

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С 34/01

К-452

4042/2-78

18/IX-78

P4 - 11583

В.Китипова, Г.Кырчев, Л.А.Малов

О ВЛИЯНИИ АНГАРМОНИЧНОСТИ
И ИЗОВЕКТОРНЫХ СИЛ
НА СТРУКТУРУ НИЗКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ
С $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-$ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

1978

P4 - 11583

В.Китипова, Г.Кырчев, Л.А.Малов

О ВЛИЯНИИ АНГАРМОНИЧНОСТИ
И ИЗОВЕКТОРНЫХ СИЛ
НА СТРУКТУРУ НИЗКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ
С $K^{\pi} = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-$ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ



Китипова В., Кырчев Г, Малов Л.А.

P4 - 11583

О влиянии ангармоничности и изовекторных сил на структуру низколежащих состояний с $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-$ в четно-четных деформированных ядрах

Исследовано влияние ангармоничности и изовекторных сил на вибрационные состояния ядер ^{154}Sm , ^{166}Er , ^{228}Th , ^{238}U , ^{240}Pu . Даны оценки для увеличения приведенной вероятности электромагнитных переходов и, соответственно, коллективности для низколежащих состояний. Рассмотрено влияние обоих эффектов на структуру первых и вторых вибрационных состояний с $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Kitipova V., Kyrchev G., Malov L.A.

P4 - 11583

On the Influence of Anharmonicity and Isovector Forces on the Structure of Low-Lying States with $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-$ in Even-Even Deformed Nuclei

The influence of anharmonicity and isovector forces on vibrational states of ^{154}Sm , ^{166}Er , ^{228}Th , ^{238}U , ^{240}Pu nuclei is investigated. The estimates for increasing the reduced probability for electromagnetic transitions and, respectively, collectivities for low-lying states are made. The influence of both effects on the structure of the first and second vibrational states with $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-$ is considered.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

Множество экспериментальных фактов, касающихся спектра низколежащих состояний четно-четных сферических ядер, свидетельствует о нарушении простых закономерностей, следующих из модели гармонических колебаний. Обычно эти данные эксперимента интерпретируют, исходя из представления о взаимодействии колебательных и двухквазичастичных степеней свободы, т.е. в рамках квазичастично-фононной модели.

В деформированных четно-четных ядрах к настоящему времени нет столь однозначных указаний на связь вибрационных и квазичастичных ветвей возбуждений, имеются лишь первые данные о существовании двухфононных состояний^{/1,2/}. Именно поэтому обычно нижние вибрационные состояния таких ядер рассчитываются в гармоническом приближении^{/3,4/}.

Теоретические исследования ангармонических эффектов* в четно-четных деформированных ядрах были начаты давно^{/5/}. В работах^{/6/} изучены общие закономерности изменения энергии и структуры нижайших возбужденных состояний при учете ангармоничности. Были использованы волновые функции, в которых к соответствующей однофононной компоненте добавлены двухфононные. Расчеты показали, что ангармонические эффекты невелики, но они увеличиваются по мере приближения к ядрам переходной области. В работах^{/7,8/} при изучении эффектов ангармоничности вместо потенциала

*. Под ангармоничностью понимаются эффекты, генерируемые взаимодействием квазичастиц с фононами.

Нильссона используется более реалистический потенциал Вудса-Саксона и несколько более сложная волновая функция, чем в^{/6/}. Было показано^{/7,8/}, для ядер из областей $150 < A < 190$ и $228 < A < 240$, что первые вибрационные состояния с $K^\pi \neq 0^+$ близки по структуре к однофононным. Ангармонические эффекты начинают четко проявляться в структуре вторых и более высоких состояний.

В расчетах, выполненных в^{/6-8/}, не учитывались изовекторные компоненты мультиполь-мультипольных взаимодействий. Известно, что состояния ядра с промежуточной и высокой энергией возбуждения, в частности, гигантские резонансы различных мультипольностей невозможно правильно описать без учета изовекторных сил.

