12/III-84

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р4-83-814

Ф.М.Мелиев, Н.Ю.Ширикова

УЧЕТ ПРИНЦИПА ПАУЛИ ПРИ ИЗУЧЕНИИ АНГАРМОНИЧНОСТИ ВИБРАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

1983

I. Введение

Ангармонические эффекты в сферических ядрах заметно сказываются на структурах одно- и двухфононных состояний. Экспериментальных данных по ангармоничности вибрационных состояний и по двухфононным состояниям в четно-четных ядрах немного. Вибрационные состояния в деформированных четно-четных ядрах исследовались в ряде работ. Расчетам вибрационных состояний в гармоническом приближении посвящена работа/2/, учет влияния ангармонических эффектов на вибрационные состояния был произведен в работах/3,4/, причем в/3/ использовались одночастичные функции потенциала Нильсона, а в/4/ потенциал среднего поля брался в виде потенциала Саксона-Вудса. Из результатов перечисленных работ следует вывод, что в случае сильнодеформированных ядер первые вибрационные состояния можно рассматривать как однофононные; с увеличением энергии возбуждения эффекты ангармоничности сказываются все сильнее и в результате приводят к распределению силы одно- и двухфононных компонент по многим ядерным уровням. Выражение для матричных элементов взаимодействия между одно- и двухфононными компонентами

$$\mathcal{U}_{g_0}^{g_1 g_2} = \langle | Q_{g_0} H_{vq} Q^+_{g_1} Q^+_{g_2} | \rangle$$

получено в/6/ с учетом принципа Паули.

Для более корректного описания структуры возбужденных состояний четно-четных деформированных ядер в/7,8/ были определены операторы фононов, в которых явно учитываются знаки проекций моментов количества движения рассматриваемых вибрационных состояний. Проведенный анализ/10/ подтвердил ранее сделанный вывод об отсутствии двухфононных состояний в деформированных ядрах.

В данной работе при использовании новых операторов фононов[8] получена формула для матричных элементов $\mathcal{U}_{g_0}^{g_1 g_2}$. Сравниваются значения матричных элементов $\mathcal{U}_{g_0}^{g_1 g_2}$, вычисленных с учетом и без учета знака μ. Исследовано влияние ангармоничности $(\mathcal{U}_{g}^{g_1 g_2})$ и принципа Паули на однофононные и двухфононные состояния деформированных четно-четных ядер редкоземельной и трансурановой областей.

2. Основные формулы и детали расчетов

В квазичастично-фононной модели ядра при учете изоскалярного и изовекторного мультиполь-мультипольного взаимодействия гамильтониан описывается через операторы квазичастиц и фотонов следующим образом:

$$H_M = H_v + H_{vq}, \tag{1}$$

где

$$H_v = \sum_{q\sigma} \varepsilon(q) \alpha^+_{q\sigma} \alpha_{q\sigma} - \frac{1}{4} \sum_{g g'} \frac{G(n,p|g)}{\sqrt{Y_g Y_{g'}}} Q^+_{g\sigma} Q^+_{g'\sigma'}, \tag{2}$$

$$G(n,p|g) = X^{g}_{(n)} + (y^{g}_{p})^2 X^{g}_{(p)}, \tag{3}$$

$$H_{vq} = -\frac{\sqrt{2}}{4} \sum_{g\sigma} \sum_{qq'} \frac{v^{(-)}_{qq'}}{\sqrt{Y_g}} \Big\{ f^{\lambda\mu}_{(qq')} B(qq';\mu-\sigma) + \bar{f}^{\lambda\mu}_{(qq')} \bar{B}(qq';\mu-\sigma) \Big\}. \tag{4}$$

Операторы фононов $Q_{\lambda\mu\sigma i}$ и все остальные величины определяются так же, как в работе[9]. Волновую функцию берем в виде

$$\Psi_n(\sigma K) = \Big\{ \sum_i R^n_i(K_0) Q^+_{g_0\sigma_0} + \frac{1}{2} \sum_{\substack{g_1 g_2 \\ \sigma_1 \sigma_2}} \sqrt{1+\delta_{g_1 g_2}}\, \delta_{\sigma_1\mu_1+\sigma_2\mu_2,\sigma_0 K_0} P^n_{g_1 g_2}(K_0) Q^+_{g_1\sigma_1} Q^+_{g_2\sigma_2} \Big\} \Psi_0, \tag{5}$$

