

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



Р4 - 8326

Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, Д.Янссен

A36

СВОЙСТВА СИММЕТРИИ
КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

1974

**ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

Ранг публикаций Объединенного института ядерных исследований

Препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований /ОИЯИ/ являются самостоятельными публикациями. Они издаются в соответствии со ст. 4 Устава ОИЯИ. Отличие препринтов от сообщений заключается в том, что текст препринта будет впоследствии воспроизведен в каком-либо научном журнале или аперодическом сборнике.

Индексация

Препринты, сообщения и депонированные публикации ОИЯИ имеют единую нарастающую порядковую нумерацию, составляющую последние 4 цифры индекса.

Первый знак индекса - буквенный - может быть представлен в 3 вариантах:

“Р” - издание на русском языке;

“Е” - издание на английском языке;

“Д” - работа публикуется на русском и английском языках.

Препринты и сообщения, которые рассылаются только в страны-участницы ОИЯИ, буквенных индексов не имеют.

Цифра, следующая за буквенным обозначением, определяет тематическую категорию данной публикации. Перечень тематических категорий изданий ОИЯИ периодически рассылается их получателям.

Индексы, описанные выше, проставляются в правом верхнем углу на обложке и титульном листе каждого издания.

Ссылки

В библиографических ссылках на препринты и сообщения ОИЯИ мы рекомендуем указывать: инициалы и фамилию автора, далее - сокращенное наименование института-издателя, индекс, место и год издания.

Пример библиографической ссылки:

И.И.Иванов. ОИЯИ, Р2-4985, Дубна, 1971.

P4 - 8326

Р.В.Джолос. Ф.Дэнау. Д.Янссен

СВОЙСТВА СИММЕТРИИ
КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Направлено в ИФ

1. ВВЕДЕНИЕ

Теоретические исследования свойств коллективных состояний сильнодеформированных ядер можно разделить на две группы. К первой группе следует отнести работы /1-3/, основывающиеся на микроскопическом гамильтониане ядра. Результаты этих исследований зависят только от параметров среднего поля и остаточного взаимодействия, которые в основном известны. Однако в таких работах предполагается, что и гамильтониан, и различные одночастичные операторы можно строить в виде рядов по степеням оператора момента вращения, что допустимо только для состояний с небольшими значениями момента.

В работах второй группы либо существенным образом используется феноменологический гамильтониан /4,5/, либо делаются никак не обоснованные микроскопически предположения о симметрии коллективных состояний в сильнодеформированных ядрах /6/. Расчеты ведутся с параметрами, которые подбираются для каждого ядра независимо в связь которых с параметрами микроскопических моделей не ясна. Однако в рамках уже сделанных предположений задача решается точно для любых значений момента вращения.

В работе /7/ был развит микроскопический метод построения коллективного гамильтониана ядра. В этом методе не учитывается связь коллективных квадрупольных ветвей возбуждения с неколлективными, но последующее рассмотрение коллективного движения осуществляется точно, без предположений о слабости связи колебаний с вращением или о малости частоты вращения.

В отличие от /4, 5, 6/ в таком подходе структура коллективного гамильтониана и его параметры полностью определяются структурой и параметрами микроскопического гамильтониана, а параметры коллективного гамильтониана могут быть выражены через параметры микроскопического гамильтониана. На основе полученного коллективного гамильтониана был выполнен расчет свойств коллективных состояний переходных изотопов S_m , $Gd^{8/}$ и $Mo^{9/}$ и было получено удовлетворительное согласие с экспериментом. В данной работе мы хотим рассмотреть в рамках этого метода сильнодеформированные ядра. Мы не будем вычислять параметры коллективного гамильтониана с помощью микроскопической модели ядра. Наша цель состоит в том, чтобы выяснить, в какой степени структура и симметрия полученного в /7/ коллективного гамильтониана соответствуют экспериментальной ситуации в сильнодеформированных ядрах.

2. КОЛЛЕКТИВНЫЙ ГАМИЛЬТониАН

2.1. Общий вид коллективного гамильтониана

В работе /7/ было показано, что при достаточно общих предположениях об остаточных силах, действующих между нуклонами в ядре, коллективный гамильтониан и оператор квадрупольного момента имеют следующую структуру:

$$\hat{H} = h_0 + h_1 \hat{N} + h_2 \sum_{\nu} (-1)^{\nu} (b_{2\nu}^+ b_{2-\nu}^+ \sqrt{(N - \hat{N})(N - 1 - \hat{N})} + \text{h.c.})$$

$$+ h_3 \sum_{\nu} (-1)^{\nu} (b_{2\nu}^+ [b_2^+ b_2]_{2-\nu} \sqrt{N - \hat{N}} + \text{h.c.}) +$$

$$+ \sum_{L,M} h_{4L} [b_2^+ b_2^+]_{LM} [b_2 b_2]_{LM},$$

/1/

$$\hat{Q}_{21} = w_1 (b_{21}^\dagger \sqrt{N - \hat{N}} + \sqrt{N - \hat{N}} (-1)^l b_{2-l}) + w_2 [b_2^\dagger b_2]_{21} \quad /1/$$

где $\hat{N} = \sum_{\nu} b_{2\nu}^\dagger b_{2\nu}$; $b_{2\nu}^\dagger (b_{2\nu})$ - операторы рождения /уничтожения/ квадрупольных фононов. Квадратные скобки $[\]_{21}$ обозначают векторную связь. Константы $h_0, h_1, h_2, h_3, h_{4L}, w_1, w_2$ содержат информацию об одночастичных энергиях, остаточных силах и матричных элементах оператора квадрупольного момента. Величина N характеризует максимально возможное число бозонных возбуждений в системе. Точные выражения для коэффициентов $h_0, h_1, h_2, h_3, h_{4L}, w_1, w_2$ приведены в [7].