В работах^{/6-8/} исследовалось влияние ангармоничности на структуру вибрационных состояний, однако не рассчитывались вероятности переходов с этих состояний.

Цель настоящей работы - изучение совместного влияния ангармоничности и изовекторных сил на энергию, структуру и вероятности переходов низколежащих состояний с $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-$.

Для расчетов был использован гамильтониан, включающий среднее поле, силы, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа, а также квадруполь-квадрупольные и октуполь-октупольные остаточные взаимодействия:

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_Q \quad /1/$$

После проведения канонического преобразования Боголюбова и введения операторов фононов основную часть гамильтониана /1/ можно записать в виде:

$$H = H_v + H_{vq} = \sum_g \omega_g Q_g^+ Q_g - \frac{1}{2} \sum_g \left\{ \sum_{ss'} \Gamma_{ss'}^g(n) \times \right. \\ \left. \times [B(ss')(Q_g^+ + Q_g) + h.c.] + \sum_{rr'} \Gamma_{rr'}^g(p) [B(rr') \times \right.$$

$$\times (Q_g^+ + Q_g) + h.c. \left. \right\} + \frac{1}{2} \sum_r G_r \left[\sum_{\nu\nu'} V_{\nu\nu'} U_{\nu'\nu'} \sum_{\sigma} \sigma \times \right. \\ \left. \times a_{\nu-\sigma}^+ a_{\nu\sigma}^+ \sum_{\sigma'} a_{\nu'\sigma'}^+ a_{\nu'\sigma'} + h.c. \right] \quad /2/$$

Здесь $(s\sigma)$ - совокупность квантовых чисел, характеризующих нейтронные одночастичные состояния, $(r\sigma)$ характеризуют протонную систему, а $(\nu\sigma)$ - обе системы; $\sigma = \pm 1$; G_r - константа спаривания для нейтронной или протонной систем;

$$U_{\nu\nu'}^{(\pm)} = U_{\nu\nu'} \mp U_{\nu'\nu}, \quad V_{\nu\nu'}^{(\pm)} = U_{\nu\nu'} U_{\nu'\nu} \pm V_{\nu\nu'} V_{\nu'\nu} \quad /3/$$

Q_g^+, Q_g - операторы рождения и уничтожения фонона g с моментом и проекцией $q = \lambda\mu$, номером i и частотой ω_g .

$$\Gamma_{ss'}^g(n) = \frac{V_{ss'}^{(-)}}{2\sqrt{Y_g}} f^q(ss') \quad /4/$$

$$\Gamma_{rr'}^g(p) = \frac{V_{rr'}^{(-)}}{2\sqrt{Y_g}} y_p^g f^q(rr')$$

где $f^q(\nu\nu')$ - одночастичный матричный элемент оператора мультипольности q ; Y_q и y_p^g - характеристики фонона /см.^{/9/}, а

$$B(ss') = \sum_{\sigma} a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma} \quad /5/$$

Второй и третий члены в /2/ связаны с взаимодействием квазичастиц с фононами. Поскольку второй член происходит из H_Q , то в него входят в неявном виде константы мультипольного взаимодействия $\kappa_p^{(\lambda)}$, $\kappa_n^{(\lambda)}$ и $\kappa_{np}^{(\lambda)}$. Если гамильтониан H_Q будет записан в изотопически инвариантном виде /см.^{/3/}, то вместо $\kappa_p^{(\lambda)}$, $\kappa_n^{(\lambda)}$ и $\kappa_{np}^{(\lambda)}$ в нем появятся константы $\kappa_1^{(\lambda)}$ и $\kappa_0^{(\lambda)}$.

