сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P4-86-115

В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев, А.В.Сушков

# ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННОЙ МОДЕЛИ ЯДРА ДЛЯ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

1986

1. Неротационные состояния четно-четных деформированных ядер широко исследуются в рамках квазичастично-фононной модели ядра и предшествующих ей моделей [1-9]. В работах [5-7] получены уравнения, позволяющие описывать неротационные состояния четно-четных деформированных ядер с учетом принципа Паули в двухфононных компонентах этих состояний. Для этого в [5] был введен оператор фонона, явно зависящий от знака проекции момента на ось симметрии ядра, использовались точные коммутационные соотношения, учитывающие квазичастичную структуру фононов. В таком подходе проводились численные расчеты [6,8,9].

В настоящей работе приведены формулы квазичастично-фононной модели ядра для описания состояний четно-четных деформированных ядер с учетом принципа Паули, полученные с использованием новых, более общих обозначений для двухквазичастичных операторов. Новые обозначения в отличие от [6,7] позволяют проводить выкладки в общем виде, не разбивая их на частные случаи /соответствующие двум типам одночастичных матричных элементов с правилами отбора $|K - K'| = \mu$ и $K + K' = \mu$ или случаям, когда $\mu = 0$ и $\mu \neq 0$/. Полученные формулы имеют при этом более компактный вид. Наряду с уравнениями для нахождения энергий и волновых функций состояний приведены выражения для матричных элементов $E\lambda$-переходов между состояниями.

2. Гамильтониан квазичастично-фононной модели ядра имеет вид

$$H = H_{sp} + H_{pair} + H_Q + H' , \qquad /1/$$

где $H_{sp}$ - среднее поле нейтронной и протонной систем в виде потенциала Саксона-Вудса, $H_{pair}$ - монопольное спаривательное взаимодействие, приводящее к парным корреляциям сверхпроводящего типа, $H_Q$ - мультиполь-мультипольное изоскалярное и изовекторное взаимодействие, $H'$ - другие взаимодействия, которые не рассматриваются в данной работе /например, спин-мультипольное, тензорное и т.д./.

Используя обозначения $\tau = 1$ для нейтронной системы и $\tau = -1$ для протонной системы, запишем

$$H_{sp} + H_{pair} = \sum_{\tau=1,-1} H_0(\tau) , \qquad /2/$$

где

$$H_0(\tau) = \sum_{\vec{q}\in\tau} \{E_0(q) - \lambda_\tau\} a^+_{\vec{q}} a_{\vec{q}} - G_\tau \sum_{qq'\in\tau} a^+_{q+} a^+_{q-} a_{q'-} a_{q'+} . \qquad /3/$$

Мультиполь-мультипольное взаимодействие имеет вид

$$H_Q = -\frac{1}{2} \sum_{\lambda\tilde{\mu}} \sum_{\tau\tau'} (\kappa_0^{(\lambda\mu)} + \tau\tau'\kappa_1^{(\lambda\mu)})\, Q_{\lambda\tilde{\mu}}(\tau) Q_{\lambda-\tilde{\mu}}(\tau'), \qquad /4/$$

где оператор мультипольного момента

$$Q_{\lambda\tilde{\mu}}(\tau) = \sum_{\tilde{q}_1\tilde{q}_2 \in \tau} \delta_{\tilde{K}_1-\tilde{K}_2,\tilde{\mu}} < \tilde{q}_1 | f^{\lambda\mu} | \tilde{q}_2 > a^+_{\tilde{q}_1} a_{\tilde{q}_2}.$$

Здесь $a^+_{\tilde{q}}$ – оператор рождения одночастичного состояния с квантовыми числами $\tilde{q}$, $\tilde{q} = \sigma q$, $\tilde{K} = \sigma K$, $\tilde{\mu} = \sigma\mu$, $K$ – проекция углового момента на ось симметрии ядра; $K \geq 0, \mu \geq 0$; $\sigma = \pm 1$ – знак $K$ или $\mu$; $E_0(q)$ – энергия одночастичного состояния $q$, $\lambda_\tau$ – химпотенциал; $G_\tau$ – константа спаривательного взаимодействия; $\kappa_0^{(\lambda\mu)}$ и $\kappa_1^{(\lambda\mu)}$ – константы изоскалярного и изовекторного мультиполь-мультипольного взаимодействия; $<\tilde{q}|f^{\lambda\mu}|\tilde{q}'>$ – одночастичный матричный элемент; $f^{\lambda\mu} = R(r)(Y_{\lambda\mu} + (-1)^\mu Y_{\lambda-\mu})(1 + \delta_{\mu,0})^{-1}$; $\sum_{q_1q_2 \in \tau}$ – суммирование только по нейтронным /$\tau = 1$/ или только по протонным /$\tau = -1$/ состояниям.

Используя каноническое преобразование Боголюбова, перейдем к операторам квазичастиц, оставляя в /2/-/4/ нужные нам члены. В результате получим

$$H_0(\tau) = \sum_{q\in\tau} \epsilon_q B(qq0) - \frac{G_\tau}{2} \sum_{qq'\in\tau} (u_q^2 A^+(qq0) - v_q^2 A(qq0)) \times$$
$$\times (u_{q'}^2 A(q'q'0) - v_{q'}^2 A^+(q'q'0)). \qquad /5/$$

Последняя сумма в /5/ представляет собой взаимодействие типа частица-частица, необходимое для исключения духовых примесей из однофонных состояний с $K^\pi = 0^+$. Далее

$$Q_{\lambda\tilde{\mu}}(\tau) = \sum_{q_1q_2\in\tau} f^{\lambda\mu}_{q_1q_2} \{ \frac{1}{2}\sqrt{1+\delta_{\mu,0}}\, u_{q_1q_2} (A^+(q_1q_2\tilde{\mu}) +$$
$$+ A(q_1q_2 -\tilde{\mu})) + v_{q_1q_2} B(q_1q_2\tilde{\mu}) \}, \qquad /6/$$

где

$$A^+(q_1q_2\tilde{\mu}) = -\frac{1}{\sqrt{1+\delta_{\mu,0}}} \sum_{\sigma_1\sigma_2} \delta_{\tilde{K}_1+\tilde{K}_2,\tilde{\mu}}\, \alpha^+_{\tilde{q}_1} \alpha^+_{\tilde{q}_2}\, \theta_{\sigma_1-\sigma_2}, \qquad /7.1/$$

$$B(q_1q_2\tilde{\mu}) = \sum_{\sigma_1\sigma_2} \delta_{\tilde{K}_1-\tilde{K}_2,\tilde{\mu}}\, \alpha^+_{\tilde{q}_1} \alpha_{-\tilde{q}_2}\, \theta_{-\sigma_1-\sigma_2}. \qquad /7.2/$$

Выражение /7.1/ с точностью до множителя $(1 + \delta_{\mu,0})^{-1/2}$ и выражение /7.2/ представляют собой общую запись операторов $A^+(q_1q_2\,\mu\sigma)$, $\bar{A}^+(q_1q_2\,\mu\sigma)$ и $B(q_1q_2\,\mu\sigma)$, $\bar{B}(q_1q_2\,\mu\sigma)$, введенных ранее в /6,7/, причем как для $\mu = 0$, так и для $\mu \neq 0$. Эти выражения позволяют проводить выкладки единым образом для всех частных случаев.



