2.2.2. Статические ядерные моменты

Статические ядерные моменты определяются средними значениями операторов $\hat{Q}^{(\pm)'}_{\lambda\mu_x}$ по состояниям $|aJ\rangle$. Используя /50/, /51/ для статических дипольных, квадрупольных и октупольных /ненулевых/ моментов, имеем

$$eQ_{1\mu_x=1} = \langle aJ|\sqrt{\frac{16\pi}{3}}\,\hat{Q}^{(+)'}_{1\mu_x=1}|aJ\rangle = \sqrt{\frac{16\pi}{3}}\langle\Omega|\hat{Q}^{(+)}_{1\mu_x=1}|\Omega\rangle + \qquad /56/$$

$$+\left(\frac{\partial Q_1}{\partial N}\right)_{N=N_0}(N-N_0) + \left(\frac{\partial Q_1}{\partial Z}\right)_{Z=Z_0}(Z-Z_0) + \left(\frac{\partial Q_1}{\partial J}\right)_{J=J_0}(J-J_0)$$

$$eQ_{2\mu_x=0,2} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}}\langle\Omega|\hat{Q}^{(+)}_{2\mu_x=0,2}|\Omega\rangle + \left(\frac{\partial Q_{2\mu_x}}{\partial N}\right)_{N=N_0}(N-N_0) + \qquad /57/$$

$$+\left(\frac{\partial Q_{2\mu_x=0,2}}{\partial Z}\right)_{Z=Z_0}(Z-Z_0) + \left(\frac{\partial Q_{2\mu_x}}{\partial J}\right)_{J=J_0}(J-J_0),$$

$$eQ_{3\mu_x=1,3} = \sqrt{\frac{16\pi}{7}}\langle\Omega|\hat{Q}^{(+)}_{3\mu_x=1,3}|\Omega\rangle + \left(\frac{\partial Q_{3\mu_x}}{\partial N}\right)_{N=N_0}(N-N_0) + \qquad /58/$$

$$+\left(\frac{\partial Q_{3\mu_x}}{\partial Z}\right)_{Z=Z_0}(Z-Z_0) + \left(\frac{\partial Q_{3\mu_x}}{\partial J}\right)_{J=J_0}(J-J_0),$$

где так же, как и в работе Маршалека [3], мы ввели:

$$\left(\frac{\partial Q_1}{\partial N}\right)_{N=N_0,\,Z_0} \equiv \sqrt{\frac{16\pi}{3}}[\hat{Q}^{(+)}_{1\mu_x=1},\, i\theta^{(1)}_{N,Z}];\quad \left(\frac{\partial Q_1}{\partial J}\right)_{J=J_0} \equiv \sqrt{\frac{16\pi}{3}}[\hat{Q}^{(+)}_{1\mu_x=1},\, i\theta^{(1)}_{x}];$$

$$\left(\frac{\partial Q_{2\mu_x}}{\partial N}\right)_{N=N_0,\,Z_0} \equiv \sqrt{\frac{16\pi}{5}}[\hat{Q}^{(+)}_{2\mu_x=0,2},\, i\theta^{(1)}_{N,Z}];\quad \left(\frac{\partial Q_{2\mu_x}}{\partial J}\right)_{J=J_0} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}}[\hat{Q}^{(+)}_{2\mu_x=0,2},\, i\theta^{(1)}_{x}]; \qquad /59/$$

$$\left(\frac{\partial Q_{3\mu_x}}{\partial N}\right)_{N=N_0,\,Z_0} \equiv \sqrt{\frac{16\pi}{7}}[\hat{Q}^{(+)}_{3\mu_x=1,3},\, i\theta^{(1)}_{N,Z}];\quad \left(\frac{\partial Q_{3\mu_x}}{\partial J}\right)_{J=J_0} = \sqrt{\frac{16\pi}{7}}[\hat{Q}^{(+)}_{3\mu_x=1,3},\, i\theta^{(1)}_{x}].$$

Отметим, что статические моменты определены в системе квантования оси x.