Гамильтониан /1/ и \hat{Q}_{21} построены из операторов:

$$b_{21}^\dagger \sqrt{N - \hat{N}} + \sqrt{N - \hat{N}} b_{21} + b_{21}^\dagger b_{21} \quad /2/$$

и представляют собой комбинации линейных и квадратичных по степеням этих операторов членов. В свою очередь, 35 операторов /2/ - это бозонная реализация алгебры $\mathfrak{sl}(6)$ для симметрического представления, характеризованного квантовым числом λ . Таким образом, гамильтониан /1/ диагонализуется в пространстве функций, реализующих представление алгебры $\mathfrak{sl}(6)$ с квантовым числом λ .

2.2. Частные решения уравнения Шредингера

Если в /1/ $h_2 = h_3 = 0$, то гамильтониан коммутирует с \hat{N} , а его собственные функции характеризуются определенным числом квадрупольных фононов. Спектр собственных значений гамильтониана имеет вид:

$$E(l, n, v) = a_1 n + a_2 n^2 + a_3 \lambda (\lambda - 3) + a_4 l(l - 1),$$

где l - момент, n - число фононов, v - сеньорити,

$$a_1 = h_1 - 0,6 h_{40} - \frac{4\sqrt{5}}{35} h_{42} - \frac{12}{35} h_{44},$$

$$a_2 = 0,2h_{40} + \frac{2\sqrt{5}}{35}h_{42} + \frac{6}{35}h_{44},$$

$$a_3 = -0,2h_{40} + \frac{2\sqrt{5}}{35}h_{42} - \frac{1}{35}h_{44},$$

$$a_4 = \frac{1}{21}h_{44} - \frac{1}{7\sqrt{5}}h_{42}.$$

Для классификации состояний с числом фононов, большим 5, требуется дополнительное квантовое число. Если a_2, a_3 и a_4 малы по сравнению с a_1 , то мы получаем спектр слабоангармонического пятимерного осциллятора /рис. 1а/.

Если в операторе $\hat{Q}_{2\nu}$ коэффициент $w_2 = 0$, то для вероятностей E2-переходов с точностью до поправок $-\frac{1}{N}$ мы получаем те же соотношения, что и в модели гармонических квадрупольных колебаний.

Если коэффициенты в /1/ задать следующим образом:

$$h_1 = 6\beta + (1,25 + 2N)a, \quad h_2 = -a, \quad h_3 = \sqrt{7}a,$$

$$h_{40} = 0,25a - 6\beta, \quad h_{42} = \frac{19}{8}a - 3\sqrt{5}\beta, \quad h_{44} = 1,5a + 12\beta,$$

где a и β - произвольные, то гамильтониан /1/ можно записать следующим образом:

$$\hat{H} = -\frac{\alpha}{8} \sum_l (-1)^l \tilde{Q}_{2\nu} \tilde{Q}_{2-\nu} + \beta \sum_l (-1)^l I_\nu I_{-\nu}. \quad /3/$$

В этом выражении

$$\tilde{Q}_{2\nu} = -\sqrt{\frac{7}{8}} (b_{2\nu}^+ N - \hat{N} + \sqrt{N - \hat{N}} (-1)^l b_{2-\nu} + \frac{\sqrt{7}}{2} [b_2^+ b_2]_{2\nu}),$$

$$I_\nu = \sqrt{10} [b_2^+ b_2]_{1\nu}. \quad /4/$$

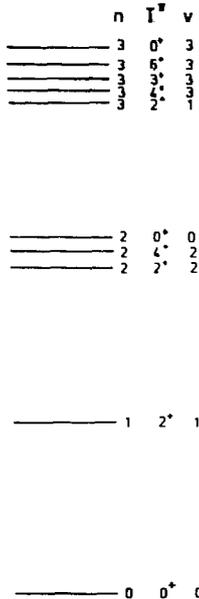


Рис. 1а. Спектр коллективных состояний слабоангармонического пятимерного осциллятора.

Можно показать, что 8 операторов /4/ образуют алгебру $SU(3)$, а гамильтониан /3/ является линейной комбинацией оператора Казимира группы $S(3)$ и квадрата оператора момента $\sum_{\nu} (-1)^{\nu} I_{\nu} I_{-\nu}$. Спектр собственных значений гамильтониана /3/ имеет вид:

$$E(\lambda, \mu) = -\frac{\alpha}{2}(\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3\lambda + 3\mu) + (\beta + \frac{3}{8}\alpha)(\lambda + \mu) \quad /5/$$

Здесь λ и μ - это целые положительные числа, характеризующие неприводимые представления группы $SU(3)$. Следует иметь в виду, что не все неприводимые представления группы $SU(3)$ реализуются в качестве собственных функций гамильтониана /3/, а лишь те из них, которые принадлежат симметрическим представлениям группы $SU(6)$, характеризуемым заданным значением N . Такие представления группы $SU(3)$ можно найти с помощью метода, описанного в /10, 11/. В табл. 1 перечислены представления (λ, μ) ; принадлежащие симмет-

Таблица I
 Представления группы $SU(3)$, принадлежащие симметри-
 ческим представлениям группы $SU(6)$ при $N=15$

N_3	0	1	2	3	4
$(\lambda, \mu)^n$	$(30, 0)^I$	$(26, 2)^I$	$(24, 0)^I$	$(22, 4)^I$	$(18, 6)^I(20, 2)^I(14, 8; 1^I(16, 4)^I(18, 0)^I$

N_3	5	6	7
$(\lambda, \mu)^n$	$(10, 10)^I(12, 6)^2(14, 2)^2$	$(8, 8)^I(10, 4)^2(12, 0)^2$	$(6, 6)^I(8, 2)^2$

N_3	
$(\lambda, \mu)^n$	$(4, 4)^I(6, 0)^2(2, 2)^I(0, 0)^I$

рическими представлениями $SU(6)$ при $N=15$. Видно, например, что представления с нечетным λ или μ отсутствуют.