которые выражаются через прежние константы следующим образом:

$$\begin{aligned} \kappa_n^{(\lambda)} &= \kappa_p^{(\lambda)} = \kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)} \\ \kappa_{np}^{(\lambda)} &= \kappa_0^{(\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda)}, \end{aligned} \quad /6/$$

где $\kappa_0^{(\lambda)}$ называется изоскалярной константой мультипольного взаимодействия, а $\kappa_1^{(\lambda)}$ - изовекторной. Обычно при расчете нижайших состояний принимается $\kappa_1^{(\lambda)} = 0$ /7,8/, т.е. остаточное взаимодействие предполагается чисто изоскалярным. Тогда

$$\kappa_n^{(\lambda)} = \kappa_p^{(\lambda)} = \kappa_{np}^{(\lambda)} \equiv \kappa^{(\lambda)}. \quad /7/$$

В настоящей работе мы исследуем влияние изовекторных сил ($\kappa_1^{(\lambda)} \neq 0$) на свойства нижайших вибрационных состояний.

Волновую функцию возбужденного состояния запишем в виде:

$$\Psi_n(K^\pi) = \left[\sum_i C_{q_0 i}^n Q_{q_0 i}^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{g_1 g_2} D^{g_1 g_2}(q_0 n) Q_{g_1}^+ Q_{g_2}^+ \right] \Psi_0. \quad /8/$$

где n - номер возбужденного состояния, $Q_g \Psi_0 = 0$, K - проекция спина на ось асимметрии, $\pi = (-1)^{\lambda_0}$, $\mu_0 = K$. Условие нормировки волновой функции выглядит так:

$$\sum_i (C_{q_0 i}^n)^2 + \sum_{g_1 g_2} [D^{g_1 g_2}(q_0 n)]^2 = 1. \quad /9/$$

Поскольку расчеты выполнены для нижайших вибрационных состояний, в волновой функции /8/ в сумме по i учитывалось лишь по 3 первых фонона для каждой из мультипольностей $\lambda \mu$, квадрупольные и октупольные фононы. Явный вид $C_{q_0 i}^n$ и $D^{g_1 g_2}$ дан в /10/.

Для вычисления приведенных вероятностей электрических переходов $B(E\lambda)$ был использован аппарат, разработанный в /3/. Чтобы посчитать $B(E\lambda)$, мы использовали выражение:

$$B(E\lambda) = |\langle \Psi_0 || m || \Psi_n(K^\pi) \rangle|^2, \quad /10/$$

где оператор электрического перехода m содержит двухфононные компоненты /см. /3/, а для $\Psi(K^\pi)$ использована волновая функция /8/. Тогда для $B(E\lambda)$ получается следующее выражение:

$$\begin{aligned} B(E\lambda) &= \left| \sum_i \frac{C_{q_0 i}^n}{\sqrt{Y_{q_i}}} [y_p^{q_0} X^{q_0 i}(p)(1 + e_{eff}) + \right. \\ &+ X^{q_0 i}(n)e_{eff}] + \sum_{gg'} D^{gg'}(q_0 n) [UN_{q_0 i}^{gg'} e_{eff} + \\ &+ UP_{q_0 i}^{gg'} (1 + e_{eff})] \left. \right|^2, \end{aligned} \quad /11/$$

$$\begin{aligned} UN_{q_0 i}^{gg'} &= \frac{1}{2} \sum_{ss''} V_{ss''}^{(-)q_0}(ss') (\phi_{s''s}^{g'} \psi_{s''s}^g + \\ &+ \psi_{s''s}^{g'} \phi_{s''s}^g - \bar{\phi}_{s''s}^{g'} \bar{\psi}_{s''s}^g - \bar{\psi}_{s''s}^{g'} \bar{\phi}_{s''s}^g + \\ &+ \phi_{ss''}^{g'} \bar{\psi}_{s''s}^g + \bar{\phi}_{ss''}^{g'} \psi_{s''s}^g - \psi_{s''s}^{g'} \bar{\phi}_{s''s}^g - \\ &- \bar{\psi}_{s''s}^{g'} \phi_{s''s}^g). \end{aligned} \quad /12/$$

Расчеты были проведены для некоторых редкоземельных ядер и актинидов. Ядра ^{154}Sm и ^{238}U условно можно считать типичными представителями двух областей деформированных четно-четных ядер. Ядро ^{166}Er представляет специальный интерес, поскольку энергия его первого β -вибрационного состояния сравнима с энергией двухфононного вибрационного состояния с $K^\pi = 0^+$.