2.2.3. Вероятность электрических переходов

Подставляя /46/ в /44/ и используя асимптотику коэффициентов Клебша-Гордана ($J_1, J_2 \gg \lambda$), получим /здесь $\mathfrak{M}(E\lambda,\mu) = \hat{Q}^{(\pm)}_{\lambda\mu_x}$

$$B(E\lambda,\, a_1 J \to a_2 J-\nu) = |\langle J-\nu a_2|\hat{Q}^{(\pm)'}_{\lambda\mu_x=-\nu}|J a_1\rangle|^2, \qquad /60/$$

где отражена зависимость электрического перехода от знака обобщенной сигнатуры. Подставляя /50/, /51/ в выражения /60/, получим все разрешенные E1-, E2-, E3- приведенные вероятности переходов.

Для переходов, не меняющих числа фононов /т.е. переходов вдоль ротационных полос, включая ираст-линию, имеем

$$B(E\lambda,\, aJ \to aJ-\nu) = |\langle\Omega|\hat{Q}^{(+)}_{\lambda\mu_x=-\nu}|\Omega\rangle +$$

$$[\hat{Q}^{(+)}_{\lambda\mu_x=-\nu},\, i\theta^{(1)}_{N}](N-N_0) + [\hat{Q}^{(+)}_{\lambda\mu_x=-\nu},\, i\theta^{(1)}_{Z}](Z-Z_0) + \qquad /61/$$

$$+[\hat{Q}^{(+)}_{\lambda\mu_x=-\nu},\, i\theta^{(1)}_{x}](J-J_0)|^2,$$

где $\lambda=1$ и $\nu=1$, $\lambda=2$ и $\nu=2$, $\lambda=3$ и $\nu=1,3$. Очевидно, когда внутренняя структура состояний медленно меняется с ростом J, мы можем положить $N=N_0$, $Z=Z_0$, $J=J_0$ /см. [3]/.

Переходы, меняющие число фононов на 1 /межполосные переходы/, могут быть разделены согласно изменению углового момента:

1/ для переходов с $\Delta J=0$:

$$B(Ek;\, n_\lambda J_0 \to n_\lambda \pm 1\; J_0) = |\Lambda^{k0}_{\lambda-}|^2 \times \begin{cases} n_{\lambda-}+1 \\ n_{\lambda-} \end{cases} \qquad /62a/$$

$k=1,3$ т.е. E1- и E3-переходы,

$$B(E2;\, n_\lambda J_0 \to n_\lambda \pm 1\; J_0) = |\Lambda^{20}_{\lambda+}|^2 \times \begin{cases} n_{\lambda+}+1 \\ n_{\lambda+} \end{cases}; \qquad /62б/$$

2/ для переходов с $\Delta J=1$:

$$B(Ek;\, n_\lambda J_0 \to n_\lambda \pm 1\; J_0-1) = \begin{cases} (n_{\lambda+}+1)|\Lambda^{k-1}_{\lambda+}|^2 \\ n_{\lambda+}|\Lambda^{k1}_{\lambda+}|^2 \end{cases}, \qquad /63a/$$

$k=1,3$

$$B(E2;\, n_\lambda J_0 \to n_\lambda \pm 1,\, J_0 - 1) = \begin{cases} (n_{\lambda-}+1)|\Lambda^{2-1}_{\lambda-}|^2 & ; \\ n_{\lambda-}|\Lambda^{21}_{\lambda-}|^2 \end{cases} \qquad /63б/$$

3/ для переходов с $\Delta J = 2$:

$$B(E2;\, n_\lambda J_0 \to n_\lambda \pm 1,\, J_0 - 2) = \begin{cases} (n_{\lambda+}+1)|\Lambda^{2-2}_{\lambda+}|^2 \\ n_{\lambda+}|\Lambda^{22}_{\lambda+}|^2 \end{cases} \qquad /64а/$$

$$B(E3;\, n_\lambda J_0 \to n_\lambda \pm 1\ \ J_0 - 2) = \begin{cases} (n_{\lambda-}+1)|\Lambda^{3-2}_{\lambda-}|^2 & ; \\ n_{\lambda-}|\Lambda^{32}_{\lambda-}|^2 \end{cases} \qquad /64б/$$

4/ для переходов $\Delta J = 3$:

$$B(E3;\, n_\lambda J_0 \to n_\lambda \pm 1\ \ J_0 - 3) = \begin{cases} (n_{\lambda+}+1)|\Lambda^{3-3}_{\lambda+}|^2 \\ n_{\lambda+}|\Lambda^{33}_{\lambda+}|^2 \end{cases} \qquad /65/$$