В этом состоит основное различие между схемой $SU(3)$, введенной Эллиотом для описания вращательных возбуждений ядер, и рассмотренным нами частным решением уравнения Шредингера с гамильтонианом /1/. В схеме Эллиота реализуются все представления (λ, μ) группы $SU(3)$, хотя из эксперимента мы знаем, что ряд ротационных полос, имеющих в этой схеме, отсутствует в четно-четных ядрах.

Как видно из /5/, спектр собственных значений гамильтониана /3/ - это совокупность ротационных полос с одинаковыми моментами инерции, построенных на различных внутренних состояниях. Каждая полоса характеризуется квантовыми числами (λ, μ, K) . Здесь K - дополнительное квантовое число, совпадающее с минимальным спином полосы и принимающее значения $\mu, \mu-2, \dots$ /11/. При $N \geq 10$ нижайшая по энергии полоса имеет квантовые числа $(\lambda, \mu, K) = (2N, 0, 0)$. Следующие две полосы выроджены и имеют квантовые числа $(\lambda, \mu, K) = (2N-4, 2, 0)$ и

$(2N - 1, 2, 2)$. Далее следует группа из четырех полос с квантовыми числами $(\lambda, \mu, K) = (2N - 8, 4, 0)$, $(2N - 8, 4, 2)$, $(2N - 8, 4, 4)$ и $(2N - 6, 0, 0)$ /рис. 16/. Если N -достаточно большое число, то отношение энергий основной второй и первой групп полос равно приблизительно 2 и спектр на рис. 16 можно интерпретировать в рамках традиционной картины коллективных возбуждений сильнодеформированных ядер. Нижайшая по энергии полоса построена на основном состоянии. Полоса $(\lambda = 2N - 1, \mu = 2, K = 0)$ построена на β -фононном, а полоса $(\lambda = 2N - 1, \mu = 2, K = 2)$ - на γ -фононном состоянии. Энергии фононов приблизительно совпадают и равны:

$$\omega_{\beta} = \omega_{\gamma} = 6\alpha N.$$

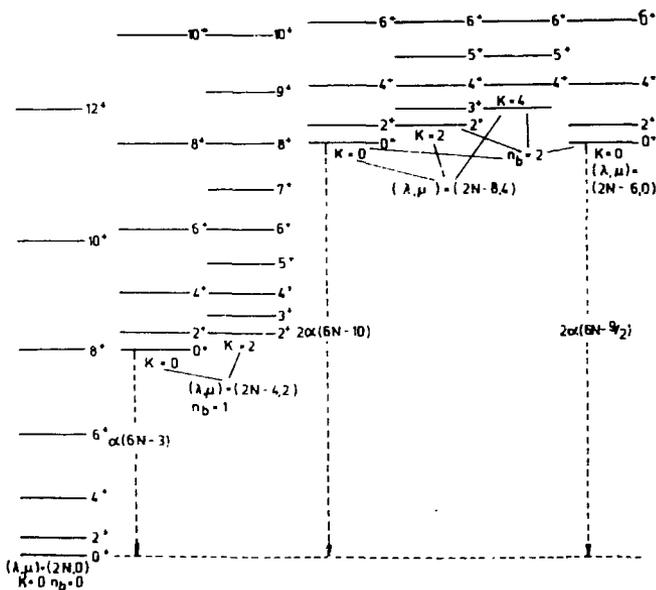


Рис. 16. Классификация коллективных состояний с помощью квантовых чисел группы $SU(3)$.

Вторая группа полос построена на двухфононных состояниях. Это или два β -фонона ($K=0$), или два γ -фонона ($K=0, 4$), или один β -фонон и один γ -фонон ($K=2$). В общем случае можно показать, что если $N \gg n_{\beta}$, где n_{β} - суммарное число β - и γ -фононов, то спектр собственных значений гамильтониана /3/ совпадает со спектром

$$E(n_{\beta}, n_{\gamma}, I) = 6\alpha N(n_{\beta} + n_{\gamma}) + (\beta + \frac{3}{8}\alpha)I(I+1),$$

где $n_{\beta}(n_{\gamma})$ - число $\beta(\gamma)$ фононов.

Если предположить, что оператор электрического квадрупольного момента пропорционален $\hat{Q}_{2\mu}$, то вероятности E2-переходов между полосами с разными (λ, μ) будут равны нулю. Вероятности переходов между полосами с одинаковыми (λ, μ) , но разными K остаются неопределенными, поскольку эти полосы вырождены. Для переходов внутри одной полосы получается следующее выражение /11/:

$$B(E2; I \rightarrow I') = 4(4N^2 + 6N + 3) (C_{10\ 20}^{I'0})^2 \cdot$$

$$\cdot \frac{1}{2} \frac{1}{4N^2 + 6N + 3} [I(I+1) + I'(I'+1)] > ,$$

где $C_{10\ 20}^{I'0}$ - коэффициенты Клебша-Гордона.

При $I^2 \ll (2N)^2$ это выражение дает правила Алага для вероятностей E2-переходов. Поправка к этим правилам по форме совпадает с феноменологической поправкой, используемой при обработке экспериментальных данных.

Таким образом, мы показали, что гамильтониан /1/ содержит как частные случаи решения, соответствующие модели гармонических квадрупольных колебаний и модели аксиально-симметричного ротатора, совершающего малые колебания относительно равновесной формы.