В результате получаются сравнительно большие примеси двухфонного состояния в O^+ /см.^{6/} /. Рассмотрено также ядро ^{228}Th , у которого интерес представляет первое O^+ состояние, имеющее почти чистую двухфонную структуру. Расчеты были сделаны и для ^{240}Pu , для которого уже имеются экспериментальные доказательства о существовании двухфонного октупольного вибрационного состояния ^{12/}.

Константы G_r и параметры потенциала Вудса-Саксона взяты из ^{11/}. Для $\kappa_0^{(\lambda)}$ использованы значения, которые приводят к правильному описанию энергий первых вибрационных состояний $e_{\text{eff}} = 0.1$. Расчеты проводились с двумя значениями изовекторной константы $\kappa_1^{(\lambda)} = 0$ и $\kappa_1^{(\lambda)} = -1.5\kappa_0^{(\lambda)}$. Второе значение $\kappa_1^{(\lambda)}$ позволяет хорошо описать положение изовекторных гигантских резонансов с $\lambda = 1, 2, 3$. В табл. 1-5 приведены энергии, вероятности электрических переходов и структура первых и вторых вибрационных состояний для $K^\pi = O^+, 2^+, O^-, 1^-$. В колонке "Структура" записаны одно- и двухфонные компоненты $(\lambda\mu i)$ и $(\lambda_1\mu_1 i_1, \lambda_2\mu_2 i_2)$ и их вклады $(C_{\lambda_0\mu_0 i}^n)^2$ и $[D_{\lambda_1\mu_1 i_1}^n \lambda_2\mu_2 i_2 (\lambda_0\mu_0 i)]^2$ в состоянии $\Psi_n(K^\pi)$ /8/.

Рассмотрим последовательно влияние обоих эффектов /ангармоничности и изовекторных сил/ на свойства нижайших вибрационных состояний в четно-четных ядрах. В работах ^{6-8, 12/} анализировалось влияние каждого из этих эффектов независимо, поэтому повторим некоторые результаты этих работ.

В работе ^{12/} показано, что наиболее существенным результатом влияния изовекторных сил на свойства нижайших вибрационных состояний, рассчитанных в гармоническом приближении, является увеличение коллективности этих состояний. Приведенные вероятности $E\lambda$ -переходов в основное состояние при $\kappa_1^{(\lambda)} = -1.5\kappa_0^{(\lambda)}$ возрастают на 40-50% по сравнению со случаем, когда учитывается только изоскалярная компонента остаточных мультипольных сил.

Учет ангармоничности для изоскалярных фононов $(\kappa_1^{(\lambda)} = 0)^{6-8/}$ приводит к понижению энергии нижайших состояний на 100-300 кэВ по сравнению с энергией фононов, рассчитанных в гармоническом приближении.