В /5/-/7/ использованы обозначения: $\epsilon_q$ – энергия одноквазичастичного состояния $q$; $u_{q_1q_2} = u_{q_1}v_{q_2} + v_{q_1}u_{q_2}$, $v_{q_1q_2} = u_{q_1}u_{q_2} - v_{q_1}v_{q_2}$; $u_q$, $v_q$ – коэффициенты преобразования Боголюбова; $f^{\lambda\mu}_{q_1q_2}$ – одночастичный матричный элемент, равный $<q_1+|f^{\lambda\mu}|q_2+>$ в случае $|K_2 - K_1| = \mu$ и $<q_1+|f^{\lambda\mu}|q_2->$ в случае $K_1 + K_2 = \mu$; $\theta_{\sigma_1\sigma_2} = 1 - 2\delta_{\sigma_1,1}\delta_{\sigma_2,1}$.

Введем оператор рождения фонона

$$Q^+_{\tilde{g}} = \frac{1}{2} \sum_{q_1q_2} \{ \psi^g_{q_1q_2} A^+(q_1q_2\tilde{\mu}) - \phi^g_{q_1q_2} A(q_1q_2 -\tilde{\mu}) \}, \qquad /8/$$

где $\tilde{g} = \lambda\mu\sigma i$, $i$ – номер фонона при заданном $\lambda\mu$. Тогда, используя соотношение

$$A^+(q_1q_2\tilde{\mu}) = \sum_i \{ \psi^g_{q_1q_2} Q^+_{\tilde{g}} + \phi^g_{q_1q_2} Q_{-\tilde{g}} \}, \qquad /9/$$

запишем используемый в данной работе модельный гамильтониан в виде

$$H_M = H_v + H_{vq}, \qquad /10/$$

где

$$H_v = \sum_q \epsilon_q B(qq0) - \frac{1}{4} \sum_{\lambda\tilde{\mu}} \sum_{ii'} \{ (1 + \delta_{\mu,0}) \sum_{\tau\tau'} (\kappa_0^{(\lambda\mu)} + \tau\tau'\kappa_1^{(\lambda\mu)}) \times$$
$$\times \sum_{\substack{q_1q_2\in\tau \\ q_1'q_2'\in\tau'}} f^{\lambda\mu}_{q_1q_2} f^{\lambda\mu}_{q_1'q_2'} u_{q_1q_2} u_{q_1'q_2'} (\psi^g_{q_1q_2} + \phi^g_{q_1q_2})(\psi^{g'}_{q_1'q_2'} + \phi^{g'}_{q_1'q_2'}) +$$
$$+ \delta_{\lambda\mu,20} \sum_\tau G_\tau \sum_{q_1q_2\in\tau} \{ (u^2_{q_1} - v^2_{q_1})(u^2_{q_2} - v^2_{q_2})(\psi^g_{q_1q_1} + \phi^g_{q_1q_1}) \times \qquad /11/$$
$$\times (\psi^{g'}_{q_2q_2} + \phi^{g'}_{q_2q_2}) + (\psi^g_{q_1q_1} - \phi^g_{q_1q_1})(\psi^{g'}_{q_2q_2} - \phi^{g'}_{q_2q_2}) \}\} Q^+_g Q_{\tilde{g}'},$$

$$H_{vq} = -\frac{1}{4} \sum_{\tilde{g}} \sqrt{1 + \delta_{\mu,0}} \sum_{\tau\tau'} (\kappa_0^{(\lambda\mu)} + \tau\tau'\kappa_1^{(\lambda\mu)}) \times$$
$$\times \sum_{\substack{q_1q_2\in\tau \\ q_1'q_2'\in\tau'}} \{ f^{\lambda\mu}_{q_1q_2} f^{\lambda\mu}_{q_1'q_2'} u_{q_1q_2} v_{q_1'q_2'} (\psi^g_{q_1q_2} + \phi^g_{q_1q_2})(Q^+_{\tilde{g}} + Q_{-\tilde{g}}) B(q_1'q_2' -\tilde{\mu}) +$$
$$+ f^{\lambda\mu}_{q_1q_2} f^{\lambda\mu}_{q_1'q_2'} u_{q_1'q_2'} v_{q_1q_2} (\psi^g_{q_1'q_2'} + \phi^g_{q_1'q_2'}) B(q_1q_2\tilde{\mu})(Q^+_{-\tilde{g}} + Q_{\tilde{g}}) \}. \qquad /12/$$

Здесь $H_v$ определяет характеристики однофононных состояний /8/, которые находятся в приближении хаотических фаз, $H_{vq}$ описывает взаимодействие квазичастиц с фононами. Используя секулярное уравнение для энергий однофононных состояний $\omega_g$

$$1-(\kappa_0^{(\lambda\mu)}+\kappa_1^{(\lambda\mu)})(X^g_\tau+X^g_{-\tau})+4\kappa_0^{(\lambda\mu)}\kappa_1^{(\lambda\mu)}X^g_\tau X^g_{-\tau}=0, \qquad /13/$$

запишем $H_v$ и $H_{vq}$ в виде

$$H_v=\sum_q \epsilon_q B(qq0)-\frac{1}{4}\sum_{\lambda\tilde\mu}\sum_{ii'}\sum_\tau \frac{X^g_\tau+X^{g'}_\tau}{\sqrt{\mathcal{Y}^g_\tau \mathcal{Y}^{g'}_\tau}}\, Q^+_{\tilde g} Q_{\tilde g'}, \qquad /14.1/$$

$$H_{vq}=-\frac{1}{2\sqrt{2}}\sum_{\tilde g}\{(Q^+_{\tilde g}+Q_{-\tilde g})\sum_\tau \sum_{q_1q_2\in\tau}\frac{f^{\lambda\mu}_{q_1q_2}v_{q_1q_2}}{\sqrt{\mathcal{Y}^g_\tau}}B(q_1q_2-\tilde\mu)+h.c.\}, \qquad /14.2/$$

где

$$X^g_\tau=(1+\delta_{\mu,0})\sum_{q_1q_2\in\tau}\frac{\tilde f^{\lambda\mu}_{q_1q_2} f^{\lambda\mu}_{q_1q_2} u^2_{q_1q_2}\epsilon_{q_1q_2}}{\epsilon^2_{q_1q_2}-\omega^2_g}, \qquad /15.1/$$

$$\mathcal{Y}^g_\tau = Y^g_\tau + Y^g_{-\tau}\left\{\frac{1-(\kappa_0^{(\lambda\mu)}+\kappa_1^{(\lambda\mu)})X^g_\tau}{(\kappa_0^{(\lambda\mu)}-\kappa_1^{(\lambda\mu)})X^g_{-\tau}}\right\}^2, \qquad /15.2/$$

$$Y^g_\tau=\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial\omega}X^g_\tau\Big|_{\omega=\omega_g}, \quad \epsilon_{q_1q_2}=\epsilon_{q_1}+\epsilon_{q_2}, \qquad /15.3/$$

$$\tilde f^{\lambda\mu}_{q_1q_2}=f^{\lambda\mu}_{q_1q_2}-\delta_{q_1q_2}\Gamma^{g\tau}_{q_1}/\gamma^g_\tau, \qquad /15.4/$$

$$\psi^g_{q_1q_2}=\sqrt{\frac{1+\delta_{\mu,0}}{2\mathcal{Y}^g_\tau}}\left\{\frac{\tilde f^{\lambda\mu}_{q_1q_2}u_{q_1q_2}}{\epsilon_{q_1q_2}-\omega_g}-\delta_{q_1q_2}\frac{C_\tau\, \Xi^g_\tau}{\epsilon_{q_1}\,\omega_g\,\gamma^g_\tau}\right\}, \qquad /15.5/$$

$$\phi^g_{q_1q_2}=\sqrt{\frac{1+\delta_{\mu,0}}{2\mathcal{Y}^g_\tau}}\left\{\frac{\tilde f^{\lambda\mu}_{q_1q_2}u_{q_1q_2}}{\epsilon_{q_1q_2}+\omega_g}+\delta_{q_1q_2}\frac{C_\tau\, \Xi^g_\tau}{\epsilon_{q_1}\,\omega_g\,\gamma^g_\tau}\right\}. \qquad /15.6/$$

Выражения для $\Gamma^{g\tau}_{q_1}$, $\gamma^g_\tau$, $\Xi^g_\tau$ даны в /1,2/, $C_\tau$ – нейтронная или протонная корреляционная функция.

