объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р4-81-148

В.Г.Соловьев, Н.Ю.Ширикова

О КОЛЛЕКТИВНЫХ ДВУХФОНОННЫХ СОСТОЯНИЯХ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в "Z. Physik A"

1981

I. Введение

В четно-четных деформированных ядрах имеются коллективные $K^{\pi}=2^{+}$ гамма-вибрационные, $K^{\pi}=0^{+}$ бета-вибрационные и $K^{\pi}=0^{-}$, 1^{-} и 2^{-} октупольные вибрационные состояния. Энергии и $B(E\lambda)$-величины для этих состояний хорошо описываются в рамках RPA как однофононные состояния [1]. Волновые функции однофононных состояний представляют собой суперпозиции двухквазичастичных компонент. Экспериментальные данные [2] подтверждают правильность описания наибольших компонент волновых функций первых однофононных состояний. Согласно модели гармонических колебаний при удвоенных энергиях однофононных состояний должны находиться двухфононные состояния. Действительно, в сферических четно-четных ядрах обнаружено большое число квадрупольных двухфононных состояний. Следовало ожидать обнаружения двухфононных состояний в сильно деформированных ядрах, в которых можно отделить вибрационные состояния от ротационных. В 1968-1970 годах появились экспериментальные указания [3-5] на двухфононные состояния в ^{154}Gd, ^{168}Er и ^{240}Pu.

Ситуация с двухфононными состояниями в деформированных ядрах обсуждалась в [6]. В [6] отмечалось, что наблюдение наинизших двухфононных состояний в деформированных ядрах затруднено по сравнению со сферическими ядрами тем, что они расположены в области энергий, где кроме большого числа ротационных уровней находится много двухквазичастичных и однофононных состояний. В [6] указывалось на возможность наблюдения двухфононных состояний при β-распаде. Анализ экспериментальных данных по выявлению двухфононных состояний выполнен в [7,8]. В [9] изучена ангармоничность вибрационных состояний с $K^{\pi}=0^{+},2^{+}$,

0^-, I^- и 2^-. Показано, что в ряде четно-четных деформированных ядер вторые 0^+-состояния должны содержать большие двухфононные компоненты. Учет изовекторных мультипольных сил наряду с изоскалярными, выполненный в /I0/, не изменил этих результатов. Разрабатываются новые методы описания ангармоничности в вибрационных спектрах деформированных ядер с введением многофононных компонент (см. /II/).

Экспериментальные работы, выполненные в последние I0 лет, не прояснили ситуацию с коллективными двухфононными состояниями в деформированных ядрах. Новые экспериментальные данные /I2,I3/ не подтвердили существование двухфононных состояний в ^{154}Gd и ^{168}Er. В /I4/ в рамках динамической модели спаривание плюс квадруполи рассчитаны энергии и B(E2)-величины для одно-, двух- и трехфононных состояний в ^{154}Gd. Энергии двухфононных состояний близки к сумме энергий двух соответствующих однофононных состояний. В этих расчетах не удается согласовать экспериментальные данные по энергиям и вероятностям γ-переходов исходя из трактовки нескольких состояний ^{154}Gd как двухфононных.

Из-за отсутствия двухфононных 0^+-состояний при удвоенной энергии однофононных состояний в /I5/ ставится под сомнение трактовка первых $K^{\pi}=0^-$ состояний в изотопах Ra и Th как однофононных состояний.

На основе анализа экспериментальных данных в /I6/ сделан вывод об отсутствии двухфононных состояний в деформированных ядрах. Этот вывод противоречит существующему описанию двухфононных состояний без учета принципа Паули.

Влияние принципа Паули на двухфононные компоненты волновых функций в деформированных ядрах изучалось в /I7,I8/ в рамках квазичастично-фононной модели ядра. Было показано, что двухфононные полюса в секулярном уравнении сильно сдвинуты из-за учета принципа Паули, если оба фонона являются коллек-

тивными. Неясно, имеются ли у решений секулярных уравнений такие же большие сдвиги, как у полюсов. Поэтому необходимо дальнейшее изучение двухфононных состояний деформированных ядер в рамках квазичастично-фононной модели ядра.

Настоящая работа ставит своей целью найти ответ на вопрос, могут ли существовать коллективные двухфононные состояния в четно-четных деформированных ядрах.

2. Модель

Основные формулы квазичастично-фононной модели ядра для четно-четных деформированных ядер с учетом принципа Паули приведены в /I8/, где рассмотрен общий случай изоскалярных и изовекторных мультиполь-мультипольных сил. В /I0/ показано, что изовекторная часть мультиполь-мультипольных сил оказывает слабое влияние на возбужденные состояния четно-четных ядер с энергией менее 3 МэВ. Поэтому ограничимся учетом изоскалярной части мультиполь-мультипольных сил. Приведем гамильтониан модели и основные уравнения. Более подробно квазичастично-фононная модель описана в /I9,20/.