Ψ_0 – волновая функция основного состояния четно-четного ядра. Среднее значение гамильтониана по волновым функциям (5) имеет вид

$$\langle \Psi_n(\sigma,K) | H_M | \Psi_n(\sigma_0,K_0) \rangle = \sum_i (R^n_i(K_0))^2 \omega_{g_0} +$$
$$\frac{1}{2} \sum_{g_1 g_2} (1+\delta_{g_1 g_2}) (P^n_{g_1 g_2}(K_0))^2 \Big\{ \omega_{g_1} + \omega_{g_2} - \frac{1}{4} \sum_{i'} \Big[\frac{G(n,p|g_1) \mathcal{K}(g_2 \lambda_1 \mu_1 i' | g_1 g_2)}{\sqrt{Y_{g_1} Y_{\lambda_1\mu_1 i'}}}$$
$$+ \frac{G(n,p|g_2) \mathcal{K}(\lambda_2 \mu_2 i' g_1 | g_1 g_2)}{\sqrt{Y_{g_2} Y_{\lambda_2\mu_2 i'}}} \Big] \Big\} \Big[1 + \frac{1}{2} \mathcal{K}(g_2 g_1 | g_1 g_2) \Big]. \tag{6}$$

$$\mathcal{U}^{g_1 g_2}_{g_0} = \langle \Psi_n(\sigma K) | H_{vq} | \Psi_n(\sigma_0 K_0) \rangle = \sum_{\sigma_1 \sigma_2} \delta_{\sigma_1\mu_1+\sigma_2\mu_2,\sigma_0 K_0} \langle | Q_{g_0\sigma_0} H_{vq} Q^+_{g_1\sigma_1} Q^+_{g_2\sigma_2} | \rangle$$
$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{qq'q_2} \Big\{ \Theta^{g_0}_{qq'} (\psi^{g_1}_{q_2 q'} \varphi^{g_2}_{q_2 q} + \varphi^{g_1}_{q_2 q} \psi^{g_2}_{q_2 q'}) \cdot \beta_1 + \Big[\psi^{g_0}_{qq'} (\Theta^{g_1}_{q_2 q'} \psi^{g_2}_{q_2 q} + \Theta^{g_2}_{q_2 q'} \psi^{g_1}_{q_2 q}) \cdot \beta_2$$
$$+ \varphi^{g_0}_{qq'} (\Theta^{g_1}_{q_2 q'} \varphi^{g_2}_{q_2 q} + \Theta^{g_2}_{q_2 q'} \varphi^{g_1}_{q_2 q}) \cdot \beta_3 + \delta_{g_0 g_1} \Big[\psi^{g_0}_{qq'} (\Theta^{g_1}_{q_2 q'} \psi^{g_2}_{q_2 q} + \Theta^{g_2}_{q_2 q'} \psi^{g_1}_{q_2 q})$$
$$+ \varphi^{g_0}_{qq'} (\Theta^{g_1}_{q_2 q'} \varphi^{g_2}_{q_2 q} + \Theta^{g_2}_{q_2 q'} \varphi^{g_1}_{q_2 q}) \Big] \delta_{K_2,K} \delta_{K \pm K', K_0} +$$
$$\tilde{\delta}_{g_0 g_2} \Big[\psi^{g_0}_{qq'} (\Theta^{g_1}_{q_2 q'} \psi^{g_2}_{q_2 q} + \Theta^{g_2}_{q_2 q'} \psi^{g_1}_{q_2 q}) + \varphi^{g_0}_{qq'} (\Theta^{g_1}_{q_2 q'} \varphi^{g_2}_{q_2 q} + \Theta^{g_2}_{q_2 q'} \varphi^{g_1}_{q_2 q}) \Big] \tilde{\delta}_{K_2,K'} \tilde{\delta}_{K \pm K', K_0}$$
$$\cdot \Big[1 + \frac{1}{2} \mathcal{K}(g_2 g_1 | g_1 g_2) \Big] \Big] \Big\}. \tag{7}$$

