

К-172

16/IV-69

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P6 - 4341



В.Г.Калинников, Х.Л.Равн , П.Г.Хансен ,
Н.А.Лебедев

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ИССЛЕДОВАНИЕ УРОВНЕЙ
"ПОЛУМАГИЧЕСКОГО" ЯДРА $^{140}_{58}\text{Ce}$ 82 ,
ВОЗБУЖДАЕМЫХ ИЗ РАСПАДА ^{140}La И ^{140}Pr

1969

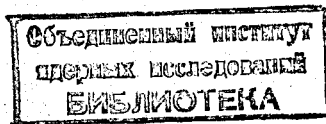
P6 - 4341

В.Г.Калинников, Х.Л.Равн*, П.Г.Хансен*,
Н.А.Лебедев

ИССЛЕДОВАНИЕ УРОВНЕЙ

"ПОЛУМАГИЧЕСКОГО" ЯДРА $^{140}_{58}\text{Ce}$ 82 ,

ВОЗБУЖДАЕМЫХ ИЗ РАСПАДА ^{140}La И ^{140}Pr



* Институт физики университета в Орхусе (Дания).

7784/2
40

В в е д е н и е

Исследование свойств возбужденных уровней "полумагических" ядер с числом нейтронов $N = 82$ представляет специфический интерес, во-первых, с точки зрения обнаружения среди них уровней "коллективной" природы и, во-вторых, с точки зрения экспериментальной проверки некоторых следствий "микроскопического" описания /1-4/ свойств таких ядер, которое удается провести в силу замкнутости их нейтронной системы.

Возбужденные уровни ядра $^{140}_{58}\text{Ce}_{82}$ детально изучались методами ядерной спектроскопии при распаде ^{140}La /5,6/ и ^{140}Pr /7/, при неупругом рассеянии частиц и γ -квантов ядрами ^{140}Ce : (p, p') /8,9/, (d, d') /8/, (α , α') /10,11/, (n, n') /12,13/, (γ , γ') /14/, (^{14}N , $^{14}\text{N}'$) /15/, а также в некоторых ядерных реакциях $^{139}\text{La}(d, n)$ /16/, $^{140}\text{Ce}(\gamma, \gamma')$ /17/, $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)$ /18/, $^{141}\text{Pr}(\gamma, p)$ /17/, $^{141}\text{Pr}(d, ^3\text{He})$ /19/.

Хотя перечисленными методами была получена существенная информация о системе возбужденных уровней ^{140}Ce , тем не менее требовалось дальнейшее их исследование с целью:

- а) уточнения квантовых характеристик ряда уровней, например, 2350,2; 2516,1; 2547,5 кэв и более высоких;
- б) возможного обнаружения ожидаемых /3,4/ уровней типа 0^+ и 1^+ , которые должны хорошо возбуждаться при распаде ^{140}Pr (1^+ , $Q_{\beta^+} = 3388 \pm 6$ кэв /7/;
- в) попытки обнаружения из распада ^{140}La (3^- , $Q_{\beta^-} = 3762 \pm 8$ кэв /5/) частично-дырочных двухнейтронных уровней ^{140}Ce , известных по данным о резонансном рассеянии протонов /9/, к примеру, уровней 3410 (3^-),

3480 (4-), 3670 (2-) кэв. Для решения перечисленных задач и была предпринята настоящая работа.

2. Условия опытов

2.1. Препарат ^{140}La

Изотоп ^{140}La ($T_{1/2} = 40,2$ час) накапливался при распаде изотопа ^{140}Ba ($T_{1/2} = 12,8$ дн), который образовывался в реакции деления урана.

Мишень из окиси урана UO_3 весом 250 мг, обогащенная по изотопу урана с $\lambda = 235$ до 20%, облучалась потоком тепловых нейтронов ($1,5 \times 10^{14}$ нейтрон/см² сек) на реакторе Исследовательского центра в Риссе (Дания). После 26 часов облучения из мишени химически выделялся продукт деления - барий. В дальнейшем из бариевого препарата неоднократно выделялся накопившийся дочерний ^{140}La , с которым проводились физические исследования.

2.2. Препарат ^{140}Pr

При исследовании распада ^{140}Pr источником служил препарат неодима, который выделялся $^{20/}$ из гадолиниевой мишени, облученной быстрыми протонами на синхротронном ОИЯИ (вес мишени 1 г, $E_p = 660$ Мэв, ток ≈ 2 мка). Полученная неодимовая фракция содержала кроме ^{140}Nd ($T_{1/2} = 3,37$ дн) еще нейтронодефицитные изотопы с $A = 136 - 141$ ($T_{1/2} \leq 5,53$ час) и нейтроноизбыточные изотопы с $A = 147$ ($T_{1/2} = 11$ дн) и $A = 151$ ($T_{1/2} = 1,9$ час), а также накапливающиеся при их распаде дочерние активности. Спустя 15 дней, когда короткоживущие изотопы полностью распались, фракция была хроматографически тщательно очищена от дочерних активностей (в основном, от ^{139}Ce) и от возможных загрязнений другими радионуклидами. Полученный препарат содержал ^{140}Pr ($T_{1/2} = 3,39$ мин), а также незначительную примесь ^{147}Nd .

2.3. Гамма-спектрометр

Изучение γ -спектров полученных препаратов проводилось на спектрометре института физики Орхусского университета (Дания). Первоначально мы использовали в работе $\text{Ce}(\text{Li})$ -детектор с чувствительным объемом $\approx 10 \text{ см}^3$, а позднее – детектор с объемом $\approx 20 \text{ см}^3$. Оба детектора – коаксиального типа. Разрешающая способность детектора с объемом 20 см^3 составляла 3,2 кэв на половине высоты γ -линии ^{140}La с $E_\gamma = 487$ кэв; второй детектор имел разрешающую способность 5,5 кэв на линии ^{60}Co с $E_\gamma = 1332$ кэв.

