

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

♀

5121/2-81

19/к-81

P6-81-489

А.А. Абдумаликов, А. Жумамуратов, Т.А. Исламов,
В.Г. Калинин, В.В. Кузнецов, Ли Зон Сик,
Н.А. Лебедев, Н.З. Марупов

ИССЛЕДОВАНИЕ
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР
С МАССОВЫМ ЧИСЛОМ $A = 134, 136, 138$

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Прогресс в исследованиях свойств нечетно-нечетных ядер в последние годы связывается с возможностью интерпретации их самых нижних состояний как членов протон-нейтронных мультиплетов. Такое представление особенно приемлемо для ядер вблизи заполненных оболочек /например, вблизи ^{208}Pb /. Однако экспериментальные исследования нечетно-нечетных ядер с $A=130 \div 140$, выполненные в последние годы, показали, что в этой области даже самые нижние уровни не всегда удается описать протон-нейтронными мультиплетами. Так, при β -распаде четно-четных ядер в дочерних ядрах возбуждается большое количество состояний с $I^\pi = 1^+$. Лишь некоторые из них представлялось возможным интерпретировать в рамках модели оболочек как двухквасичастичные. Поэтому делались попытки рассматривать такие уровни в рамках модели связи вибрационного остова с одночастичными состояниями неспаренных нуклонов. В других работах для объяснения свойств нечетно-нечетных ядер данной области массовых чисел делалось предположение об их заметной деформации.

В данной работе изучен радиоактивный распад нуклидов $^{136,138}\text{Nd}$ и ^{134}Ce и получены новые данные о свойствах дочерних нечетно-нечетных ядер.

Распад ^{138}Nd / $T_{1/2} = 5,2 \pm 0,1$ ч/ исследовался ранее в ^{1,2}. Было обнаружено несколько γ -переходов. В ¹ исследованы также электроны внутренней конверсии. Предложенные в ¹ и ² варианты схемы распада $^{138}\text{Nd} \rightarrow ^{138}\text{Pr}$ близки, однако нуждаются в подтверждении результатами измерений γ - γ или e - γ совпадений.

Излучение ^{136}Nd / $T_{1/2} = 50,65 \pm 0,33$ мин/ детально изучалось в работах ^{3,4}. К распаду этого изотопа отнесено большое число γ -лучей. У наиболее интенсивных переходов измерены электроны внутренней конверсии ³. Предложенный в работе ³ вариант схемы распада ^{136}Nd отличается от схемы в ⁴. Брози и др. ⁴ обосновали схему возбужденных состояний ^{136}Pr измерениями γ - γ совпадений и, кроме того, обнаружили маскированный К α -лучами γ -переход 40,1 кэВ, что сильно повлияло на конструирование схемы. У двух состояний ^{136}Pr измерены времена жизни: $T_{1/2} = 9,4 \pm 0,2$ нс ^{4,5} - для уровня 40,1 кэВ и $T_{1/2} \leq 0,8$ нс ⁴ и $\leq 0,2$ нс ⁵ - для уровня 149 кэВ.

Излучение ^{134}Ce $/T_{1/2} = 75,9 \pm 0,9 \text{ ч}/$ подробно изучалось в работе Гринвуда и др.^{/6/} Обнаружено около 30 γ -переходов, интенсивности которых /в % на распад/ установлены по γ -линиям дочернего ^{134}La . На основании измерений спектров γ -лучей и γ - γ -совпадений предложена схема возбужденных состояний ^{134}La .

2. УСЛОВИЯ ОПЫТОВ

Нейтрондефицитные нуклиды неодима и церия были получены в реакции глубокого расщепления гадолиния протонами с энергией 660 МэВ. Мишень из металлического Gd весом 2 г облучалась на внутреннем пучке протонов синхроциклотрона ОИЯИ. Время облучения составляло 1-2 ч. Для получения долгоживущего ^{134}Ce мишень облучалась 12 ч.

Сумму редкоземельных радионуклидов выделяли из мишени методом анионообменной хроматографии. Затем производилось разделение лантанидов на отдельные фракции методом катионообменной хроматографии.

Источники для спектрометров готовились из фракций Nd и Ce путем разделения их на изобары с помощью электромагнитного масс-сепаратора. Ионы вбивались в алюминиевые подложки толщиной 15-20 мкм или в майларовые - толщиной 5-10 мкм.

Для исследования на бета-спектрографе спектра электронов внутренней конверсии ^{134}Ce источник приготавливался электролизом из фракции церия. Подложкой служила платиновая проволочка диаметром 0,1 мм.

Гамма-излучение полученных препаратов исследовано при помощи спектрометров с Ge(Li) -детекторами объемом 0,8 и 38 см³ с энергетическим разрешением 0,6 кэВ (^{57}Co) и 2,2 кэВ (^{60}Co), соответственно. Подробности методики измерения и обработки γ -спектров изложены в ^{/7/}.

Спектры электронов внутренней конверсии изотопов Nd изучены при помощи бета-спектрометра с тороидальным магнитным полем ^{/8/} и спектрометра с Si(Li) -детектором, помещенным в однородное магнитное поле ^{/7/}. Спектрометр типа "Апельсин" был настроен на разрешение 0,8% при светосиле 15%. Спектрометр с Si(Li) -детектором имел разрешение 2,2 кэВ при $E_e \sim 500$ кэВ.

Спектр электронов конверсии ^{134}Ce изучен с помощью бета-спектрографа с постоянным магнитным полем ^{/9/} при разрешении 0,05%. Последовательные экспозиции фотопластинок, выполненные в течение 5 суток, позволили идентифицировать наблюдаемые конверсионные линии.

Спектры e - γ -совпадений изучены на установке ^{/10/}, созданной на базе бета-спектрометра с тороидальным магнитным полем и γ -спектрометра с Ge(Li) -детектором объемом 35 см³. В наших опытах разрешающее время установки было $\tau = 50$ нс.

Таблица 1

Сведения о γ -лучах и электронах внутренней конверсии ^{138}Nd

Б γ а) кэВ	I γ б) отн. ед.	Линия	I γ в) отн. ед.	α_e эксп.	λ	I полн. б) отн. ед.
1	2	3	4	5	6	7
K $\alpha_{1,2}$ (Pr)	2350 \pm 250					
K β'_1 (Pr)	380 \pm 40					
K β'_2 (Pr)	80 \pm 15					
62,6 \pm 0,4	1,2 \pm 0,4	K L M+N	1620 \pm 210 260 \pm 30 68 \pm 8	4,0 \pm 1,8 0,64 \pm 0,29	MI+46%E2	7,26 \pm 2,42
116,3 \pm 0,2	3,6 \pm 0,4	K L M+N	990 \pm 100 102 \pm 15 30 \pm 5	0,82 \pm 0,17 (8,4 \pm 2,2)(-2)	MI+42,3%E2	7,09 \pm 0,79
126,14 \pm 0,05	4,6 \pm 0,6	K L M+N	1000 \pm 100 121 \pm 14 25 \pm 5	0,65 \pm 0,15 (7,8 \pm 2,0)(-2)	MI+410%E2	7,73 \pm 1,01
132,73 \pm 0,05	7,3 \pm 0,9	K L M+N	1230 \pm 125 207 \pm 27 33 \pm 7	0,50 \pm 0,11 (8,4 \pm 2,1)(-2)	MI+425%E2	11,66 \pm 0,96

Продолжение табл. 1

1	2	3	4	5	6	7
168±I ^r)	0,6±0,2					(0,78±0,26) ³⁾
178,5±I,0	1,2±0,4	K	25±5	(6±3)(-2)	EI	1,2±0,4
194,2I±0,05	10,6±0,6	K	550±55	0,154±0,022	MI	12,67±0,72
		L	75±10	(2,1±0,4)(-2)		
199,50±0,05	22,9±I,2	K	964±96	0,125±0,020	MI+≤22%E2	27,28±I,43
		L	165±20	(2,1±0,5)(-2)		
		M+N	4I±6			
214,13±0,06	3,0±0,8	K	210±30 ^{д)}	0,21±0,09	MI+(E2)	3,46±0,92
215,3I±0,06	12,0±I,3	K	390±50 ^{д)}	(9,6±2,2)(-2)	E2+(MI)	13,8±I,5
234±I ^r)	0,9±0,3					0,9±0,3
284,3±0,7	1,6±0,5	K	30±6	(5,6±2,8)(-2)	MI+E2	1,7±0,5
325,76±0,05	122±3	K	1600±110	(3,9±0,4)(-2)	MI+E2	128,2±3,2
		L	220±30	(5,4±0,9)(-3)		
		M+N	50±8			
326,9±0,6 ^r)	1,0±0,3					1,0±0,3
341,65±0,05	17,2±I,7	K	195±25	(3,4±0,8)(-2)	MI+E2	18,0±I,8
		L	42±7	(7,2±2,0)(-3)		

Продолжение таблицы I

1	2	3	4	5	6	7
54I,0±0,3	1,7±0,5	K	13±3	(2,4±1,2)(-2)	M1	1,7±0,5
553,6±0,5 ^{e)}	≤0,6	K	33±6	≥0,16	E0	
58I,0±0,5 ^{ж)}	2,2±0,5	K	≤5,3	≤0,007	E1, E2	2,2±0,5
788,7±0,1 ^{з)}	≅100 ⁺)	K	≅100 ⁺)	≅2,97(-3)	E2	100,3

а) Большинство значений E_{γ} заимствовано из /1/.

б) I от.ед. = (0,0233±0,0033)% на распад ($I_{\gamma 787} = (2,33 \pm 0,33)\%$ на распад /1/).

в) I от.ед. = (6,92±1,04) 10⁻⁵% на распад.

г) Переходы наблюдаются в e- γ -совпадениях.

д) I_K взяты из /1/.

е) Переход наблюдается только в спектре электронов внутренней конверсии и требуется подтверждение его принадлежности распаду ^{138}Pr .

ж) Может принадлежать ^{138}Pr /1/.

з) Принят за M1-переход согласно схеме распада.

+) Нормировочные значения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

3.1. Распад $^{138}\text{Nd} \rightarrow ^{138}\text{Pr}$

Результаты наших исследований спектров γ -лучей и электронов внутренней конверсии представлены в табл. 1. Определение разностей энергий конверсионных линий $E_K - E_L$ или разностей $E_\gamma - E_K$ позволило установить изотопную принадлежность γ -переходов. Заключение об изотопной принадлежности γ -переходов делались также из результатов исследования $e-\gamma$ -совпадений.

К распаду ^{138}Nd отнесены ранее неизвестные γ -переходы с $E_\gamma = 62,6; 168; 178,5; 234; 284,3$ и $326,9$ кэВ. Для большинства γ -переходов установлены типы мультипольностей. Выводы о мультипольностях γ -переходов сделаны путем сравнения экспериментальных значений коэффициентов конверсии α_K и α_L с соответствующими теоретическими величинами по Хагеру и Зельцеру ^{11/}.

Измерения $e-\gamma$ -совпадений позволили установить ряд каскадов совпадающих γ -переходов /табл. 2/.

3.2. Распад $^{136}\text{Nd} \rightarrow ^{136}\text{Pr}$

В табл. 3 приведены полученные в наших экспериментах данные о γ -лучах и электронах внутренней конверсии ^{136}Nd . Измерения разностей $E_\gamma - E_K$, $E_K - E_L$, а также $e-\gamma$ -совпадений

Таблица 2

Сведения о $e-\gamma$ -совпадениях ^{138}Nd

Э В К	Энергия и интенсивность совпадающих γ -переходов
К 62,2	116,3: 132,7: 168: 194,2: 234: 284,3: 326,9:
К 116,3	132,7: 168: 194,2:
К 126,1	199,5
К 132,7	116,3: 194,2: 214,1
К 194,2	/116,3/: 132,7: /214,1/
К 199,5	126,1: 341,6
К 214,1	/132,7/: 194,2: 325,5
К 215,3	

В скобках указаны энергии переходов, не очень убедительно проявившихся в совпадениях.

Таблица 3

Сведения о γ -лучах и электронах внутренней конверсии ^{136}Nd

E_{γ} кэВ	$I_{\gamma}^{\delta)}$ отн. ед.	Линия	I_e отн. ед.	$\alpha_{e, \text{эксп.}}$	$I^{\delta)}$ полн. отн. ед.	Δ
1	2	3	4	5	6	7
40,2±0,1	60±5	L	140±14	2,33±0,47	237±15	M1+0,17±0,04/%E2
		M	29,6±3,0			
		N	7,7±0,8			
63,0±0,2 ^{a/}	4,4±0,4	L	0,43±0,08	0,89±0,18	9,0±0,6	M1
		M	0,15±0,03			
		K	3,92±0,39			
100,54±0,11	=100	L	0,50±0,10	0,11±0,04	206±6	M1+2,84±0,25/%E2
		M	0,14±0,05	= 0,883		
		K	88,3±4,4	0,134±0,013		
108,90±0,10	1,70±0,17	L	13,4±1,3	74,1±1,0/-1	2,9±0,2	E2+M1/
		M	3,30±0,35			
		N	0,70±0,14			
130,54±0,13	0,65±0,15	K	0,70±0,10	/2,1±0,6/-1	~1,0	M1
		L	0,35±0,07			
		M+N	0,19±0,06			
139,3±0,5 ^{a/}	4,0±0,6	K	слож.	/5,8±2,0/-2	5,6±0,7	M1
		L	0,23±0,04			
		K	6,3±0,9			
144,28±0,15	22,0±2,0	L	1,0±0,1	/2,86±0,72/-1	30,0±2,3	M1
		K	6,3±0,9			
		L	1,0±0,1			
149,1±0,1	22,0±2,0	K	6,3±0,9	/4,5±0,9/-2	30,0±2,3	M1
		L	1,0±0,1			
		M+N	0,20±0,03			

Продолжение таблицы 3

1	2	3	4	5	6	7
184,5±0,2	1,5±0,3	К	слож		1,7±0,3	
		Л	/2,7±1,3/-2	/1,8±1,0/-2		М1
204,3±0,5	0,45±0,09	К	/6,0±1,5/-2	/1,33±0,60/-1	0,52±0,10	Е2+М1
211,6±0,5	0,50±0,15	-	-	-	0,50±0,15	
219,5±1,0	0,18±0,08	-	-	-	0,18±0,08	
240,4±0,5	0,50±0,15	К	/5,0±1,3/-2	0,10±0,05	0,56±0,16	М1,Е2
252,7±0,3 ^{а/}	0,90±0,15	К	/8,0±0,9/-2	/8,9±1,3/-2	1,0±0,2	М1,Е2
292,4±0,5	0,65±0,15	К	/2,4±0,6/-2	/3,7±1,8/-2	0,68±0,16	Е2+/М1/
294,6±0,2	2,10±0,25	К	/8,8±0,9/-2	/4,2±0,8/-2	2,20±0,26	Е2+/М1/
		Л	/1,0±0,2/-2	/4,8±1,7/-3		
336,0±0,3	1,50±0,30	К	/7,2±0,7/-2	/4,8±1,6/-2	1,6±0,3	М1+/Е2/
390,3±0,2	2,40±0,40	К	/6,0±0,6/-2	/2,5±0,7/-2	2,4±0,4	М1+/Е2/
425,9±0,3	0,60±0,10	К	/8 ±2 /-3	/1,3±0,5/-2	0,60±0,10	Е2, /М1/
436,5±0,4	0,60±0,15	К	/1,3±0,2/-2	/2,2±0,9/-2	0,60±0,15	М1, /Е2/
476,7±0,2	4,0±0,4	К	/5,6±0,5/-2	/1,4±0,3/-2	4,0±0,4	М1, /Е2/
		Л	/9 ±2 /-3	/2,3±0,8/-3		
488,6±0,5	0,55±0,15	К	/6,2±1,8/-2	/1,1±0,5/-2	0,55±0,15	М1,Е2
498,7±0,5	0,80±0,25	-	-	-	0,80±0,24	
523,6±0,4	0,55±0,15	К	/8,2±2,1/-3	/1,5±0,7/-2	0,55±0,15	М1,Е2
525,9 ^{а/}	≤0,15				≤0,15	
528,5±0,5	0,25±0,08				0,25±0,08	
534,9±0,4	2,3±0,4	К	/1,70±0,26/-2	/7,4±2,4/	2,3±0,4	Е2+/М1/
574,8±0,1	33,0±3,0	К	0,336±0,034	/1,0±0,2/-2	33,4±3,0	М1+/Е2/

Продолжение таблицы 3

1	2	3	4	5	6	7
		L	/4,4±0,4/-2	/1,3±0,3/-3		
		M+N	/1,40±0,14/-2			
605,7±0,4	1,6±0,2	K	/1,40±0,14/-2	/8,5±2,0/-3	1,6±0,2	M1+/E2/
632,4±0,5	0,8±0,2	K	/3,8±1,0/-3	/4,8±2,4/-3	0,8±0,2	E2+/M1/
643,9±0,4	1,5±0,3	K	/7,8±1,0/-3	/5,2±1,7/-3	1,5±0,3	E2+/M1/
652,9±0,5	1,0±0,2	K	/8,5±1,3/-3	/8,5±3,0/-3	1,0±0,2	M1+/E2/
672,4±0,5	0,9±0,2	K	/4,0±1,2/-3	/4,4±2,2/-3	0,9±0,2	E2+/M1/
755,2±0,3	1,45±0,20	K	/5,9±1,2/-3	/4,1±1,4/-3	1,45±0,20	E2+/M1/
841,3±0,5	0,30±0,08				0,30±0,08	
855,5±0,5	0,5±0,2	K	/1,8±0,9/-3	~3,6-3	0,5±0,2	/E2,M1/
900,3±0,5	1,1±0,2	K	/3,0±1,2/-3	/2,8±1,4/-3	1,1±0,2	E2,/M1/
921,9±0,5	0,8±0,2	K	/1,8±0,6/-3	/2,3±1,2/-3	0,8±0,2	E2,/M1/
940,3±0,5	1,7±0,2	K	/3,7±1,2/-3	/2,2±0,9/-3	1,7±0,2	E2,/M1/
972,3±0,5	2,9±0,4	K	/8,0±1,6/-3	/2,8±1,0/-3	2,9±0,4	M1,/E2/
1013,1±0,5	0,8±0,2	K	/~7/-4		0,8±0,2	
1021,5±0,5	0,85±0,20	K	/1,0±0,5/-3		0,85±0,20	
1031,5±0,5	0,8±0,2	K	/1,7±0,7/-3	/2,1±1,2/-3	0,8±0,2	
1041,4±0,6	1,0±0,2	K	/2,7±0,9/-3	/2,7±1,3/-3	1,0±0,2	
1062,5±0,6	0,65±0,15	K	/8±4/-4		0,65±0,15	
1184,0±0,8	0,9±0,3	K	/6±3/-4		0,9±0,3	
1489,0±0,7	0,70±0,25	K	/1,1±0,5/-3		0,70±0,25	

а/ Переход не размещен в схеме распада. б/ 1 от.ед.=0,317±0,016/% на распад. Запись типа /5,8±2,0/-2 означает /5,8±2,0/ 10⁻²

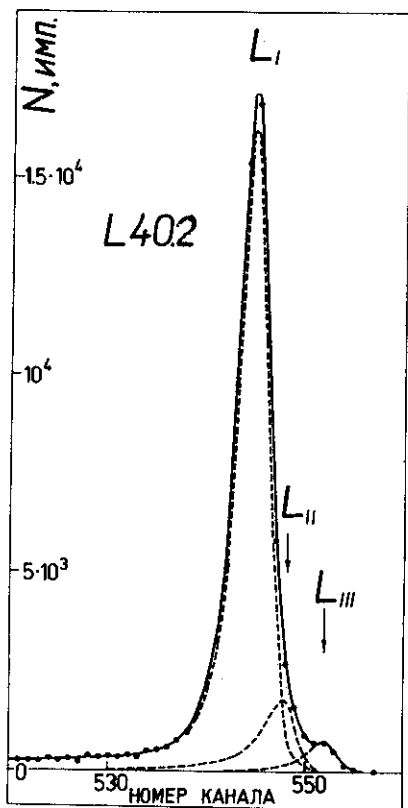


Рис.1. Структура L-линий перехода 40,2 кэВ при распаде $^{136}\text{Nd} \rightarrow ^{136}\text{Pr}$.

/табл. 4/ позволили однозначно установить принадлежность к распаду ^{136}Nd ряда γ -переходов, отнесенных ранее ^{/3/} к распаду "цепочки" $^{136}\text{Nd} \rightarrow ^{136}\text{Pr} \rightarrow ^{136}\text{Ce}$.

В табл. 3 для большинства γ -переходов указаны установленные нами типы мультипольностей. Выводы о мультипольностях были сделаны в результате измерений величин a_K или a_L , либо путем исследования структуры L-линий. Например, для перехода 40,2 кэВ измерены на бетаспектрометре типа "Апельсин" соотношения интенсивностей $L_I / L_{III} = 23,0 \pm 3,0$; $L_I / L_{II} = 9,2 \pm 0,9$ /см. рис. 1/. Отсюда следует, что переход имеет мультипольность M1 с небольшой примесью E2 /0,17 ± 0,04%/.

В табл. 4 приведены результаты наших измерений $e\gamma$ -совпадений.

3.3. Распад $^{134}\text{Ce} \rightarrow ^{134}\text{La}$

Полученные нами сведения о γ -излучении ^{134}Ce приведены в табл. 5. Для сравнения там же приведены результаты Гринвуда и др. ^{/8/}. В табл. 6 мы приводим наши данные об электронах внутренней конверсии ^{134}Ce . Обнаружены K-, L- и M-линии переходов 130,15 и 162,30 кэВ. Кроме того, обнаружены L_{I-} , L_{II-} и L_{III-} конверсионные линии неизвестного ранее перехода 32,07 кэВ. Переходу 130,15 кэВ, исходя из соотношения интенсивностей K-, L_{I-} , L_{II-} и M-линий, следует приписать мультипольность M1. Величину $a_K(M1)$ этого перехода используем для нормирования интенсивностей γ -лучей и электронов внутренней конверсии.

Соотношение интенсивностей L-линий перехода 32,07 кэВ $L_I : L_{II} : L_{III} = 1 : \approx 0,56 : \approx 0,78$ наиболее близко к теоретическому для чистого E1-типа /1: 0,40: 0,59/, поэтому в предварительном сообщении ^{/12/} этому переходу была приписана мультипольность E1. Однако оценка $a_{L_I} > 1,9$ исключает тип E1 / $a_{L_I} = 0,36$ / и тип

Таблица 4

Сведения о $e-\gamma$ -совпадениях ^{136}Nd

Э В К	Энергия и интенсивность совпадающих γ -переходов						
L40,2	100,9	108,9	144,5	294,7	336,0	390,4	436,3
	/5,0/	/=100/	/3,9/	/2,5/	/2,0/	/2,0/	/1,6/
	499,3	535,1	605,7	632,7	645,3	/653,4/	/724,8/
	/0,8/	/2,2/	/1,5/	/1,0/	/1,2/	/~0,6/	/~0,6/
	754,8	855,9	900,1				
	/~1,0/	/~0,8/	/~1,0/				
K 100,9	336,0	653,5	921,9				
	/1,6/	/0,9/	/0,8/				
K 108,9	523,9	645,3	855,9				
	/~1,0/	/1,2/	/~0,8/				

В скобках указаны энергии γ -переходов, не очень убедительно проявившихся в совпадениях.

$E2/\alpha_{L1}=0,96/$ и не противоречит мультипольности $M1/\alpha_{L1}=3,24/$ или $M1+E2$. Из структуры L-линий и оценки α_{L1} заключаем, что переход 32,07 кэВ - типа $M1+3,0\% E2$.

Переходу 162,2 кэВ на основании величин α_K и K/L_1 приписана мультипольность $M1$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Схема распада ^{138}Nd

На основании полученных данных о γ -лучах, электронах внутренней конверсии и $e-\gamma$ -совпадениях нами предлагается схема распада ^{138}Nd /рис. 2/. Все переходы, отнесенные к распаду ^{138}Nd , размещены в схеме. Введены новые уровни ^{138}Pr : 389,5; 505,8; 624; 673,8 и 719 кэВ. Заселенности уровней ^{138}Pr электронным захватом установлены из баланса интенсивностей γ -переходов.

Энергия β^+ -распада ^{138}Nd не установлена. Различные формулы масс дают для $Q_{\beta^+}(^{138}\text{Nd})$ значения от 1000 $^{138}/$ до 2500 кэВ $^{14}/$. Из оценки верхнего предела интенсивности аннигиляционного излучения ^{138}Nd получено $^{15}/$ для величины $Q_{\beta^+} \leq 1750$ кэВ. В дальнейшем для величины разности масс $^{138}\text{Nd} \rightarrow ^{138}\text{Pr}$ принимаем, согласно систематике /рис. 5/: $Q_{\beta^+} = 1020$ кэВ /точность не хуже 30 кэВ/. С этим значением вычислены величины $\lg ft$ β^+ -переходов ^{138}Nd .

Таблица 5

Сведения о гамма-лучах ^{134}Ce

Гринвуд и др./6/				Наши данные			
$E_{\gamma}/\text{кэВ}/$	ΔE_{γ}	$I_{\gamma}\text{отн.}$	ΔI_{γ}	$E_{\gamma}/\text{кэВ}/$	ΔE_{γ}	$I_{\gamma}\text{отн.}$	ΔI_{γ}
22,7		< 22					
$\text{Кх}/\text{La}/$		72300	3600				
31,89		< 50					
39,08		< 150					
54,65	0,06	16,9	2,4	54,8	0,3	14,0	2,8
59,04	0,20	0,21	0,10				
61,88	0,14	3,6	0,8				
/66,26/	0,20	0,12	0,06				
68,55	0,16	0,76	0,25				
70,85	0,12	1,21	0,20				
90,18	0,06	5,5	0,5	90,3	0,5	4,5	1,5
93,47	0,16	0,93	0,25				
102,998	0,010	25,3	2,5	103,0	0,1	21,3	3,2
104,53	0,08	2,14	0,28	104,7	0,5	2,0	0,6
107,34	0,04	6,1	0,4	107,4	0,2	6,8	1,4
116,19	0,04	2,68	0,27	116,2	0,5	2,6	0,8
130,414	0,015	209	15	130,4	0,1	200	15
131,93	0,05	17,1	1,7	132,0	0,2	20,3	3,0
150,20	0,04	3,76	0,40	150,3	0,5	4,0	1,6
157,785	0,010	39,1	2,7	158,8	0,1	42,1	4,2
162,306	0,010	230	16	162,3	0,1	230	
168,453	0,025	12,2	0,9	168,4	0,5	13,0	3,0
187,013	0,012	21,8	1,5	187,0	0,2	23,9	3,5
193,157	0,012	40,4	2,8	193,2	0,2	43,1	4,3
197,891	0,025	13,6	1,0	197,8	0,3	11,9	2,3
200,60	0,08	1,61	0,24	200,5	0,6	2,0	0,7
205,27	0,06	4,2	0,5	205,5	0,5	5,0	1,2
220,56	0,05	4,6	0,6	220,5	0,5	4,6	1,2
239,650	0,020	13,1	1,0	239,6	0,3	16,7	3,3
252,54	0,07	3,7	0,5	252,5	0,5	4,1	1,2
262,26	0,10	3,4	0,5	262,5	0,7	3,0	1,0
265,54	0,07	3,9	0,5	*		*	
294,264	0,015	54	4	294,3	0,2	47	5
300,884	0,015	88	7	300,9	0,2	88	9
323,59	0,05	15,6	1,6	323,5	0,5	12,1	3,1
355,54	0,05	8,8	0,9	355,5	0,5	7,0	1,8

* Накладывается линия ^{135}Ce .

Таблица 6

Сведения об электронах внутренней конверсии некоторых переходов ^{134}Ce

E_{γ} /кэВ/	Относительная интенсивность а/					$\alpha_{\text{к}}$ эксп.	Мультиполь- ность
	K	L_I	L_{II}	L_{III}	M		
32,07±0,05	-	9	~5	~7	-	>1,9 ^{б/}	M1
130,15±0,05	9	1,3	<0,2	<0,1	0,3	0,45	M1
162,20±0,05	7	1	<0,2	0,23	0,25	0,32±0,10	M1

а/ Точность в определении отношений $L_I : L_{II} : L_{III}$ не хуже 15%
 Погрешность в определении интенсивностей сильных линий около 20%,
 а слабых - 50%.

б/ Указано значение α_{L_I} .

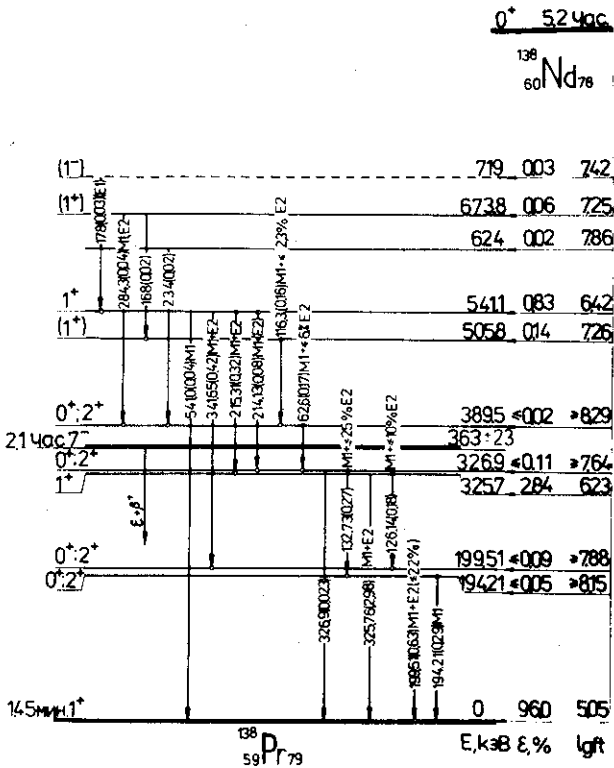


Рис. 2. Схема распада ^{138}Nd .

Спины и четности возбужденных состояний ^{138}Pr установлены на основании мультипольностей γ -переходов и величин $lgft$ соответствующих β -переходов. При этом были приняты результаты измерений методом атомных пучков спинов ^{138}Nd ($I=0$) и ^{138}Pr ($I=1$).

Величина $lgft = 5,05$ бета-перехода между основными состояниями $^{138}\text{Nd} \rightarrow ^{138}\text{Pr}$ характерна в этой области массовых чисел для бета-процесса $\pi(d_{5/2}) \rightarrow \nu(d_{3/2})$. Поэтому состоянию ^{138}Pr мы, как и ранее, приписываем двухквазичастичную конфигурацию $[\pi(d_{5/2}), \nu(d_{3/2})]1^+$. В схеме возбужденных состояний ^{138}Pr имеется еще несколько уровней, которым мы приписали $I^\pi = 1^+ : 325,7; 505,8; 541,1$ и $673,8$ кэВ. Однако эти уровни гораздо слабее, чем основное состояние, заселяются электронным захватом / $lgft = 6,2 \div 7,3$ /.

Состояния 194,2; 199,5; 326,9 и 389,5 кэВ электронным захватом практически не заселяются. Из мультипольностей γ -переходов, которыми они высвечиваются, следует приписать этим четырем состояниям положительную четность. Характеристики $I^\pi = 1^+$ для них мы исключаем, так как величины $lgft$ соответствующих β -переходов довольно велики $> 7,6$. Поэтому в рассмотрении следует оставить $I^\pi = 0^+$ и 2^+ , имея в виду, что фермиевские β -переходы $0^+ \rightarrow 0^+$ существенно заторможены вследствие запрета по изотопическому спину.

В рамках модели оболочек не представляется никаких возможностей для конструирования двухквазичастичных конфигураций с $I^\pi = 0^+$, а для состояний 2^+ можно предположить следующие конфигурации: $[\pi(g_{7/2}), \nu(d_{3/2})]2^+$, $[\pi(d_{5/2}), \nu(d_{3/2})]2^+$ и $[\pi(d_{5/2}), \nu(s_{1/2})]2^+$. Первые две конфигурации, по-видимому, можно сопоставить с уровнями 194,2 и 199,5 кэВ, а третью - с уровнем 326,9 или 389,5 кэВ. При этом наблюдаются γ -переходы в основное состояние, по своей природе близкие к одночастичным переходам $\pi(g_{7/2}) \rightarrow \pi(d_{5/2})$, $\nu(s_{1/2}) \rightarrow \nu(d_{3/2})$, либо внутримultipольный переход $[\pi(d_{5/2}), \nu(d_{3/2})]2^+ \rightarrow [\pi(d_{5/2}), \nu(d_{3/2})]1^+$. Состояния 389,5 и 326,9 кэВ связаны M1-переходом 62,6 кэВ, поэтому характеристики $I^\pi = 0^+$ не могут быть у обоих уровней. Вероятно, что $I^\pi = 2^+$ имеет уровень 326,9 кэВ, а 389,5 кэВ - $I^\pi = 0^+$.

Среди низколежащих состояний ^{138}Pr имеются уровни и с отрицательной четностью. Это - изомерное состояние при энергии 363 ± 23 кэВ с $I^\pi = 7$, отнесенное нами ранее $^{1/}$ к двухквазичастичному мультиплету $[\pi(d_{5/2}), \nu(h_{11/2})]$. Уровню при энергии 719 кэВ мы приписали $I^\pi = 1^-$, исходя из мультипольности E1 высвечивающего его перехода 178 кэВ и величины $lgft = 7,4$ соответствующего β -перехода. Двухквазичастичных состояний с $I^\pi = 1^-$ по модели оболочек не ожидается.

Определенный прогресс в понимании структуры низколежащих состояний ^{138}Pr /с $I^\pi = 1^+$ и 0^+ / связан с предположением ^{1/1/}, что появление некоторых из них обязано связи вибраций четно-четного остова с одночастичным движением неспаренных нуклонов.

Таким остовом для $^{138}\text{Pr}_{79}$ будет $^{136}\text{Ge}_{78}$, у которого первое вибрационное состояние 2^+ имеет энергию 552 кэВ. Поэтому уже при небольших энергиях возбуждения в ^{138}Pr можно ожидать состояния типа $[\pi(d_{5/2} \otimes 2^+), \nu(d_{3/2})] 0^+, 1^+ \dots$ или $[\pi(d_{5/2}) \nu(d_{3/2} \otimes 2^+)] 0^+, 1^+ \dots$. Нельзя исключить появления в области энергий ниже 1 МэВ и состояния типа $[\pi(d_{5/2} \otimes 3^-) \nu(d_{3/2})] 1^-, \dots$

4.2. Схема распада ^{136}Nd

Новые сведения о γ -лучах, электронах внутренней конверсии и $e-\gamma$ -совпадениях позволили существенно уточнить схему распада ^{136}Nd /рис. 3/. В схему введены новые уровни ^{136}Pr : 130,5; 1005,0; 1062,5; 1171,9; 1184,0 и 1489,0 кэВ. Большинство из них введено на основании наблюдаемых $e-\gamma$ -совпадений. Лишь уровни 130,5; 1184,0 и 1489,0 кэВ введены по балансу энергий γ -переходов. Остались неразмещенными в схеме уровни ^{136}Pr несколько слабых γ -переходов /63,0; 139,3; 252,7; 525,9 кэВ/.

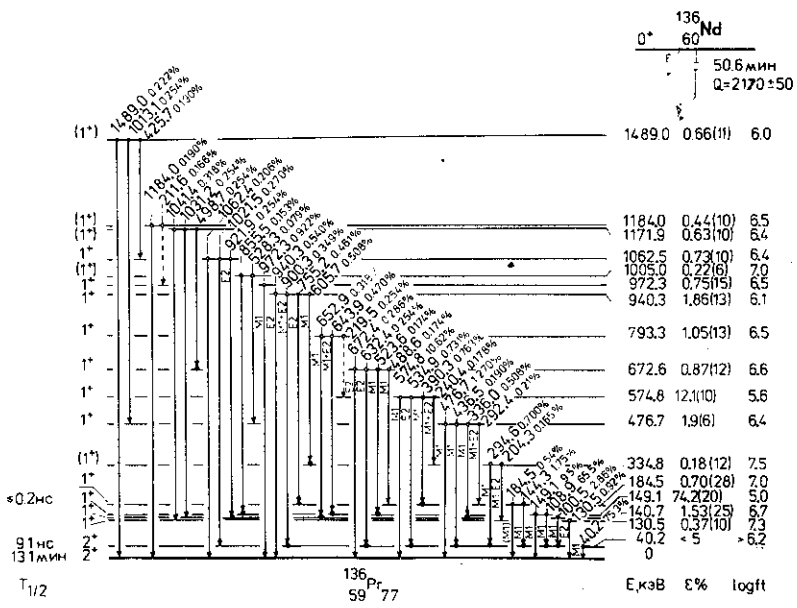


Рис. 3. Схема распада ^{136}Nd .

Заселенности уровней ^{136}Pr электронным захватом установлены из баланса интенсивностей γ -переходов с учетом данных о Кх -лучах.

Величина Q_{β} (^{136}Nd) ранее была определена в работе^{/3/} по наблюдению позитронов ^{136}Nd с $E_{\text{гр.}} \approx 900$ кэВ и в работе^{/4/} в результате измерения ветвления K/β^+ . Мы произвели более тщательную обработку прежних измерений позитронного спектра ^{136}Nd и уточнили граничную энергию: $E_{\text{гр.}} = 1000 + 50$ кэВ. Принимая во внимание то, что позитроны заселяют в ^{136}Pr уровень 149,1 кэВ, находим Q_{β} (^{136}Nd) $\approx 2170 + 50$ кэВ. С этим значением вычислены величины $\lg ft$ β -переходов ^{136}Nd .

Знание типов мультипольностей у ряда γ -переходов, а также величин $\lg ft$ соответствующих β -переходов, позволяет нам предложить характеристики $I^{\pi} = 1^+$ практически всех уровней ^{136}Pr /рис. 8/. Хотя нет сведений о мультипольностях γ -переходов, разряжающих уровни 1005,0; 1171,9; 1184,0; 1489,0 кэВ, однако этим состояниям мы приписываем также характеристики $I^{\pi} = 1^+$, так как β -переходы на них довольно быстрые ($\lg ft = 6,0 \div 7,4$). Баланс интенсивностей γ -переходов допускает заселение уровня 40,2 кэВ электронным захватом ($I_{\epsilon} < 5\%$, $\lg ft > 6,2$), и трудно сделать заключение о типе соответствующего β -перехода. Характеристики $I^{\pi} = 2^+$ для этого состояния мы приняли по работе Брузи и др.^{/4/}. Основное состояние, согласно нашей работе^{/3/}, также имеет $I^{\pi} = 2^+$. Этот результат подтвержден непосредственным измерением спина ^{136}Pr / $I = 2$ / в работе^{/16/}.

Наиболее интенсивно / $I_{\epsilon+\beta^+} = 74\%$ / в распаде ^{136}Nd заселяется уровень 149,1 кэВ. Бета-переход на него - разрешенный, незаторможенный / $\lg ft = 5,0$ /. Такой бета-процесс в рамках модели оболочек можно объяснить превращением $\pi[(d_{5/2})]_{0^+}^2 \rightarrow [\pi(d_{5/2}), \nu(d_{3/2})]_{1^+}$. Из оценки времени жизни состояния 149,1 кэВ ($T_{1/2} \leq 0,2$ нс^{5/}) следует, что факторы торможения M1-переходов 108,9 и 149,1 кэВ будут соответственно ≤ 25 и ≤ 310 . Такие факторы можно объяснить, приписав состоянию 40,2 кэВ конфигурацию $[\pi(d_{5/2}), \nu(s_{1/2})]_{2^+}$, а основному состоянию - $[\pi(g_{7/2}), \nu(d_{3/2})]_{2^+}$. В таком случае переход 40,2 должен быть сильно заторможен /оба неспаренных нуклона изменяют свои орбиты/. Из времени жизни состояния 40,2 кэВ ($T_{1/2} = 9,1$ нс^{4,5/}) следует, что переход в основное состояние заторможен незначительно ($F_3 \approx 100$). Для объяснения такого фактора основному состоянию следует приписать конфигурацию $[\pi(d_{5/2}), \nu(d_{3/2})]_{2^+}$. Однако в этом случае нарушаются правила Бреннана-Бернштейна.

Поэтому ранее^{/3/} было сделано предположение о небольшой деформации ядра ^{136}Pr ($\epsilon \approx 0,1$ ^{/17/}). С использованием нильссоновских одночастичных уровней выполнены расчеты вероятностей

электромагнитных переходов /табл. 7/. Как видно из этой таблицы, для M1 -компонент рассматриваемых γ -переходов факторы F_3^N незначительно отличаются от $1/F_3^N \approx 0,1 \div 0,2$, а E2 -компоненты сильно ускорены /в $10^4 - 10^5$ раз/.

Из распада ^{136}Nd в ядре ^{136}Pr в области энергий $\sim 0,5 \div 1,5$ МэВ возбуждается значительное число состояний с $I^\pi = 1^+$. Можно предположить, что некоторые из них возникают вследствие наложения вибраций четно-четного остова /в данном случае

$^{134}\text{Ce}_{76}$, нижайшие 2^+ -вибрационные состояния которого имеют энергии 409 и 965 кэВ/ на одночастичные состояния неспаренных нуклонов.

4.3. Схема распада ^{134}Ce

За основу схемы возбужденных состояний ^{134}La /рис. 4/ нами принят вариант работы Гринвуда и др. /6/. Обнаруженный переход 32,07 кэВ (M1+E2) мы направляем в основное состояние и тем самым доказываем существование уровня 32,07 кэВ, введенного в /6/ на основании косвенных аргументов. Из баланса интенсивностей γ -переходов следует, что это состояние электронным захватом не заселяется. Тогда на основании мультипольности перехода и известного спина основного состояния $^{134}\text{La}(I^\pi=1^+)$ уровню приписываем $I^\pi = 2^+$.

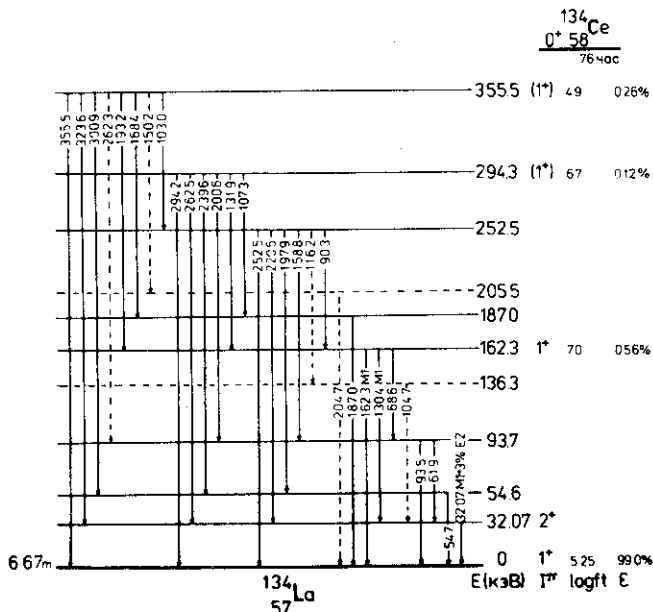


Рис. 4. Схема распада ^{134}Ce .

Таблица 7
 Анализ вероятностей γ -переходов в ^{186}Pt

E_{γ} , кэВ $T_{1/2}$, эксп ис	E_{γ} кэВ	Начальное сост. ($2\Omega N n_{\pm} \lambda$) р.п IK^{π}	Конечное сост. ($2\Omega N n_{\pm} \lambda$) р.п IK^{π}	Мульти- польность	$B(GL)$ эксп	F_W	F_N $\beta_5 = \beta_5^{exp}$	F_N $\beta_5 = 0.65 \beta_5^{exp}$ $\beta_4 = 0.5$
40,2 9,1/2/	40,2	5413/1400 22 ⁺	3411/1400 22 ⁺	M1	1,7/-2/	1,1/+2/	2,0/-1/	1,6/-3/
149,2 $\leq 0,2$	149,2 108,9	3411/1400 11 ⁺ 3411/1400 11 ⁺	3411/1400 22 ⁺ 5413/1400 22 ⁺	M1 M1	>6,1/-3/ >5,8/-2/	<3,1/+2/ <2,5/+1/	 8,9/-2/	 8,0/-4/

Запись типа 1,1/+2/ означает $1,1 \cdot 10^2$. Величины $B(M1)$ даны в единицах $1e^4 / 2MC^2/2$.

F_W - фактор торможения по Вайскопфу-Мошковскому. F_N - фактор торможения по Нильсону.

Состояние 162,2 кэВ, как это следует из баланса интенсивностей γ -переходов, довольно заметно заселяется электронным захватом. Учитывая этот факт и мультипольность переходов 130,15 (M1) и 162,20 кэВ, (M1) уровню приписываем характеристики $I^\pi = 1^+$.

Кроме состояния 162,2 кэВ, электронным захватом заметно заселяются также уровни 294,3 и 355,5 кэВ. Для приписания им квантовых характеристик при отсутствии сведений о мультипольностях разряжающих γ -переходов приходится пользоваться лишь величинами $lgft$ соответствующих β -переходов.

Для расчета величин $lgft$ необходимо знать энергию распада $^{134}\text{Ce} \rightarrow ^{134}\text{La}$. Бирюков и др.^{/18/} из оценки соотношения вероятностей L- и K-захвата получили $Q_\epsilon = 120_{-20}^{+60}$ кэВ. В работе^{/19/} измерено для равновесной смеси $^{134}\text{Ce} + ^{134}\text{La}$ соотношение чисел рентгеновских квантов K-серии $I_K(\text{La}) / I_K(\text{Ba}) = 2,43 \pm 0,10$. С учетом данных^{/18/} о величине K/β^+ у дочернего ^{134}La получено для распада ^{134}Ce $K/\epsilon = 0,72 \pm 0,08$, откуда следует:

$Q_\epsilon = 110_{-30}^{+90}$ кэВ. Близкое к результату^{/19/} соотношение

$I_K(\text{La}) / I_K(\text{Ba}) = 2,49 \pm 0,12$ получено Гринвудом и др.^{/6/}. Однако полученные в^{/18,19/} величины Q_ϵ противоречат факту наблюдения в распаде $^{134}\text{Ce} \rightarrow ^{134}\text{La}$ γ -лучей с $E_\gamma > 300$ кэВ. Причина расхождения состоит в использовании, на наш взгляд, заниженного отношения K/β^+ (^{134}La)^{/18,20/}.

Поэтому для оценки энергии Q_ϵ (^{134}Ce) воспользуемся систематикой энергий Q_β /рис. 5/. Из рис. 5 для энергии Q_ϵ получаем величину 390 ± 10 кэВ. Это значение использовано для вычисления величин $lgft$ β -переходов ^{134}Ce .

Бета-переходы на уровни 294,3 и 355,5 кэВ характеризуются значениями $lgft = 6,7$ и $4,9$ соответственно. Обоим уровням приписываем $I^\pi = 1^+$. Таким образом, среди низколежащих уровней ^{134}La , как и в соседних нечетно-нечетных ядрах, идентифицировано несколько состояний типа 1^+ . Скорость бета-перехода в основном состоянии $lgft = 5,25$ согласуется с его интерпретацией как двухквaziчастичного уровня $[\pi(d_{5/2}), \nu(d_{3/2})] 1^+$. В то же время бета-переходы на уровни с $I^\pi = 1^+$ при энергиях 162,3 и 294,3 кэВ сильно заторможены.

4.4. Замечания о схеме распада $^{136}\text{Pr} \rightarrow ^{136}\text{Ce}$

С помощью бета-спектрометра на базе Si(Li) -детектора, помещенного в однородное магнитное поле, измерены спектры электронов внутренней конверсии /ЭВК/ ^{136}Pr . Полученные сведения об ЭВК вместе с уточненными данными^{/3/} о γ -лучах приведены

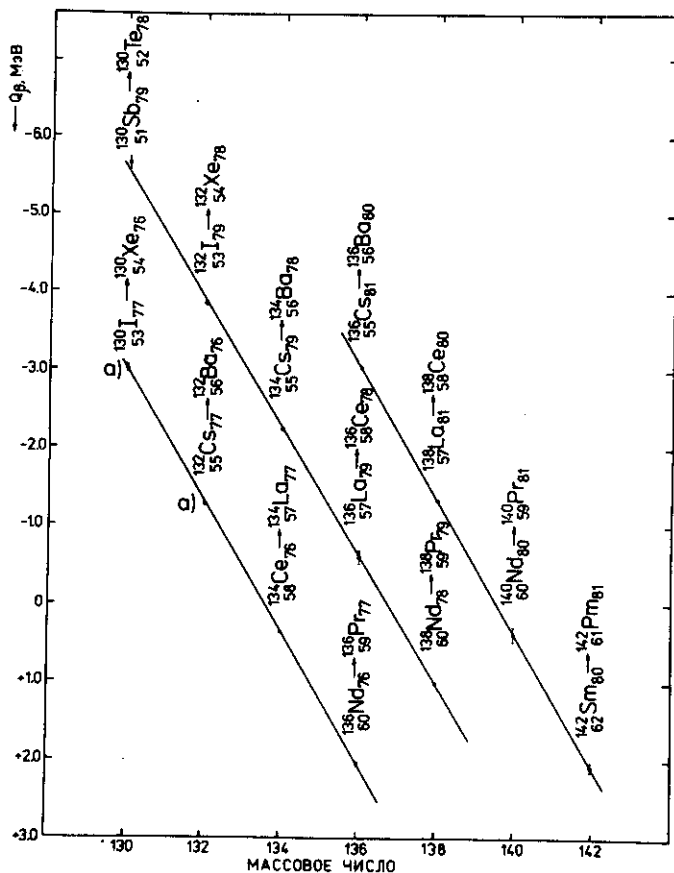


Рис. 5. Систематика разностей энергий ΔE между состояниями $0^+[\pi(d_{5/2})^2]$ у ядер-изотонов $N=76, 78, 80$ и $1^+[\pi(d_{5/2}), \nu(d_{3/2})]$ у ядер-изотонов $N=77, 79, 81$. ΔE совпадает с Q_β , если бета-переходы типа $0^+ \rightarrow 1^+$ реально происходят; в других случаях добавляется энергия возбужденного состояния $1^+[\pi(d_{5/2}), \nu(d_{3/2})]$ в материнском ядре/. В случае ^{130}I /а/ и ^{132}Cs /а/ предполагается, что состояние 1^+ лежит вблизи основного.

в табл. 8. Там же указаны вытекающие из этих данных выводы о мультипольностях некоторых γ -переходов в ^{136}Ce . Совокупность полученных сведений подтверждает характеристики 1^{π} , приписанные в ^{136}Ce уровням ^{136}Ce .

Таблица 8

Сведения об электронах внутренней конверсии некоторых γ -переходов ^{136}Pr

E_{γ} кэВ	I_{γ} от.ед.	$I_{\text{к.}}$ от.ед.	$\alpha_{\text{к.}}$ /эксп/	Λ
552,2±0,2	≈100	≈1000	≈0,0071	E2
761,0±0,4	1,93±0,34	7,4±0,7	/2,7±0,7// -3/	E2
974,2±0,5	0,45±0,06	2,5±0,5	/3,9±1,3// -3/	M1
1000,8±0,3	6,6±0,3	17,5±1,7	/1,8±0,3// -3/	E2
1092,0±0,5	24,4±1,2	45±5	/1,3±0,2// -3/	E2
1113,8±0,6	0,062±0,021	0,4±0,2	/4,6±3,6// -3/	/E2/
1203,8±0,8	0,27±0,03	0,90±0,24	/2,4±0,8// -3/	M1
1359,9±0,4	1,3±0,1	1,6±0,5	/8,7±3,5// -4/	/E2/
1425,0±0,3	1,24±0,14	1,4±0,5	/8,0±3,2// -4/	/E2/
1514,8±0,4	2,52±0,27	4,0±0,8	/1,1±0,3// -3/	M1
1602,8±0,3	5,17±0,41	6,5±1,3	/8,9±2,7// -4/	/M1/
1665±1	<0,17	0,60±0,25	>0,20	/E0/
1735,7±0,4	0,57±0,06	0,75±0,25	/9,3±3,7// -4/	M1, E2
1899,0±0,5	1,24±0,28	0,90±0,22	/5,2±2,1// -4/	/E2, M1/
2042,7±0,5	0,97±0,07	0,60±0,25	/4,4±2,0// -4/	/E2, M1/
2066,8±0,3	3,93±0,21	2,3±0,6	/4,2±1,4// -4/	/E2, M1/
2270,2±0,4	0,47±0,05	0,4±0,2	/6,0±3,6// -4/	/E2, M1/

Запись типа /2,7±0,7// -3/ означает /2,7±0,7/·10⁻³

Специально остановимся на идентификации состояния $I^{\pi} = 0_2^+$ в ядре ^{136}Ce . В работе /8/ такой уровень предполагается при энергии 1076,1 кэВ и высвечивается переходом 523,6 кэВ. Однако, согласно результатам $e\text{-}\gamma$ -совпадений /табл. 4/, данный переход принадлежит ^{136}Nd .

Среди γ -переходов ^{136}Pr имеется E0-переход с энергией 1665 кэВ. Представляется весьма вероятным ввести в ^{136}Ce уровень с $I^{\pi} = 0_2^+$ при энергии 1665 кэВ. Уровень высвечивается E0-переходом, а также переходом 1113,8 кэВ на состояние 2_1^+ /возможный γ -переход на состояние 2_2^+ с $E_{\gamma} = 573$ кэВ маскирован интенсивным γ -переходом ^{136}Nd с энергией 574,8 кэВ/.

Состояние с $I^{\pi} = 0^+$ при энергии 1665 кэВ в $^{136}\text{Ce}_{78}$ подобно состоянию 1760 кэВ, 0^+ в $^{134}\text{Ba}_{78}$ и они являются, согласно /21/

членами трехфоновного мультиплета, опустившимися из-за большой мягкости ядер / $\gamma = 28^\circ$ / заметно ниже двухфоновного 0^+ -состояния.

5. Систематика величин Q_{β} бета-переходов типа $0^+ \rightarrow 1^+$,
 обязанных превращению $\pi(d_{5/2}) \rightarrow \nu(d_{3/2})$

Среди бета-переходов ядер в области $A \approx 130 \div 140$ имеется характерный бета-переход между членами спин-орбитального дублета $\pi(d_{5/2}) \rightarrow \nu(d_{3/2})$. Группа таких бета-переходов между ядрами с нечетными A характеризуется величинами $Igft \approx 4,9 \div 5,2$. Примерно такие же величины /с учетом поправки на парные корреляции/ наблюдаются у бета-переходов указанного типа между четно-четными и нечетно-нечетными ядрами.

Ранее /22/ нами было установлено, что в нечетных ядрах величины Q_{β} переходов $d_{5/2} \rightarrow d_{3/2}$ как функции массового числа у ядер-изотонов хорошо укладываются на прямые. Как видно из рис. 5, подобная закономерность наблюдается и для бета-переходов отмеченного типа между четно-четными и нечетно-нечетными ядрами.

Систематика величин Q_{β} /рис. 5/, как показано в случае ^{138}Nd и ^{134}Ce , позволяет с хорошей точностью оценивать энергии бета-распада ядер. Она также оказывается полезной для идентификации природы некоторых уровней 1^+ в нечетно-нечетных ядрах. Для примера рассмотрим распад $^{130}\text{Sn} \rightarrow ^{130}\text{Sb}$ /рис. 6/ /23/.

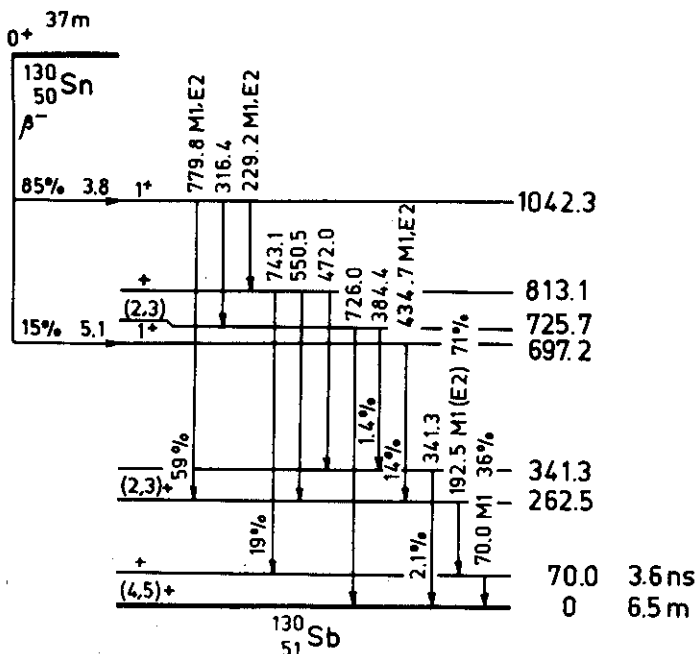


Рис. 6. Схема распада ^{130}Sn согласно /23/.

В ядре $^{130}_{50}\text{Sb}_{79}$ возбуждаются два состояния с $I^\pi=1^+$, β -переходы на которые имеют $\lg ft \leq 5,1$. Из рис. 5 можно заключить, что состоянием $1^+[\pi(d_{5/2}), \nu(d_{3/2})]$ является уровень 697,2 кэВ /если использовать уровень 1042,3 кэВ, то значение Q_β существенно отклоняется от прямой для изотонов $N=79$./

Рассмотрение распада $^{130}\text{Sn} \rightarrow ^{130}\text{Sb}$ и $^{134}\text{Ce} \rightarrow ^{134}\text{La}$ выявляет весьма примечательный факт: помимо бета-переходов $[\nu(d_{3/2})]_{0+}^2 \rightarrow [\pi(d_{5/2}), \nu(d_{3/2})]_{1+}$ и $[\nu(d_{5/2})]_{0+}^2 \rightarrow [\pi(d_{5/2}), \nu(d_{3/2})]_{1+}$, низкие значения $\lg ft / \leq 5,0$ /имеют бета-переходы на уровни 1042 кэВ в ^{130}Sb и 355,5 кэВ в ^{134}La , лежащие всего лишь на 350 кэВ выше состояния $[\pi(d_{5/2}), \nu(d_{3/2})]_{1+}$. Такая ситуация встречается и для других ядер этой области массовых чисел /распад ^{128}Ba , ^{128}Sn , ^{134}Te ./

6. ВЫВОДЫ

Совокупность полученных экспериментальных данных о свойствах нечетно-нечетных ядер $^{136,138}\text{Pr}$ и ^{134}La приводит нас к заключению:

а/ Лишь некоторые нижайшие состояния удается интерпретировать как члены двухквaziчастичных p - n -мультиплетов. Наблюдаются отступления от правил Бреннана-Бернштейна при описании характеристик основного состояния ^{136}Pr .

б/ Отдельные низколежащие уровни можно рассматривать как подходящие кандидаты для состояний вибрационного характера /наложение вибраций остова на одночастичные движения неспаренных нуклонов/.

в/ Предложенная систематика величин Q_β позволяет предсказать с хорошей точностью энергии бета-распада ядер и выявлять среди совокупности состояний 1^+ уровни типа $1^+[\pi(d_{5/2}), \nu(d_{3/2})]$.

г/ Заслуживает внимания точка зрения о деформируемости ядер с $A \approx 130 \div 140$. В частности, аномально большое число состояний 1^+ в ^{136}Pr и ^{134}La может быть генерировано изовекторными спиновыми силами типа $\kappa \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2$ с включением в рассмотрение ядер /24/, при этом могут быть объяснены бета-переходы с низкими значениями $\lg ft$.

Авторы приносят глубокую благодарность А.И.Вдовину за полезные обсуждения результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев В.П. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1971, 35, с. 1603; Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, 38, с. 63.

2. Julian G.M., Fessler T.E. Report NASA, TN D-7040, Washington, 1971.
3. Желев Ж.Т. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1968, 32, с. 1610; Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, 37, с. 1581.
4. Brosi A.R., Ketelle B.H. Nucl. Phys., 1975, A245, p. 243.
5. Аликов Б.А. и др. Труды международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976, т. 1, Д-9682, с. 81.
6. Greenwood R.G. et al. Nucl. Phys., 1976, A270, p. 29.
7. Спектры излучений радиоактивных нуклидов /под ред. К.Я. Громова/. "Фан", Ташкент, 1980.
8. Гасиор М. и др. ОИЯИ, Д6-7094, Дубна, 1973, с. 167.
9. Абдуразаков А.А., Громов К.Я., Умаров Г.Я. Бета-спектрографы с постоянным магнитным полем, "Фан", Ташкент 1970.
10. Кузнецов В.В. и др. ОИЯИ, P13-12810, Дубна, 1979.
11. Hager R.S., Seltzer E.C. Nucl. Data, 1968, A4, p. 1.
12. Абдуразаков А.А. и др. Тезисы докладов XXVII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1977, с. 64.
13. Wing J., Varley J.D. Report ANL-6886, Argonne, 1964.
14. Seeger P.A. Report LA-3380-MS, Los Alamos, 1965.
15. Байер Г.Ю. и др. Тезисы докладов XXIV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1974, с. 91.
16. Ekström G. et al. Nucl. Phys., 1972, A.196, p. 178.
17. Arseniev D.A., Sobiczewski A., Soloviev V.G. Nucl. Phys., 1969, A126, p. 15.
18. Бирюков Е.И., Новиков В.Т., Шиманская Н.С. Изв. АН СССР, сер. физ., 1965, 29, с. 151.
19. Александров В.С. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, 37, с. 948.
20. Бирюков Е.И., Шиманская Н.С. ЯФ, 1970, 11, с. 246.
21. Meyer R.A., Griffioen R.D., Graber Lefler J., Phys. Rev., 1976, C14, p. 2024.
22. Бутцев В.С. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1971, 35, с. 1618.
23. Tables of Isotopes. 7-th edition. Ed. by C.M. Lederer and W.S. Shirley. "J. Wiley", N.-Y., 1978.
24. Саломов Д.И. В кн.: Программа и тезисы докладов XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1975, с. 198.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 июля 1981 года.