$$\beta_1 = \delta_{\mu_1+\mu_2,K_0} (\delta_{K-K',K_0} \delta_{K'-K_2,\mu_1} \delta_{K_2-K,\mu_2} + \delta_{K-K',K_0} \delta_{K_2-K',\mu_1} \delta_{K_2-K,\bar{\mu}_2}$$
$$\delta_{K+K',K_0} \delta_{K'-K_2,\mu_1} \delta_{K_2+K,\mu_2} + \delta_{K+K',K_0} \delta_{K-K_2,\mu_1} \delta_{K_2+K',\mu_2}) +$$
$$\delta_{\mu_1-\mu_2,K_0} (\delta_{K'-K,K_0} \delta_{K'-K_2,\mu_1} \delta_{K-K_2,\mu_2} + \delta_{K-K',K_0} \delta_{K_2-K',\mu_1} \delta_{K_2-K,\bar{\mu}_2}$$
$$\delta_{K+K',K_0} \delta_{K'-K_2,\mu_1} \delta_{K_2+K,\mu_2} + \delta_{K+K',K_0} \delta_{K-K_2,\mu_1} \delta_{K_2+K',\mu_2}) +$$

$$\delta_{\mu_2-\mu_1,k_0}\Big(\delta_{k'-k,k_0}\delta_{k_2-k',\mu_1}\delta_{k_2-k,\mu_2}+\delta_{k-k',k_0}\delta_{k'-k_2,\mu_1}\delta_{k-k_2,\mu_2}-$$

$$\delta_{k+k',k_0}\delta_{k_2-k',\mu_1}\delta_{k_2+k,\mu_2}+\delta_{k+k',k_0}\delta_{k'+k_2,\mu_2}\delta_{k-k_2,\mu_1}\ .$$

$$\beta_2=\delta_{\mu_1+\mu_2,k_0}\Big(\delta_{k'-k_2,\mu_1}\big(\delta_{k'-k,k_0}\delta_{k-k_2,\mu_2}+\delta_{k+k',k_0}\delta_{k_2+k,\mu_2}\big)+$$

$$\delta_{k_2-k',\mu_1}\big(\delta_{k-k',k_0}\delta_{k_2-k,\mu_2}+\delta_{k+k',k_0}\delta_{k_2+k,\mu_2}\big)-$$

$$\delta_{k_2+k',\mu_1}\delta_{k'-k,k_0}\delta_{k_2+k,\mu_2}\Big)+\delta_{\mu_1-\mu_2,k_0}\Big(\delta_{k'-k_2,\mu_1}\big(\delta_{k'-k,k_0}\delta_{k_2-k,\mu_2}+$$

$$\delta_{k+k',k_0}\delta_{k_2+k,\mu_2}\big)+\delta_{k_2-k',\mu_1}\big(\delta_{k-k',k_0}\delta_{k-k_2,\mu_2}+$$

$$\delta_{k+k',k_0}\delta_{k_2+k,\mu_2}\big)-\delta_{k_2+k',\mu_1}\delta_{k'-k,k_0}\delta_{k_2+k,\mu_2}\Big)+$$

$$\delta_{\mu_2-\mu_1,k_0}\Big(\delta_{k_2-k',\mu_1}\big(\delta_{k'-k,k_0}\delta_{k-k_2,\mu_2}+\delta_{k+k',k_0}\delta_{k_2+k,\mu_2}\big)-$$

$$\delta_{k_2+k',\mu_1}\delta_{k-k',k_0}\delta_{k_2+k,\mu_2}+\delta_{k'-k_2,\mu_1}\big(\delta_{k-k',k_0}\delta_{k_2-k,\mu_2}+\delta_{k+k',k_0}\delta_{k_2+k,\mu_2}\big)\Big)\Big).$$

$$\beta_3=\delta_{\mu_1+\mu_2,k_0}\Big(\delta_{k'-k_2,\mu_1}\delta_{k-k',k_0}\delta_{k_2-k,\mu_2}+\delta_{k_2-k',\mu_1}\delta_{k'-k,k_0}\delta_{k-k_2,\mu_2}+$$

$$\delta_{k_2+k',\mu_1}\delta_{k'-k,k_0}\delta_{k_2+k,\mu_2}\Big)+\delta_{\mu_1-\mu_2,k_0}\Big(\delta_{k'-k_2,\mu_1}\delta_{k-k',k_0}\delta_{k-k_2,\mu_2}+$$

$$\delta_{k_2-k',\mu_1}\delta_{k'-k,k_0}\delta_{k_2-k,\mu_2}+\delta_{k_2+k',\mu_1}\delta_{k'-k,k_0}\delta_{k_2+k,\mu_2}\Big)+$$