Таблица 1.
Нижние вибрационные состояния ^{154}Sm

| K_n^π | О п к т | | Р а с с ч е т | | | |
|-----------|---------|---------------|----------------------------|---|---------------|--|
| | Э, МэВ | $B(E\lambda)$ | $\kappa_1^{(\lambda)} = 0$ | $\kappa_1^{(\lambda)} = -1.5\kappa_0^{(\lambda)}$ | $B(E\lambda)$ | Ст р у к т у р а, % |
| 0^+ | 1.100 | 1.0 | 1.1 | 1.6 | 1.2 | (201)77; (301,301)14; (203)5; (201,202) I |
| 0_2^+ | | | 1.7 | 0.002 | 0.1 | (204)61; (201)13; (301,301)11; (201,201)5; (221,221)3; (202)2; (221,223)2; (201,202) I |
| 2_1^+ | 1.440 | 2.8 | 1.5 | 2.7 | 5.1 | (221)87; (201,221)3; (202,221)3; (201,223)2; (222)1.3; (201,222) I |
| 2_2^+ | | | 2.3 | 0.3 | 0.4 | (222)77; (223)6 (201,222)6; (201,221)4 (221)3 |
| 0_1^- | 0.922 | 8.1 | 0.9 | 6.9 | 9.1 | (301)87; (201,301) II |
| 0_2^- | | | 2.2 | 0.1 | 0.2 | (303)90; (201,301)3 (302)2; (221,322)2 (301) I |
| 1_1^- | 1.475 | 6.0 | 1.4 | 6.3 | 9.7 | (311)96; (201,311) I |
| 1_2^- | | | 2.2 | 0.3 | 0.2 | (312)94; (201,311)4 |

Таблица 2.
Нижние вибрационные состояния ^{166}Er

| K_n^{π} | Опыт | | Расчет | | | | | |
|-------------|--------|-----------------|----------------------------|-----------------|--|-------------------------------|-----------------|--|
| | E, МэВ | B(E λ) | $\kappa_1^{(\lambda)} = 0$ | | | $\kappa_1^{(\lambda)} = -1,5$ | | |
| | | | E, МэВ | B(E λ) | Структура, % | E, МэВ | B(E λ) | Структура, % |
| 0_1^+ | 1.460 | | 1.3 | 0.1 | (201)62; (221,221)32 (203)3; (301,301)1 (203)45; (201)23 | 1.3 | 0.1 | (201)64; (221,221)30; (203)3 (301,301)2 (203)51; (221,221)21 |
| 0_2^+ | 2.187 | | 1.8 | 0.02 | (221,221)20; (202)12 (221)93; (201,221)5 | 1.8 | 0.03 | (201)20; (202)7 (221)94; (201,221)4 |
| 2_1^+ | 0.786 | 5.3 | 0.8 | 2.8 | (203,221)1 (222)98; (201,201)1 | 0,8 | 4.5 | (203,221)1 (222)99 |
| 2_2^+ | | | 2.0 | 0.1 | (301)94; (201,301)4 | 2.0 | 0.1 | (301)94; (201,301)3; |
| 0_1^- | 1.663 | 3.0 | 1.6 | 2.6 | (302)98 | 1.6 | 4.3 | (203,301)1 (302)98 |
| 0_2^- | | | 2.2 | 0.6 | (311)90; (312)4 | 2.2 | 0.8 | (311)85; (312)6; (221,311)4 |
| 1_1^- | 1.830 | | 1.8 | 1.1 | (221,311)2; (221,312)1 (312)88; (311)6; | 1.7 | 2.2 | (221,312)2 (312)85; (311)10; |
| 1_2^- | | | 2.0 | 0.5 | (221,311)1; (313)1 | 2.0 | 0.8 | (221,311)1; (313)1 |