Волновая функция неротационного состояния четно-четного ядра с заданными значениями $\vec K^\pi$ имеет вид ($\vec K=\tilde\mu$, $\pi=(-1)^\lambda$)

$$\Psi_n(\tilde K^\pi_0)=\{\sum_{i_0}R^n_{i_0}Q^+_{\tilde g_0}+$$



$$+\frac{1}{2}\sum_{\tilde g_1\tilde g_2}\sqrt{\frac{1+\delta_{g_1,g_2}}{1+\delta_{K_0,0}(1-\delta_{\mu_1,0})}}\,\delta_{\tilde\mu_1+\tilde\mu_2,\tilde K_0}P^n_{g_1g_2}Q^+_{\tilde g_1}Q^+_{\tilde g_2}\}|>, \qquad /16/$$

где $|>$ – вакуум для фононов ($Q_{\tilde g}|>=0$), $n$ – номер состояния ядра с данными значениями $\tilde K^\pi$. Коэффициент при двухфононной компоненте в /16/ поставлен для того, чтобы в случае чисто двухфононного состояния $g_1g_2$, в котором не нарушен принцип Паули, условие нормировки волновой функции имело вид $(P^n_{g_1g_2})^2=1$ /см. ниже/.

При выводе уравнений используем точные /учитывающие квазичастичную структуру фононов/ коммутационные соотношения для операторов фононов. Необходимые формулы даны в приложении. В результате будет учтен принцип Паули в двухфононных компонентах состояний /16/. В этом случае

$$\sum_{\substack{\sigma_1\sigma_2\\ \sigma'_1\sigma'_2}}\delta_{\tilde\mu_1+\tilde\mu_2,\tilde K_0}\,\delta_{\tilde\mu'_1+\tilde\mu'_2,\tilde K_0}<|Q_{\tilde g'_2}Q_{\tilde g'_1}Q^+_{\tilde g_1}Q^+_{\tilde g_2}|>$$
$$=(1+\delta_{K_0,0}(1-\delta_{\mu,0}))(\delta_{g_1,g'_1}\delta_{g_2g'_2}+\delta_{g_1g'_2}\delta_{g_2,g'_1})+K^{K_0}(g'_2g'_1|g_1g_2), \qquad /17/$$

где

$$K^{K_0}(g'_2g'_1|g_1g_2)=\sum_{\substack{\sigma_1\sigma_2\\ \sigma'_1\sigma'_2}}\delta_{\tilde\mu_1+\tilde\mu_2,\tilde K_0}\,\delta_{\tilde\mu'_1+\tilde\mu'_2,\tilde K_0}<|Q_{\tilde g'_2}[[Q_{\tilde g'_1},Q^+_{\tilde g_1}],Q^+_{\tilde g_2}]|>= \qquad /18/$$

$$=-\sum_{\substack{\sigma_1\sigma_2\\ \sigma'_1\sigma'_2}}\delta_{\tilde\mu_1+\tilde\mu_2,\tilde K_0}\,\delta_{\tilde\mu'_1+\tilde\mu'_2,\tilde K_0}\times$$

$$\times\sum_{\tilde q_1\tilde q_2\tilde q_3\tilde q_4}(\tilde\psi^{\tilde g'_1}_{\tilde q_2\tilde q_1}\tilde\psi^{\tilde g_1}_{\tilde q_2\tilde q_3}-\tilde\phi^{-\tilde g'_1}_{\tilde q_2\tilde q_3}\tilde\phi^{-\tilde g_1}_{\tilde q_2\tilde q_1})(\tilde\psi^{\tilde g_2}_{\tilde q_4\tilde q_1}\tilde\psi^{\tilde g'_2}_{\tilde q_4\tilde q_3}+\tilde\phi^{-\tilde g_2}_{\tilde q_4\tilde q_3}\tilde\phi^{-\tilde g'_2}_{\tilde q_4\tilde q_1}), \qquad /19/$$

$$\tilde\psi^{\tilde g}_{\tilde q_1\tilde q_2}=\frac{1}{\sqrt{1+\delta_{\mu,0}}}\psi^g_{q_1q_2}\delta_{\tilde K_1+\tilde K_2,\tilde\mu}\theta_{\sigma_1-\sigma_2},\quad \tilde\phi^{-\tilde g}_{\tilde q_1\tilde q_2}=\frac{1}{\sqrt{1+\delta_{\mu,0}}}\phi^g_{q_1q_2}\delta_{\tilde K_1+\tilde K_2,-\tilde\mu}\theta_{\sigma_1-\sigma_2}.$$

Можно легко показать, что функция $K^{K_0}(g'_2g'_1|g_1g_2)$ не зависит от знака проекции $\tilde K_0$.

Чтобы освободиться в /19/ от членов $\sim\psi\psi\phi\phi$, перейдем к функции $K^{K_0}_{sym}(g'_2g'_1|g_1g_2)$, не меняющейся при перестановках $g_1\leftrightarrow g_2$ и $g'_1\leftrightarrow g'_2$:

$$K^{K_0}_{sym}(g'_2g'_1|g_1g_2)=\frac{1}{4(1+\delta_{K_0,0}(1-\delta_{\mu,0}))}\left(1-\frac{\delta_{g_1,g'_1}\delta_{g_2,g'_2}\delta_{g_1,g_2}}{1+\delta_{g_1,g_2}}\right)\times$$

$$\times\{K^{K_0}(g'_2g'_1|g_1g_2)+K^{K_0}(g'_1g'_2|g_2g_1)+K^{K_0}(g'_2g'_1|g_2g_1)+K^{K_0}(g'_1g'_2|g_1g_2)\}=$$

$$= -\frac{1}{2(1+\delta_{K_0,0}(1-\delta_{\mu_1,0}))}\left(1-\frac{\delta_{g_1,g_1'}\,\delta_{g_2,g_2'}\,\delta_{g_1,g_2}}{1+\delta_{g_1,g_2}}\right)\sum_{\substack{\sigma_1\sigma_2\\ \sigma_1'\sigma_2'}}\delta_{\tilde\mu_1+\tilde\mu_2,\tilde K_0}\,\delta_{\tilde\mu_1'+\tilde\mu_2',\tilde K_0}\times$$