$$\delta_{\mu_2-\mu_1,k_0}\Big(\delta_{k_2-k',\mu_1}\delta_{k-k',k_0}\delta_{k_2-k,\mu_2}+\delta_{k_2-k,\mu_1}\delta_{k-k',k_0}\delta_{k_2+k,\mu_2}+$$

$$\delta_{k_2-k',\mu_1}\delta_{k'-k,k_0}\delta_{k-k_2,\mu_2}\Big).$$

$$\Theta^{g}_{q_1q_2}=\frac{\xi^{g}_{(qq')}\,\vartheta^{g(-)}_{qq'}}{\sqrt{Y_g}}\ ,\qquad g=\lambda\mu i. \tag{8}$$

Обратим внимание на следующие частные случаи.

1. $\mu_1=\mu_2=k_0=0$

а) $\lambda_0 i_0\neq\lambda_1 i_1,\ \lambda_2 i_2$

$$U^{g_1g_2}_{g_0}=\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{q_1q_2q_3}\Big\{\Theta^{g_0}_{q_1q_2}\big(\psi^{g_1}_{q_3q_2}\varphi^{g_2}_{q_3q_1}+\varphi^{g_1}_{q_3q_2}\psi^{g_2}_{q_3q_1}\big)+\Big[\psi^{g_0}_{q_1q_2}\big(\Theta^{g_1}_{q_3q_2}\psi^{g_2}_{q_3q_1}+\Theta^{g_2}_{q_3q_2}\psi^{g_1}_{q_3q_1}\big)+$$

$$\varphi^{g_0}_{q_1q_2}\big(\Theta^{g_1}_{q_3q_2}\varphi^{g_2}_{q_3q_1}+\Theta^{g_2}_{q_3q_2}\varphi^{g_1}_{q_3q_1}\big)\Big]\Big[1+\frac{1}{2}\mathcal{K}(g_2g_1/g_1g_2)\Big]\Big\}\delta_{k_3k_2}\delta_{k_3k_1}\ ; \tag{9}$$

б) $\lambda_0 i_0=\lambda_1 i_1\neq\lambda_2 i_2$ **или** $\lambda_0 i_0=\lambda_2 i_2\neq\lambda_1 i_1$

$$U^{g_1g_2}_{g_0}=\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{q_1q_2q_3}\Big\{\Theta^{g_0}_{q_1q_2}\big(\psi^{g_1}_{q_3q_2}\varphi^{g_2}_{q_3q_1}+\varphi^{g_1}_{q_3q_2}\psi^{g_2}_{q_3q_1}\big)+\Big[\psi^{g_0}_{q_1q_2}\big(2\Theta^{g_1}_{q_3q_2}\psi^{g_2}_{q_3q_1}+\Theta^{g_2}_{q_3q_2}\psi^{g_1}_{q_3q_1}\big)+$$

$$\varphi^{g_0}_{q_1q_2}\big(2\Theta^{g_1}_{q_3q_2}\varphi^{g_2}_{q_3q_1}+\Theta^{g_2}_{q_3q_2}\varphi^{g_1}_{q_3q_1}\big)\Big]\Big[1+\frac{1}{2}\mathcal{K}(g_2g_1/g_1g_2)\Big]\Big\}\delta_{k_3,k_2}\delta_{k_3,k_1}\ ; \tag{10}$$

в) $\lambda_0 i_0=\lambda_1 i_1=\lambda_2 i_2$

$$U^{g_1g_2}_{g_0}=\sqrt{2}\sum_{q_1q_2q_3}\Big\{\Theta^{g_0}_{q_1q_2}\psi^{g_0}_{q_3q_2}\varphi^{g_0}_{q_3q_1}+\Big[\psi^{g_0}_{q_1q_2}\Theta^{g_0}_{q_3q_2}\psi^{g_0}_{q_3q_1}+\varphi^{g_0}_{q_1q_2}\Theta^{g_0}_{q_3q_2}\varphi^{g_0}_{q_3q_1}\Big]\Big[1+\frac{1}{2}\mathcal{K}(g_0g_0/g_0g_0)\Big]\delta_{k_3k_2}\delta_{k_3k_1}\Big\}.$$