Таблица 3.
Нижние вибрационные состояния ^{228}Th

| K_n^{π} | Опыт | | Расчет | | | | | |
|-------------|--------|-----------------|----------------------------|-----------------|--|-------------------------------|-----------------|---|
| | E, МэВ | B(E λ) | $\kappa_1^{(\lambda)} = 0$ | | | $\kappa_1^{(\lambda)} = -1,5$ | | |
| | | | E, МэВ | B(E λ) | Структура, % | E, МэВ | B(E λ) | Структура, % |
| 0_1^+ | 0.830 | | 0.9 | 0.1 | (301,301)90; (201)7 (202)2 | 0.9 | 0.3 | (301,301)79; (201)19 (202)1 |
| 0_2^+ | | | 1.2 | 1.0 | (201)82; (301,301)8 (311,311)5; (221,221)4 (221)89; (301,321)6 | 1.2 | 0.8 | (201)58; (301,301)20 (311,311)7; (221,221)5 (221)87; (301,321)7 |
| 2_1^+ | 0.977 | | 0.9 | 3.5 | (311,311)2; (203,221)1 (311,311)94; (301,321)3 | 0,9 | 4.4 | (311,311)3 (311,311)91; (301,321)6 |
| 2_2^+ | 1.620 | | 1.6 | 0.04 | (222)1; (221)1 (301)97 | 1.6 | 0.1 | (222)2; (221)1 (301)95; (201,301)2 |
| 0_1^- | 0.328 | | 0.4 | 9.2 | (201,301)99 | 0.4 | 12.4 | (221,321)1 (201,301)98; (301)2 |
| 0_2^- | | | 1.7 | 0.05 | (311)97; (221,311)2 | 1.7 | 0.2 | (311)94; (221,311)3 |
| 1_1^- | 0.740 | | 0.7 | 9.1 | (201,311)1 (312)91; (201,311)8 | 0,7 | 13,0 | (201,311)3 (312)93; (201,311)6 |
| 1_2^- | | | 1.8 | 0.2 | | 1.8 | 0.1 | |

Таблица 4.
Нижние вибрационные состояния ^{238}U

| K_n^{π} | О п ы т | | Р а с ч е т | | | | | |
|-------------|---------|-----------------|----------------------------|-----------------|--|---|-----------------|--|
| | E, МэВ | B(E λ) | $\kappa_1^{(\lambda)} = 0$ | | | $\kappa_1^{(\lambda)} = -1.5\kappa_0^{(\lambda)}$ | | |
| | | | E, МэВ | B(E λ) | Ст р у к т у р а, % | E, МэВ | B(E λ) | Ст р у к т у р а, % |
| 0_1^+ | 0.925 | | I.I | 0.4 | (20I)95; (30I,30I)4 (20I,20I)I (30I,30I)9I; (203)5 | I.I | 0.3 | (20I)93; (30I,30I)6 (30I,30I)85; (203)9; (20I)6 |
| 0_2^+ | | | I.4 | 0.002 | (20I)4 (22I)98; (30I,32I)2 | I.4 | 0.002 | (22I)98; (30I,32I)2 |
| 2_1^+ | 1.06I | 2.0 | I.0 | 2.7 | (222)I00 | I.0 | 3.4 | (222)I00 |
| 2_2^+ | | | I.4 | 0.I | (30I)99 | I.4 | 0.I | (30I)99 |
| 0_1^- | 0.68I | 20.0 | 0.7 | 7.I | (302)I00 | 0.7 | 9.2 | (302)I00 |
| 0_2^- | | | I.7 | 0.2 | (3II)I00 | I.7 | 0.I | (3II)99 |
| I_1^- | 0.93I | | 0.9 | 3.I | (3I2)99 | 0.9 | 4.8 | (3I2)99 |
| I_2^- | | | I.7 | I.2 | | I.7 | I.3 | |