Индекс $\lambda_\pm$ в выражениях /62/-/65/ характеризует обобщенную сигнатуру фонона, на который отличаются начальное и конечное состояния при переходе. Отметим, что от знака обобщенной сигнатуры фонона зависит как характер перехода, так и изменение углового момента. Например, переходы без изменения спина осуществляются с помощью: E1- и E3 -переходов между состояниями, отличающимися на один фонон отрицательной обобщенной сигнатуры, E2-переходов между состояниями, отличающимися на один фонон положительной обобщенной сигнатуры. В случае $\Delta J = 1$ имеет место противоположная ситуация.

Все переходы с изменением числа фононов /межполосные переходы/ слабее переходов внутри ротационной полосы, так как приведенная вероятность однофононных переходов пропорциональна амплитудам $|\Lambda^{km}_\lambda|^2$ /см. /62/-/65//, которые на фактор бозонного разложения меньше, чем среднее значение мультипольных операторов $\langle\Omega|Q_{\lambda\mu_x}|\Omega\rangle$, характеризующих внутриполосные переходы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе мы обобщили МПВ+ПСФ модель используемую до настоящего времени для описания четно-четных ядер со стабильной квадрупольной деформацией в состояниях ираст-линии, на случай, когда в атомных ядрах в основном состоянии или в процессе вращения помимо квадрупольной может возникать и октупольная деформация. Октупольная деформация нарушает внутреннюю симметрию отражения ядер, что приводит к формированию ротационных полос, характеризуемых обобщенной сигнатурой, и состояния которых имеют различную четность. Возбужденные полосы однофононной или многофононной природы в нашей модели формируются действием оператора рождения фонона на состояния ираст-линии. Структура и собственная энергия этих фононов рассмотрены в разделах 1,2.

Показано, что в случае нулевой октупольной деформации воспроизводятся результаты работ [3-8]. Гамильтониан H' модели содержит квадруполь-квадрупольное и октуполь-октупольное остаточное взаимодействие и, соответственно, квадрупольную и октупольную деформации среднего поля. Однако в процессе вращения ядро может приобретать ненулевой дипольный момент, который обусловливает E1 -переходы внутри полосы /см. ф. /56/,/61//. В принципе, модель, рассмотренная выше, может содержать диполь-дипольное и диполь-октупольное остаточные взаимодействия. При этом формальная схема остается той же самой, увеличивается только ранг матрицы ПСФ уравнений, а дискуссия, проведенная в разделе 2 [1] относительно законов сохранения и духовых мод, остается в силе. Что же касается обсуждения вероятности переходов в нашей модели /разд.2/, то они достаточно общи и будут иметь силу и при включении дополнительных остаточных взаимодействий. При возникновении ненулевой октупольной деформации имеет место совершенно новая ситуация, когда наряду с E2 -коллективными переходами внутри ротационной полосы появляются коллективные E1- и E3-переходы. По-видимому, такая ситуация будет иметь место при достаточно быстрых вращениях в ядрах, мягких относительно октупольной деформации. Однако существующий в настоящее время экспериментальный материал пока не позволяет провести количественный анализ предложенной модели.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В этом приложении мы дадим представление квазичастичных матричных элементов операторов: $\hat{Q}_{\lambda\mu_x}$:

$$\mathfrak{M}^{(10)}_{k\ell} = \frac{-i}{2} d^{(-)}_{1k\ell}, \qquad \mathfrak{M}^{(10)}_{\bar{k}\bar{\ell}} = \frac{i}{2} d^{(-)}_{1\bar{k}\bar{\ell}},$$

$$\mathfrak{M}^{(11)}_{k\bar{\ell}} = \frac{\sqrt{2}}{2i} d^{(+)}_{1k\bar{\ell}} - \frac{1}{\sqrt{2}} d^{(+)}_{0k\bar{\ell}}, \qquad \mathfrak{M}^{(1-1)}_{k\bar{\ell}} = \frac{\sqrt{2}}{2i} d^{(+)}_{1k\bar{\ell}} + \frac{1}{\sqrt{2}} d^{(+)}_{0k\bar{\ell}},$$