$$\times\sum_{\substack{q_1q_2\\ q_3q_4}}\{\tilde\psi^{\tilde g_2'}_{\tilde q_4\tilde q_3}\,\tilde\psi^{\tilde g_1'}_{\tilde q_2\tilde q_1}\,(\tilde\psi^{\tilde g_1}_{\tilde q_2\tilde q_3}\,\tilde\psi^{\tilde g_2}_{\tilde q_4\tilde q_1}+\tilde\psi^{\tilde g_2}_{\tilde q_2\tilde q_3}\,\tilde\psi^{\tilde g_1}_{\tilde q_4\tilde q_1})-$$ /20/

$$-\tilde\phi^{-\tilde g_2'}_{\tilde q_4\tilde q_3}\,\tilde\phi^{-\tilde g_1'}_{\tilde q_2\tilde q_1}\,(\tilde\phi^{-\tilde g_1}_{\tilde q_2\tilde q_3}\,\tilde\phi^{-\tilde g_2}_{\tilde q_4\tilde q_1}+\tilde\phi^{-\tilde g_2}_{\tilde q_2\tilde q_3}\,\tilde\phi^{-\tilde g_1}_{\tilde q_4\tilde q_1})\}.$$

В дальнейшем на основе численных оценок для /20/ будем для простоты использовать $\mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_2'g_1'|g_1g_2)$ только в диагональном $(g_1'=g_1, g_2'=g_2)$ или квазидиагональном $(g_1'=\lambda_1\mu_1 i', g_2'=g_2)$ приближении. В квазидиагональном приближении

$$\mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_2g_1'|g_1g_2) = -\frac{1}{(1+\delta_{K_0,0}(1-\delta_{\mu_1,0}))}\left(1-\frac{\delta_{i_1,i_1'}\,\delta_{g_1,g_2}}{1+\delta_{g_1g_2}}\right)\sum_{\sigma_1\sigma_2}\delta_{\tilde\mu_1+\tilde\mu_2,\tilde K_0}\times$$

$$\times\sum_{\substack{\tilde q_1\tilde q_2\\ \tilde q_3\tilde q_4}}\{\tilde\psi^{\tilde g_2}_{\tilde q_4\tilde q_3}\,\tilde\psi^{\tilde g_1'}_{\tilde q_2\tilde q_1}\,\tilde\psi^{\tilde g_1}_{\tilde q_2\tilde q_3}\,\tilde\psi^{\tilde g_2}_{\tilde q_4\tilde q_1}-\tilde\phi^{-\tilde g_2}_{\tilde q_4\tilde q_3}\,\tilde\phi^{-\tilde g_1'}_{\tilde q_2\tilde q_1}\,\tilde\phi^{-\tilde g_1}_{\tilde q_2\tilde q_3}\,\tilde\phi^{-\tilde g_2}_{\tilde q_4\tilde q_1}+$$ /21/

$$+(\tilde\psi^{-\tilde g_2}_{\tilde q_4\tilde q_3}\,\tilde\psi^{-\tilde g_1'}_{\tilde q_2\tilde q_1}\,\tilde\psi^{\tilde g_1}_{\tilde q_2\tilde q_3}\,\tilde\psi^{\tilde g_2}_{\tilde q_4\tilde q_1}-\tilde\phi^{\tilde g_2}_{\tilde q_4\tilde q_3}\,\tilde\phi^{\tilde g_1'}_{\tilde q_2\tilde q_1}\,\tilde\phi^{-\tilde g_1}_{\tilde q_2\tilde q_3}\,\tilde\phi^{-\tilde g_2}_{\tilde q_4\tilde q_1})\,\delta_{K_0,0}\},$$

где $g_1'=\lambda_1\mu_1 i'$.
В приложении приведены выражения для частных случаев $\mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_2g_1|g_1g_2)$.

Условие нормировки для состояния /16/ имеет вид

$$(\Psi_n^*(\tilde K_0^\pi)\Psi_n(\tilde K_0^\pi)) =$$ /22/

$$=\sum_{i_0}(R^n_{i_0})^2+\sum_{g_1\ge g_2}(P^n_{g_1g_2})^2(1+\mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_1g_2|g_2g_1))=1,$$

где $\sum_{g_1\ge g_2}$ означает суммирование по $g_1$ и $g_2$, удовлетворяющим условию $g_1\ge g_2$.

Среднее значение гамильтониана $H_M$ по состоянию /16/ записывается в виде

$$(\Psi_n^*(K_0^\pi)H_M\Psi(K_0^\pi)) = \sum_{i_0}(R^n_{i_0})^2\omega_{g_0}+$$

$$+\sum_{g_1\ge g_2}(P^n_{g_1g_2})^2(1+\mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_2g_1|g_1g_2))(\omega_{g_1}+\omega_{g_2}+\Delta\omega^{K_0}_{g_1g_2})-$$



$$-2\sum_{i_0}\sum_{g_1\ge g_2}\frac{1}{\sqrt{(1+\delta_{g_1,g_2})(1+\delta_{K_0,0}(1-\delta_{\mu_1,0}))}}\times$$ /23/

$$\times R^n_{i_0}P^n_{g_1g_2}(1+\mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_2g_1|g_1g_2))\,U_{g_1g_2}(g_0),$$

где

$$\Delta\omega^{K_0}_{g_1g_2} = -\frac{1}{4}\sum_{i'}\sum_{\tau}\left\{\frac{X^{g_1}_\tau+X^{\lambda_1\mu_1 i'}_\tau}{\sqrt{\mathcal{Y}^{g_1}_\tau\,\mathcal{Y}^{\lambda_1\mu_1 i'}_\tau}}\mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_2\lambda_1\mu_1 i'|g_1g_2)+\right.$$ /24/

$$\left.+\frac{X^{g_2}_\tau+X^{\lambda_2\mu_2 i'}_\tau}{\sqrt{\mathcal{Y}^{g_2}_\tau\mathcal{Y}^{\lambda_2\mu_2 i'}_\tau}}\mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_1\lambda_2\mu_2 i'|g_1g_2)\right\}.$$

Для функции $U_{g_1g_2}(g_0)$, характеризующей взаимодействие между однофононными и двухфононными компонентами состояний /16/, использовано следующее определение:

$$\sum_{\sigma_1\sigma_2}\delta_{\tilde\mu_1+\tilde\mu_2,\tilde K_0}\{\langle|Q_{\tilde g_0}H_{vq}Q^+_{\tilde g_1}Q^+_{\tilde g_2}|\rangle+\langle|Q_{\tilde g_1}Q_{\tilde g_2}H_{vq}Q^+_{\tilde g_0}|\rangle\}=$$ /25/

$$=-2\{1+\mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_2g_1|g_1g_2)\}U_{g_1g_2}(g_0),$$