2. $k_0\neq 0,\ \mu_1=0,\ g_0=g_2$

$$U^{g_1g_2}_{g_0}=\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{q_1q_2q_3}\Big\{\Theta^{g_0}_{q_1q_2}\big(\psi^{g_1}_{q_3q_2}\varphi^{g_2}_{q_3q_1}+\varphi^{g_1}_{q_3q_2}\psi^{g_2}_{q_3q_1}\big)\Big[\delta_{k_3,k_2}\delta_{|k_3-k_1|,k_0}+\delta_{k_3,k_1}\big(\delta_{|k_3-k_2|,k_0}+\delta_{k_1+k_2,k_0}\big)\Big]$$

$$+\Big[\psi^{g_0}_{q_1q_2}\big(\Theta^{g_1}_{q_3q_2}\psi^{g_2}_{q_3q_1}+2\Theta^{g_2}_{q_3q_2}\psi^{g_1}_{q_3q_1}\big)+\varphi^{g_0}_{q_1q_2}\big(\Theta^{g_1}_{q_3q_2}\varphi^{g_2}_{q_3q_1}+2\Theta^{g_2}_{q_3q_2}\varphi^{g_1}_{q_3q_1}\big)\Big]\Big[1+\frac{1}{2}\mathcal{K}(g_2g_1/g_1g_2)\Big]\delta_{k_3,k_2}\delta_{|k_1-k_2|,k_0}\Big\}. \tag{11}$$

3. $k_0\neq 0,\ \mu_2=0,\ g_0=g_1$

$$U^{g_1g_2}_{g_0}=\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{q_1q_2q_3}\Big\{\Theta^{g_0}_{q_1q_2}\big(\psi^{g_1}_{q_3q_2}\varphi^{g_2}_{q_3q_1}+\varphi^{g_1}_{q_3q_2}\psi^{g_2}_{q_3q_1}\big)\big(\delta_{k_3,k_1}\delta_{|k_1-k_2|,k_0}+\delta_{k_3,k_2}\delta_{|k_1-k_2|,k_0}\big)+$$

$$\Big[\psi^{g_0}_{q_1q_2}\big(2\Theta^{g_1}_{q_3q_2}\psi^{g_2}_{q_3q_1}+\Theta^{g_2}_{q_3q_2}\psi^{g_1}_{q_3q_1}\big)+\varphi^{g_0}_{q_1q_2}\big(2\Theta^{g_1}_{q_3q_2}\varphi^{g_2}_{q_3q_1}+\Theta^{g_2}_{q_3q_2}\varphi^{g_1}_{q_3q_1}\big)\Big]\cdot \tag{12}$$

$$\cdot\Big[1+\frac{1}{2}\mathcal{K}(g_2g_1/g_1g_2)\Big]\delta_{k_3,k_1}\delta_{|k_1-k_2|,k_0}\ \Big\}.$$

4. $K_0 = 0;\ \sigma_1 = -\sigma_2;\ \mu_1 = \mu_2$

$$\mathcal{U}_{g_0}^{g_1 g_2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{q_1 q_2 q_3} \Big\{ \Theta_{q_1 q_2}^{g_0} \big(\psi_{q_3 q_2}^{g_1} \varphi_{q_3 q_1}^{g_2} + \varphi_{q_3 q_2}^{g_1} \psi_{q_3 q_1}^{g_2} \big) \delta_{K_1, K_2} \delta_{|K_3 - K_1|, \mu_1} + \tag{13}$$

$$\Big[\psi_{q_1 q_2}^{g_0} \big(\Theta_{q_3 q_2}^{g_1} \psi_{q_3 q_1}^{g_2} + \Theta_{q_3 q_2}^{g_2} \psi_{q_3 q_1}^{g_1} \big) + \varphi_{q_1 q_2}^{g_0} \big(\Theta_{q_3 q_2}^{g_1} \varphi_{q_3 q_1}^{g_2} + \Theta_{q_3 q_2}^{g_2} \varphi_{q_3 q_1}^{g_1} \big) \Big] \cdot$$

$$\cdot \Big[1 + \frac{1}{2} \mathcal{K} (g_2 g_1 / g_1 g_2) \Big] \delta_{K_1, K_2} \big(\delta_{|K_3 - K_1|, \mu_2} - \delta_{K_3 + K_1, \mu_1} \big) \Big\} .$$