Используя секулярное уравнение для определения энергий однофононных состояний и выполняя преобразования, приведенные в /I/, гамильтониан модели запишем в виде

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

$$H_v = \sum_q \varepsilon(q) B(qq) - \frac{1}{4} \sum_{\substack{g=\lambda\mu i \\ g'=\lambda\mu i'}} \frac{1}{\varkappa_0^{(\lambda)} \sqrt{Y_g Y_{g'}}} Q_g^+ Q_{g'}, \tag{2}$$

$$H_{vq} = -\frac{1}{4} \sum_{gqq'} \frac{v_{qq'}}{\sqrt{Y_g}} f^g(qq') \{ (Q_g^+ + Q_g) B(qq') + B(qq')(Q_g^+ + Q_g) \}, \tag{3}$$

где оператор рождения фонона

$$Q_g^+ = \frac{1}{2}\sum_{qq'}\{\psi^g_{qq'}A^+(qq') - \varphi^g_{qq'}A(qq')\}, \tag{4}$$

$$A^+(qq') = \frac{1}{\sqrt{2}}\sum_\sigma \sigma\alpha^+_{q-\sigma}\alpha^+_{q'\sigma} \quad \text{или} \quad \frac{1}{\sqrt{2}}\sum_\sigma \alpha^+_{q\sigma}\alpha^+_{q'\sigma},$$

$$B(qq') = \sum_\sigma \alpha^+_{q\sigma}\alpha_{q'\sigma},$$

$$Y_g = \sum_{qq'}\frac{(f^g(qq')u_{qq'})^2\varepsilon(qq')\omega_g}{(\varepsilon^2(qq')-\omega_g^2)^2}.$$

Здесь $(q\sigma)$ – квантовые числа одночастичного состояния, $\sigma=\pm1$; $\varepsilon(q)$ – квазичастичная энергия, $\varepsilon(qq')=\varepsilon(q)+\varepsilon(q')$; $\varkappa_0^{(\lambda)}$ – изоскалярная константа мультипольных сил. Остальные обозначения даны в /18/.

Мы используем точные коммутационные соотношения для фононов, поэтому среднее по волновой функции основного состояния четно-четного ядра Ψ_0 равно

$$\langle\Psi_0|Q_{g_2'}Q_{g_1'}Q^+_{g_1}Q^+_{g_2}|\Psi_0\rangle = \delta_{g_1g_1'}\delta_{g_2g_2'} + \delta_{g_1g_2'}\delta_{g_1'g_2} + K(g_2'g_1'g_1g_2), \tag{5}$$

где

$$K(g_2'g_1'g_1g_2) = -\frac{1}{2}\sum_{\substack{q_1q_2\\q_3q_4}}(\psi^{g_1'}_{q_1q_2}\psi^{g_1}_{q_1q_3} - \varphi^{g_1'}_{q_1q_3}\varphi^{g_1}_{q_1q_2})(\psi^{g_2}_{q_2q_4}\psi^{g_2'}_{q_3q_4} + \varphi^{g_2}_{q_3q_4}\varphi^{g_2'}_{q_2q_4}), \tag{6}$$

причем

$$Q_g\Psi_0 = 0.$$

В /17,18/ показано, что абсолютные значения $K(g_2'g_1'g_1g_2)$ малы, если $g_1'g_2' \neq g_1g_2$. Поэтому там, где это возможно, мы будем оставлять только диагональные члены $K(g_2g_1g_1g_2)$.

Волновую функцию возбужденного состояния четно-четного деформированного ядра возьмем в виде

$$\Psi_n = \{\sum_i R_i^n(\lambda\mu)Q_g^+ + \frac{1}{2}\sum_{g_1g_2}\sqrt{1+\delta_{g_1g_2}}\,P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu)Q^+_{g_1}Q^+_{g_2}\}\Psi_0. \tag{7}$$

Условие нормировки в диагональном для $K(g_2g_1g_1g_2)$ приближении таково:

$$\langle\Psi_n|\Psi_n\rangle = \sum_i(R_i^n(\lambda\mu))^2 + \sum_{g_1\geq g_2}(P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu))^2\{1+\frac{1}{2}K(g_2g_1g_1g_2)\} = 1. \tag{8}$$