При помощи стандартных источников была снята с точностью 3-5% кривая энергетической зависимости абсолютной эффективности регистрации γ -лучей обоими детекторами. Энергетическая калибровка γ -спектрометра осуществлялась по ряду линий ^{140}La , энергии которых известны с большой точностью /5,6/.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Гамма-лучи ^{140}La

Для тщательного изучения γ -спектра ^{140}La было использовано несколько источников. Приписание наблюдавшихся в спектре γ -линий изотопу ^{140}La производилось по периоду убывания их интенсивностей. Кроме того были приняты во внимание недавние результаты исследования γ -спектра ^{140}La другими авторами.

Полученные нами сведения о γ -лучах ^{140}La представлены в табл.1. Отдельные участки γ -спектра ^{140}La приведены на рис. 1-3. В γ -спектре обнаружены и отнесены к распаду ^{140}La ранее неизвестные линии с $E_\gamma = 438,5$; (446,0); 936,9; 2465,3 и 2533,4 кэв. С целью проверки того, что линия 2465,3 кэв не есть пик суммирования находящийся в каскаде интенсивных γ -лучей 1596,5 + 867,9 кэв, были проведены дополнительные измерения γ -спектра при другой геометрии опыта, а также измерения с препаратом лантана значительно меньшей активности. В контрольных опытах отсутствовали наблюдавшиеся ранее пики сум-

Таблица I

Гамма-переходы при распаде $^{140}\text{La} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$

$h\nu$ кэВ	\bar{I}_γ , отн.	\bar{I}_e , (к)	$\bar{I}_{\text{свм}}$ (% на распад)	α_k , эксп.	Мультиполь- ность
I	2	3	4	5	6
24,595±0,004	-	-	0,32±0,04 σ	-	E2 (<42% MI) σ
$K_{\bar{A}}$	2,35±0,70	-	2,24±0,67	-	-
K_A	0,36±0,08	-	0,34±0,08	-	-
64,130±0,007	~ 0,01	(2,5±0,4)·10 ⁻²	0,085±0,006	~ 2,5	MI+3,7%E2 σ
68,916±0,006	(6,4±1,6)10 ⁻²	(1,6±0,3)·10 ⁻¹	0,24±0,05	2,5±1,2	MI+0,7%E2 σ
109,417±0,006	0,210±0,015	(1,55±0,05)10 ⁻¹	0,38±0,02	(7,4±0,8)·10 ⁻¹	MI+<30%E2
131,122±0,008	0,50 ± 0,03	(2,20±0,08)10 ⁻¹	0,73±0,04	(4,4±0,4)·10 ⁻¹	MI+< 8%E2
173,550±0,011	0,13 ± 0,02	(2,3±0,3)·10 ⁻²	0,15±0,02	(1,77±0,50)10 ⁻¹	MI; E2 или MI+E2
241,966±0,012	0,41 ± 0,03	(3,34±0,23)10 ⁻²	0,43±0,03	(8,15±1,20)10 ⁻²	MI+E2
266,551±0,014	0,49 ± 0,03	(3,1±0,3)·10 ⁻²	0,50±0,03	(6,30±0,95)10 ⁻²	MI+E2
306,9±0,2	(3,5±1;7)10 ⁻²	≤ 2,3·10 ⁻³	(3,5±1,7)10 ⁻²	-	E2 B)
328,768±0,012	19,4±0,6	(7,58±0,10)10 ⁻¹	19,86±0,58	(3,91±0,17)10 ⁻²	MI+<20%E2
397,79 ± 0,11	(1,10±0,35)10 ⁻¹	(2,3±1,5)·10 ⁻³	(1,10±0,35)10 ⁻¹	~ 2,1·10 ⁻²	MI; E2
432,530±0,029	2,85±0,15	(5,8±0,3)·10 ⁻²	2,79±0,15	(2,03±0,22)·10 ⁻²	MI+<23%E2
438,5±0,4	(2,1±1,0)·10 ⁻²	-	~ 2,10 ⁻²	-	-
446,0±0,5	~ 2,5·10 ⁻²	-	~ 2,4·10 ⁻²	-	-

Продолжение таблицы 1

1	2	3	4	5	6
487, 029±0, 019	45, 0±1, 5	(4, 40±0, 23)·10 ⁻¹	43, 43±1, 46	(9, 78±0, 84)·10 ⁻³	E2+< 16% MI
618, 2±0, 7	~ 4, 5·10 ⁻²	2, 2·10 ⁻³	~ 4, 3·10 ⁻²	-	-
(731, 5)	≤ 0, 04	1, 5·10 ⁻³	≤ 0, 038	-	-
751, 827±0, 080	4, 40±0, 20	(1, 97±0, 23)10 ⁻²	4, 22±0, 19	(4, 48±0, 67)·10 ⁻³	MI+E2 или E2+(MI)+E0
815, 85±0, 07	23, 5±0, 7	(9, 5±0, 6)·10 ⁻²	22, 52±0, 68	(4, 04±0, 38)·10 ⁻³	MI+< 30% E2
867, 82±0, 14	5, 6±0, 3	(6, 1±1, 5)·10 ⁻³	5, 35±0, 29	(1, 09±0, 32)·10 ⁻³	EI+< 5% M2
(906, 4)	≤ 0, 06	-	≤ 0, 06	-	-
919, 63±0, 15	2, 64±0, 16	(6, 1±1, 5)·10 ⁻³	2, 53±0, 16	(2, 31±0, 69)·10 ⁻³	E2+MI
925, 24±0, 09	7, 1 ±0, 3	(2, 27±0, 23)10 ⁻²	6, 80±0, 29	(3, 20±0, 45)·10 ⁻³	MI+E2 или E2+(MI)+E0
936, 9±0, 4	0, 06±0, 02	-	(5, 7±1, 9)10 ⁻²	-	-
951, 4±0, 4	0, 55±0, 03	(1, 4±0, 4)·10 ⁻³	0, 53±0, 03	(2, 55±0, 85)10 ⁻³	E2 или MI
1088 Г)	~ 0, 003	< 4·10 ⁻⁴	~ 0, 003	-	-
1415 Г)	~ 0, 006	< 8·10 ⁻⁵	~ 0, 006	-	-
1596, 49±0, 24	100 А)	6, 9·10 ⁻² А)	95, 47±0, 27	6, 9·10 ⁻⁴ А)	E2
1903, 15±0, 30	≤ 6·10 ⁻³	(1, 52±0, 15)·10 ⁻²	(1, 9±0, 2)·10 ⁻²	≥ 2, 5	E0