откуда получаем

$$U_{g_1g_2}(g_0)=\frac{1}{\sqrt2}\sum_{\sigma_1\sigma_2}\delta_{\tilde\mu_1+\tilde\mu_2,\tilde K_0}\sum_{\tau}\sum_{\tilde q_3\,\tilde q_4\tilde q_5}\theta_{\sigma_4-\sigma_3}v_{q_3q_4}\times$$

$$\times\left\{\frac{f^{\lambda_1\mu_1}_{q_3q_4}}{\sqrt{\mathcal{Y}^{g_1}_\tau}}(\tilde\psi^{\tilde g_0}_{\tilde q_5\tilde q_4}\,\tilde\psi^{\tilde g_2}_{\tilde q_5\tilde q_3}+\tilde\phi^{-\tilde g_0}_{\tilde q_5\tilde q_3}\,\tilde\phi^{-\tilde g_2}_{\tilde q_5\tilde q_4})+\frac{f^{\lambda_2\mu_2}_{q_3q_4}}{\sqrt{\mathcal{Y}^{g_2}_\tau}}(\tilde\psi^{\tilde g_0}_{\tilde q_5\tilde q_4}\,\tilde\psi^{\tilde g_1}_{\tilde q_5\tilde q_3}+\right.$$ /26/

$$\left.+\tilde\phi^{-\tilde g_0}_{\tilde q_5\tilde q_3}\,\tilde\phi^{-\tilde g_1}_{\tilde q_5\tilde q_4})+\frac{f^{\lambda_0\mu_0}_{q_3q_4}}{\sqrt{\mathcal{Y}^{g_0}_\tau}}(\tilde\psi^{\tilde g_1}_{\tilde q_5\tilde q_4}\,\tilde\phi^{-\tilde g_2}_{\tilde q_5\tilde q_3}+\tilde\phi^{-\tilde g_1}_{\tilde q_5\tilde q_3}\,\tilde\psi^{\tilde g_2}_{\tilde q_5\tilde q_4})\right\}=$$

$$=\frac{1}{\sqrt2}(1+\delta_{\mu_0,0}(1-\delta_{\mu_2,0}))\times$$

$$\times\sum_\tau\left(\frac{L^{\lambda_1\mu_1}_{f1\tau}(g_0g_2)}{\sqrt{\mathcal{Y}^{g_1}_\tau}}+\frac{L^{\lambda_2\mu_2}_{f1\tau}(g_0g_1)}{\sqrt{\mathcal{Y}^{g_2}_\tau}}+\frac{L^{\lambda_0\mu_0}_{f2\tau}(g_1g_2)}{\sqrt{\mathcal{Y}^{g_0}_\tau}}\right),$$

где

$$L^{\lambda\mu}_{f1\tau}(g_1g_2)=\frac{(1+\delta_{\mu,0}\,\delta_{\mu_1,0}\,\delta_{\mu_2,0})}{\sqrt{(1+\delta_{\mu_1,0})(1+\delta_{\mu_2,0})}}\sum_{q_3q_4q_5\in\tau} v_{q_3q_4} f^{\lambda\mu}_{q_3q_4}\times$$

$$\times(\psi^{g_1}_{q_5q_4}\psi^{g_2}_{q_5q_3}+\phi^{g_1}_{q_5q_3}\phi^{g_2}_{q_5q_4})\cdot\theta^{\mu\mu_1\mu_2}_{K_5K_4K_3}, \qquad /27.1/$$

$$L^{\lambda\mu}_{f2\tau}(g_1g_2)=\frac{(1+\delta_{\mu,0}\,\delta_{\mu_1,0}\delta_{\mu_2,0})}{\sqrt{(1+\delta_{\mu_1,0})(1+\delta_{\mu_2,0})}}\sum_{q_3q_4q_5\in\tau} v_{q_3q_4} f^{\lambda\mu}_{q_3q_4}\times$$

$$\times(\psi^{g_1}_{q_5q_4}\phi^{g_2}_{q_5q_3}+\phi^{g_1}_{q_5q_3}\psi^{g_2}_{q_5q_4})\,\theta^{\mu\mu_1\mu_2}_{K_5K_4K_3} \qquad /27.2/$$

$$\theta^{\mu\mu_1\mu_2}_{K_5K_4K_3}=\begin{cases}-1, & \text{если}\quad \mu\pm\mu_1=\mu_2,\ K_3+K_4=\mu,\ K_3+K_5=\mu_2\\ 1, & \text{в остальных случаях.}\end{cases} \qquad /27.3/$$

Варьируя среднее значение гамильтониана /23/ с учетом условия /22/

$$\delta\{(\Psi^*_n(\tilde K^\pi_0)H_M\Psi_n(\tilde K^\pi_0))-\eta_n((\Psi^*_n(\tilde K^\pi_0)\Psi_n(\tilde K^\pi_0))-1)\}=0,$$

получим систему уравнений для нахождения функций $R^n_{i_0}$ и $P^n_{g_1g_2}$:

$$\begin{cases}(\omega_{g_0}-\eta_n)R^n_{i_0}-\sum\limits_{g_1\geq g_2}\dfrac{U_{g_1g_2}(g_0)(1+K^{K_0}_{sym}(g_2g_1\mid g_1g_2))}{\sqrt{(1+\delta_{K_0,0}(1-\delta_{\mu_1,0}))(1+\delta_{g_1,g_2})}}P^n_{g_1g_2}=0\\ (\omega_{g_1}+\omega_{g_2}+\Delta\omega^{K_0}_{g_1g_2}-\eta_n)P^n_{g_1g_2}-\dfrac{1}{\sqrt{(1+\delta_{K_0,0}(1-\delta_{\mu_1,0}))(1+\delta_{g_1g_2})}}\times\\ \times\sum\limits_{i_0'}R^n_{i_0'}U_{g_1g_2}(\lambda_0\mu_0i_0')=0.\end{cases} \qquad /28/$$

Секулярное уравнение для энергий состояний $\eta_n$ получаем из условия существования нетривиальных решений системы уравнений /28/:

$$\det\|\delta_{i_0,i_0'}(\omega_{g_0}-\eta_n)-V_{g_0g_0'}\|=0, \qquad /29/$$

где

$$V_{g_0g_0'}=\sum_{g_1\geq g_2}\frac{U_{g_1g_2}(g_0)U_{g_1g_2}(\lambda_0\mu_0i_0')(1+K^{K_0}_{sym}(g_2g_1\mid g_1g_2))}{(1+\delta_{K_0,0}(1-\delta_{\mu_1,0}))(1+\delta_{g_1,g_2})(\omega_{g_1}+\omega_{g_2}+\Delta\omega^{K_0}_{g_1g_2}-\eta_n)}. \qquad /30/$$

Получим выражение для функций $R^n_{i_0'}$ и $P^n_{g_1g_2}$. Для этого выберем функцию $R^n_{i_0}\neq 0$ и определим

$$\tilde R^n_{i_0'}=R_{i_0'}(R^n_{i_0})^{-1},\qquad \tilde P^n_{g_1g_2}=P^n_{g_1g_2}(R^n_{i_0})^{-1}, \qquad /31/$$

где $i_0\neq i_0'$. Тогда уравнения /22/, /28/ можно переписать в виде

$$(R^n_{i_0})^2\{1+\sum_{i_0'\neq i_0}(\tilde R^n_{i_0'})^2+\sum_{g_1\geq g_2}(\tilde P^n_{g_1g_2})^2(1+K^{K_0}_{sym}(g_2g_1|g_1g_2))\}=1, \qquad /32.1/$$

$$\tilde P^n_{g_1g_2}=\frac{1}{\sqrt{(1+\delta_{K_0,0}(1-\delta_{\mu_1,0}))(1+\delta_{g_1,g_2})}}\times$$

$$\times\frac{U_{g_1g_2}(g_0)+\sum\limits_{i_0'\neq i_0}\tilde R_{i_0'}U_{g_1g_2}(\lambda_0\mu_0i_0')}{(\omega_{g_1}+\omega_{g_2}+\Delta\omega^{K_0}_{g_1g_2}-\eta_n)}, \qquad /32.2/$$

$$(\omega_{g_0'}-\eta_n)\tilde R^n_{i_0'}-\sum_{i_0''\neq i_0}\tilde R^n_{i_0''}V_{g_0'g_0''}=V_{g_0'g_0}. \qquad /32.3/$$