Таблица 5.
Нижние вибрационные состояния ^{240}Pu

| K_n^{π} | О п ы т | | Р а с ч е т | | | | | |
|-------------|---------|-----------------|----------------------------|-----------------|---|---|-----------------|---|
| | E, МэВ | B(E λ) | $\kappa_1^{(\lambda)} = 0$ | | | $\kappa_1^{(\lambda)} = -1.5\kappa_0^{(\lambda)}$ | | |
| | | | E, МэВ | B(E λ) | Ст р у к т у р а, % | E, МэВ | B(E λ) | Ст р у к т у р а, % |
| 0_1^+ | 0.860 | | I.0 | 0.3 | (20I)87; (30I,30I)7 (22I,22I)2; (22I,222)I (32I,32I)I (30I,30I)7I; (203)20 | I.0 | 0.3 | (20I)84; (30I,30I)II (22I,22I)2 (30I,30I)8I; (20I)IO |
| 0_2^+ | 1.4IO | | I.2 | 0.002 | (20I)7; (202)I (22I)75; (30I,32I)IO | I.3 | 0.0I | (202)4; (203)4 (22I)70; (30I,32I)I3; |
| 2_1^+ | 0.938 | | I.0 | I.5 | (20I,22I)6; (222)5 (20I,222)2; (30I,323)I (222)90; (22I)8 | 0.9 | 2.I | (20I,22I)7; (222)6 (20I,222)2; (30I,322)I (222)88; (22I)9 |
| 2_2^+ | 1.559 | | I.4 | 0.I | (30I)96; (2II,30I)2 | I.4 | 0.I | (20I,222)I (30I)94; (20I,30I)2 |
| 0_1^- | 0.597 | | 0.6 | 8.0 | (22I,32I)I (302)99 | 0.5 | 9.9 | (22I,32I)2 ((302)84; (20I,30I)I2 |
| 0_2^- | | | I.5 | 0.002 | (3II)99 | I.5 | 0.0I | (203,30I)I (3II)98; (20I,3II)I |
| I_1^- | | | I.0 | 2.4 | (3I2)98 | I.0 | 3.6 | (3I2)96; (20I,3II)2 |
| I_2^- | | | I.7 | I.I | | I.7 | I.0 | (3I3)I |

Перенормировав константы $\kappa_0^{(\lambda)}$, авторам удалось описать энергии первых квадрупольных и октупольных состояний, известные из эксперимента. При этом константы $\kappa_0^{(\lambda)}$ становятся более стабильными по отношению к A . Наибольшая перенормировка $\kappa_0^{(\lambda)}$ имела место для состояний с $K=0^+$ и составляла около 20%. Непосредственные расчеты, проведенные в настоящей работе, показывают в большинстве случаев уменьшение $B(E\lambda)$ на 10-20% для первых вибрационных состояний в соответствии с изменением структуры этих состояний. Структура вторых и последующих состояний усложняется более существенно. Это видно из табл. 1-5. Примеси к доминирующему состоянию в ряде случаев достигают 50%.

Настоящие расчеты вибрационных состояний в ангармоничном приближении показывают, что учет изовекторных сил приводит к понижению энергии нижайших состояний лишь на 50-150 кэВ больше, чем это было в случае чисто изоскалярных фононов^{/6-8/}. Соответствующая перенормировка констант $\kappa_0^{(\lambda)}$ увеличивается при этом на 1-2%. В таблицах 1-5 сравниваются результаты расчетов нижайших вибрационных состояний в ангармоничном приближении, проведенных без учета и с учетом изовекторных сил. Сравнение полученных значений для $B(E\lambda)$ дает возможность оценить, каким образом включение изовекторных сил влияет на коллективность состояний. Как правило, при включении изовекторных сил величина $B(E\lambda)$ повышается по сравнению с ее значением в чисто изоскалярном случае на 40-50%. Это - результат увеличения коллективности фононов. Следовательно, можно сказать, что при учете изовекторных сил состояния становятся более коллективными. Исключение составляют состояния с $K^\pi=0^+$ для ^{238}U и ^{154}Sm и большинство вторых вибрационных состояний для ^{228}Th . Это - следствие того, что включение в расчеты изовекторных сил приводит к уменьшению коллективности второго и третьего фонона, если для них в чисто изоскалярном случае $X^g(n) < X^g(p)$. Из формулы для вероятности электрических переходов в гармоническом приближении /см.^{/13/} можно увидеть, что подобные особенности у

квадрупольных вибрационных состояний связаны прежде всего с появлением фазового множителя y^t .

При учете изовекторного взаимодействия снова можно сделать вывод^{/6/}, что чем ближе к переходной области находятся ядра, тем более сложна бывает структура их вибрационных состояний. Для $\kappa_1^{(\lambda)} \neq 0$ наблюдаются некоторые изменения в процентном содержании фононов в каждом конкретном состоянии, но это существенно не меняет структуры состояния, поскольку доминирующие по своим вкладам фононы /или определенные двухфононные примеси/ при $\kappa_1^{(\lambda)} = 0$ остаются такими и при $\kappa_1^{(\lambda)} = -1.5\kappa_0^{(\lambda)}$.