$$\mathfrak{M}^{(20)}_{k\bar{\ell}} = \frac{\sqrt{3}}{2} q^{(+)}_{2k\bar{\ell}} - \frac{1}{2} q^{(+)}_{0k\bar{\ell}},$$

$$\mathfrak{M}^{(21)}_{k\ell} = -\frac{\sqrt{2}}{4} q^{(-)}_{2k\ell} + \frac{i\sqrt{2}}{4} q^{(-)}_{1k\ell}, \qquad \mathfrak{M}^{(2-1)}_{k\ell} = -\frac{\sqrt{2}}{4} q^{(-)}_{2k\ell} - \frac{i\sqrt{2}}{4} q^{(-)}_{1k\ell},$$

$$\mathfrak{M}^{(21)}_{\bar{k}\bar{\ell}} = \frac{\sqrt{2}}{4} q^{(-)}_{2\bar{k}\bar{\ell}} - \frac{i\sqrt{2}}{4} q^{(-)}_{1\bar{k}\bar{\ell}}, \qquad \mathfrak{M}^{(2-1)}_{\bar{k}\bar{\ell}} = \frac{\sqrt{2}}{4} q^{(-)}_{2\bar{k}\bar{\ell}} + \frac{i\sqrt{2}}{4} q^{(-)}_{1\bar{k}\bar{\ell}},$$

$$\mathfrak{M}^{(22)}_{k\bar{\ell}} = \frac{\sqrt{2}}{4} q^{(+)}_{2k\bar{\ell}} - \frac{\sqrt{2}}{2i} q^{(+)}_{1k\bar{\ell}} + \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}} q^{(+)}_{0k\bar{\ell}},$$

$$\mathfrak{M}^{(2-2)}_{k\bar{\ell}} = \frac{\sqrt{2}}{4} q^{(+)}_{2k\bar{\ell}} + \frac{\sqrt{2}}{2i} q^{(+)}_{1k\bar{\ell}} + \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}} q^{(+)}_{0k\bar{\ell}},$$

$$\mathfrak{M}^{(30)}_{k\ell} = -i\frac{\sqrt{10}}{8} f^{(-)}_{3k\ell} + i\frac{\sqrt{6}}{8} f^{(-)}_{1k\ell}, \qquad \mathfrak{M}^{(30)}_{\bar{k}\bar{\ell}} = i\frac{\sqrt{10}}{8} f^{(-)}_{3\bar{k}\bar{\ell}} - i\frac{\sqrt{6}}{8} f^{(-)}_{1\bar{k}\bar{\ell}},$$

$$\mathfrak{M}^{(31)}_{k\bar{\ell}} = \frac{\sqrt{30}}{8i} f^{(+)}_{3k\bar{\ell}} - \frac{\sqrt{5}}{4} f^{(+)}_{2k\bar{\ell}} - \frac{\sqrt{2}}{8i} f^{(+)}_{1k\bar{\ell}} + \frac{\sqrt{3}}{4} f^{(+)}_{0k\bar{\ell}},$$

$$\mathfrak{M}^{(3-1)}_{k\bar{\ell}} = \frac{\sqrt{30}}{8i} f^{(+)}_{3k\bar{\ell}} + \frac{\sqrt{5}}{4} f^{(+)}_{2k\bar{\ell}} - \frac{\sqrt{2}}{8i} f^{(+)}_{1k\bar{\ell}} - \frac{\sqrt{3}}{4} f^{(+)}_{0k\bar{\ell}},$$

$$\mathfrak{M}^{(32)}_{k\ell} = -\frac{i\sqrt{3}}{8} f^{(-)}_{3k\ell} + \frac{\sqrt{2}}{4} f^{(-)}_{2k\ell} - \frac{i\sqrt{5}}{4} f^{(-)}_{1k\ell},$$

$$\mathfrak{M}^{(3-2)}_{k\ell} = \frac{i\sqrt{3}}{8} f^{(-)}_{3k\ell} + \frac{\sqrt{2}}{4} f^{(-)}_{2k\ell} + \frac{i\sqrt{5}}{4} f^{(-)}_{1k\ell},$$

$$\mathfrak{M}^{(32)}_{\bar{k}\bar{\ell}} = \frac{i\sqrt{3}}{8} f^{(-)}_{3\bar{k}\bar{\ell}} + \frac{\sqrt{2}}{4} f^{(-)}_{2\bar{k}\bar{\ell}} + \frac{i\sqrt{5}}{4} f^{(-)}_{1\bar{k}\bar{\ell}},$$