Продолжение таблицы I

I	2	3	4	5	6
2348, 1±0,7	0,90±0,06 (1,8±0,6).10 ⁻²	(3,3±0,5).10 ⁻⁴	0,86±0,06 (1,7±0,6).10 ⁻²	(3,66±0,74).10 ⁻⁴	E2 e)
2465, 3±0,8	3,60±0,18 (4±2).10 ⁻³	(1,21±0,15).10 ⁻³	3,44±0,18 (4±2).10 ⁻³	(3,37±0,51).10 ⁻⁴	E2 e)
2521, 7±0,5	(1,10±0,07).10 ⁻¹	(3,5±0,8).10 ⁻⁵	0,105±0,007	(3,2±1,0).10 ⁻⁴	E2 или M1
2533, 4±0,7	(6,5±0,6).10 ⁻²	(1,8±0,3).10 ⁻⁵	(6,2±0,6).10 ⁻²	(2,8±0,6).10 ⁻⁴	E2 e)
2547, 5±0,6	(2,7±0,4).10 ⁻²	(6,8±2,3).10 ⁻⁶	(2,7±0,4).10 ⁻²	(2,5±1,0).10 ⁻⁴	M1 (или E2)e)
2899, 7±0,8	(4,7±1,5).10 ⁻³	~ 8,5.10 ⁻⁷	(4,5±1,4).10 ⁻³	(1,85±0,90).10 ⁻⁴	M1 или E2 e)
3119, 0±0,8					
3319, 6±0,9					

а) Большинство значений энергий λ -переходов приведено по работам / 5,6 / . Энергии γ -переходов 438,5; 936,9; 951,4; 2465,3; 2533,4 кэв и выше приведены по нашим измерениям.

б) Из работы / 5 / .

в) Из наших данных о распаде ¹⁴⁰P.

г) Из работы / 33 / . Интенсивности этих двух переходов оценены по данным работы / 33 / , считая $I_{306} \approx 3,5 \cdot 10^{-2}$.

д) Принято: $I_{\gamma} = 100$ от.ед.; $\alpha_k = 6,9 \cdot 10^{-2}$. Переход считается типа E2.

е) Из экспериментальных данных об отношении α_{π} / α_k / 24 / .

Таблица 2

Анализ данных о внутренней парной конверсии γ -переходов в ядре ^{140}Ce

h ν Кэв	$\left(\frac{\alpha_{\Gamma}}{\alpha_{\text{K}}}\right)$ [24] эксн	Теория для M1-типа			Теория для E2-типа			Выход о-мультим-польности
		α_{π}°	α_{K}	$\alpha_{\pi}/\alpha_{\text{K}}$	α_{Γ}	α_{K}	$\alpha_{\Gamma}/\alpha_{\text{K}}$	
1596	$(15,6 \pm 1,5) \times 10^{-2}$	1,0(-4)	8,7(-4)	11,5(-2)	1,15(-4)	6,9(-4)	16,7(-2)	E2
2348	$1,28 \pm 0,19$	3,86(-4)	3,86(-4)	1,00	4,5(-4)	3,36(-4)	1,34	E2
2522	$1,82 \pm 0,10$	4,53(-4)	3,30(-4)	1,38	5,23(-4)	2,95(-4)	1,79	E2
2900	$3,07 \pm 0,46$	6,0(-4)	2,45(-4)	2,44	6,9(-4)	2,25(-4)	3,07	E2
3123	$2,77 \pm 0,78$	6,8(-4)	2,07(-4)	3,28	7,7(-4)	2,0(-4)	3,85	M1(E2)
3322	$4,2 \pm 2,8$	7,4(-4)	1,83(-4)	4,0	8,5(-4)	1,76(-4)	4,8	M1, E2

Примечание: Теоретические значения α_{π} и α_{K} получены графическим интер- и экстраполированием соответствующих величин: α_{K} - по таблицам Л.А.Слива и И.М.Банд /23/; α_{Γ} - из таблицы I работы /25/.

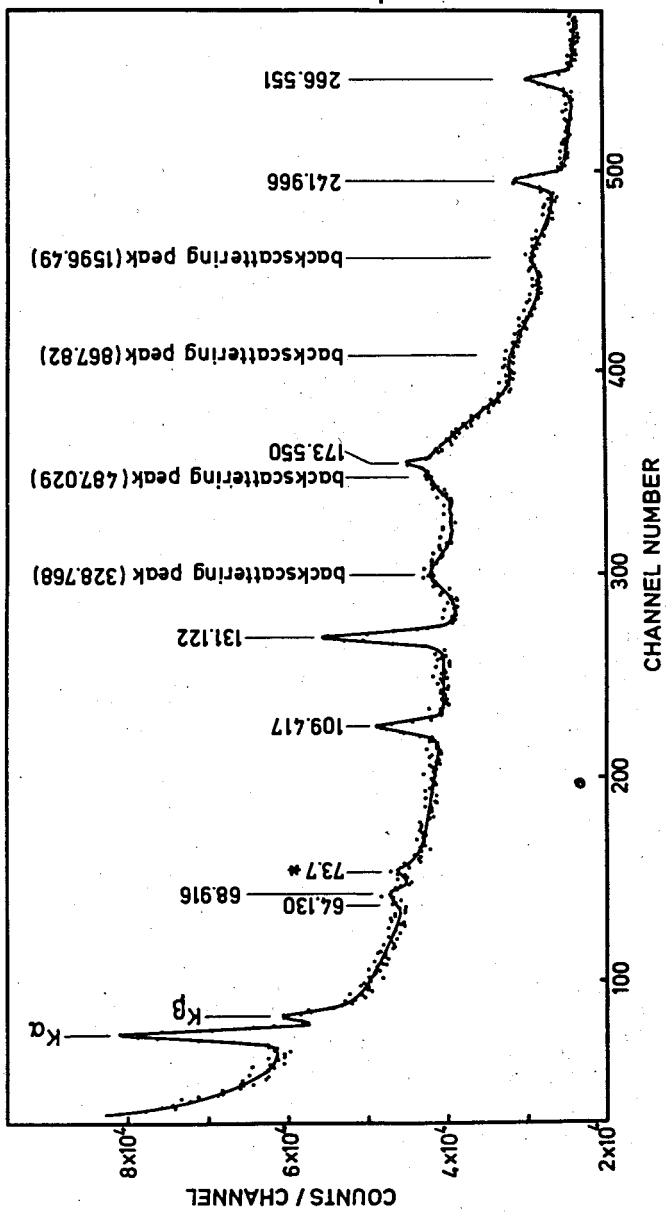


Рис. 1а. Участок спектра гамма-лучей ^{140}La в энергетической области 10 - 270 кэв, снятый $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором с объемом 10см^3 . Звездочкой отмечены линии, не принадлежащие ^{140}La .

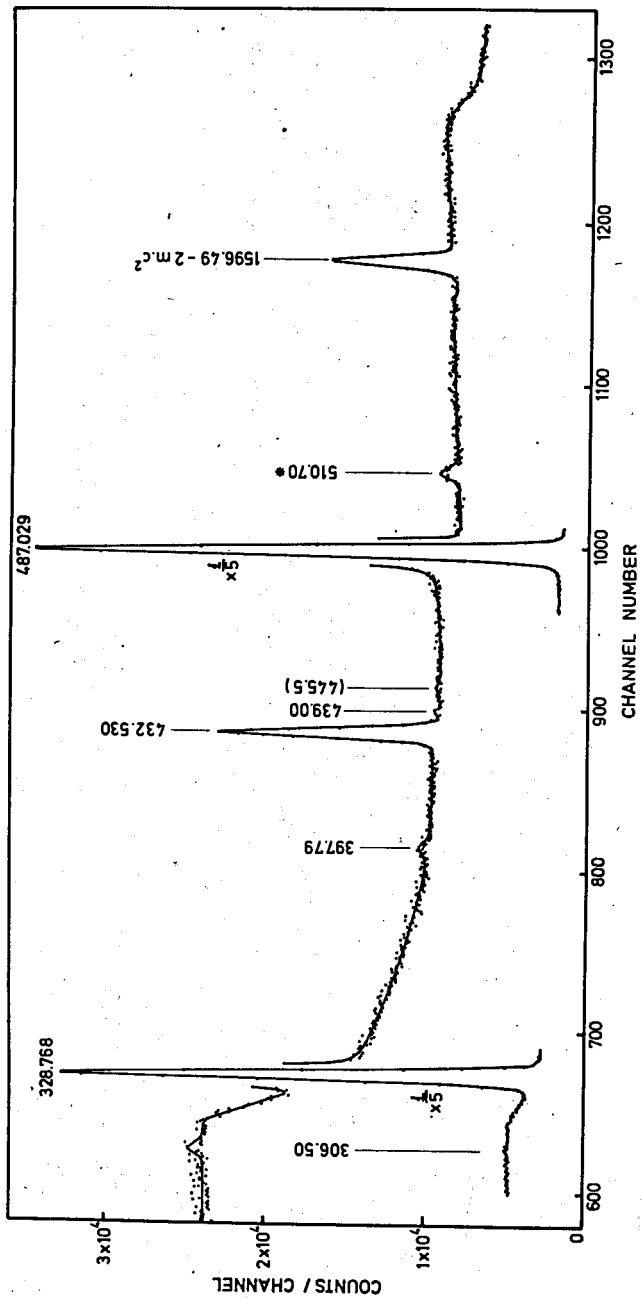


Рис. 16. Участок спектра гамма-лучей ^{140}La в энергетической области 270-850кэв, снятый Ge(Li) -детектором с объемом 10 см³. Звездочкой отмечены линии, не принадлежащие ^{14}La .

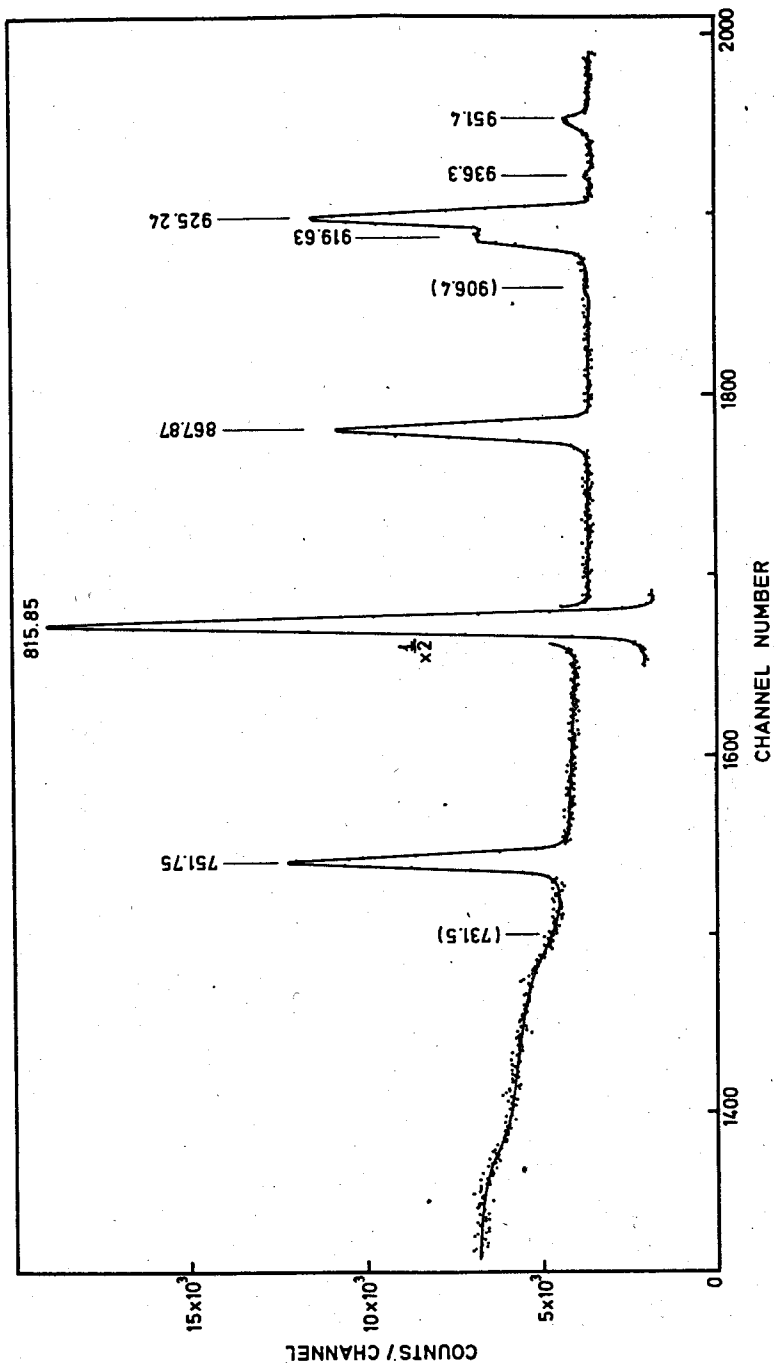


Рис. 1в. Участок спектра гамма-лучей ^{140}La в энергетической области 650 - 970 кэВ, снятый Ge(Li) -детектором с объемом 10 см^3 .

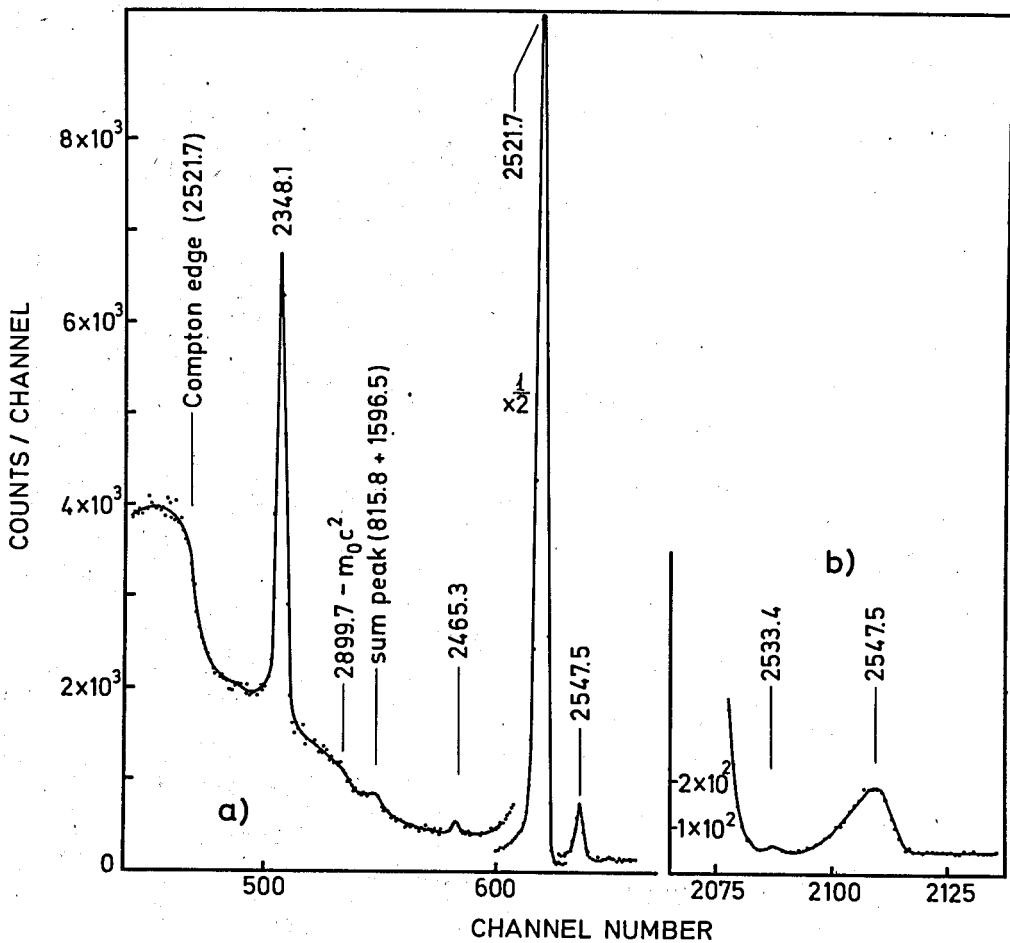


Рис.2. а) Участок спектра гамма-лучей ^{140}La в энергетической области 2230–2570 кэв, снятый Ge(Li) -детектором с объемом 20см^3 .

б) Район гамма-линии 2547,5 кэв в увеличенном масштабе.

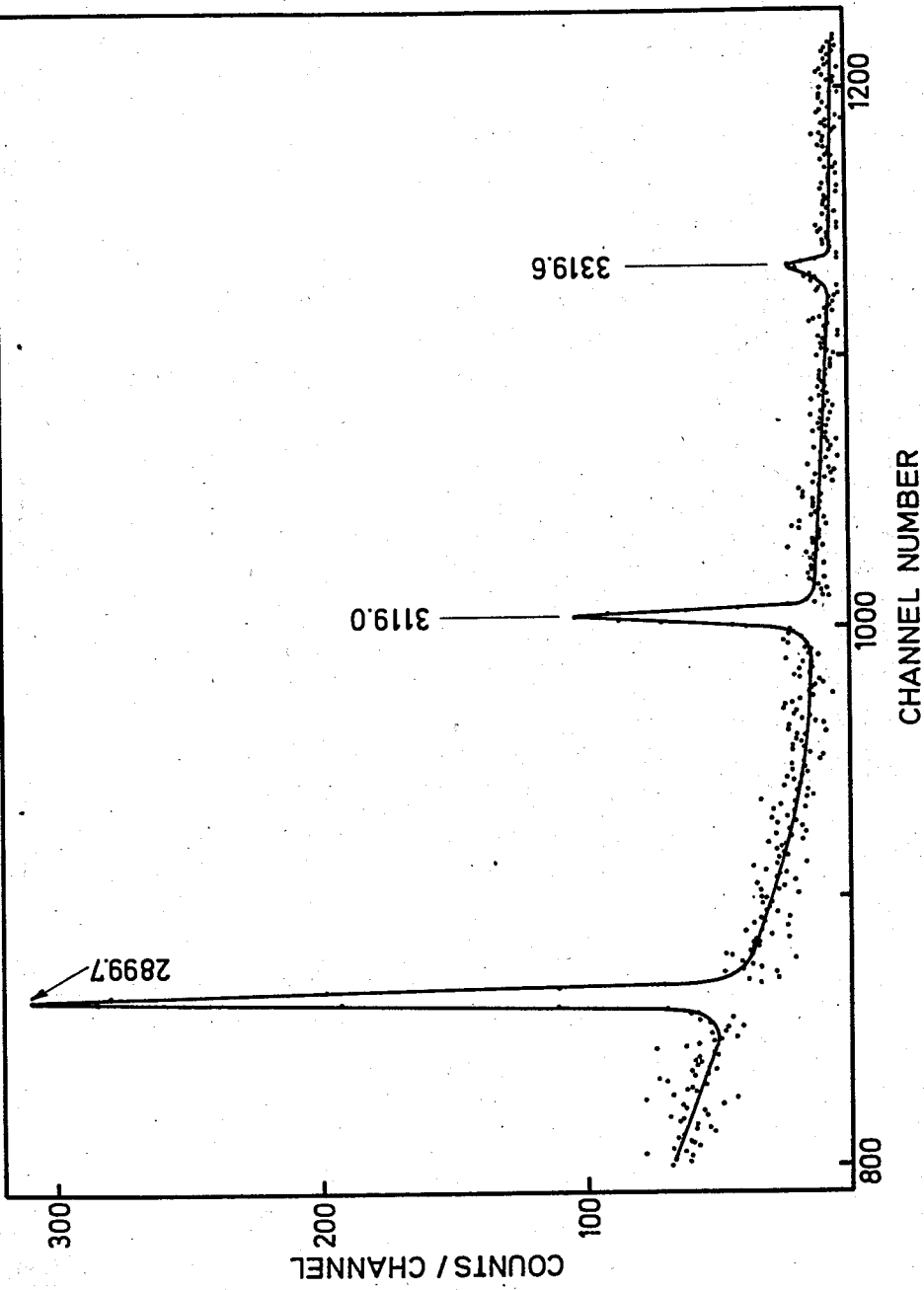


Рис.3. Участок спектра жестких гамма-лучей ^{140}La , снятый $\text{Ce}(\text{Li})$ - детектором с объемом 20 см 3 .

мирования (например, 1596,5 + 328,8; 1596,5 + 487,0; 1596,5 + 815,9 кэв), но пик 2465,3 кэв проявился отчетливо.

Сведения об интенсивностях γ - лучей ^{140}La , полученные нами, хорошо согласуются с результатами Антоньевой и др. /21/ и Баера и др. /6/, но существенно отличаются от результатов Карлссона и др. /5/ и Гюге и др. /22/ для γ - линий с $E_\gamma \leq 400$ кэв.

Антоньева и др. /21/ сообщили о наблюдении ряда малоинтенсивных линий, отнесенных ими к ^{140}La . На наш взгляд, линии с $E_\gamma = 574; 1082; 1840; 1880$ и 2386 кэв являются пиками "одиночного" и "двойного" вылета аннигиляционных γ - квантов при образовании пар жесткими γ - лучами (соответственно, $E_\gamma = 1596,5; 2348,1$ и $2899,7$ кэв). Гамма-линии 148 и 221 кэв /21/ мы рассматриваем как пики "обратного рассеяния" γ - лучей с $E_\gamma = 328,8$ и $1596,5$ кэв.

Мы не получили данных, подтверждающих существование γ - лучей ^{140}La с $E_\gamma = 337; 390; 588; 605; 730; 802; 903$ кэв /21/ (по нашим данным верхний предел их интенсивностей в принятых в табл. 1 единицах $I_\gamma \leq 0,04$). Точно так же не подтверждено существование γ - линий 2927,6 /22/ и 2940 кэв /21/ (по нашим данным их интенсивность $I_\gamma \leq 0,003$).

Из полученных данных об интенсивностях γ - лучей и данных Карлссона и др. /5/ об интенсивностях электронов конверсии мы подсчитали коэффициенты внутренней конверсии (a_k) ряда γ - переходов ^{140}La (табл. 1). На рис. 4 изображены экспериментальные и теоретические /23/ значения a_k для разных мультиполей. Такое сравнение позволяет указать для многих переходов возможные типы мультипольности (табл. 1).

Как видно из рис. 4, для γ - переходов с $E_\gamma > 1,6$ Мэв затруднительно по экспериментально установленным величинам a_k сделать выбор между различными мультипольностями.

Однако в последнее время были выполнены тщательные измерения отношений коэффициентов внутренней парной конверсии и внутренней конверсии на К - оболочке атома (a_π/a_k) некоторых γ - переходов в ^{140}Ce /24/. В то же время появилась работа Ломбарда и др. /25/, где для этих же γ - переходов теоретически вычислены коэффициенты a_π . Используя эти результаты и значения a_k , взятые из таблиц Слива

