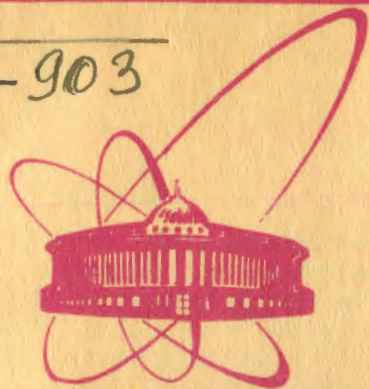


Б-903



†
•
•
объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

729/2-81

23/41-81

P6-81-565

М.Будзынски, Н.А.Лебедев, Г.И.Лизурей,
Т.М.Муминов, Р.Г.Назмитдинов, Я.Саржински,
Т.Хазратов, А.Б.Халикулов

СВОЙСТВА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ¹³⁵La

Направлено в журнал "Nukleonika"

1981

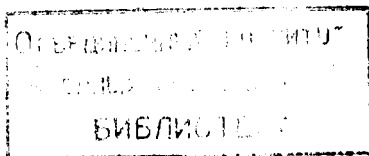
1. ВВЕДЕНИЕ

Свойства возбужденных состояний ^{135}La относительно хорошо изучены как при радиоактивном распаде ^{135}Ce ^{/1-9/}, так и в ядерных реакциях с тяжелыми ионами^{/10/}. Спины основных состояний ^{135}Ce (1/2) и ^{135}La (5/2) измерены методом магнитного резонанса в атомных пучках^{/11/}. Абдул-Малеком и Нейманом^{/7/} на основе исследования спектров γ -лучей, возникающих при распаде моноизотопного источника ^{135}Ce , была предложена схема уровней ^{135}La . Позднее^{/8,9/}, с применением безжелезного β -спектрометра $\pi\sqrt{2}$ и полупроводниковых детекторов были изучены спектры электронов внутренней конверсии, γ -лучей и γ - γ -совпадений. Предложенная Хенри и Майером^{/9/} схема уровней ^{135}La включает в себя 24 возбужденных состояния. Характерной чертой этой схемы является то, что большинство возбужденных состояний ^{135}La имеют малые значения спинов $3/2^+$ или $1/2^+$. Такое положение трудно объяснить как на основе оболочечной модели, так и на основе моделей, учитывающих взаимодействие одноквазичастичных состояний с квадрупольными колебаниями остова ядра, поэтому требуются дополнительные исследования структуры состояний с малыми значениями спина.

В работе^{/10/} в результате изучения реакции (HI, γ) установлена "ирраст" полоса с головным уровнем $h_{11/2}$ в нечетных изотопах лантана. Уровень с энергией 1379 кэВ ($I^\pi = 15/2^-$) в ^{135}La авторами^{/10/} приписан к этой полосе. Появление данной полосы в нечетных изотопах La объясняется на основе предположения о том, что изотопы La имеют "вытянутую" деформацию в этих возбужденных состояниях.

Измерению времен жизни возбужденных состояний 119, 206, 265 и 300 кэВ посвящены работы^{/12-14/}. Жуком и др.^{/15/} изучались угловые корреляции γ -лучей каскадов 576-206, 666-206, 607-265 и 571-300 кэВ. На основе этих результатов приписаны квантовые характеристики $5/2^+$, $3/2^+$ и $1/2^+$ уровням 206, 265 и 300 кэВ соответственно. Следует заметить, что спины ряда высоковозбужденных состояний до сих пор однозначно не установлены.

Нами измерялись угловые корреляции γ -лучей для 10 каскадов в ^{135}La . Определены спины некоторых уровней и мультипольности ряда переходов.



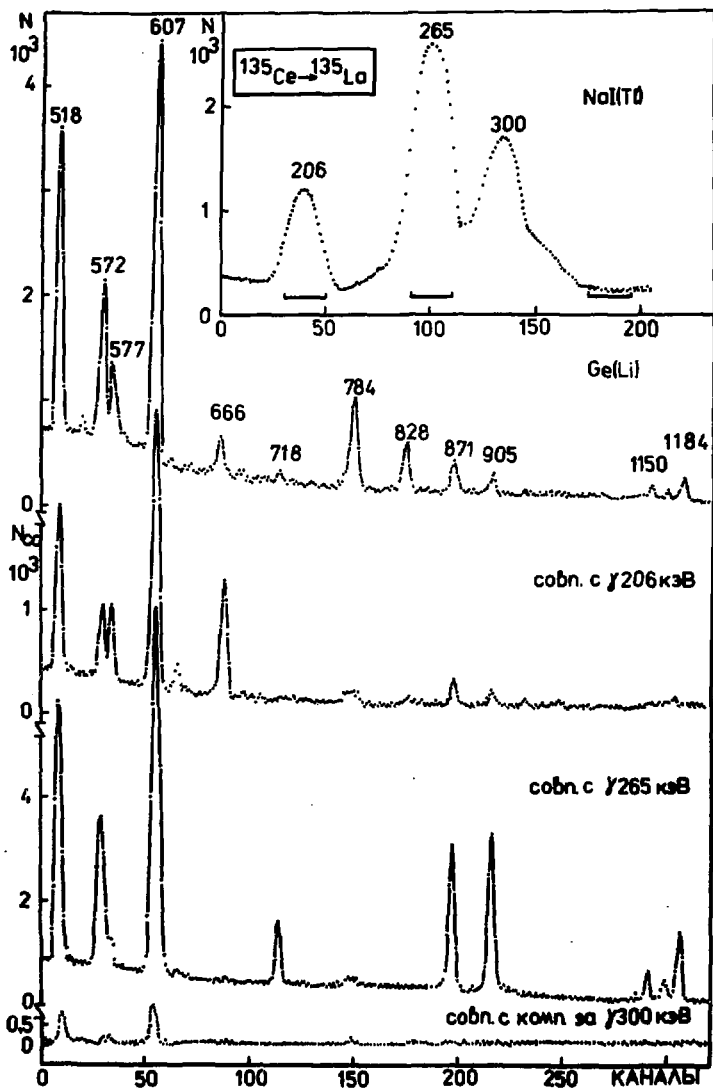


Рис.1. Спектры γ -лучей и спектры совпадений ^{135}La /на вставке указаны энергетические окна, с которыми измерялись совпадения γ -лучей/.

2. УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ГАММА-ЛУЧЕЙ ПРИ РАСПАДЕ $^{135}\text{Ce} \rightarrow ^{135}\text{La}$

Измерения выполнены на моноизотопном источнике ^{135}Ce , полученном методом хроматографического разделения и последующей электромагнитной сепарацией продуктов расщепления гадолиния, облученного протонами с энергией 660 МэВ на синхроциклотроне ЛЯП ОИЯИ. Алюминиевая фольга с радиоактивным источником растворялась в 0,1N растворе соляной кислоты в воде и помещалась в ампулу размером $\phi 4 \times 10$ мм.

Измерения проводились на корреляционном спектрометре, описанном в работе ^{18/}, с использованием Ge(Li) и двух сцинтилляционных детекторов для трех угловых позиций подвижных детекторов $/90^\circ - 135^\circ - 180^\circ/$. Исследовались корреляции направлений для каскадов 577-206, 666-206, 518-265, 607-265, 718-265, 905-265, 572-34, 57-265, 871-34, 57-265 и 1149-34, 57-265 кэВ.

Участки спектров γ -лучей ^{135}La и спектры совпадений, полученные в одной из серий измерений, приведены на рис.1.

Значения коэффициентов функции угловых корреляций для исследованных каскадов приведены в табл.1. Там же приведены данные, полученные в работе ^{15/}. Рассмотрение табл.1 показывает хорошее согласие наших результатов с данными этой работы.

При дальнейшем анализе результатов измерений угловых корреляций γ -лучей в ^{135}La мы использовали коэффициенты внутренней конверсии /КВК/ из работ ^{8,9/} и принимали следующие значения параметров смеси: $Q = 0,078/+19, -7/$ и $Q = 0,99/+12, -10/$ для переходов 206 и 165 кэВ соответственно.

Фрагмент схемы уровней ^{135}La приведен на рис.2.

1. Каскад 518-265 кэВ происходит между возбужденными уровнями с энергией 784, 265 и 0 кэВ в ^{135}La . Из анализа коэффициентов угловой корреляции методом Арнса-Виденбека /рис.3/ можно предположить следующие мультипольности для перехода 518 кэВ

$$M1 + (16,5_{-1,5}^{+2,5})\% E2 \text{ или } M1 + (97_{-15}^{+1,0})\% E2 \text{ с } \delta(518) < 0 \text{ при } \delta(265) > 0 \text{ и}$$

$$M1 + (1_{-1,0}^{+0,5})\% E2 \text{ или } M1 + (89 \pm 3)\% E2 \quad \delta(518) > 0 \text{ при } \delta(265) < 0.$$

Принимая предложенное Крейнсом ^{17/} значение $\delta / 265 / = +0,33/2/$, определяем мультипольность перехода 518 кэВ как $M1 = (16,5_{-1,5}^{+2,5})\% E2$.

2. Каскад 607-265 кэВ последовательно разряжает возбужденные состояния 872 и 265 кэВ на основное состояние. Уровню 872 кэВ на основе значений $\log ft$ можно приписать спины $1/2^+$ и $3/2^+$. Полученные нами значения коэффициентов угловой корреляции для этого каскада хорошо согласуются с ранее измеренными ^{15/}.

Таблица 1

Коэффициенты функции угловой корреляции γ -лучей в ^{135}La

Кванты (кэВ)	Настоящая работа		Работа /И5/	
	$A_{22}(\Delta A_{22})$	$A_{44}(\Delta A_{44})$	$A_{22}(\Delta A_{22})$	$A_{44}(\Delta A_{44})$
518-265	0,122(16)	0,000(28)		
577-206	0,121(11)	-0,023(22)	0,126(12)	-0,014(22)
607-265	-0,089(8)	-0,003(16)	-0,088(7)	-0,003(14)
666-206	0,303(17)	0,015(35)	0,294(22)	0,041(46)
718-265	-0,057(34)	-0,008(60)		
905-265	-0,215(12)	-0,028(28)		
1184-265	0,138(23)	-0,025(52)		
572-(34,5)-265	-0,007(15)	-0,028(29)		
871-(34,5)-265	-0,008(18)	-0,001(32)		
1149-(34,5)-265	0,006(24)	0,000(33)		

Таблица 2

Мультипольности некоторых переходов в ^{135}La , полученные из анализа угловых корреляций

Энергия переходов (кэВ)	Работа /9/	Мультипольность переходов		Знак σ
		Работа /И5/	Наши данные	
518	M1+(E2)		M1+(16,5 $^{+2,5}_{-1,5}$)% E2	< 0
577	M1+(E2)	M1+(12,0 \pm 0,8)% E2	M1+(7,5 \pm 0,6) % E2	> 0
607	M1+(E2)	M1+(15 \pm 6)% E2	M1+(12,5 \pm 1) % E2	> 0
666	E2+(M1)	E2+(10 \pm 3)% M1	E2+(0,8 $^{+1,0}_{-0,8}$) % M3	> 0
718	M1+E2		M1+(10 \pm 2,5) % E2	> 0
905	M1+(E2)		M1+(0,5 $^{+0,5}_{-1,5}$) % E2	> 0
1184	M1+(E2)		M1+(1,5 \pm 0,5) % E2	< 0

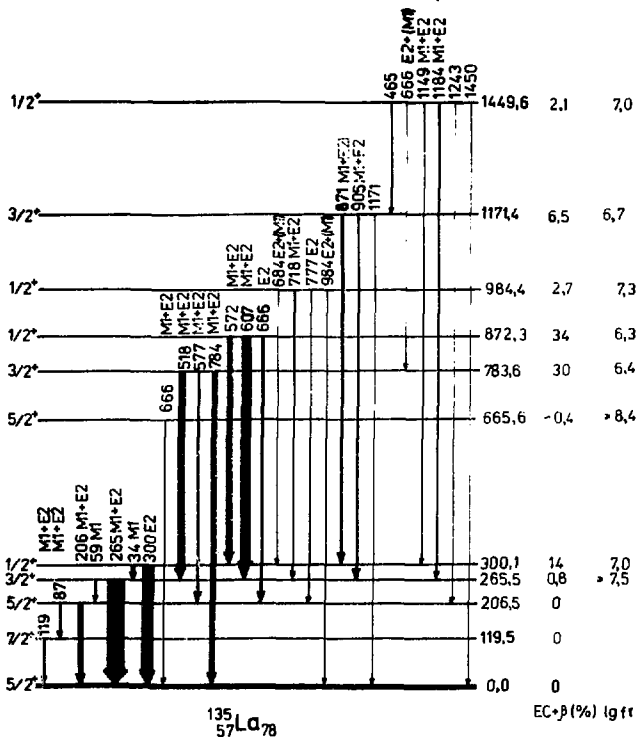


Рис.2. Фрагмент схемы уровней ^{135}La .

Однако коэффициенты A_{KK} в работе^{/15/} анализировались на основе предположения, что переход 265 кэВ чистый, $M1$. После учета параметра смеси перехода 265 кэВ получим /рис.3/ следующие значения мультипольности для перехода 607 кэВ: $M1+(12,5 \pm 1)\% E2$ или $M1+(97 \pm 1)\% E2$ с $\delta(607) > 0$ /при последовательности спинов 1/2, 3/2, 5/2/ $M1+(1,5 \pm 0,5)\% E2$ или $M1+(99 \pm 1)\% E2$ с $\delta(607) > 0$ /при спинах 3/2, 3/2, 5/2/. При этом первое значение мультипольности является более вероятным, так как лучше соответствует экспериментально определенному значению КВК для этого перехода. Таким образом, состояние с энергией 872 кэВ имеет спин 1/2⁺,

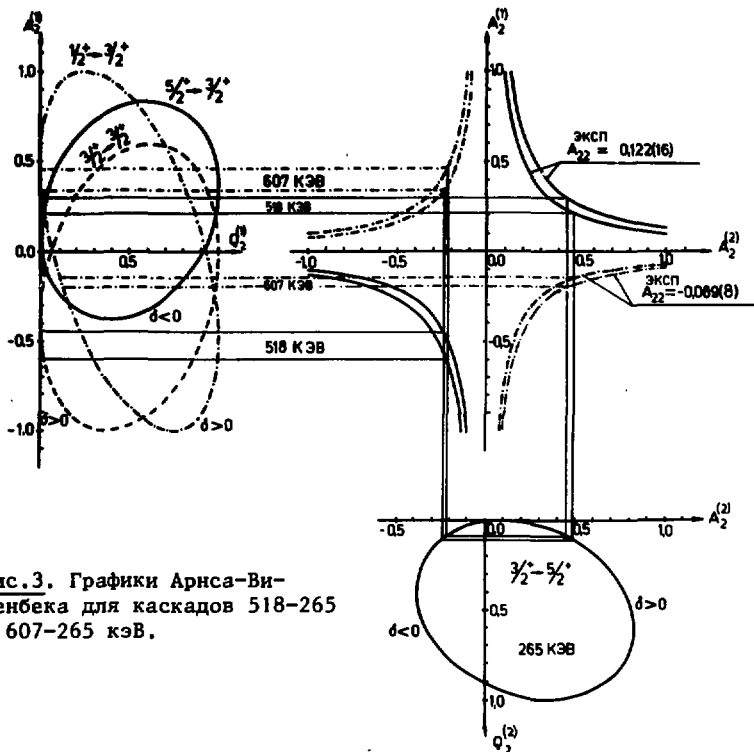


Рис. 3. Графики Арсен-Виднеба для каскадов 518-265 и 607-265 кэВ.

что согласуется с выводами работы^{19/}. С этого уровня идут слабые переходы на уровни с $1^{\pi} = 5/2^{+}$ и интенсивные переходы на уровни с $1^{\pi} = 3/2^{+}$ и $1/2^{+}$, что также служит аргументом в пользу приписания спина $1/2^{+}$ данному состоянию.

3. Каскад 577-206 кэВ связывает возбужденные уровни 784 и 206 кэВ и основное состояние ^{135}La . На основе значений $\log ft$ уровню с энергией 784 кэВ можно приписать спины $1/2$ или $3/2$. Мультимпульность перехода 784 кэВ - типа $M1 + E2$, поэтому спин уровня 784 кэВ $3/2^{+}$.

Анализ каскада 577-206 кэВ /рис. 4/ приводит к следующим значениям мультимпульности перехода 577 кэВ: $M1 + (7,5 \pm 0,6)\% E2$ или $E2 + <1\% M1$ с $\delta(577) > 0$. Последнее значение мультимпульности исключается согласно данным о значении КВК для этого перехода.

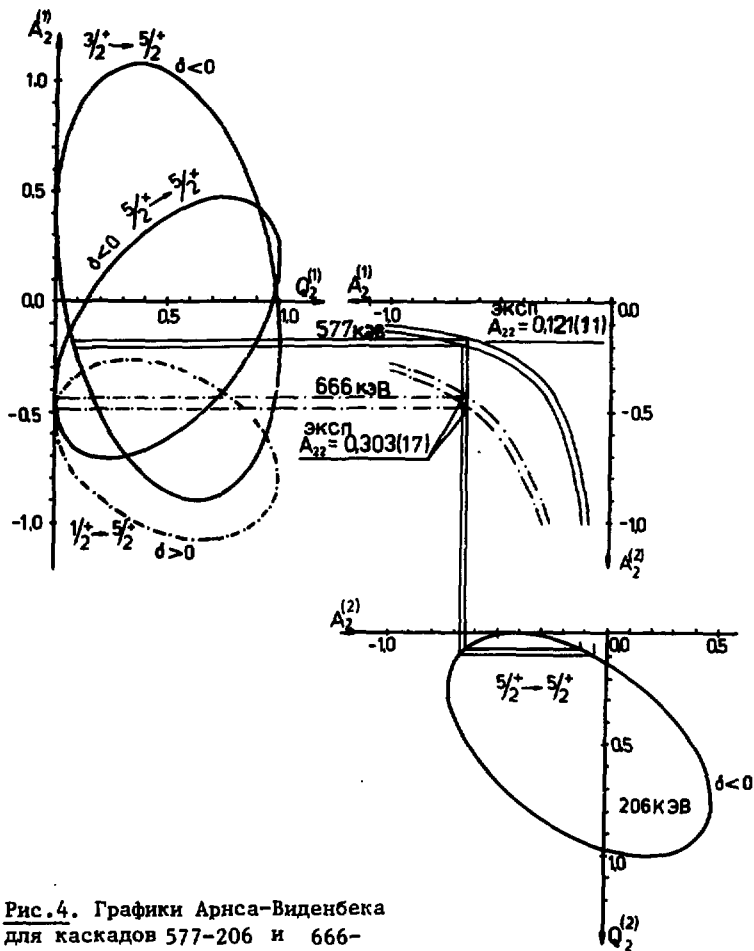


Рис. 4. Графики Арнса-Виденбека для каскадов 577-206 и 666-206 кэВ.

4. Каскад 666-206 кэВ происходит между уровнями 872,206 кэВ и основным состоянием ^{136}La . Анализ коэффициентов УК /рис. 4/ этого каскада приводит к смеси мультипольностей $E2 + (0,8^{+1,0}_{-0,8})\% M3$ с $\delta(666) > 0$ при последовательности спинов $1/2, 5/2, 5/2$.

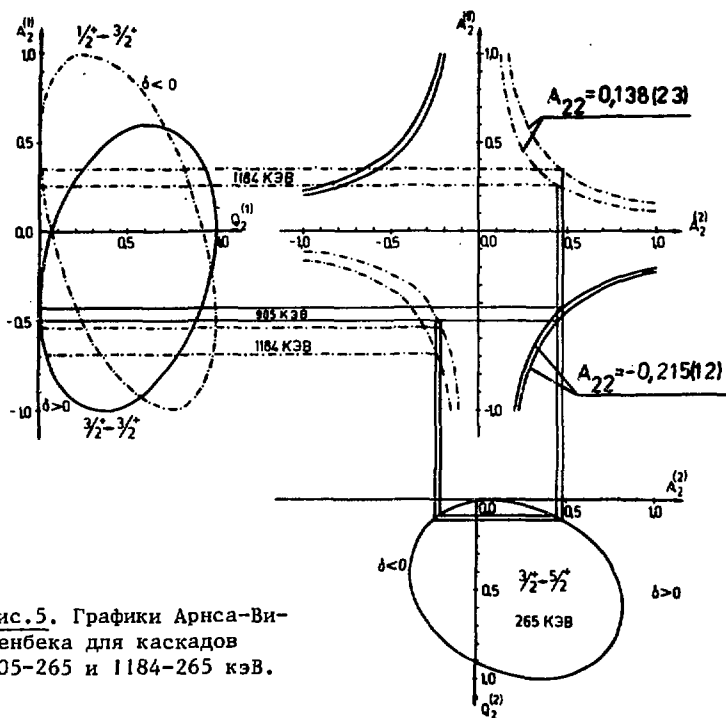


Рис.5. Графики Арнса-Виттенберга для каскадов 905-265 и 1184-265 кэВ.

5. Каскад 718-265 кэВ связывает возбужденные состояния 984, 265 кэВ и основное состояние ^{185}La . Уровню с энергией 984 кэВ на основе значений $\log I_{\gamma}$ можно приписать спины $1/2^+$ или $3/2^+$. Из анализа коэффициентов УК каскада 718-265 кэВ получаем следующие значения для смеси мультипольности перехода 718 кэВ: $M1 + (10 \pm 2,5) \% E2$ или $M1 + (96^{+1,8}_{-2,0}) \% E2$ с $\delta(718) > 0$ /при последовательности спинов $1/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$, $M1 + (3 \pm 2) \% E2$ или $M1 + (99 \pm 1) \% E2$ /при спинах $3/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$ /. Значение мультипольности этого перехода $M1 + (10 \pm 2,5) \% E2$ является более вероятным, поскольку лучше соответствует экспериментально определенному КВК. Переход 777 кэВ происходит между уровнями 984 ($I^{\pi} = 1/2^+$) и 206 ($I^{\pi} = 5/2^+$) и имеет мультипольность $E2^{7/8,9/}$. Из приведенного выше однозначно вытекает, что спин уровня 984 кэВ $1/2^+$.

6. Каскад 905-265 кэВ. На основе значения $\log ft$ уровню 1171 кэВ можно приписать спины $1/2$ или $3/2$. Переход с энергией 1052 кэВ имеет мультипольность $E2$ и заселяет уровень с энергией 119 кэВ ($I^\pi = 7/2^+$). Поэтому спин уровня 1171 кэВ $3/2^+$. Из анализа коэффициентов A_{22} угловой корреляции /рис.5/ каскада вытекает, что мультипольность перехода 905 кэВ

$M1 + (0,5 \pm 0,5) \% E2$ или $M1 + (91 \pm 1,0) \% E2$ с $\delta(905) > 0$. На основе данных о КВК последняя возможность исключается.

7. Каскад 1184-265 кэВ. Уровень с энергией 1149 кэВ разряжается каскадными переходами 1184 и 265 кэВ на основное состояние ^{135}La . Согласно значению $\log ft = 7,0$, этому уровню можно приписать квантовые характеристики $1/2^+$ или $3/2^+$. Из графика Арнса-Виденбека /рис.5/ при последовательности спинов $1/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$ определяем мультипольность перехода 1184 кэВ как $M1 + (1,5 \pm 0,5) \% E2$ или $M1 + (83 \pm 2) \% E2$, а при последовательности спинов $3/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$ - как $M1 + (22 \pm 2) \% E2$ или $M1 + (96 \pm 3) \% E2$. Смеси мультипольностей $M1 + (83 \pm 2) \% E2$ и $M1 + (96 \pm 3) \% E2$ исключаются при учете КВК $^{18,9'}$. Уровни с энергией 300, 872, 984 и 1449 кэВ сильно заселяются при β^- -распаде ^{135}Ce . При разрядке уровней 872, 984 и 1449 кэВ возбужденные состояния со спинами $1/2^+$ и $3/2^+$ заселяются сильно, а состояния с $I^\pi = 5/2^-$ - слабо. Следовательно, можно предположить, что уровни 300, 872, 984 и 1449 кэВ по своим свойствам схожи. Вероятнее всего предположить, что спин уровня 1449 кэВ $1/2^+$, а мультипольность перехода 1184 кэВ $M1 + (1,5 \pm 0,5) \% E2$ с $\delta(1184) < 0$.

8. Каскады 572-/34,5/-265, 871-/34,5/-265 и 1150-/34,5/-265 кэВ. Переходы 572, 871 и 1150 кэВ заселяют уровень с энергией 300 кэВ, который разряжается переходом 34,5 кэВ на состояние 265 кэВ. Изотропность /в пределах экспериментальных ошибок $A_{KK} = 0$ / угловой корреляции этих каскадов подтверждает, что характеристики уровня 300 кэВ $1/2^+$.

В табл.2 приведены мультипольности некоторых переходов в ^{135}La , определенные из измерений угловых корреляций. Отметим, что несмотря на хорошее согласие коэффициентов угловых корреляций, мультипольный состав переходов 577, 607, 666 кэВ, определенный нами и в работе^{/15/}, различается. В работе^{/15/} при обработке экспериментальных результатов угловой корреляции принято, что переходы 206 и 265 кэВ чистые $M1$. Авторы работы^{/8/} на основе изучения спектров ЭВК определили мультипольный состав переходов 206 и 265 кэВ как $M1 + (7,8 \pm 1,6) \% E2$ и $M1 + (9,9 \pm 1,8) \% E2$ соответственно. Как ранее упоминалось, проведенный нами анализ

коэффициентов угловой корреляции основан на этих значениях мультипольностей переходов 206 и 265 кэВ. Для перехода 666 кэВ мультипольный состав, найденный нами и в работе^{/15/}, сильно различается. Это связано с тем, что в работе^{/15/} принят спин уровня 872 кэВ как $3/2^+$, а впоследствии выяснилось в^{/9/}, что спин этого уровня $1/2^+$. Нами принято последнее значение спина для этого уровня.

Таким образом, результаты исследования угловых корреляций в ^{135}La показали непротиворечивость данных, полученных при изучении схемы распада ^{135}Ce и КВК рассматриваемых переходов.

3. ОПИСАНИЕ СВОЙСТВ ^{135}La В РАМКАХ КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННОЙ МОДЕЛИ С УЧЕТОМ ПРИНЦИПА ПАУЛИ

Экспериментальное исследование в области $A=135$ обусловлено попытками теоретической интерпретации как низколежащих, так и высоколежащих состояний ядер этой области в рамках различных моделей^{/18-20/}. Как правило, эти модели неплохо описывают энергетику низколежащих уровней, вероятности электромагнитных переходов. Очевидно, что сравнение экспериментальных и теоретических данных позволяет выявить недостатки теоретических представлений, заложенных в модели.

Развитая В.Г.Соловьевым и сотрудниками квазичастично-фононная модель /КФМ/, учитывающая принцип Паули, успешно описывает высоковозбужденные состояния сферических ядер^{/21/}. В последнее время она применяется также для описания низколежащих состояний ядер с числом нуклонов, близким к магическому. Мы попытались в рамках КФМ описать энергию уровней и вероятности электромагнитных переходов ^{135}La . Был использован вариант гамильтониана модели, который включает среднее поле, спаривательное взаимодействие и дальнедействующие силы квадрупольного типа. В волновой функции возбужденного состояния нечетного ядра учитывалась лишь компонента "квазичастица + фонон". Подробное описание теоретических основ модели, использованной при расчете, дано в работах^{/22,23/}.

Результаты расчета энергии уровней, их структура, а также вероятности электромагнитных переходов с этих уровней приведены в табл.3 и 4. Основное и первое возбужденное состояния ^{135}La имеют квазичастичную структуру и определяются состояниями $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$, соответственно. Состояние уровня $5/2^+$ определено почти полностью компонентой, обусловленной взаимодействием "квазичастица + фонон". Учет принципа Паули привел к сильному возрастанию рассчитанных энергий уровней $3/2^+$ и $1/2^+$ до значе-

Таблица 3

Значения рассчитанных энергий возбужденных состояний ядра ^{135}La и соответствующая им структура волновых функций

I^π	$E_{\text{эксп.}}$ (кэВ)	$E_{\text{теор.}}$ (кэВ)	Структура
$5/2^+$	0	0	$89\% 2d_{5/2^+} + 3\% [2d_{5/2^+} \bullet 2^+_{1/2}]_{5/2^+} + 3\% [1d_{1/2^+} \bullet 3^+_{1/2}]_{5/2^+}$
$7/2^+$	119	130	$99\% 1g_{7/2^+}$
$5/2^+$	206	277	$2\% 2d_{5/2^+} + 98\% [1g_{7/2^+} \bullet 2^+_{1/2}]_{5/2^+}$
$3/2^+$	265	1031	$7\% 2d_{3/2^+} + 91\% [2d_{5/2^+} \bullet 2^+_{1/2}]_{5/2^+}$
$1/2^+$	300	1193	$55\% 3s_{1/2^+} + 40\% [2d_{5/2^+} \bullet 2^+_{1/2}]_{5/2^+} + 4\% [2d_{3/2^+} \bullet 2^+_{1/2}]_{5/2^+}$

Таблица 4

Экспериментальные и рассчитанные значения приведенных вероятностей $B(M1)$ и $B(E2)$ для некоторых переходов ^{135}La

Переход $I_1 \rightarrow I_2$	$B(M1)$ (я.м.) ²		$B(M1)_{\text{эксп.}}$ $B(M1)_{\text{теор.}}$	$B(E2)$ (e ² o ²)		$B(E2)_{\text{эксп.}}$ $B(E2)_{\text{теор.}}$
	эксп.	теор.		эксп.	теор.	
$7/2^+ \rightarrow 5/2^+$	0,33-2	0,000	0	0,14-1	0,48-2	3
$5/2^+ \rightarrow 5/2^+$	0,64-2	0,64+0	0,10-1	0,19-2		
$3/2^+ \rightarrow 5/2^+$	0,22-1	0,12+0	0,18+0	0,49-2	0,43-3	10
$1/2^+ \rightarrow 5/2^+$			0,64-1	0,64-1	0,30-4	210

* Запись 0,33-2 означает 0,0033.

ний ≥ 1 МэВ. Из табл. 4 видно, что рассчитанные приведенные вероятности E2-переходов занижены относительно экспериментальных значений. Это обусловлено тем, что основной вклад в рассчитанную вероятность переходов дают малые компоненты волновой функции. По-видимому, для описания вероятности E2-переходов в волновой функции модели необходимо учитывать другие компоненты, например, типа квазичастица + два фонона и т.д.^{24/}. Приведенная

вероятность $B(M1)$ ℓ -запрещенного $1g_{7/2^+} \rightarrow 2d_{5/2^+}$ перехода очень мала, а в других случаях - завышена /см. табл.4/. Следовательно, снятие ℓ -запрета перехода $1g_{7/2} \rightarrow 2d_{5/2}$ невозможно объяснить в рамках используемой нами модели. Снятие ℓ -запрета можно связать либо с влиянием спин-квадрупольных сил^{/25/} на структуру 1^+ -фононов, либо с поляризационным членом в операторе $M1$ -перехода^{/24/}. Описание как энергетике уровней, так и вероятности электромагнитных переходов в данном варианте модели указывает на необходимость усложнения волновой функции путем учета более высших конфигураций^{/24/}, а также включения в рассмотрение эффектов ангармоничности колебаний четно-четного остова.

ЛИТЕРАТУРА

1. Takahashi K. et al. J.Phys.Soc.Jap., 1964, 19, p.2014.
2. Балалаев В.А. и др. Изв. АН СССР, сер.Физ., 1965, 29, с.2264.
3. Rezanko I. et al. Czech.J.Phys., 1967, 17B, p.1050.
4. Ритенко З.Г. и др. ЯФ, 1969, 10, с.928.
5. Абдумаликов А.А. и др. ЯФ, 1966, 3, с.602.
6. Abdul-Malek A., Naumann R.A. Phys.Rev., 1968, 166, p.1194.
8. Nagai Y., Hisatake K. J.Phys.Soc.Jap., 1974, 36, p.1501.
9. Henry E.A., Meyer R.A. Phys.Rev., 1975, 12C, p.1321.
10. Leigh J.R. et al. Nucl.Phys., 1973, A213, p.1.
11. Ingelman S. et al. Phys.Scripts, 1973, 7, p.24.
12. Nagai Y. et al. J.Phys.Soc.Jap., 1970, 29, p.790.
13. Афанасьев В.П. и др. ОИЯИ, Р6-6426, Дубна, 1972.
14. Akiba M. et al. J.Phys.Soc.Jap., 1972, 32, p.367.
15. Жук В. и др. Изв.АН СССР, сер.Физ., 1972, 36, с.753.
16. Аликов Б.А. и др. В сб.: Прикладная ядерная спектроскопия. Атомиздат, М., 1977, с.86.
17. Krane K.S. Atomic Data and Nucl.Data Tabl., 1977, 19, p.415.
18. Kisslinger L.S., Sorenson R.A. Rev.Mod.Phys., 1963, 35, p.853.
19. Paar V. Nucl.Phys., 1973, A211, p.29.
20. Kurijama A. Suppl.Prog.Theor.Phys., 1975, p.58.
21. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, т.9, вып.4, с.580.
22. Вдовин А.И., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. ОИЯИ, Р4-12992, Дубна, 1980.
23. Chan Zuy Khuong et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1981, 7, p.151.
24. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1980, A342, p.261.
25. Бор А., Моттelson В. Структура атомного ядра. /Пер. с англ./, "Мир", М., 1971, т.1.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 августа 1981 года.