Вычислим среднее значение H_M по состоянию (7) и с помощью вариационного принципа найдем уравнения для определения энергий возбужденных состояний η_n и функций $R_i^n(\lambda\mu)$ и $P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu)$. Эти уравнения приведены в /18/. Перейдем в $K(g_2'g_1'g_1g_2)$ к диагональному приближению и получим систему уравнений в следующем виде:

$$(\omega_i - \eta_n)R_i^n(\lambda\mu) - \sum_{g_1\geq g_2}\frac{1}{\sqrt{1+\delta_{g_1g_2}}}\{U_{g_1g_2}(\lambda\mu i) + V_{g_1g_2}(\lambda\mu i)\}P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu) = 0, \tag{9}$$

$$(1+\frac{1}{2}K(g_1g_2g_2g_1))\,\Omega_{g_1g_2}(\eta_n)P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu) - \tag{10}$$

$$-\frac{1}{\sqrt{1+\delta_{g_1g_2}}}\sum_{i'}\{U_{g_1g_2}(\lambda\mu i') + V_{g_1g_2}(\lambda\mu i')\}R^n_{i'}(\lambda\mu) = 0,$$

где

$$\Omega_{g_1g_2}(\eta_n) = \omega_{g_1g_2} - \eta_n - \frac{1}{4(1+\delta_{g_1g_2})}\sum_{i_3}\left\{\frac{K(g_2\lambda_1\mu_1i_3g_1g_2)}{\varkappa_0^{(\lambda_1)}\sqrt{Y_{g_1}Y_{\lambda_1\mu_1i_3}}} + \frac{K(g_1\lambda_2\mu_2i_3g_1g_2)}{\varkappa_0^{(\lambda_2)}\sqrt{Y_{g_2}Y_{\lambda_2\mu_2i_3}}}\right\}, \tag{11}$$

$$U_{g_1g_2}(\lambda\mu i) = \langle \Psi_0 | Q_{\lambda\mu i} H_{vq} Q^+_{g_1} Q^+_{g_2} | \Psi_0 \rangle , \qquad (12)$$

явный вид функций $U_{g_1g_2}(\lambda\mu i)$ и $V_{g_1g_2}(\lambda\mu i)$ дан в /18/. Из уравнения (10) найдем функцию $P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu)$, подставим в уравнение (10) и получим

$$(\omega_i - \eta_n) R^n_i(\lambda\mu) - \sum_{i'} W_{ii'} R^n_{i'}(\lambda\mu) = 0 , \qquad (13)$$

где

$$W_{ii'} = \sum_{g_1 \geq g_2} \frac{(U_{g_1g_2}(\lambda\mu i) + V_{g_1g_2}(\lambda\mu i))(U_{g_1g_2}(\lambda\mu i') + V_{g_1g_2}(\lambda\mu i'))}{(1 + \delta_{g_1g_2})(1 + \frac{1}{2}K(g_1g_2g_2g_1))\,\Omega_{g_1g_2}(\eta_n)} . \qquad (14)$$

Ограничимся в $V_{g_1g_2}(\lambda\mu i)$ диагональными по $K(g_2g_1g_1g_2)$ членами, несколько упростим уравнения (9), (10) и получим

$$(\omega_i - \eta_n) R^n_i(\lambda\mu) - \sum_{g_1 \geq g_2} \frac{1}{\sqrt{1+\delta_{g_1g_2}}} U_{g_1g_2}(\lambda\mu i) P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu) = 0 , \qquad (15)$$

$$\Omega_{g_1g_2}(\eta_n) P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu) - \frac{1}{\sqrt{1+\delta_{g_1g_2}}} \sum_{i'} U_{g_1g_2}(\lambda\mu i') R^n_{i'}(\lambda\mu) = 0 . \qquad (16)$$

В этом приближении

$$W_{ii'} = \sum_{g_1 \geq g_2} \frac{U_{g_1g_2}(\lambda\mu i)\, U_{g_1g_2}(\lambda\mu i')}{(1 + \delta_{g_1g_2})\,\Omega_{g_1g_2}(\eta_n)} . \qquad (17)$$

Вклад однофононного состояния i в нормировку волновой функции (7) равен $(R^n_i(\lambda\mu))^2$, вклад двухфононного состояния g_1g_2 определяется $\{1 + \frac{1}{2}K(g_2g_1g_1g_2)\}(P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu))^2$. При $K(g'_2g'_1g_1g_2) = 0$ формулы (8)-(11), (15), (16) и другие

переходят в формулы, по которым проводятся расчеты в квазичастично-фононной модели ядра /19/, не учитывающие принцип Паули в двухфононных компонентах волновой функции (7).

3. Детали вычислений и общие результаты

Для изучения влияния принципа Паули на энергии двухфононных состояний решена система уравнений (9), (10) и определены коэффициенты волновой функции (7) для ряда деформированных ядер. В расчетах использовались одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса с параметрами, данными в /20/. Константы спаривания G_N и G_Z определены из экспериментальных данных по парным энергиям. Наши расчеты ограничены состояниями с энергиями менее 4 МэВ, поэтому взято ограниченное фононное пространство. Учитывались фононы с $\lambda\mu$ =20, 22, 30, 31, 32, 44, и для каждого значения $\lambda\mu$ бралось по 10 фононов. Энергии и волновые функции однофононных состояний вычислялись методом RPA, учитывался эффект блокировки для первых двухквазичастичных полюсов (см. /1/). Константы мультиполь-мультипольного изоскалярного взаимодействия $\varkappa_0^{(\lambda)}$ определялись по энергиям первых состояний с $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-, 2^-$. При вычислении $B(E\lambda)$ -величин эффективный заряд полагался равным 0,2.