2.3. Когерентные состояния

Как известно, когерентные состояния дают наиболее близкое к классическому описание квантовой системы.

Поэтому если средние каких-либо операторов, характеризующих систему, принимают большие значения и появляется возможность описывать систему с помощью параметров, характерных для макросистем /например, деформация ядра/, то в таких случаях когерентные состояния будут давать очень хорошее описание.

В работе /12/ получено обобщение данного Глаубером определения когерентных состояний на случай произвольных компактных и некомпактных групп. Например, для группы SU(2) когерентное состояние записывается следующим образом /13/:

$$|a\rangle = \frac{|a|^{2j}}{(1+|a|^2)^j} \sum_m \sqrt{\frac{(2j)!}{(j-m)!(j+m)!}} \alpha^m |jm\rangle,$$

где j - момент, m - проекция момента, $|jm\rangle$ - состояние с заданным моментом и проекцией, α - произвольный параметр. Для группы SU(6), если иметь в виду только ее симметрическое представление, получается следующий результат:

$$\begin{aligned} |a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6\rangle &= \frac{1}{\prod_{\mu} (1+|a_{\mu}|^2)^{N/2}} \exp\left\{ \sum_{\mu} a_{\mu} b_{2\mu}^+ \sqrt{N - \hat{N}} \right\} |0\rangle = \\ &= \frac{1}{\prod_{\mu} (1+|a_{\mu}|^2)^{N/2}} \prod_{\mu} \sum_n \sqrt{\frac{N!}{n!(N-n)!}} \frac{(b_{2\mu}^+)^n}{\sqrt{n!}} |0\rangle. \quad /6/ \end{aligned}$$

Если с помощью техники, развитой в /11/, построить бозонную реализацию группы SU(3), а такие функции, как показано в разделе 2.2, описывают сильнодеформированные ядра, которые могут вращаться и совершать малые колебания относительно равновесной формы, то в основной ротационной полосе получается следующий результат:

$$|\lambda\mu IMK\rangle = P_{MK}^I \frac{1}{3^{1/N}} \exp\left\{ -\sqrt{2} b_{20}^+ \sqrt{N - \hat{N}} \right\} |0\rangle, \quad /7/$$

где P_{MK}^I - оператор проектирования на состояние с заданным моментом, его проекциями на лабораторную ось Z-M и внутреннюю ось K. Сравнивая /7/ и /6/, мы

видим, что $|\lambda \mu 1MK\rangle$ представляет собой проекцию когерентного состояния группы $SU(6)$ ($a_1 = a_{-1} = a_2 = a_{-2} = 0$, $a_0 = -\sqrt{2}$ на состояние с заданным моментом и его проекциями. Таким образом, внутренние состояния сильно-деформированных ядер являются когерентными состояниями.

3. ЭНЕРГИИ КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ И ВЕРОЯТНОСТИ E2-ПЕРЕХОДОВ В ИЗОТОПАХ 168,170,172 Yb И 174,176 Hf

С помощью гамильтониана /1/ и оператора квадрупольного момента /1a/ были рассчитаны спектры коллективных возбуждений и вероятности E2-переходов в ядрах 168,170,172Yb и 174,176Hf, для которых накоплен большой экспериментальный материал.

3.1. Выбор параметров

Для всех рассматриваемых ядер мы полагали $N=15$, что соответствует учету 30 активных нуклонов. Вместо шести свободных параметров в гамильтониане мы использовали лишь четыре: x_1, x_2, x_3, x_4 , связанных с параметрами гамильтониана /1/ следующим образом:

$$h_1 = x_1(6x_2 - x_3), \quad h_2 = \frac{x_1 x_4}{\sqrt{5}}, \quad h_3 = -\sqrt{3} x_1(3.73 + x_4),$$

$$h_{40} = -6x_1 x_2, \quad h_{42} = -3x_1 x_2, \quad h_{44} = 4x_1 x_2.$$

Введение большего числа свободных параметров фактически не влияло на результаты. Еще один свободный параметр, w_1/w_2 , входил в расчеты отношений вероятностей E2-переходов. В табл. 2 приведены значения параметров, использованные в расчетах. Видно, что лишь параметр x_3 существенным образом меняется в пределах изотопов одного элемента. Это можно объяснить

Таблица 2
 Параметры коллективного гамильтониана

идро	x_1 (в мэд)	x_2	x_3	x_4	\bar{w}_1/\bar{w}_2
I68 _{у8}	.0327	.393	1.9	-2.05	.825
I70 _{у8}	.0316	.442	6.7	-2.6	1.16
I72 _{у8}	.0289	.396	14,7	-2.94	-1.16
I74 _{н7}	-.1617	-.647	14.18	-1.72	.1935
I76 _{н7}	-.102	-.797	21.2	-1.32	0

тем, что, как показано в /11/, χ_3 связан с одноквази-частичной частью микроскопического гамильтониана и поэтому может существенным образом изменяться при сдвиге химического потенциала.

3.2. Обсуждение результатов

Результаты расчета энергий и вероятностей E2-переходов, полученные при точной диагонализации гамильтониана /1/, приведены на рисунках 2 и 3 и в табл. 3 вместе с экспериментальными данными.

В хорошем согласии с экспериментом находятся энергии состояний основной полосы до значений $I=10, 12$ и β -и γ -полос - до $I=6, 7$. Что касается расхождения между теоретическими и экспериментальными результатами, то следует отметить, что теоретические значения энергий систематически превышают экспериментальные. Кроме того, для уровней β -полосы теоретические результаты находятся в худшем согласии с экспериментальными, чем для других полос. Это можно объяснить влиянием не учтенных нами степеней свободы ядра, связанных с парными корреляциями. Обнаруженная на эксперименте, но не воспроизведенная теоретически нерегулярность в энергиях уровней γ -полосы ^{176}Hf , видимо, объясняется влиянием находящейся в этой же области энергий ротационной полосы, построенной на O^+ /1293 кэВ/ - состоянии, которое не принадлежит коллективной квадрупольной ветви возбуждений /13/.