Пользуясь вариационным принципом

$$\delta \Big\{ \langle \Psi_n(\sigma K) | H_M | \Psi_n(\sigma_0 K_0) \rangle - \eta_n \big[\langle \Psi_n(\sigma, K) | \Psi_n(\sigma_0 K_0) \rangle - 1 \big] \Big\} = 0, \tag{14}$$

получим следующую систему уравнений:

$$\sum_{i i'} \Big\{ (\omega_i - \eta_n) R_i^n \delta_{i i'} - K_{i i'} R_i^n \Big\} = 0,$$

$$\Theta(\eta_n) = \det \big\| (\omega_i - \eta_n) \delta_{i i'} - K_{i i'} \big\| = 0, \tag{15}$$

где

$$K = \sum_{g_1 \geq g_2} \frac{\mathcal{U}_{g_0}^{g_1 g_2} \mathcal{U}_{g_0'}^{g_1 g_2}}{(1 + \delta_{g_1 g_2}) \Omega_{\sigma, \eta}}, \tag{16}$$

$$\Omega_{\sigma, \eta} = \Big\{ \omega_{g_1} + \omega_{g_1} - \eta_n - \frac{1}{4} \sum_{i'} \Big[\frac{G(n, p | g_1) \mathcal{K}(g_2 \lambda_1 \mu_1 i' / g_1 g_2)}{\sqrt{Y_{g_1} Y_{\lambda_1 \mu_1 i'}}} + \frac{G(n, p | g_2) \mathcal{K}(\lambda_2 \mu_2 i' g_1 / g_1 g_2)}{\sqrt{Y_{g_2} Y_{\lambda_2 \mu_2 i'}}} \Big\}$$

$$\cdot \Big[1 + \frac{1}{2} \mathcal{K} (g_2 g_1 / g_1 g_2) \Big],$$

$$R_i^n = \frac{M_{ii}}{\Big(\sum_i (M_{ii'})^2 + \sum_{g_1 g_2} \big\{ \big[\mathcal{U}_{g_0}^{g_1 g_2} M_{ii} / \Omega_{\sigma, \eta} \big\}^2 \Big)^{1/2}} .$$

3. Детали расчетов и обсуждение результатов

Для описания среднего поля был использован потенциал Саксона-Вудса [10]. Учитывались одночастичные уровни с главным квантовым числом N =4+9 для нейтронов и N =3+9 для протонов.

Константы парного взаимодействия для каждого ядра рассчитаны на использованном одночастичном базисе с экспериментальным значением парной энергии. Константы мультиполь-мультипольного взаимодействия определены так, чтобы при учете принципа Паули энергии нижайших вибрационных состояний совпали с экспериментальными значениями. Проведены расчеты матричных элементов $\mathcal{U}_{g_0}^{g_1 g_2}$ четно-четных деформированных ядер в редкоземельной области и в области актинидов.

Таблица I. Изменение матричных элементов

Ядра	g_0	g_1	g_2	Без учета знака: $\mathcal{U}$	С учетом знака: без учета принципа Паули	С учетом знака: С учетом пр.Паули	$1+\frac{1}{2}\mathcal{K}(g_2 g_1 / g_1 g_2)$
^{158}Gd	20I	20I	20I	.I57	.5I	.58	.82
	20I	20I	205	-.567	-.85	-.8I	.93
	20I	204	205	-.I3	-.I3	-.I3	.98
	202	30I	303	.05	.I	.097	.96
	203	22I	224	-.I36	.045	.039	.86
	204	20I	205	-.24	-.24	-.23	.93
	30I	22I	324	.446	.I76	.I50	.85
	305	20I	304	-.3	-.29	-.27	.9I
^{168}Er	20I	20I	20I	-.64	-I.I6	-.54	.400
	20I	22I	22I	-.26	-.085	-.076	.85
	22I	202	22I	-.22	-.03	-.025	.85
	20I	30I	30I	-.088	.I	.089	.89
	202	22I	22I	.I45	.053	.046	.85
	30I	20I	30I	-.056	.046	.035	.8I
	322	20I	322	-.46	-.46	-.45	.95
^{228}Th	20I	20I	20I	-.07I	-0.I4	-.068	0.48
	22I	20I	22I	.II5	.I35	.I24	.92
	20I	22I	22I	-.26	-.085	-.076	.85
	30I	205	30I	.I2	.I2	.II6	.92
	323	204	323	.I56	.I56	.I37	.88
^{240}Pu	20I	20I	20I	-.39	-.8I	-.5I	.85
	22I	22I	445	-.I6	.007	.007	I
	202	32I	325	.I67	.I67	.I67	I
	203	30I	303	-.I48	-.I48	-.I35	.89