Наряду с уравнениями (9), (10) решались более простые уравнения (15), (16). Расчеты показали, что для состояний с доминирующей однофононной компонентой отличия решений уравнений (15), (16) по сравнению с решениями системы (9), (10) приводят к изменениям η_n на (5-25) кэВ и в величинах $(R^n_i(\lambda\mu))^2$ - на (0,1-0,2)%. Для состояний с доминирующей двухфононной компонентой решения уравнений (15), (16) по сравнению с уравнениями (9), (10) приводят к изменению η_n на (10-100) кэВ и в величинах $(P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu))^2$ - на (1-10)%. Поэтому решается в дальнейшем система уравнений (15), (16). При решении уравнений (I5), (I6) в $\Omega_{q_1q_2}(\eta)$ суммирование по i_3 проводится по десяти фононам. Учет бо́льшего числа однофононных состояний в $\Omega_{q_1q_2}(\eta)$ не ведет к заметному изменению энергии η_n. Так, увеличение суммирования i_3 до I5 состояний приводит к изменению η_n на (I÷20) кэВ по сравнению с суммированием по I0 состояниям.

В результате решения уравнений (I5), (I6) с учетом условия (8) находим для состояний с данными K^π или $\lambda\mu$ энергии η_n и функции $(R_i^n(\lambda\mu))^2$, $(P^n_{q_1q_2}(\lambda\mu))^2$. Первые несколько состояний с данным значением K^π являются однофононными или двухквазичастичными. Расчеты с волновой функцией (7) без учета принципа Паули приводят по сравнению с RPA -расчетами к уменьшению энергий первых коллективных состояний на (0,2–0,7) МэВ и к уменьшению лидирующей однофононной компоненты до $(R_1^1(\lambda\mu))^2$ =0,75–0,90. Учет принципа Паули в двухфононных компонентах волновой функции (7) приводит к уменьшению опускания энергий первых коллективных состояний и к росту доминирующей компоненты, т.е. к опусканию на 0,I–0,4 МэВ по сравнению с RPA -расчетами и к $(R_1^1(\lambda\mu))^2$ =0,85–0,95. Поэтому для получения согласующихся с экспериментом значений $\omega_{\lambda\mu 1}$ и $B(E\lambda)$ при расчетах с волновой функцией (7) берутся несколько меньшие значения $\varkappa_0^{(\lambda)}$ по сравнению с RPA -расчетами. В результате в расчетах без учета принципа Паули энергии двухфононных состояний оказываются несколько большими суммы энергии однофононных состояний. Для слабоколлективных фононов невелико влияние двухфононных компонент в (7) и, как правило, мал эффект принципа Паули.

В результате учета принципа Паули в двухфононных компонентах волновой функции (7) энергии коллективных двухфононных состояний четно-четных деформированных ядер повысились на I–2 МэВ и оказались в области энергии возбуждения 3–4 МэВ. При энергиях 3–4 МэВ в деформированных ядрах двухфононные коллек-

тивные состояния фрагментированы по многим уровням. Настоящие расчеты ограничены вычислением энергий центров тяжести двухфононных состояний. Мы не вычисляем фрагментацию двухфононных состояний. Для вычисления фрагментации двухфононных состояний нужно, во-первых, в волновую функцию (7) включить трехфононные компоненты и, во-вторых, учесть большое число однофононных состояний, доходящих до 10^2–10^3. То, что двухфононные состояния при энергии 3–4 МэВ в деформированных ядрах сильно фрагментированы,не вызывает сомнений. В наших расчетах двухфононные состояния сильно фрагментированы тогда, когда вблизи их энергий имеются однофононные состояния. Сильная фрагментация однофононных состояний получена в /2I/ при изучении гигантских дипольных резонансов в деформированных ядрах.

Отметим, что учет трехфононных компонент в волновой функции (7) приведет к некоторому опусканию энергий центров тяжести двухфононных состояний и к дальнейшей их фрагментации по многим ядерным уровням. Несомненно, что это опускание будет существенно меньше повышения энергий центров тяжести двухфононных состояний, обусловленных учетом принципа Паули.