На рис. 4 показаны вклады компонент с различными числами квадрупольных бозонов в волновые функции ряда состояний ^{172}Yb . Из рисунка видно, что соотношения между вкладами различных компонент являются общими для всех уровней одной полосы. Распределение по числам фононов для β -полосы отличается от распределения для основной полосы проявлением узла при $n=8$. Это легко объяснить, если вспомнить, что n можно считать приближенно пропорциональным квадрату переменной деформации β . Волновая функция основного состояния сильнодеформированного ядра следующим образом зависит от β : /14/

Таблица 3
Отношения вероятностей E2-переходов

Ядро	$B(E2; I \rightarrow I')/B(E2; J \rightarrow J')$					
Yb^{168}	$2p \rightarrow 4g$	$4p \rightarrow 4g$	$4r \rightarrow 4g$	$2r \rightarrow 2g$	$6g \rightarrow 6g$	$2g \rightarrow 4g$
	$0g \rightarrow 2p$	$2g \rightarrow 4p$	$2g \rightarrow 4r$	$0g \rightarrow 2r$	$4g \rightarrow 4r$	$0g \rightarrow 2g$
эксп.	< 30	6.67 : 3.3	5.01, 3.24	0.46, 0.35	10.8 : 2.8	0.54
теор.	18.0	10.0	3.8	0.38	7.0	0.51
Yb^{170}	$2g \rightarrow 4g$	$4r \rightarrow 6g$	$2g \rightarrow 2r$			
	$0g \rightarrow 2g$	$2g \rightarrow 4r$	$0g \rightarrow 2r$			
эксп.	0.514	0.884	0.364			
теор.	0.51	0.87	0.336			
Yb^{172}	$2g \rightarrow 4g$	$6r \rightarrow 8g$	$4g \rightarrow 6g$	$2g \rightarrow 2p$	$2g \rightarrow 2r$	$2r \rightarrow 4g$
	$0g \rightarrow 2i$	$4r \rightarrow 6g$	$2g \rightarrow 4g$	$0g \rightarrow 2p$	$0g \rightarrow 2r$	$2r \rightarrow 2g$
эксп.	0.54	0.78	0.78	0.24	0.28, 0.34	0.10
теор.	0.5	0.89	0.85	0.28	2	0.063
Yb^{172}	$2r \rightarrow 2p$	$2p \rightarrow 4r$	$4r \rightarrow 4g$			
	$2r \rightarrow 0p$	$2g \rightarrow 2p$	$4r \rightarrow 2g$			
эксп.	.72 : .3	2.0, 2.7	1.7			
теор.	.47	2.1	1.9			
Hf^{174}	$2p \rightarrow 2g$	$2g \rightarrow 2p$	$2p \rightarrow 4g$	$4g \rightarrow 4p$	$4p \rightarrow 6g$	$6g \rightarrow 6g$
	$0p \rightarrow 2g$	$0g \rightarrow 2p$	$2p \rightarrow 2p$	$2g \rightarrow 4p$	$4p \rightarrow 4r$	$4g \rightarrow 6p$
эксп.	1.14 : 1.15	0.34, 0.47	1.01 : 1.1 2.3 : 2.4	1.72, 1.98	3.4 : 3 2.7 : 2.6	3.13
теор.	0.27	0.41	2.61	1.07	2.79	2.26
Hf^{174}	$4p \rightarrow 6g$	$0g \rightarrow 2g$				
	$4r \rightarrow 6p$	$0g \rightarrow 2r$				
эксп.	306 : 232	0.45, .87				
теор.	43	0.68				
Hf^{176}	$2i \rightarrow 2p$	$2p \rightarrow 4g$	$2r \rightarrow 4g$	$2g \rightarrow 2r$	$2g \rightarrow 4p$	$0g \rightarrow 2p$
	$0i \rightarrow 2p$	$2g \rightarrow 2p$	$2g \rightarrow 2r$	$0g \rightarrow 2r$	$4r \rightarrow 4p$	$0g \rightarrow 2g$
эксп.	> 0.24, 0.37	2.55	0.13	0.26	0.89	0.004
теор.	0.39	2.26	0.11	0.23	1.01	0.03
Hf^{176}	$2g \rightarrow 4g$	$0g \rightarrow 2r$	$4p \rightarrow 6g$	$4g \rightarrow 6p$	$6p \rightarrow 8g$	$6g \rightarrow 8p$
	$0g \rightarrow 2g$	$0g \rightarrow 2g$	$4g \rightarrow 4p$	$6g \rightarrow 6p$	$6g \rightarrow 6p$	$8p \rightarrow 8p$
эксп.	0.52	0.013	2.56	0.90	2.86	1.48
теор.	0.51	0.030	2.28	0.41	1.78	0.16