Отсюда получаем

$$\tilde R^n_{i_0'}=\mathfrak{D}_{g_0}(i_0',\eta_n)\,\mathfrak{D}^{-1}_{g_0}(\eta_n), \qquad /32.4/$$

$$\tilde P^n_{g_1g_2}=((1+\delta_{K_0,0}(1-\delta_{\mu_1,0}))(1+\delta_{g_1,g_2}))^{-1/2}\times$$

$$\times\frac{U_{g_1g_2}(g_0)+\mathfrak{D}^{-1}_{g_0}(\eta_n)\sum\limits_{i_0'\neq i_0}\mathfrak{D}_{g_0}(i_0',\eta_n)U_{g_1g_2}(\lambda_0\mu_0i_0')}{\omega_{g_1}+\omega_{g_2}+\Delta\omega^{K_0}_{g_1g_2}-\eta_n}, \qquad /32.5/$$

$$(R^n_{i_0})^{-2}=1+\mathfrak{D}^{-2}_{g_0}(\eta_n)\Big\{\sum_{i_0'\neq i_0}\mathfrak{D}^2_{g_0}(i_0',\eta_n)+$$

$$+\sum_{g_1\geq g_2}\frac{1+K^{K_0}_{sym}(g_2g_1|g_1g_2)}{(1+\delta_{K_0,0}(1-\delta_{\mu_1,0}))(1+\delta_{g_1,g_2})}\times \qquad /32.6/$$

$$\times\Big[\frac{U_{g_1g_2}(g_0)\mathfrak{D}_{g_0}(\eta_n)+\sum\limits_{i_0'\neq i_0}\mathfrak{D}_{g_0}(i_0',\eta_n)U_{g_1g_2}(\lambda_0\mu_0i_0')}{\omega_{g_1}+\omega_{g_2}+\Delta\omega^{K_0}_{g_1g_2}-\eta_n}\Big]^2\Big\}.$$

$$\mathcal{D}_{g_0}(\eta_n) = \det\|(\omega_{g''_0} - \eta_n)\,\delta_{g'_0,g''_0} - V_{g'_0,g''_0}\| . \qquad /32.7/$$

Детерминант $\mathcal{D}_{g_0}(i'_0,\eta_n)$ получается из $\mathcal{D}_{g_0}(\eta_n)$ заменой столбца $i'_0$ на $V_{g_0 g'_0}$.

Учет принципа Паули приводит к появлению в уравнениях /28/-/32/ множителя $(1 + \mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_2 g_1|g_1 g_2))$, подавляющего вклады в уравнения двухквазичастичных компонент $g_1 g_2$ в той степени, в которой в них нарушен принцип Паули $(-1 \le \mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_2 g_1|g_1 g_2))$. Кроме того, возникает сдвиг двухфонных полюсов на величину $\Delta\omega^{K_0}_{g_1 g_2}$. Сдвиг $\Delta\omega^{K_0}_{g_1 g_2}$ тем больше, чем сильнее нарушение принципа Паули и чем коллективнее фононы $g_1$ и $g_2$ /функция $\mathcal{Y}^g_\tau$, входящая в выражение /24/ для сдвига полюса, уменьшается с ростом коллективности фонона $g$ /. При $\mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_2 g_1|g_1 g_2)=0$ принцип Паули не учитывается, и уравнения /28/-/32/ становятся такими же, как в /1, 3/.

Получим выражение для матричного элемента электрического перехода между состояниями типа /16/. Оператор электрического перехода можно преобразовать к виду

$$\hat{\mathfrak{M}}(E\lambda\tilde{\mu}) = \sum_i M_g (Q^+_{\tilde{g}} + Q_{-\tilde{g}}) + \sum_{q_1 q_2} p^{\lambda\mu}_{q_1 q_2} v_{q_1 q_2} B(q_1 q_2 \tilde{\mu}) + 2\sum_q p^{\lambda\mu}_{qq} v^2_q , \qquad /33/$$

где $p^{\lambda\mu}_{q_1 q_2}$ - одночастичный матричный элемент от оператора

$$\hat{\Gamma}(E\lambda\mu) = e^{(\tau)}_{eff}\, e r^\lambda (Y_{\lambda\mu} + (-1)^\lambda Y_{\lambda\mu})(1 + \delta_{\mu,0})^{-1}, \qquad /34/$$

$e^{(\tau)}_{eff}$ - нейтронный или протонный эффективный заряд, значение которого подбирается феноменологически,

$$M_g = \frac{(1+\delta_{\mu,0})}{\sqrt{2}} \sum_\tau \frac{1}{\sqrt{\mathcal{Y}^g_\tau}} \sum'_{q_1 q_2 \in \tau} \frac{\tilde{f}^{\lambda\mu}_{q_1 q_2}\, p^{\lambda\mu}_{q_1 q_2}\, u^2_{q_1 q_2}\, \epsilon_{q_1 q_2}}{\epsilon^2_{q_1 q_2} - \omega^2_g} \qquad /35/$$

- матричный элемент $E\lambda$-перехода между основным $|\rangle$ и однофононным $Q^+_{\tilde{g}}|\rangle$ состояниями. Выражения для матричных элементов $E\lambda$-переходов между состояниями /16/ и основным $|\rangle$ имеют вид

$$(\Psi^*_n, (\tilde{K}'^{\pi'}_0)|\hat{\mathfrak{M}}(E\lambda\tilde{\mu})|\Psi_n(K^\pi_0)) =$$

$$= \delta_{\tilde{K}_0+\tilde{\mu},\tilde{K}'_0} \Big\{ \sum_{i_0 i'_0} R^n_{i_0} R^{n'}_{i'_0} L^{\lambda\mu}_{p_1}(g_0 g'_0) + \sum_{i_1}\Big\{ \sum_{i'_0} \sqrt{\frac{1+\delta_{g'_0,\lambda\mu i_1}}{1+\delta_{K_0,0}(1-\delta_{\mu,0})}} \times$$

$$\times R^{n'}_{i'_0} P^n_{g'_0\lambda\mu i_1}(1+\mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g'_0\lambda\mu i_1|\lambda\mu i_1 g'_0)) + \sum_{i_0} \sqrt{\frac{1+\delta_{g_0,\lambda\mu i_1}}{1+\delta_{K'_0,0}(1-\delta_{\mu,0})}} \times$$



$$\times R^n_{i_0} P^{n'}_{g_0\lambda\mu i_1}(1+\mathcal{K}^{K'_0}_{sym}(g_0\lambda\mu i_1|\lambda\mu i_1 g_0))\Big\} M_{\lambda\mu i_1} +$$

$$+ \sum_{g_1 g_2 g'} \sqrt{\frac{(1+\delta_{g_1,g'})(1+\delta_{g_2,g'})}{(1+\delta_{K_0,0}(1-\delta_{\mu',0}))(1+\delta_{K'_0,0}(1-\delta_{\mu',0}))}} (1+\delta_{\mu,0}\,\delta_{K_0,0}\,\delta_{K'_0,0}(1-\delta_{\mu',0}) -$$