Интересно было посмотреть, как повлияет на результаты расширение фононного пространства. Мы сделали расчеты для ^{166}Er , в которых учитывали 10 фононов для каждой мультипольности. Полученные результаты для нижайших состояний почти не отличаются от тех, которые мы получили, работая с тремя фононами для каждой мультипольности. Из этого можно заключить, что расчеты, сделанные с тремя фононами для низколежащих состояний, дают вполне удовлетворительные результаты. Однако, если какой-либо из следующих по энергии фононов окажется сильно коллективным /как, например, четвертый фонон в ^{154}Sm /, его учет приводит к изменениям в структуре соответствующего состояния.

При учете изовекторного взаимодействия, как и в чисто изоскалярном случае, влияние ангармоничности сказывается прежде всего на вторых и более высоких вибрационных состояниях. Их структура обычно сложна - однофононные и двухфононные примеси к доминирующему состоянию достигают ~ 50%. Более четко это проявляется в квадрупольных вибрационных состояниях /см. табл. 3 и 4 для ^{166}Er и ^{228}Th /.

Нашими расчетами подтверждается двухфононная структура второго состояния с $K^\pi=0^+$ в ядре ^{240}Pu . Из табл. 5 видно, что в это состояние наибольший вклад, равный 81%, дает компонента /301, 301/. Это находится в соответствии с надежно установленным экспериментальным фактом^{/2/}, что второе 0^+ - состояние в ^{240}Pu близко по структуре к двухфононному, построенному из двух фононов с $K^\pi=0^-$. Модель правильно передает

/с точностью до 100 кэВ/ также и энергию этого состояния.

В заключение можно сказать, что включение изовекторной константы в расчеты для низколежащих состояний приводит лишь к небольшим изменениям в ранее полученных результатах /7,8/ для нижайших вибрационных состояний деформированных четно-четных ядер.

Авторы выражают глубокую благодарность В.Г.Соловьеву за постоянный интерес и ценные советы. Мы также признательны А.И.Вдовину, В.В.Воронову, В.О.Несстеренко и Ч.Стоянову за плодотворные дискуссии и предоставление программ и материалов для расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Meyer R.A. *Phys.Rev.*, 1968, 170, p.1089;
Meyer R.A. *Phys.Rev.*, 1968, 174, p. 1478.
2. Schmorak M.R. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1970, 24
p. 1507.
3. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
4. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. "Наука", М., 1974.
5. Soloviev V.G. *Phys.Lett.*, 1966, 21, p. 320;
Soloviev V.G. *Nucl. Structure Symp.*, Dubna, IAEA, Vienna, 1968, p. 101.
6. Jolos R.V., Soloviev V.G., Zheleznova. *Phys.Lett.*, 1967, 25B, p. 393; Jolos R.V. et al. *Phys.Lett.*, 1968, 27B, p. 614.
7. Кырчев Г., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. *Изв. АН СССР, сер.физ.*, 1975, 39, стр. 2015.
8. Иванова С.П., и др. *Изв. АН СССР, сер.физ.*, 1976, 40, стр. 750.
9. Soloviev V.G. *Preprint JINR, E4-11012,Dubna,1977.*
10. Вдовин А.И., Кырчев Г., Стоянов Ч. *ТМФ*, 1974, 21, стр. 137.
11. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, стр. 357;
Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1976, 7, стр. 450.
12. Малов Л.А., Несстеренко В.О. *Препринт ОИЯИ, Р4-11211, Дубна, 1978.*
13. Малов Л.А., Несстеренко В.О., Соловьев В.Г. *ТМФ*, 1977, 32, стр. 134.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 мая 1978 года.