Основной результат наших вычислений можно сформулировать так: учет принципа Паули в двухфононных компонентах волновой функции (7) при расчетах в рамках квазичастично-фононной модели ядра приводит для коллективных двухфононных состояний к следующему сдвигу энергии центра тяжести:

$$\Delta\mathcal{E}(\lambda_1\mu_1 i_1, \lambda_2\mu_2 i_2) = 1\div 2 \text{ МэВ}. \qquad (18)$$

В результате энергия центра тяжести коллективных двухфононных состояний деформированных ядер равна

$$\mathcal{E}(\lambda_1\mu_1 i_1, \lambda_2\mu_2 i_2) = 3\div 4 \text{ МэВ}. \qquad (19)$$

Этот основной результат относится ко всем четно-четным деформированным ядрам и не зависит от выбора параметров модели. Сдвиг центра тяжести двухфононных состояний оказывается тем большим, чем сильнее коллективизированы составляющие их фононы. Поэтому завышение значений $\varkappa_0^{(\lambda)}$ ведет только к увеличению сдвига и к усилению фрагментации двухфононного состояния. Если же взять заниженные значения $\varkappa_0^{(\lambda)}$, то сдвиг, обусловленный принципом Паули, будет небольшим, но в этом случае двухфононное состояние не будет коллективным.

Отметим, что вопрос о влиянии принципа Паули на двухфононные состояния в сферических ядрах требует изучения. Можно ожидать, что соответствующие функции $|K(g_2' g_1' g_2 g_1)|$ будут иметь меньшие значения по сравнению с деформированными ядрами и энергии двухфононных квадрупольных состояний в сферических ядрах будут, как правило, находиться ниже вторых и более высоких однофононных состояний. В тех сферических ядрах, у которых энергии двухфононных состояний достаточно велики, следует ожидать фрагментации двухфононных состояний, которая проиллюстрирована в /22/.

4. Анализ двухфононных состояний в деформированных ядрах

Коллективные двухфононные состояния с данными K^π или $\lambda\mu$ и конфигурацией $\{\lambda_1\mu_1 i_1, \lambda_2\mu_2 i_2\}$ характеризуются усилением $E\lambda_1$- переходов на полосу однофононного состояния $\{\lambda_2\mu_2 i_2\}$, $E\lambda_2$- переходов на полосу однофононного состояния $\{\lambda_1\mu_1 i_1\}$ и ослаблением $E\lambda$- переходов на ротационную полосу основного состояния четно-четного ядра. Как правило, коллективные двухфононные состояния образуются из первых коллективных фононов с $i_1=1$, $i_2=1$. По вышеприведенным признакам определены квадрупольные двухфононные состояния во многих сферических ядрах.

Таблица I. Центры тяжести энергий двухфононных состояний сильно деформированных ядер

Ядро	K^π	Двухфононные конфигурации $\lambda_1\mu_1 i_1$	$\lambda_2\mu_2 i_2$	Энергии, МэВ, рассчитанные: с учетом принципа Паули	без учета принципа Паули
^{160}Dy	0^+	201	201	5,0	2,6
		221	221	4,5	2,2
		301	301	3,8	3,0
		321	321	3,6	2,5
	2^+	201	221	3,8	2,5
		301	321	3,0	2,8
	4^+	221	221	4,5	2,3
^{168}Er	0^+	201	201	4,4	3,0
		221	221	4,0	2,0
		311	311	4,5	2,8
	2^+	201	221	3,4	2,5
		301	321	4,2	3,5
	4^+	221	221	4,0	2,0
^{240}Pu	0^+	201	201	4,2	2,0
		221	221	3,0	2,1
		301	301	3,3	1,3
	2^+	201	221	2,8	2,0
		301	321	2,9	1,8
	4^+	221	221	3,0	2,0
		321	321	3,6	2,2
	0^-	201	301	4,2	1,7
		221	321	3,6	2,1
	2^-	201	321	3,9	2,2
		221	301	2,6	1,6

Проанализируем, имеются ли коллективные двухфононные состояния в сильно деформированных четно-четных ядрах. Результаты расчетов энергий центров тяжести двухфононных состояний типа $\{\lambda_1\mu_1 i_1, \lambda_2\mu_2 i_2\}$ с учетом и без учета принципа Паули приведены в табл. I. Из таблицы видно, что учет принципа Паули приводит к увеличению энергий коллективных двухфононных состояний на (1,5-2,5) МэВ и они лежат, как правило, выше 3 МэВ. Если же оба фонона, образующие двухфононное состояние, являются слабо коллективизированными, то эффект принципа Паули мал и энергии таких двухфононных состояний близки к сумме энергий составляющих их фононов. Сходная картина имеет место во всех сильно деформированных ядрах, поэтому не имеет смысла приводить результаты расчетов для других ядер.