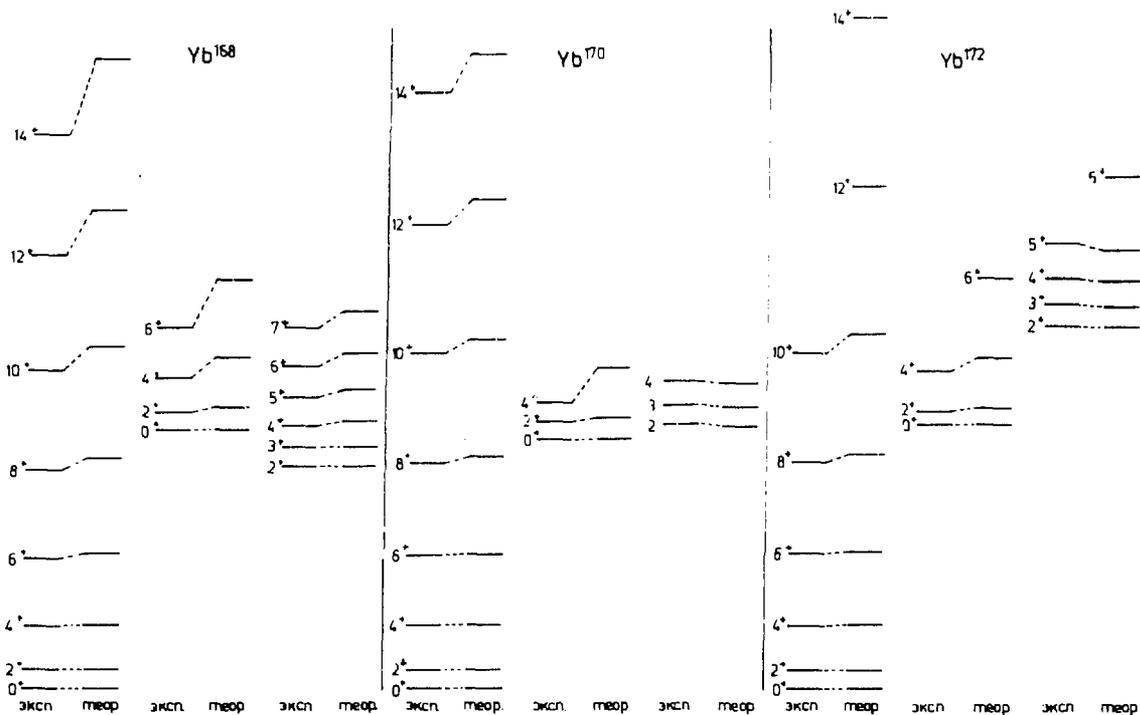


Рис. 2. Спектр коллективных состояний изотопов $^{168}, ^{170}, ^{172}Yb$.

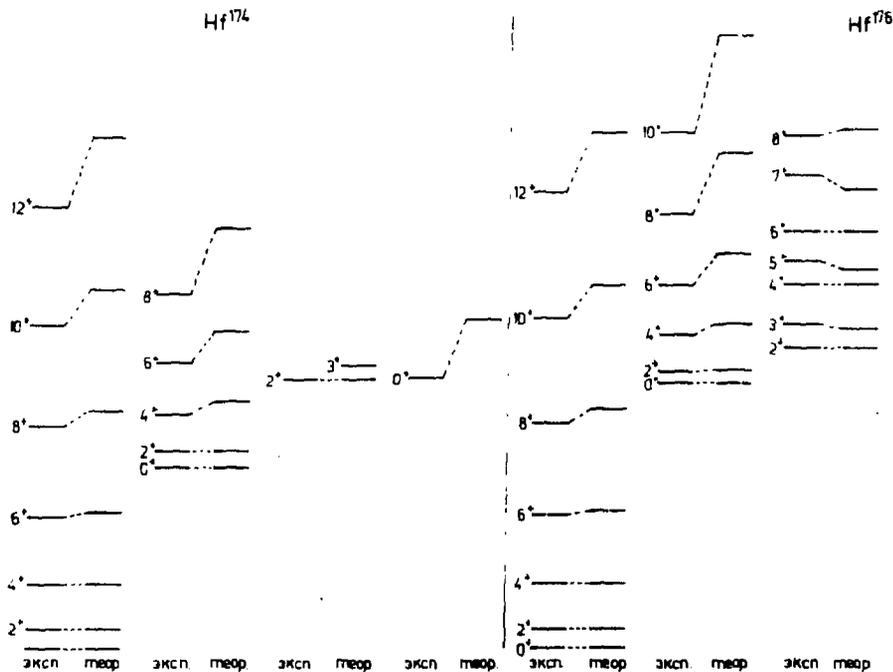


Рис. 3. Спектр коллективных состояний изотопов $^{174,176}Hf$.

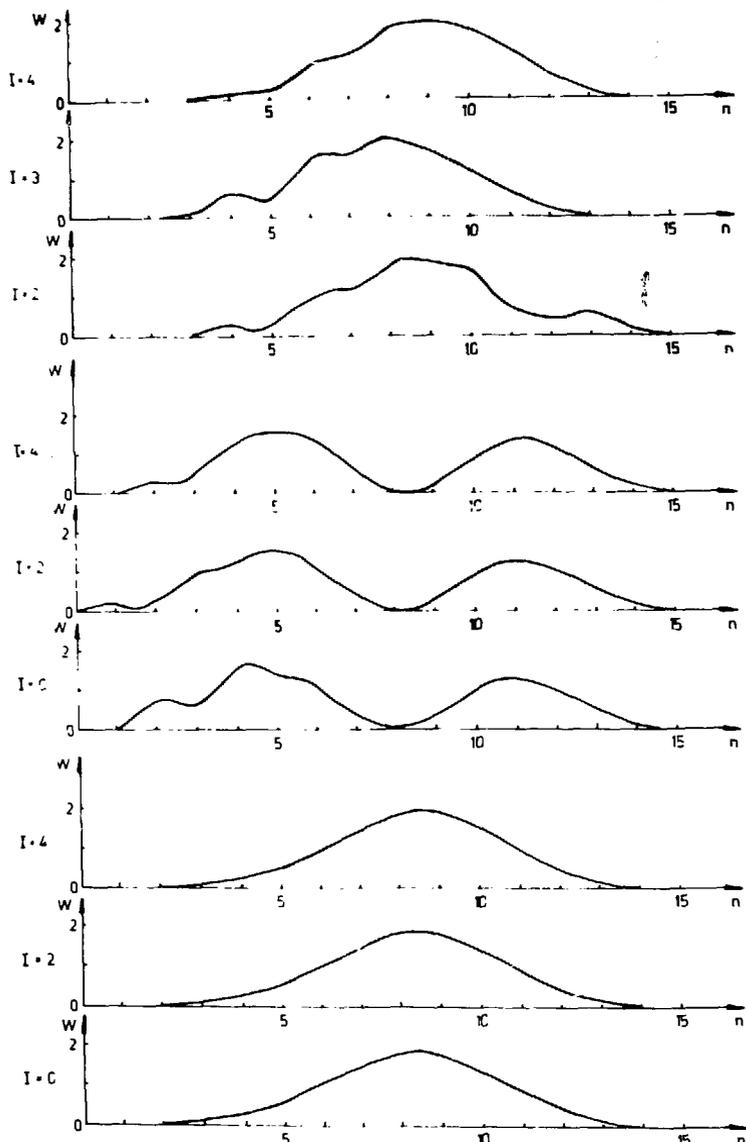


Рис. 4. Вклады (W) компонент с различными числами (n) квадрупольных фонов в волновые функции коллективных состояний ^{172}Yb .

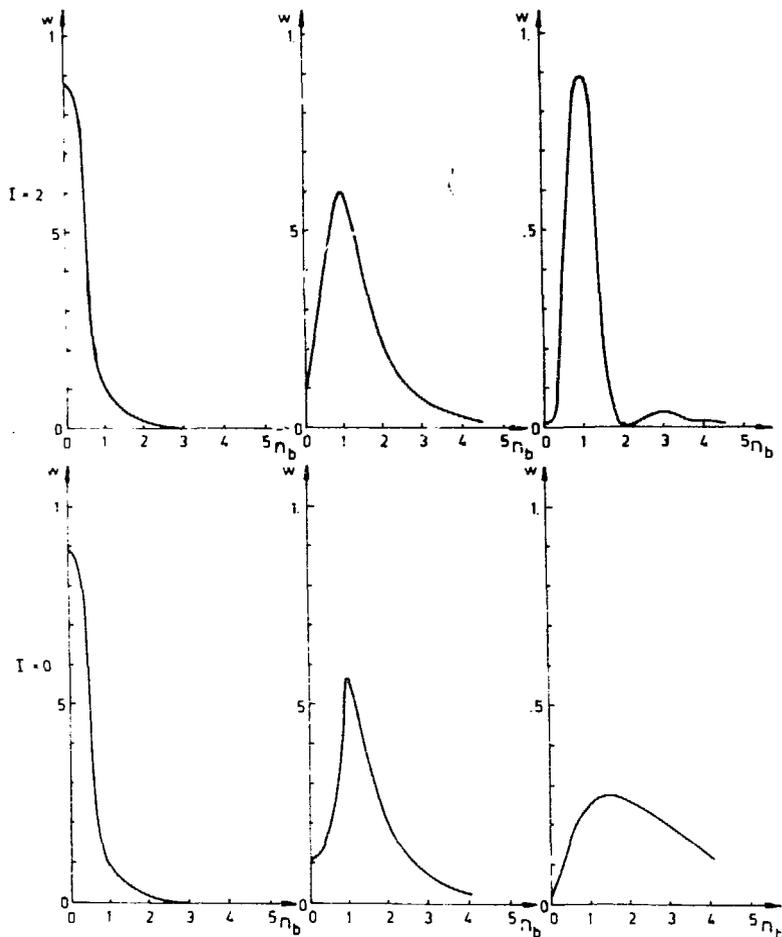


Рис. 5. Вклады (W) компонент с различными числами (n_b) внутренних фононов в волновые функции коллективных состояний.

$$- \exp \left\{ - \frac{1}{2\beta_{00}^2} (\beta - \beta_0)^2 \right\}.$$

Для β -полосы зависимость от β такая:

$$- (\beta - \beta_0) \exp \left\{ - \frac{1}{2\beta_{00}^2} (\beta - \beta_0)^2 \right\},$$

что и объясняет появление узла в распределении по n .

На рис. 5 показаны вклады компонент с различными числами n_b внутренних бозонов в волновые функции ряда состояний $17^2 \gamma$ с $I = 0$ и 2. Видно, что нижайшие состояния с $I = 0$ и 2 - практически бесфононные. Следующие состояния на 60%- однофононные, но в них есть заметные двухфононные примеси /20%/. Третье состояние с $I = 2$, лежащее в основании γ -полосы, - однофононное. Третье состояние с $I = 0$, которое в идеальном случае было бы двухфононным, имеет сложную структуру.

Что касается вероятностей E2-переходов, то за исключением переходов между β - и основной полосами в 17^6 III при $I > 4$ согласно с экспериментом /15/ вполне удовлетворительное.