$$\mathfrak{M}^{(3-2)}_{\bar{k}\bar{\ell}} = -\frac{i\sqrt{3}}{8} f^{(-)}_{3\bar{k}\bar{\ell}} + \frac{\sqrt{2}}{4} f^{(-)}_{2\bar{k}\bar{\ell}} - \frac{i\sqrt{5}}{4} f^{(-)}_{1\bar{k}\bar{\ell}},$$

$$\mathfrak{M}^{(33)}_{k\bar{\ell}} = \frac{\sqrt{2}}{8i} f^{(+)}_{3k\bar{\ell}} - \frac{\sqrt{6}}{4} f^{(+)}_{2k\bar{\ell}} + \frac{\sqrt{30}}{8i} f^{(+)}_{1k\bar{\ell}} - \frac{\sqrt{5}}{4\sqrt{2}} f^{(+)}_{0k\bar{\ell}},$$

$$\mathfrak{M}^{(3-3)}_{k\bar{\ell}} = -\frac{\sqrt{2}}{8i} f^{(+)}_{3k\bar{\ell}} - \frac{\sqrt{6}}{4} f^{(+)}_{2k\bar{\ell}} - \frac{\sqrt{30}}{8i} f^{(+)}_{1k\bar{\ell}} - \frac{\sqrt{5}}{4\sqrt{2}} f^{(+)}_{0k\bar{\ell}}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Квасил Я., Назмитдинов Р.Г. ОИЯИ, Р4-84-694, Дубна, 1984.
2. Kvasil J., Cwiok S., Choriev B. Z.Phys., 1981, A303, p. 313.
3. Marshalek E.K. Nucleonica, 1978, 23, p. 409.
4. Mikhailov I.N., Janssen D. Phys.Lett.B, 1978, 72, p. 303; Nucl.Phys., 1979, A318, p. 390.
5. Акбаров А. и др. ОИЯИ, Р4-12772, Дубна, 1979; ЯФ, 1981, 33, с. 1480.
6. Квасил Я. и др. ОИЯИ, Р4-83-730, Дубна, 1983.
7. Molina J.L., Nazmitdinov R.G. Proc. of XVIII Winter School Bielsko-Biało, Poland, 1980, p. 162.
8. Квасил Я. и др. ОИЯИ, Р4-84-488, Дубна, 1984.
9. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
10. Marshalek E.K. Phys.Rev.C, 1975, 11, p. 11.
11. Marshalek E.K., Weneser J. Ann.Phys., 1969, 53, p. 504.
12. Михайлов И.Н. ОИЯИ, Р4-7862, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 ноября 1984 года.

Квасил Я., Назмитдинов Р.Г. Р4-84-721

Микроскопическое описание коллективных состояний октупольно-деформированных вращающихся атомных ядер. Уравнения ПСФ и вероятности электрических переходов

В приближении случайных фаз проанализированы уравнения модели, сформулированной ранее для описания коллективных состояний вращающихся ядер с нарушенной внутренней симметрией отражения. В отсутствие октупольной деформации в модели воспроизводятся известные решения для вибрационных состояний положительной и отрицательной сигнатуры для обоих значений четности. При ненулевой октупольной деформации коллективные состояния можно классифицировать с помощью квантового числа обобщенной сигнатуры. Нарушение внутренней симметрии отражения ядра приводит к появлению в ротационной полосе коллективных E2-, E1- E3- переходов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Kvasil J., Nazmitdinov R.G. P4-84-721

The Microscopical Description of the Collective States of Rotating Octupole-Quadrupole Deformed Nuclei. The RPA equations and the Probability of Electric Transitions

The equations of the model formulated early for the description of collective states of the rotating nuclei with intrinsic reflection asymmetry are analyzed in the random phase approximation. When the octupole deformation is absent, the well-known solutions for the positive and negative signature for both values of the parity are reproduced. In the case of nonzero octupole deformation the collective states are possible to classify with the quantum number of a generalized signature. The violation of intrinsic reflection symmetry of the nucleus causes the collective E2-,E1-and E3 -transitions.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984