Проанализируем сильно деформированные ядра, относительно которых имеются экспериментальные указания на существование двухфононных состояний. При β-распаде $K^{\pi}=5^{+}$ состояния ^{160}Ho заселяется несколько уровней ^{160}Dy с $K^{\pi}=4^{+}$ и энергией около 2 МэВ. Согласно/7/ $K^{\pi}=4^{+}$ состояния в ^{160}Dy с энергиями 2,096 и 2,368 МэВ можно трактовать как имеющие большие двухфононные компоненты типа {221,221}. С этих состояний идут интенсивные Е2-переходы на γ-вибрационное состояние, обозначаемое нами через {221}. Согласно нашим расчетам энергия центра тяжести $K^{\pi}=4^{+}$ состояния {221,221} лежит при энергии 4,5 МэВ и $K^{\pi}=4^{+}$ состояния с энергиями около 2 МэВ не могут иметь больших двухфононных компонент. Поскольку экспериментально не определены B(E2)-величины для перехода с них на γ-вибрационное состояние и учитывая, что Е2-переходы могут идти с четырехквазичастичных состояний, можно утверждать, что здесь нет несогласия с результатами наших расчетов. Сходное положение имеет место с $K^{\pi}=4^{+}$ состояниями в ^{164}Dy.

Состояние с $I^{\pi}=4^{+}$ и энергией 1,737 МэВ в ^{168}Er рассматривалось в/4/ как двухфононное состояние типа {221,221}. Недавно в/13/ спектр ^{168}Er изучен в (n,γ)-реакции и показано, что уровень 1,737 МэВ принадлежит к ротационной полосе, построенной на двухквазичастичном нейтронном состоянии $5/2^{-}[512]$, $1/2^{-}[521]$. В/16/ утверждается, что в ^{168}Er нет

$K^{\pi}=4^{+}$ двухфононных состояний до энергии 2,1 МэВ. Согласно нашим расчетам энергия центра тяжести двухфононного состояния с $K^{\pi}=4^{+}$ типа {221,221} равна 4 МэВ. Наинизшие двухфононные состояния с $K^{\pi}=0^{+}$, {201,201} и $K^{\pi}=2^{+}$ {201,221} лежат выше 3 МэВ. Сходное положение имеет место для ^{166}Er, в котором все коллективные двухфононные состояния имеют энергию более 3,5 МэВ.

В/5/ утверждается, что обнаружено в ^{240}Pu при энергии 1,411 МэВ двухфононное октупольное состояние типа {301,301} с $K^{\pi}=0^{+}$. Утверждение основывается на замедлении Е2-перехода на полосу основного состояния и близости значений моментов инерции этого и однофононного $K^{\pi}=0^{-}$ состояния. Согласно расчетам/8-10/, не учитывающим принцип Паули в двухфононных константах (7), второе $K^{\pi}=0^{+}$ состояние с энергией 1,3 МэВ имеет большую двухфононную компоненту {301,301}. Если учесть принцип Паули, то энергия двухфононного состояния {301,301} равна 3,3 МэВ и 0^{+}-состояния с энергией 1,4 МэВ не могут иметь большие двухфононные компоненты. Согласно нашим расчетам второе и третье 0^{+}-состояния в ^{240}Pu расположены при энергии 1,40 и 1,43 МэВ и обладают следующей структурой: {202}- 80%, {203}- 18% и {203} - 80%, {202} - 17%. В/16/ отмечено, что для выяснения структуры 0^{+}-состояния с энергией 1,411 следует изучить ротационную полосу на нем с помощью многократного кулоновского возбуждения и в реакциях однонуклонных передач.

Проанализируем экспериментальные данные по двухфононным состояниям в ядрах, лежащих на границах областей деформированных ядер. Наиболее полные сведения имеются о двухфононных состояниях в ^{154}Gd /3,23/. На основании больших величин Е0-переходов на β-вибрационную полосу {201} и примерно удвоенной энергии β-вибрационного состояния уровень с $K^{\pi}=0^{+}$ и энергией

I,296 МэВ трактуется как двухфононный типа {201,201}. Большое значение Е0-переходов на γ-вибрационную полосу {221} позволяет уровень с $K^{\pi}=2^+$ и энергией I,531 МэВ интерпретировать как двухфононный типа {201,221}. Состояния ^{154}Gd с $K^{\pi}=0^+$ и 4^+ рассматриваются как двухфононные типа {221,221}. Анализ γ-переходов и сравнение с результатами расчетов по динамической модели со спариванием и квадруполями, выполненные в /I4/, свидетельствуют о том, что двухфононное объяснение этих состояний приводит к некоторым противоречиям. В /24/ показано, что в ^{154}Gd имеются 0^+-состояния, которые можно трактовать как имеющие сферическую форму. В /I6/ выражается сомнение в правильности интерпретации вышеуказанных состояний ^{154}Gd как двухфононных. Один из аргументов состоит в том, что для β-переходов с ^{154}Eu на двухфононные состояния $\log ft$ меньше, чем $\log ft$ для переходов на β- и γ-полосы.