Литература

1. С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский. ЯФ, 11, 741 /1970/; 17,525 /1973/; В.Г.Зелевинский, М.И.Штокман. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 2577 /1972/.
2. E.R.Marshalek. Phys.Rev., 139B, 1770 (1965);
3. D.Karadjov, I.N.Mikhailov, J.Piperova. Phys.Lett., 46B, 135 (1973).
4. А.П.Будник, А.А.Сергун. ЯФ, 19, 979 /1974/.
5. G.Gneuss, W.Greiner. Nucl.Phys., A171, 449 (1971).
6. I.Weaver, I.G.Biedenbarn. Nucl.Phys., A185, 1 (1972).
7. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, Д.Янссен. ТМФ, 20, 112 /1974/.
8. D.Jensen, R.V.Jolos, F.Dönaу. Nucl.Phys., A209, 170 (1974).
9. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, Д.Янссен. ЯФ, 20, вып. 2 /1974/.
10. Е.В.Гай. ЯФ, 19, 83 /1974/.
11. M.Harvey. Advances in Nuclear Physics, vol. 1. Plenum Press, New York, 1968.
12. А.М.Переломов. Commun.Math.Phys., 26, 222 (1972).
13. T.L.Khoo, J.C.Waddington, Z.Preibisz, M.W.Jones. Nucl.Phys., A202, 289 (1973).
14. А.С.Давыдов. Возбужденные состояния атомных ядер. Атомиздат, 1967.
15. F.S.Stephens, N.M.Lark and R.M.Diamond. Nucl.Phys., 63, 82 (1965); J.Borggreen, N.J.S.Hansen, J.Pedersen et al. Nucl.Phys., 96, 561 (1967); K.Wien. Z.Phys., 216, 1 (1968); R.O.Sayer, P.H.Stelson, F.K.McGowen et al. Phys.Rev., C1, 1525 (1970); H.Ejiri and G.B.Hagemann. Nucl.Phys., A161, 449 (1971). T.Hammer, H.Ejiri and G.B.Hagemann. Nucl.Phys., A202, 321 (1973);

*M.T.Gillin and N.F.Peek. Phys.Rev., C4, 1334 (1971);
Р.Брода, В.Валюсь, И.Звольски и др. Изв. АН СССР,
сер. физ., 35, 707 /1971/.*

*Рукопись поступила в издательский отдел
18 октября 1974 года.*

Нет ли пробелов в Вашей библиотеке?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

- | | | | | |
|-----------|--|----------|------|-------|
| 16-4888 | Дозиметрия излучений в физика защиты ускорителей заряженных частиц. Дубна, 1969. | 250 стр. | 2 р. | 64 к. |
| Д-6004 | Бинарные реакции адронов при высоких энергиях. Дубна, 1971. | 768 стр. | 7 р. | 60 к. |
| Д13-6210 | Труды VI Международного симпозиума по ядерной электронике. Варшава, 1971. | 372 стр. | 3 р. | 67 к. |
| Д10-6142 | Труды Международного симпозиума по вопросам автоматизации обработки данных с пузырьковых вискровых камер. Дубна, 1971. | 564 стр. | 6 р. | 14 к. |
| Д-6465 | Международная школа по структуре ядра. Алушта, 1971. | 525 стр. | 5 р. | 85 к. |
| Д-6840 | Материалы II Международного симпозиума по физике высоких энергий в элементарных частиц. Штрбске Плесо, ЧССР, 1972. | 398 стр. | 3 р. | 96 к. |
| Д2-7161 | Нелокальные, нелинейные и зеренормируемые теории поля. Алушта, 1973. | 280 стр. | 2 р. | 75 к. |
| | Глубоконеупругие и множественные процессы. Дубна, 1973. | 507 стр. | 5 р. | 66 к. |
| Р1,2-7642 | Международная школа молодых ученых по физике высоких энергий. Гомель, 1973. | 623 стр. | 7 р. | 15 к. |
| Д13-7616 | Труды VII Международного симпозиума по ядерной электронике. Будапешт, 1973. | 372 стр. | 3 р. | 65 к. |

D13-7616	Proceedings of the VII International Symposium on Nuclear Electronics. Budapest, 1973.	372 pg	5.62
D10-7707	Meeting on Programming and Mathematical Methods for Solving the Physical Problems. Dubna, 1973.	564 pg	8.23
D3-7991	Proceedings of the II International School on Neutron Physics. Alushta, 1974.	554 pg	4.35
D1,2-7781	Proceedings of the III International Symposium on High Energy and Elementary Particle Physics. Sinaia, Romania, 1973.	478 pg	7.29

Orders for the above-mentioned books can be sent at the address:

Publishing Department, JINR

Head Post Office, P.O. Box 79

101000 Moscow, USSR.



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 физики твердого тела

Условия обмена

Препринты и сообщения ОИЯИ рассылаются бесплатно, на основе взаимного обмена, университетам, институтам, лабораториям, библиотекам, научным группам и отдельным ученым более 50 стран.

Мы ожидаем, что получатели изданий ОИЯИ будут сами проявлять инициативу в бесплатной посылке публикаций в Дубну. В порядке обмена принимаются научные книги, журналы, препринты и иного вида публикации по тематике ОИЯИ.

Единственный вид публикаций, который нам присылать не следует, - это репринты /оттиски статей, уже опубликованных в научных журналах/.

В ряде случаев мы сами обращаемся к получателям наших изданий с просьбой бесплатно прислать нам какие-либо книги или выписки для нашей библиотеки научные журналы, издающиеся в их странах.

Отдельные запросы

Издательский отдел ежегодно выполняет около 3 000 отдельных запросов на высылку препринтов и сообщений ОИЯИ. В таких запросах следует обязательно указывать индекс запрашиваемого издания.

Адреса

Письма по всем вопросам обмена публикациями, а также запросы на отдельные издания следует направлять по адресу:

*101000 Москва,
Главный почтамт, п/я 79.
Издательский отдел
Объединенного института
ядерных исследований.*

Адрес для посылки всех публикаций в порядке обмена, а также для бесплатной подписки на научные журналы:

*101000 Москва,
Главный почтамт, п/я 79.
Научно-техническая библиотека
Объединенного института
ядерных исследований.*

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Заказ 18813. Тираж 615. Уч.-изд. листов 1,1.

Редактор Н.Н.Зрелова.

Подписано к печати 29.11.74 г.