В таблицах приводятся значения $U^{g_1 g_2}_{g_0}$, вычисленные с учетом и без учета принципа Паули, а также с учетом знака проекции углового момента (μ) на ось симметрии деформированного ядра. Из табл. I видно, что величины $U^{g_1 g_2}_{g_0}$ при учете знака μ заметно различаются. Во всех случаях при учете знака μ значение матричного элемента $U^{201,201}_{201}$ увеличивается в два раза, что согласуется с формулой (I0), но учет принципа Паули приводит к заметному уменьшению этой величины. Можно заметить, что при выполнении условия $\lambda_0\mu_0 i_0=\lambda_1\mu_1 i_1$ или $\lambda_0\mu_0 i_0=\lambda_2\mu_2 i_2$ значение матричного элемента $U^{g_1 g_2}_{g_0}$ увеличивается в соответствии с (II) и (I2). Уменьшение значений матричных элементов $U^{221,221}_{201}$ в ^{168}Er и увеличение их в ^{228}Th объясняется вкладом второго слагаемого в фигурных скобках формулы (I3). Однако учет знака μ не приводит к заметному изменению суммы матричных элементов $U^{g_1 g_2}_{g_0}$ по всем состояниям.

Таблица 2. Энергия однофононных состояний

Ядра		RPA	без учета знака				с учетом знака				эксп.
			Без учета пр. Паули		С учетом пр. Паули		Без учета пр. Паули		С учетом пр. Паули		
	$\lambda\mu i$	ω	ω	R^2	ω	R^2	ω	R^2	ω	R^2	ω
^{168}Er	20I	I.35	.88	.89	I.I	.95	.58	.85	I.2	.96	I.2I7
	22I	I.I	.87	.94	.93	.96	.78	.92	.89	.96	.82I
	30I	I.8	I.7	.97	I.73	.98	I.72	.97	I.75	.99	I.786
	3II	I.38	I.36	.998	I.37	.99	I.37	.99	I.37	.999	I.358
	32I	I.75	I.5	.93	I.6	.97	I.66	.96	I.69	.98	I.67
^{228}Th	20I	I.	.68	.86	.79	.92	.60	.86	.82	.94	.83I
	22I	I.3	.9	.90	I.0	.94	.93	.90	I.0	.95	.977
	30I	.450	.397	.99	.4I	.99	.396	.99	.42	.99	.328
	3II	.950	.95	I.	.95	I.	.95	I.	.95	I.	.944
	32I	I.25	I.I5	.95	I.2	.99	I.2	.99	I.2	.99	I.238

Из табл. 2 видно, что при учете знака μ энергия однофононных состояний почти не меняется, с ростом значения матричного элемента $U^{g_1 g_2}_{g_0}$ амплитуда $Q^+_{g_0}\Psi$ -состояний уменьшается, учет принципа Паули заметно увеличивает амплитуды этих состояний.

В табл. 3 приводится энергия двухфононных состояний и показывается влияние принципа Паули на энергии двухфононных состояний.

Можно сделать вывод, что матричные элементы взаимодействия двухфононных 0^+-состояний с первым однофононным 0^+-состоянием