Согласно нашим расчетам, приведенным в табл. 2, не имеется ниже 4 МэВ коллективных двухфононных состояний типа {201,201}, {201,221}, {221,221}. Фрагментация этих состояний не может привести к тому, чтобы состояния с энергией I,2-2,I МэВ имели большие двухфононные компоненты.

Имеются экспериментальные указания на существование двухфононных состояний в ^{152}Sm /7/ и в ^{156}Dy /25/. Однако во всех экспериментальных данных нет достаточно надежных доказательств существования двухфононных состояний в ядрах с $N=90$. Поэтому нет основания утверждать, что имеется противоречие между экспериментальными данными и результатами наших расчетов.

В изотопах Ra, Th и U имеются необычно низкие коллективные состояния с $I^{\pi}K=1^-0$ /I5,26-29/. Начиная с I963 года /30/ эти состояния трактуются как однофононные октупольные состояния. Предпринимались попытки найти двухфононные $K^{\pi}=0^+$ состояния типа {301,301} при удвоенных энергиях этих октупольных состояний. В /I5,28/ утверждается, что в $^{222,224,226}Ra$ и $^{226,228}Th$ нет 0^+-состояний, которые имеют энергии, близкие к удвоенным энергиям $K^{\pi}=0^-$ состояний, и содержат большие двухфононные компоненты типа {301,301}. Расчеты, выполненные в /8-I0/ с волновой функцией (7) без учета принципа Паули, указывают на присутствие больших двухфононных компонент {301,301} в первом или втором 0^+-состояниях в изотопах Th и U.

Таблица 2. Центры тяжести энергий двухфононных состояний в деформированных ядрах

Ядро	K^{π}	Двухфононные конфигурации $\lambda_1\mu_1 i_1$	$\lambda_2\mu_2 i_2$	Энергии, МэВ, рассчитанные с учетом принципа Паули	без учета принципа Паули
^{154}Gd	0^+	201	201	6,0	2,0
		221	221	4,0	2,5
		301	301	4,7	2,7
		311	311	4,8	3,0
		321	321	4,6	3,4
	2^+	201	221	4,0	3,0
		301	321	4,5	3,1
	4^+	221	221	4,0	2,5
		321	321	4,6	3,4
^{230}Th	0^+	201	201	5,5	2,0
		221	221	3,8	1,5
		301	301	4,5	1,1
		311	311	3,1	2,1
		321	321	3,5	2,3
	2^+	201	221	4,0	1,7
		301	321	3,0	1,6
		311	311	3,1	2,1
	4^+	221	221	3,7	1,6
		321	321	3,2	2,4
	0^-	201	301	5,0	1,6
		221	321	3,4	2,1
	2^-	201	321	2,7	2,2
		221	301	4,0	1,4

Отсутствие двухфононных состояний при удвоенной энергии октупольных состояний создало трудности в трактовке этих состояний, потребовало выполнения исследований /31/, в которых не удалось преодолеть это противоречие.

Согласно нашим расчетам, результаты которых для ^{230}Th даны в табл. 2, энергии центров тяжести $K^{\pi}=0^{+}$ двухфононных коллективных состояний типа $\{301,301\}$ больше 3 МэВ. Этот вывод относится также к $^{228,232}Th$ и ^{232}U. Он верен для других ядер. Таким образом, наши расчеты снимают противоречие в трактовке первых $I^{\pi}K=1^{-}0$ состояний как коллективных октупольных состояний, поскольку энергии центров тяжести соответствующих двухфононных состояний расположены при энергиях, больших 3 МэВ. Эти двухфононные состояния сильно фрагментированы.

Отметим, что в ядрах переходных областей метод RPA не может служить базой для описания коллективных состояний. В сильно деформированных и сферических ядрах с одной замкнутой оболочкой и в соседних с ними четно-четных ядрах число квазичастиц в основных состояниях невелико /32/, поэтому пренебрегается корреляциями в основных состояниях. В /32/ показано на изотопах Sm, что в переходном ядре ^{150}Sm максимальное значение числа квазичастиц достигает 0,5, что указывает на неприменимость метода RPA.

В ядрах переходных областей решения уравнений (15), (16) для $K^{\pi}=0^{+}$ состояний также приводят к противоречиям. Так, если в ^{154}Gd константу $\varkappa_0^{(1)}$ увеличить на 5% по сравнению с расчетами, представленными в табл. 2, то энергия центра тяжести двухфононного состояния $\{201,201\}$ превысит 10 МэВ. Такой большой сдвиг, в свою очередь, свидетельствует о неприменимости метода RPA к переходным ядрам. Наши расчеты уровней ^{154}Gd находятся на пределе возможности модели.

5. Заключение

На основании изучения двухфононных состояний в четно-четных деформированных ядрах в рамках квазичастично-фононной модели ядра с учетом принципа Паули в двухфононных компонентах волновых функций возбужденных состояний можно сделать следующие выводы:

1. В деформированных ядрах не могут существовать коллективные двухфононные состояния. Этот вывод относится ко всем деформированным ядрам и не зависит от параметров модели.

2. Сила двухфононных коллективных состояний фрагментирована по многим ядерным уровням при энергиях 2-4 МэВ.

3. Заключение, сделанное в /16/, об отсутствии надежных экспериментальных данных по двухфононным состояниям в деформированных ядрах находится в согласии с результатами наших расчетов.

4. Могут существовать четырехквазичастичные и слабоколлективные двухфононные состояния при энергиях возбуждения более 2 МэВ.

5. Метод RPA не может служить базисом расчетов свойств переходных ядер.

В заключение благодарим Ф.Мелиева, В.О.Нестеренко и С.И.Сердюкову за помощь в составлении программ и проведении расчетов.

Литература

1. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. Наука, М., 1971; Pergamon Press, Oxford, 1976.
2. Kern J. et al. Nucl.Phys., 1967, A104, p. 642.
3. Meyer R.A. Phys.Rev., 1968, 170, p. 1089.
4. Michaelis W. et al. Nucl.Phys., 1970, A150, p.161. Koch H.R.Z. Phys., 1966, 192, p. 142.

5. Schmorak M.R. et al. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p. 1507.
6. Соловьев В.Г. ЯФ, 1969, 10, с. 296.
7. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. Наука, М., 1974.
8. Иванова С.П. и др. ЭЧАЯ, 1976, 7, с. 450.
9. Кырчев Г., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. Изв. АН СССР, сер.физ., 1975, 39, с. 2015; Иванова С.П. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1976, 40, с. 750.
10. Китипова В., Кырчев Г., Малов Л.А. ОИЯИ, Р4-11583, Дубна, 1978.
11. Piepenbring R., Silvestre-Brac B., Szymanski Z. Nucl.Phys., 1980, A349, p. 77.
12. Shahabuddin M.A. et al. Nucl.Phys., 1980, A340, p. 109.
13. Davidson W.F. et al. Proc.Third Int.Conf. Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Plenum Press, N.Y., 1979.
14. Kumar K., Gupta J.B., Hamilton J.H. Aust. J. Phys., 1979, 32, p. 307.
15. Kurcewicz W. et al. Nucl.Phys., 1977, A289, p. 1.
16. Peker L.K., Hamilton J.H. Future Directions in Studies of Nuclei for from Stability. Harth-Holland P.C., 1980, p.323.
17. Джолос Р.В., Молина Х.Л., Соловьев В.Г. ТМФ, 1979, 40, с. 245.
18. Jolos R.V., Molina J.L., Soloviev V.G. Z. Phys., 1980, A295, p. 147.
19. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с. 580; Soloviev V.G. Nucleonica, 1978, 23, p. 1149.
20. Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1980, 11, с. 301.
21. Кырчев Г., Малов Л.А. Изв. АН СССР, сер.физ., 1979, 43, с. 107.
22. Вдовин А.И., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. ЯФ, 1974, 20, с. 1131.
23. Sousa D.C. et al. Nucl.Phys., 1975, 238, p. 365.

24. Shahabuddin M.A., Burke D.G., Nowikow I., Waddington J.C. Nucl.Phys., 1980, A340, p. 109.
25. Kolata J.J., Oothoudt M. Phys.Lett., 1976, B65, p. 116.
26. Stephens F.S., Asaro F., Perman I. Phys.Rev., 1955, 100, p. 1543.
27. Bjornholm S., Boehm F., Knutsen A., Nielsen O.B. Nucl.Phys., 1963, 42, p. 469; Bjornholm S.et al. Nucl.Phys.,1968,118,p.261.
28. Kurcewicz W. et al. Nucl.Phys., 1978, A304, p. 77; Kurcewicz W. et al. Nucl.Phys., 1976, A270, p. 175.
29. Gilat J., Katcoff S., Peker L.K., Phys.Rev., 1980, C21, p. 2011.
30. Soloviev V.G., Vogel P. Phys.Lett., 1963, 6, p. 126.
31. Chasman R.R. Phys.Rev.Lett., 1978, 42, p. 630; Sheline R.K. Phys.Rev., 1980, C21, p. 1660.
32. Соловьев В.Г., Стоянова О., Стоянов Ч. Изв.АН СССР, сер.физ., 1980, 44, с. 1938; Нестеренко В.О., Соловьев В.Г., Халкин А.В. ЯФ, 1980, 32, с. 1209.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 февраля 1981 года.