$$- (1-\delta_{\mu,0})(1-\delta_{K_0,0})(1-\delta_{K'_0,0})\,\delta_{\mu,\mu'}\,\delta_{K_0,\mu_2}\,\delta_{K'_0,\mu_1}) \times$$

$$\times P^n_{g_1 g'} P^{n'}_{g_2 g'} L^{\lambda\mu}_{p_1}(g_1 g_2)(1 + \tfrac{1}{2}\mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_1 g'|g' g_1) + \tfrac{1}{2}\mathcal{K}^{K'_0}_{sym}(g_2 g'|g' g_2)) + \qquad /36/$$

$$+ \delta_{(-1)^\lambda,1}\,\delta_{\mu,0}\, 2\sum_q p^{\lambda 0}_{qq} v^2_q \Big\{ \sum_{i_0} R^n_{i_0} R^{n'}_{i_0} + \frac{1}{2}\sum_{g_1 g_2}(1+\delta_{g_1,g_2}) \times$$

$$\times P^n_{g_1 g_2} P^{n'}_{g_1 g_2}(1 + \mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_2 g_1|g_1 g_2))\Big\}\Big\},$$

$$(\langle|\hat{\mathfrak{M}}(E\lambda\tilde{\mu})\,\Psi_n(\tilde{K}^\pi_0)) = \delta_{\tilde{\mu},-\tilde{K}_0}\Big\{ \sum_{i_0} R^n_{i_0} M_{g_0} +$$

$$+ \frac{1}{2}\sum_{g_1 g_2}((1+\delta_{g_1,g_2})(1+\delta_{K_0,0}(1-\delta_{\mu_2,0}))^{1/2} P^n_{g_1 g_2} L^{\lambda\mu}_{p2}(g_1 g_2)\Big\}. \qquad /37/$$

Здесь $K_0=\mu_0$, $(-1)^{\lambda_0}=\pi$, $K'_0=\mu'_0$, $(-1)^{\lambda'_0}=\pi'$. Предполагается, что функции $P^n_{g_1 g_2}$ и $P^{n'}_{g_1 g_2}$ удовлетворяют правилам отбора $|\mu_1 \pm \mu_2|=K_0$ и $|\mu_1 \pm \mu_2|=K'_0$ соответственно. Далее, $L^{\lambda\mu}_{p1}(g_1 g_2) = \sum_\tau L^{\lambda\mu}_{p1\tau}(g_1 g_2)$, $L^{\lambda\mu}_{p2}(g_1 g_2) = \sum_\tau L^{\lambda\mu}_{p2\tau}(g_1 g_2)$, где функции $L^{\lambda\mu}_{p1\tau}(g_1 g_2)$ и $L^{\lambda\mu}_{p2\tau}(g_1 g_2)$ получаются из $L^{\lambda\mu}_{f1\tau}(g_1 g_2)$ и $L^{\lambda\mu}_{f2\tau}(g_1 g_2)$ заменой одночастичного матричного элемента $f^{\lambda\mu}_{q_3 q_4}$ на $p^{\lambda\mu}_{q_3 q_4}$.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Коммутационные соотношения для операторов $Q_{\tilde{g}}$ и $\mathcal{B}(qq'\tilde{\mu})$ имеют вид

$$[Q_{\tilde{g}}, Q^+_{\tilde{g}'}] = \delta_{\tilde{g},\tilde{g}'} + \sum_{\tilde{q}_1\tilde{q}_2\tilde{q}_3} (\tilde{\psi}^{\tilde{g}}_{\tilde{q}_1\tilde{q}_2}\tilde{\psi}^{\tilde{g}'}_{\tilde{q}_2\tilde{q}_3} - \tilde{\phi}^{-\tilde{g}'}_{\tilde{q}_1\tilde{q}_2}\tilde{\phi}^{-\tilde{g}}_{\tilde{q}_2\tilde{q}_3})\, a^+_{\tilde{q}_3} a_{\tilde{q}_1}$$

при условии

$$\sum_{q_1 q_2} (\psi^g_{q_1 q_2}\psi^{g'}_{q_1 q_2} - \phi^g_{q_1 q_2}\phi^{g'}_{q_1 q_2}) = 2\delta_{g,g'} ,$$

$$[Q_{\tilde g}, Q_{\tilde g'}] = \sum_{\tilde q_1 \tilde q_2 \tilde q_3} (\psi^{\tilde g'}_{\tilde q_1 \tilde q_2} \phi^{-\tilde g}_{\tilde q_2 \tilde q_3} - \psi^{\tilde g}_{\tilde q_1 \tilde q_2}\phi^{-\tilde g'}_{\tilde q_2 \tilde q_3}) \alpha^+_{\tilde q_3}\alpha_{\tilde q_1}$$

при условии

$$\sum_{q_1q_2}(\psi^{g'}_{q_1q_2}\phi^{g}_{q_1q_2} - \psi^{g}_{q_1q_2}\phi^{g'}_{q_1q_2}) = 0 ,$$

$$[B(q_1q_2\tilde\mu_1), Q^+_{\tilde g}] = \sum_{\tilde q_3 \sigma_1\sigma_2} \theta_{\sigma_2-\sigma_1}\{\delta_{\tilde\mu+\tilde\mu_1,0}(\psi^{\tilde g}_{\tilde q_3\tilde q_2}\delta_{\tilde K_3,-\tilde K_1}\alpha^+_{\tilde q_1}\alpha^+_{\tilde q_3} +$$

$$+\phi^{-\tilde g}_{\tilde q_3\tilde q_1}\delta_{\tilde K_3,-\tilde K_2}\alpha_{\tilde q_3}\alpha_{\tilde q_2})\} + \sum_{\tilde g'(\mu'\neq 0)}\{\delta_{\tilde\mu+\tilde\mu_1,\tilde\mu'}(\psi^{\tilde g}_{\tilde q_3\tilde q_2}\psi^{\tilde g'}_{\tilde q_3\tilde q_1} +$$

$$+\phi^{-\tilde g}_{\tilde q_3\tilde q_1}\phi^{-\tilde g'}_{\tilde q_3\tilde q_2})Q^+_{\tilde g'} + \delta_{\tilde\mu+\tilde\mu_1,-\tilde\mu'}(\psi^{\tilde g}_{\tilde q_3\tilde q_2}\phi^{-\tilde g'}_{\tilde q_3\tilde q_1} + \phi^{-\tilde g}_{\tilde q_3\tilde q_1}\psi^{\tilde g'}_{\tilde q_3\tilde q_2})Q_{\tilde g'}\}\}$$

где

$$\alpha^+_{\tilde q_1}\alpha^+_{\tilde q_2} = \delta_{\tilde K_1,-\tilde K_2}\alpha^+_{\tilde q_1}\alpha^+_{\tilde q_2} - \theta_{\sigma_1-\sigma_2}\sum_{\tilde\mu\neq 0} A^+(q_1q_2\tilde\mu)\,\delta_{\tilde K_1+\tilde K_2,\tilde\mu}\,.$$

Выражение /21/ для $\mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_2 g'_1|g_1 g_2)$ /квазидиагональное приближение, $g'_1 = \lambda_1\mu_1 i'_1$/ имеет в частных случаях вид:

1/ $K_0 \neq 0,\ \mu_1 \neq 0,\ \mu_2 \neq 0,$

$$\mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_2g'_1|g_1g_2) = -(1 - \frac{\delta_{i_1i'_1}\,\delta_{g_1,g_2}}{1+\delta_{g_1,g_2}})\sum_{\substack{q_1q_2\\ q_3q_4}}(\psi^{g_2}_{q_4q_3}\psi^{g'_1}_{q_2q_1}\psi^{g_1}_{q_2q_3}\psi^{g_2}_{q_4q_1} -$$

$$-\phi^{g_2}_{q_4q_3}\phi^{g'_1}_{q_2q_1}\phi^{g_1}_{q_2q_3}\phi^{g_2}_{q_4q_1})\,\delta_{K_3,K_1}\Big\{\delta_{\mu_1+\mu_2,K_0}(\delta_{K_2-K_3,\mu_1}\delta_{K_4-K_3,\mu_2} +$$

$$+\delta_{K_3-K_2,\mu_1}\delta_{K_3-K_4,\mu_2} + \delta_{K_3-K_2,\mu_1}\delta_{K_4+K_3,\mu_2} + \delta_{K_2+K_3,\mu_1}\delta_{K_3-K_4,\mu_2} +$$

$$+\delta_{K_2+K_3,\mu_1}\delta_{K_4+K_3,\mu_2}) + \delta_{|\mu_1-\mu_2|,K_0}(\delta_{K_2-K_3,\mu_1}\delta_{K_3-K_4,\mu_2} +$$

$$+\delta_{K_2+K_3,\mu_1}\delta_{K_4-K_3,\mu_2} + \delta_{K_2-K_3,\mu_1}\delta_{K_3+K_4,\mu_2} + \delta_{K_3-K_2,\mu_1}\delta_{K_4-K_3,\mu_2})\Big\},$$

2/ $K_0 = \mu_2 \neq 0,\ \mu_1 = 0,$

$$\mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_2g'_1|g_1g_2) = -\delta_{\mu_2,K_0}\delta_{\mu_1,0}\ \frac{1}{2}\sum_{\substack{q_1q_2\\ q_3q_4}}(\psi^{g_2}_{q_4q_3}\psi^{g'_1}_{q_2q_1}\psi^{g_1}_{q_2q_3}\psi^{g_2}_{q_4q_1} -$$

$$-\phi^{g_2}_{q_4q_3}\phi^{g'_1}_{q_2q_1}\phi^{g_1}_{q_2q_3}\phi^{g_2}_{q_4q_1})\,\delta_{K_3,K_1}\delta_{K_3,K_2}\,.$$

3/ $K_0 = \mu_1 = \mu_2 = 0,$

$$\mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_2g'_1|g_1g_2) = -\frac{1}{2}(1 - \frac{\delta_{i_1,i'_1}\delta_{g_1,g_2}}{1+\delta_{g_1,g_2}}) \times$$

$$\times\sum_{\substack{q_1q_2\\ q_3q_4}}(\psi^{g_2}_{q_4q_3}\psi^{g'_1}_{q_2q_1}\psi^{g_1}_{q_2q_3}\psi^{g_2}_{q_4q_1} - \phi^{g_2}_{q_4q_3}\phi^{g'_1}_{q_2q_1}\phi^{g_1}_{q_2q_3}\phi^{g_2}_{q_4q_1}),$$

4/ $K_0 = 0,\ \mu_1 = \mu_2 \neq 0;$

$$\mathcal{K}^{K_0}_{sym}(g_2g'_1|g_1g_2) = -\delta_{\mu_1\mu_2}\ (1 - \frac{\delta_{i_1,i'_1}\delta_{g_1,g_2}}{1+\delta_{g_1,g_2}}) \times$$

$$\times\sum_{\substack{q_1q_2\\ q_3q_4}}(\psi^{g_2}_{q_4q_3}\psi^{g'_1}_{q_2q_1}\psi^{g_1}_{q_2q_3}\psi^{g_2}_{q_4q_1} - \phi^{g_2}_{q_4q_3}\phi^{g'_1}_{q_2q_1}\phi^{g_1}_{q_2q_3}\phi^{g_2}_{q_4q_1}) \times$$

$$\times\{\delta_{K_3,K_1}(\delta_{K_3-K_2,\mu_1}\delta_{K_4-K_1,\mu_2} + \delta_{K_3+K_2,\mu_1}\delta_{K_4-K_1,\mu_2} +$$

$$+\delta_{K_2-K_3,\mu_1}\delta_{K_1-K_4,\mu_2} + \delta_{K_2-K_3,\mu_1}\delta_{K_1+K_4,\mu_2}) +$$

$$+\delta_{K_2,K_4}(\delta_{K_2-K_3,\mu_1}\delta_{K_1-K_4,\mu_2} + \delta_{K_2+K_3,\mu_1}\delta_{K_1-K_4,\mu_2} +$$

$$+\delta_{K_3-K_2,\mu_1}\delta_{K_4-K_1,\mu_2} + \delta_{K_3-K_2,\mu_1}\delta_{K_4+K_1,\mu_2})\}.$$

ЛИТЕРАТУРА


1. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер, "Наука", М., 1971.
2. Соловьев В.Г., Григорьев Е.П. Структура четных деформированных ядер, "Наука", М., 1974.
3. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.580.
4. Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1980, 11, с.301.
5. Soloviev V.G., Shirikova N.Yu. Z.Phys.A. - Atoms and Nuclei, 1981, 301, p.263.
6. Соловьев В.Г., Ширикова Н.Ю. ЯФ, 1982, 36, с.1976.
7. Соловьев В.Г. ТМФ, 1982, 53, с.399.

8. Malov L.A., Meliev F.M., Soloviev V.G. Z.Phys.A - Atoms and Nuclei, 1985, 320, p.521.
9. Nesterenko V.O. et al. JINR, E4-85-856, Dubna, 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 февраля 1986 года.

# ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

| Индекс | Тематика |
|---|---|
| 1. | Экспериментальная физика высоких энергий |
| 2. | Теоретическая физика высоких энергий |
| 3. | Экспериментальная нейтронная физика |
| 4. | Теоретическая физика низких энергий |
| 5. | Математика |
| 6. | Ядерная спектроскопия и радиохимия |
| 7. | Физика тяжелых ионов |
| 8. | Криогеника |
| 9. | Ускорители |
| 10. | Автоматизация обработки экспериментальных данных |
| 11. | Вычислительная математика и техника |
| 12. | Химия |
| 13. | Техника физического эксперимента |
| 14. | Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами |
| 15. | Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях |
| 16. | Дозиметрия и физика защиты |
| 17. | Теория конденсированного состояния |
| 18. | Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники |
| 19. | Биофизика |

Нестеренко В.О., Соловьев В.Г., Сушков А.В. P4-86-115
Основные уравнения квазичастично-фононной модели ядра для четно-четных деформированных ядер

В общем виде приведены уравнения квазичастично-фононной модели ядра, позволяющие описывать неротационные состояния четно-четных деформированных ядер с учетом принципа Паули в двухфононных компонентах состояний.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Nesterenko V.O., Soloviev V.G., Sushkov A.V. P4-86-115
Basic Equations of the Quasiparticle-Phonon Nuclear Model for Deformed Even-Even Nuclei

The equations of the quasiparticle-phonon nuclear model for the description of nonrotational states in deformed even-even nuclei are given in the general form. In these equations the Pauli principle is taken into account in the two-phonon components of the states.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986