Таблица. 3. Энергия двухфононных состояний

Ядро				U без учета знака		U с учетом знака	
				η_n мэв		η_n мэв	
	K^π	$\lambda_1\mu_1 i_1$	$\lambda_2\mu_2 i_2$	Без учет. пр. Паули	С учет. пр. Паули	Без учет. пр. Паули	С учет. пр. Паули
^{228}Th	0^+	20I	20I	2.I	7.3	2.2	7.3
		22I	22I	2.9	3.4	2.6	3.3
		30I	30I	.89	7.0	.89	7.0
	2^+	20I	22I	2.4	4.3	2.4	4.3
		30I	32I	I.7	4.I5	I.7	4.I4
	0^-	20I	30I	I.5	7.3	I.5	7.26
		22I	32I	2.6	3.84	2.55	3.84
	2^-	20I	32I	2.4	4.3	2.4	4.3
		22I	30I	I.6	4.5	I.75	4.5
^{168}Er	0^+	20I	20I	2.7	5.46	2.7	5.46
		22I	22I	2.38	3.53	2.24	3.47
		30I	30I	3.63	4.56	3.63	4.55
	2^+	20I	22I	2.7	3.I	2.4	3.I
		30I	32I	3.57	4.24	3.57	4.24
		3II	3II	2.76	4.83	2.76	4.83
	0^-	20I	30I	3.3	4.74	3.3	4.74
		22I	32I	2.88	4.I	2.85	4.I
	2^-	20I	32I	3.2	4.I	3.25	4.I
		22I	30I	2.9	3.37	2.9	3.35

при учете знака μ увеличиваются, но учет принципа Паули приводит к почти полной компенсации этого увеличения.

Следует отметить, что матричные элементы взаимодействия между двухфононным 2^+-состоянием и первым 0^+-однофононным состоянием в ^{168}Er уменьшаются, а в ^{228}Th увеличиваются, учет принципа Паули снова приводит к уменьшению этих величин. Рассчитанные энергии однофононных состояний с учетом принципа Паули достаточно хорошо согласуются с экспериментом. Близость значений энергии двухфононных состояний, полученных с учетом и без учета знака μ, объясняется совпадением суммарных значений матричных элементов $U^{g_1 g_2}_{g_0}$ обоих видов. Можно сделать вывод, что при описании свойств низколежащих вибрационных состояний четно-четных деформированных ядер не обязательно учитывать знак проекции углового момента на ось симметрии ядра.

Авторы выражают благодарность В.Г.Соловьеву, Л.А.Малову и В.О.Нестеренко за ценные советы и обсуждения.

Литература

1. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер."Наука", М., 1971.
2. Soloviev.V.G.Atomic Energy Review, 3, n. 2, 117, 1965.
3. Jolos R.V., Soloviev V.G. et al. Phys.Lett., 1967, 25B, p. 393.
4. Кырчев Г., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. Изв. АН СССР, сер.физ., 1975, т. 39, с. 2015.
5. Малов Л.А. ОИЯИ, Р4-81-816, Дубна, 1982.
6. Джолос Р.В. и др. ТМФ, 1979, т.40, с. 245; Jolos R.V. et al. Z. Phys., 1980, v. A295, p. 147.
7. Соловьев В.Г., Ширикова Н.Ю. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1981, т. 45, с. 1834; Soloviev V.G., Shirikova N.Yu. Z. Phys. Atoms and Nuclei, 1981, A301, p. 263.

8. Соловьев В.Г. ТМФ, 1982, т. 53, с. 399.
9. Соловьев В.Г., Ширикова Н.Ю. ЯФ, 1982, т. 36, с. 1376.
10. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 357; Иванова С.П. и др. ЭЧАЯ, 1976, т. 7, с. 450.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 декабря 1983 года

Мелиев Ф.М., Ширикова Н.Ю. Р4-83-814
Учет принципа Паули при изучении ангармоничности вибрационных состояний в деформированных ядрах

При использовании операторов фононов /8/, зависящих от знака проекции углового момента на ось симметрии деформированного ядра, описываются возбужденные состояния четно-четных деформированных ядер. Изучено влияние взаимодействия квазичастиц с фононами с учетом остаточного мультиполь-мультипольного взаимодействия и одновременно с учетом принципа Паули в двухфононных компонентах волновой функции на структуру и энергию вибрационных состояний ядер. Подтвержден вывод о том, что коллективные двухфононные состояния отсутствуют в деформированных четно-четных ядрах.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Meliev F.M., Shirikova N.Yu. P4-83-814
Making Allowance of Pauli's Principle at Investigation of Vibrational State Anharmonicity in Deformed Nuclei

Using new phonon operators which depend on a sign of angular momentum projection onto the symmetry axis of a deformed nucleus, excited states of doubly even deformed nuclei are described. The influence of the quasiparticle-phonon interaction taking into account the residual multipole-multipole interaction and Pauli's principle in the two-phonon components of the wave functions on the structure and energy of vibrational states of doubly even deformed nuclei is studied. The conclusion is confimed that the collective two-phonon states should not exist in doubly even deformed nuclei.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой