



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3230/2-81

29/6-81

P4-81-180

Б.А.Аликов, К.М.Муминов, Р.Г.Назмитдинов,
Чан Зуй Кхыонг

НИЗКОЛЕЖАЩИЕ ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ
 ^{131}La И $^{131,133}\text{Ba}$ В РАМКАХ
КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННОЙ МОДЕЛИ

Направлено в "Изв. АН СССР, сер. физ."
и на XXXI Совещание по ядерной спектроскопии
и структуре атомного ядра /Самарканд, 1981/

1981

В настоящее время ведутся интенсивные экспериментальные и теоретические исследования ядер с $A \sim 130$ ^{1-7/}. Рассматриваемые нами изотопы $^{131,133}\text{Ba}$ и ^{131}La этой области относятся к переходным от сферических к деформированным.

В работе Куриاما и др.^{3/} отмечается, что свойства ядра ^{133}La можно описать в предположении его неаксиальной деформации ($\gamma = 23,5^\circ$). Такую же деформацию можно ожидать в ^{131}La . Проведенные в последние годы теоретические исследования свойств переходных ядер показали, что подход к описанию их низковозбужденных состояний может быть различным:

1/ использование сферического базиса при расчете одноквази-частичных состояний с дальнейшим включением взаимодействия "квазичастица + фонон";

2/ расчет свойств этих ядер в предположении у них неаксиальной деформации;

3/ расчет свойств этих ядер в предположении у них аксиальной деформации с дальнейшим включением взаимодействия "квазичастица + фонон", кориолисова взаимодействия.

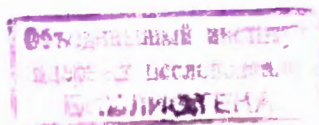
Последний подход, однако, применяется лишь в тех случаях, когда в экспериментальных спектрах излучения ядер наблюдаются "квазиротационные" полосы или вращательные полосы с большим коэффициентом развязки.

Использование 1 и 2 подходов при изучении одних и тех же ядер часто приводит к сравнимым результатам. Поэтому в настоящее время нет определенных указаний для выбора возможности использования 1 или 2 подхода в конкретных случаях.

На наш взгляд, этот вопрос можно было бы решить на основе конкретных расчетов не только энергий возбужденных уровней ядер переходных областей, но и расчетов вероятности переходов, разряжающих эти состояния, и сопоставления их с экспериментом. Наши недавние исследования периодов полураспада низковозбужденных состояний ядер $^{131,133}\text{Ba}$ и ^{131}La позволили получить сведения об их временах жизни и вероятностях переходов с низковозбужденных состояний. Этим исследованиям посвящены работы^{6,7/}.

МОДЕЛЬ И ПАРАМЕТРЫ РАСЧЕТА

В рамках квазичастично-фононной модели, развитой в группе В.Г.Соловьева^{8/}, рассчитывались спектры возбужденных состояний ядер $^{131,133}\text{Ba}$, ^{131}La , а также вероятности электромагнитных переходов.



Волновая функция, описывающая возбужденные состояния сферических нечетных ядер, выбирается в виде ^{18/}

$$\Psi_{\nu}(JM) = C_{JM}^{\nu} \{ a_{JM}^{+} + \sum_{\lambda ij} \mathcal{F}_j^{\lambda i}(J_{\nu}) [a_{jm}^{+}, Q_{\lambda \mu i}^{+}]_{JM} \} \Psi_0, \quad /1/$$

где a_{JM}^{+} - оператор рождения квазичастицы с квантовым числом J/J означает 3 квантовых числа, характеризующих одночастичное состояние в сферическом потенциале $n l j$ /; M - проекция полного момента; $Q_{\lambda \mu i}^{+}$ - оператор фонона с моментом λ , проекцией μ и номером i ; Ψ_0 - волновая функция основного состояния четно-четного ядра. Как и в работе ^{9/}, в волновой функции /1/ нечетного ядра учитываются лишь компоненты, включающие взаимодействие квазичастицы с одним фононом.

Гамильтониан квазичастично-фононной модели включает в себя наряду с потенциалом среднего поля и спаривательным взаимодействием факторизованные мультипольные и спин-мультипольные, с изоскалярной и изовекторной компонентами, силы, которые генерируют в четно-четных ядрах фононные состояния с различными спинами и четностями. В этой модели квазичастично-фононное взаимодействие ответственно за смешивание различных мод возбуждения, что приводит к распределению силы одночастичных состояний по ядерным уровням, т.е. к фрагментации.

В работе ^{10/} получены уравнения для энергий и структурных коэффициентов C_{JM}^{ν} и $\mathcal{F}_j^{\lambda i}(J_{\nu})$ с учетом точных коммутационных соотношений между операторами рождения и уничтожения квазичастиц a_{JM}^{+} и фононов $Q_{\lambda \mu i}^{+}$.

Вид этих уравнений следующий:

$$\epsilon_j - \eta_{J\nu} - \frac{1}{2} \sum_{\lambda ij} \frac{\Gamma(Jj\lambda i) \{1 + \mathcal{L}(Jj\lambda i)\}}{\epsilon_j + \omega_{\lambda i} - \eta_{J\nu} - R(Jj\lambda i)} = 0, \quad /2/$$

$$\mathcal{F}_j^{\lambda i}(J_{\nu}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Gamma(Jj\lambda i)}{\epsilon_j - \eta_{J\nu} + \omega_{\lambda i} - R(Jj\lambda i)}. \quad /3/$$

Функции $R(Jj\lambda i)$ и $\mathcal{L}(Jj\lambda i)$ довольно громоздки. Они зависят от структуры фонона λi , и их вид мы здесь приводить не будем, см. работу ^{10/}.

$$\Gamma(Jj\lambda i) = \left(\frac{2\lambda + 1}{2J + 1} \right)^{1/2} \frac{f_{JJ}^{\lambda} v_{JJ}^{(\mp)}}{\sqrt{y_{\tau}^{\lambda i}}}. \quad /4/$$

Коэффициент $y_{\tau}^{\lambda i}$ можно рассчитать из условия нормировки волновой функции:

$$(C_{JM}^{\nu})^2 \{ 1 + \sum_{\lambda ij} [\mathcal{F}_j^{\lambda i}(J_{\nu})]^2 (1 + \mathcal{L}(Jj\lambda i)) \} = 1. \quad /5/$$

В уравнениях /2/-/4/ использованы следующие обозначения: ϵ_j - энергия одночастичного состояния; $\omega_{\lambda i}$ - энергия однофононного состояния; f_{JJ}^{λ} - одночастичный матричный элемент мультипольного /или спин-мультипольного/ оператора, величина $y_{\tau}^{\lambda i}$ характеризует "коллективность" фонона, она минимальна для нижайшего квадрупольного и октупольного фононов.

$$v_{j_1 j_2}^{(\mp)} = u_{j_1} u_{j_2}^{\mp} v_{j_1} v_{j_2},$$

где u_j, v_j - коэффициенты преобразования Боголюбова; верхний знак у $v_{j_1 j_2}^{(\mp)}$ соответствует мультипольным фононам λ_i ; нижний - спин-мультипольным. Параметры одночастичного потенциала Вудса-Саксона для нейтронов и протонов приведены в табл.1.

Таблица 1

A	N,Z	r_0 , Фм	V_0 , МэВ	κ , Фм ²	α , Фм ⁻¹	$G_{N,Z}$ МэВ
131	N = 74	1,26	44,2	0,346	1,587	0,128
131	Z = 57	1,24	58,8	0,354	1,587	0,124

Расчеты энергий одночастичных состояний и приведенных матричных элементов были выполнены с помощью программы REDMEL, реализующей численный метод решения уравнения Шредингера для сферически-симметричного потенциала, предложенный в работе ^{11/}. При решении уравнений /2/-/4/ учитывались одночастичные связанные и квазисвязанные состояния от дна потенциальной ямы до энергии ~20 МэВ.

Характеристики квадрупольных и октупольных фононов определялись из условия оптимального описания энергий возбужденных состояний ядер ^{131,133}Ba и ¹³¹La с помощью программы RPAS^{12/}.

При этом энергии 2_1^{+} и 3_1^{-} -уровней в соседних четно-четных ядрах систематически получались завышенными. Это приводило к уменьшению коллективности данных состояний, что обусловило завышенное значение эффективного заряда при вычислении электрических переходов.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Следует сразу подчеркнуть, что рассматриваемые ядра по своим свойствам относятся к переходным, между сферическими и де-

Таблица 2

I	E _{ЭКСП}	E _{ТЕОР}	СТРУКТУРА
1	2	3	4
^{131}Ba			
1/2+	0	0	82.14% $3s_{1/2+}$ + 9.04% $[2d_{3/2}^{\otimes 2+}]_{1/2+}$ + 7.35% $[2d_{5/2}^{\otimes 2+}]_{1/2+}$
3/2+	108	89	79.99% $2d_{3/2+}$ + 8.71% $[2d_{3/2}^{\otimes 2+}]_{3/2+}$ + 6.12% $[3s_{1/2}^{\otimes 2+}]_{3/2+}$
9/2-	188	148.5	99.90% $[1h_{11/2}^{\otimes 2+}]_{9/2-}$
11/2-	287.4	216.7	97.94% $1h_{11/2-}$
5/2+	317	1180.3	47.36% $2d_{5/2+}$ + 26.09% $[2d_{3/2}^{\otimes 2+}]_{5/2+}$ + 12.60% $[3s_{1/2}^{\otimes 2+}]_{5/2+}$
3/2+	285	1704.9	1.59% $2d_{3/2+}$ + 72.43% $[2d_{3/2}^{\otimes 2+}]_{3/2+}$ + 25.65% $[3s_{1/2}^{\otimes 2+}]_{3/2+}$
5/2+		1765.5	10.28% $2d_{5/2+}$ + 72.0 % $[2d_{3/2}^{\otimes 2+}]_{5/2+}$ + 11.62% $[3s_{1/2}^{\otimes 2+}]_{5/2+}$
7/2+	544.2	1827.6	63.75% $1g_{7/2+}$ + 20.39% $[2d_{3/2}^{\otimes 2+}]_{7/2+}$ + 12.16% $[1g_{7/2}^{\otimes 2+}]_{7/2+}$
3/2+		2013.2	10.51% $2d_{3/2+}$ + 67.80% $[3s_{1/2}^{\otimes 2+}]_{3/2+}$ + 18.46% $[2d_{3/2}^{\otimes 2+}]_{3/2+}$
1/2+	360	2187.9	6.16% $3s_{1/2+}$ + 89.68% $[2d_{3/2}^{\otimes 2+}]_{1/2+}$ + 3.84% $[2d_{5/2}^{\otimes 2+}]_{1/2+}$

Таблица 2 /продолжение/

1	2	3	4
^{133}Ba			
1/2+	0	0	73.19% $3s_{1/2+}$ + 16.0 % $[2d_{3/2}^{\otimes 2+}]_{1/2+}$ + 10.10% $[2d_{5/2}^{\otimes 2+}]_{1/2+}$
3/2+	12.3	13.1	69.55% $2d_{3/2+}$ + 14.97% $[2d_{3/2}^{\otimes 2+}]_{3/2+}$ + 9.70% $[3s_{1/2}^{\otimes 2+}]_{3/2+}$
11/2-	288.4	312.9	97.09% $1h_{11/2-}$
5/2+	291.1	1211.5	40.87% $2d_{5/2+}$ + 32.27% $[2d_{3/2}^{\otimes 2+}]_{5/2+}$ + 14.22% $[3s_{1/2}^{\otimes 2+}]_{5/2+}$
3/2+	302.3	1723.9	1.92% $2d_{3/2+}$ + 64.78% $[2d_{3/2}^{\otimes 2+}]_{3/2+}$ + 32.78% $[3s_{1/2}^{\otimes 2+}]_{3/2+}$
5/2+		1893.3	11.13% $2d_{5/2+}$ + 65.50% $[2d_{3/2}^{\otimes 2+}]_{5/2+}$ + 16.29% $[3s_{1/2}^{\otimes 2+}]_{5/2+}$
7/2+	577.6	1962.9	56.01% $1g_{7/2+}$ + 25.81% $[2d_{3/2}^{\otimes 2+}]_{7/2+}$ + 15.10% $[1g_{7/2}^{\otimes 2+}]_{7/2+}$
3/2+		2273	16.60% $2d_{3/2+}$ + 56.32% $[3s_{1/2}^{\otimes 2+}]_{3/2+}$ + 19.25% $[2d_{3/2}^{\otimes 2+}]_{3/2+}$
1/2+	539.6	2327	8.90% $3s_{1/2+}$ + 80.89% $[2d_{3/2}^{\otimes 2+}]_{1/2+}$ + 9.87% $[2d_{5/2}^{\otimes 2+}]_{1/2+}$
9/2-		2682.2	99.99% $[1h_{11/2}^{\otimes 2+}]_{9/2-}$

формированными. Об этом можно судить по относительно низким экспериментальным энергиям 2_1^+ -уровней в соседних четно-четных ядрах 300-400 кэВ.

Как показано в работах ^{/13,14/}, в таких ядрах плохо выполняется приближение хаотических фаз о малости числа квазичастиц в основном состоянии, поэтому трудно рассчитывать на хорошее количественное согласие наших расчетных данных с экспериментальными. Действительно, сравнение теоретически и экспериментально полученных значений энергий уровней табл.2/ показывает, что удовлетворительно описываются энергии лишь трех-четырех нижайших состояний. Для высоколежащих состояний получен лишь относительный порядок в расположении уровней.

Чтобы правильнее описывать спектры изучаемых ядер, необходим выход за рамки приближения хаотических фаз. По крайней мере следует включить в волновую функцию /1/ более сложные компоненты ^{/16/} и учесть ангармоничность колебаний четно-четного остова.

В табл.2 приведены значения рассчитанных энергий возбужденных состояний ядер ^{131,133}Ba и соответствующая им структура волновых функций. Из таблицы видно, что уже основное и первое возбужденное состояния в ядрах ^{131,133}Ba имеют значительный вклад /20-30%/ примесей соответствующих взаимодействий типа квазичастица + фонон, которые могут дать существенный вклад в вероятности E2-переходов. Состояние $11/2^-$ как в ¹³³Ba, так и в ¹³¹Ba оказывается практически одноквазичастичным. В спектре ¹³¹Ba наблюдается низколежащий уровень $9/2^-$ /188 кэВ/, как видно из табл.2, это уровень, относящийся к мультиплету $[1h_{11/2} \otimes 2_1^+]$. Сильное понижение энергии уровня $9/2^-$ в ¹³¹Ba относительно невозмущенного положения объясняется влиянием принципа Паули, учет которого в данном случае резко улучшает согласие с экспериментом. Для высоколежащих состояний наблюдается довольно сложная структура. При этом возможна значительная фрагментация различных состояний, например, состояние $[2d_{3/2} \otimes 2_1^+]_{3/2^+}$ распределилось по трем уровням.

Результаты расчетов в ¹³¹La оказались неудовлетворительными. При выбранных значениях параметров в структуру основного состояния подавляющий вклад дают компоненты α^+Q^+ , что указывает на неприменимость в этом ядре используемого нами относительно простого варианта квазичастично-фононной модели.

С помощью рассчитанных волновых функций вычислялись вероятности электромагнитных переходов, разряжающих первое возбужденное состояние в рассматриваемых ядрах.

Факторы задержки E2-компонента этих переходов в случае ¹³¹Ba и ¹³¹La равны 5,5 и 5,2 соответственно. При этом в расчетах учитывался эффективный заряд для нейтронов $e_{эф.н} = 0,3/$.

Попытка рассчитать вероятности M1-компонентов рассматриваемых переходов была предпринята на примере ядра ¹³³Ba. Необходимо отметить, что переход $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ /12,3 кэВ/ в этом ядре является ℓ -запрещенным типа $2d_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ ^{/6/}. Это означает, что M1-переходы между этими состояниями в данной модели могут быть обусловлены примесями 1^+ -фононов в волновой функции /1/. Описанный расчет показал, что полученная величина приведенной вероятности чрезвычайно мала. Это говорит о том, что снятие ℓ -запрета данного перехода невозможно объяснить в рамках используемой нами модели с волновой функцией /1/. Снятие ℓ -запрета можно связать либо с влиянием спин-квадрупольных сил ^{/15/} на структуру 1^+ -фононов, либо с поляризационным членом в операторе M1-перехода ^{/17/}. Эти вопросы требуют дополнительных исследований.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность Ч.Стоянову и А.И.Вдовину за полезные советы, К.Я.Громову за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Henry E.A., Meyer R.A. Phys.Rev.C, 1978, vol.18, No.4, p.1814.
2. Gizon J., Gizon A., Meyer-Ter Vehn J. Nucl.Phys., 1977, A277, p.464.
3. Kurijama A. et al. Suppl.Prog.Theor.Phys., 1975, 58.
4. Deleplunqe M.A. et al. Nucl.Phys., 1973, A207, p.565.
5. Meyer-Ter-Vehn J. Nucl.Phys., 1975, A249, p.111.
6. Андрейчев В. и др. ЯФ, 1979, т.29, вып.4, с.849.
7. Андрейчев В. и др. ОИЯИ, Р6-12622, Дубна, 1979.
8. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
9. Dambasuren D. et al. J.Phys.G. Nucl.Phys., 1976, vol.2, No.1, p.25.
10. Chan Zuy Khuong et al. J.Phys.G. Nucl.Phys., 1981, vol.7, No.1, p.151.
11. Bang J. et al. Nucl.Phys., 1976, v.A261, No.1, p.59.
12. Стоянов Ч., Юдин И.П. ОИЯИ, Р4-11076, Дубна, 1977.
13. Соловьев В.Г. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1980, 44, с.1938.
14. Нестеренко В.О. и др. ЯФ, 1980, т.32, вып.5/11/, с.1209.
15. Пономарев В.Ю., Вдовин А.И. ОИЯИ, Р4-80-392, Дубна, 1980.
16. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1980, A342, No.2, p.261.
17. Бор А., Моттельсон В. Структура атомного ядра. "Мир", М., 1971, т.1.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 марта 1981 года.