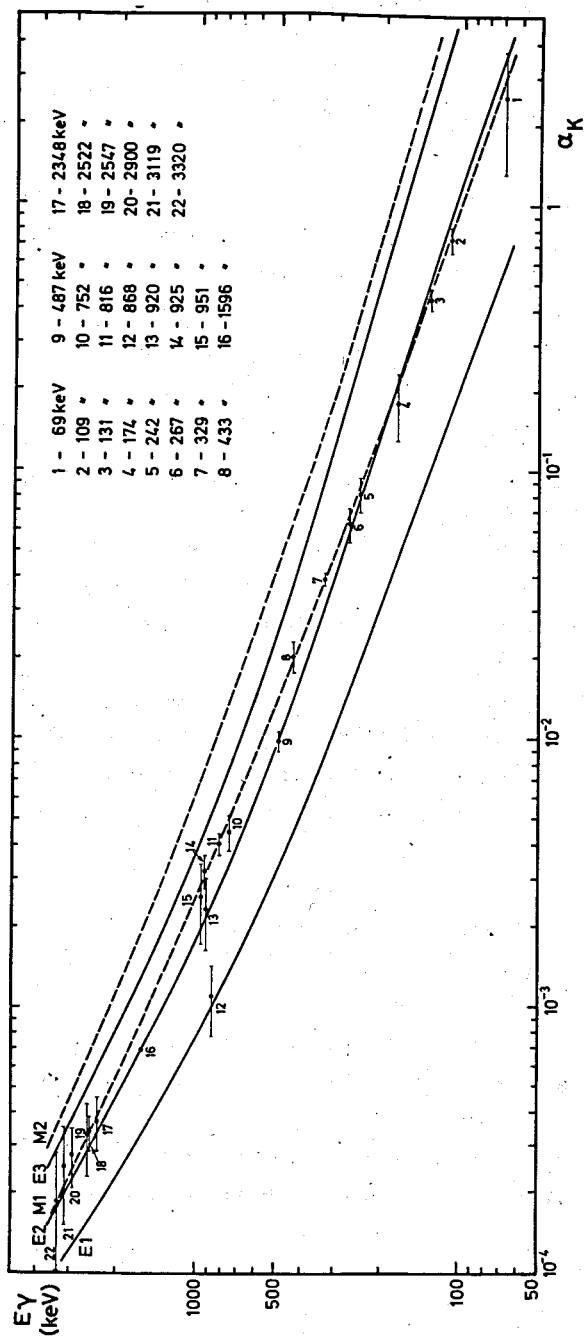


Рис. 4. Сравнение экспериментально установленных коэффициентов внутренней конверсии (α_k) гамма-переходов ^{140}La с теоретическими (по Сливу и Банд).

и Банд /23/, мы сделали заключения о мультипольности некоторых жестких γ - переходов (табл. 2).

3.2. Гамма-лучи ^{140}Pr

Применение γ - спектрометра с $\text{Ce}(\text{Li})$ - детектором дало возможность существенно уточнить сведения о γ - лучах ^{140}Pr . Полученные нами данные о γ - лучах ^{140}Pr приведены в табл. 3. Приписание γ -лучей изотопу ^{140}Pr производилось по периоду убывания их интенсивностей. Принимались во внимание результаты исследования γ - спектра ^{140}La .

По сравнению с результатами предшествующей работы одного из авторов /7/ к распаду ^{140}Pr дополнительно отнесены γ - линии с $E_\gamma = 867,8; 936,0$ и 2533 кэв, а также переход $1420,3$ кэв, который ранее приписывался ^{140}Pr предположительно /7/.

4. Схема распада $^{140}\text{La} \rightarrow ^{140}\text{Ce} \leftarrow ^{140}\text{Pr}$

4.1. Конструирование схемы распада $^{140}\text{La} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$

Полученные нами сведения о γ - излучении ^{140}La позволяют внести некоторые дополнения и изменения в схему распада этого изотопа, предложенную Баером и др. /6/. Предлагаемый нами вариант схемы изображен на рис. 5.

Прежде всего по энергетическим соображениям мы разместили обнаруженные γ - переходы $438,5; 446,0$ и $2463,3$ кэв между известными уровнями ^{140}Ce . Ранее неизвестные γ - переходы $936,9$ и $2533,4$ кэв, по нашему мнению, обязаны разрядке нового уровня $2533,4$ кэв.

Сведения об интенсивностях γ - лучей, электронов внутренней конверсии и внутренней парной конверсии γ - лучей с $E_\gamma > 1022$ кэв /24/ мы использовали для расчета баланса интенсивностей γ - и β - переходов в схеме распада $^{140}\text{La} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$. Известно /26/, что вероятность β^- - распада ^{140}La в основное состояние ^{140}Ce крайне мала ($I_{\beta^-} = (8 \pm 2) 10^{-4}\%$). Поэтому можно предположить, что сумма полных интенсивностей γ - переходов, идущих непосредственно в основное состояние ^{140}Ce , соответствует 100% распадов. Отсюда определены абсолютные интенсивности всех

ТАБЛИЦА 3

Гамма-излучение ^{140}Pr

E_{γ}	I_{γ} , отн.
306,9±0,3	0,37±0,4
618,2±0,3	< 2.10 ⁻³
751,8±0,3	0,060±0,005
867,8±0,3	(4,0±1,5).10 ⁻³
924,24±0,09 ^{а)}	0,052±0,005
936,0±0,5	(7 ± 2).10 ⁻³
950,7±0,3	(4,0±1,5).10 ⁻³
1420,3±0,5	0,018±0,004
1596,49±0,24 ^{а)}	1,00 ^{б)}
1903,5±0,5 ^{в)}	< 3.10 ⁻³ в)
2348,3±0,5	(1,63±0,14).10 ⁻²
2521,7±0,5 ^{а)}	(2,78±0,20).10 ⁻²
2533±1	(4,8±1,8).10 ⁻⁴
2547,5±0,7	(4,8±1,8).10 ⁻⁴
2900±1	(4,0±1,8).10 ⁻⁴
3120±1,5	(2,0±0,5).10 ⁻³
3325±2 ^{в)}	(2,8±1,4).10 ⁻⁴ в)

а) Энергии данных гамма-переходов, известные из работ /5,6/, использованы для энергетической градуировки нашего гамма-спектрометра

б) Принято $I_{\gamma}^{1596} = 1,00$

в) Взято из работы /7/

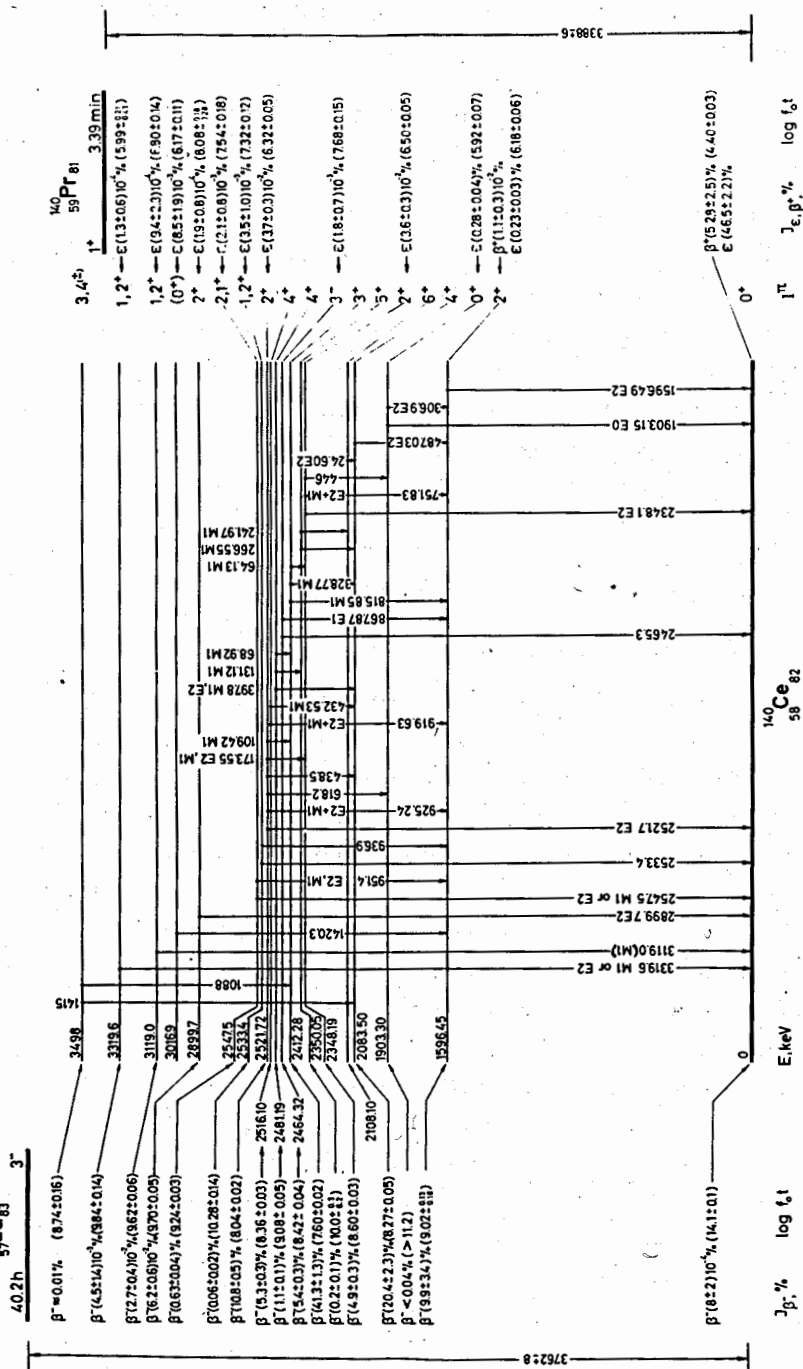


Рис. 5. Схема распада $^{140}\text{La} \rightarrow ^{140}\text{Ce} \leftarrow ^{140}\text{Pr}$.

γ - переходов ^{140}La (см. табл. 1). Эти данные позволили рассчитать вероятности заселения каждого уровня ^{140}Ce β^- -распадом (см. рис. 5). Там же для β^- -переходов указаны величины $\log f_0 t$. При этом период полураспада ^{140}La был принят равным $40,22 \pm 0,02$ час /27/. Из-за трудностей расчета функции $f(E_{\beta^-}, z)$ для запрещенных β^- -переходов мы заменяли ее на $f_0(E_{\beta^-}, z)$ для соответствующих разрешенных переходов /28/. Граничные энергии β^- -компонент определены с учетом определенной Карлссоном и др. /5/ величины Q_{β^-} ^{140}La (3762 ± 8 кэВ).

4.2. Конструирование схемы распада $^{140}\text{Pr} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$

Полученные дополнительные сведения о γ -излучении ^{140}Pr позволили внести некоторые изменения в схему распада этого изотопа /7/. Предлагаемая нами схема распада $^{140}\text{Pr} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$ изображена на рис. 5. По сравнению со схемой из работы /7/ мы ввели в рассмотрение новые уровни 2465,3 и 2533,4 кэВ и изменили размещение в схеме перехода 1420,3 кэВ, введя неизвестный ранее уровень 3016,9 кэВ.

Переход 1420,3 кэВ нельзя связать с основным состоянием ^{140}Ce , так как в этом случае трудно было бы объяснить слабое заселение соответствующего уровня при распаде ^{140}Pr и при распаде ^{140}La . С другой стороны, этот переход нельзя направить на уровень с $E \geq 2083,5$ кэВ, так как разность масс ^{140}Pr и ^{140}Ce составляет 3388 ± 6 кэВ /7/. Следовательно, γ -переход 1420,3 кэВ следует направить либо на уровень 1596,45 кэВ, либо на уровень 1903,30 кэВ. В работе /7/ остановились на второй возможности, т.е. был введен уровень 3323 кэВ. Однако при более тщательном измерении энергии этого уровня (по энергии прямого γ -перехода) она оказалась равной 3319,6 кэВ. Но самым сильным аргументом против такого размещения γ 1420,3 является слишком большая скорость β^+ -распада на этот уровень ($\log f t < 4$). Таким образом, нужно связать переход 1420,3 кэВ с уровнем 1596,45 кэВ, т.е. ввести не проявляющийся при распаде ^{140}La уровень 3016,8 кэВ.

Сведения об интенсивностях γ - и β^- -переходах использованы для расчета баланса интенсивностей в схеме распада $^{140}\text{Pr} \rightarrow ^{140}\text{Ce}$. Отсюда были определены вероятности заселения уровней ^{140}Ce β^+ -переходами и их $\log f_0 t$ (см. рис. 5).

4.3. Характеристики уровней ^{140}Ce

Квантовые характеристики возбужденных уровней ^{140}Ce определялись рядом авторов и для некоторых состояний (как, например, 1596,45(2^+), 1903,30(0^+), 2083,50(4^+), 2464,32 кэв (3^-)) они не вызывают сомнения. Однако для ряда уровней мы можем уточнить или указать заново их характеристики, основываясь на установленных нами типах мультипольностей γ - переходов и приведенных вероятностях β - переходов.

Уровень 2348,19 кэв разряжается переходами 751,83 и 2348,1 кэв. Переход 751,83 кэв имеет мультипольность ($M1+(E2)$) или $E2+(M1)+E0$, а переход 2348,19 кэв - $E2$. Поэтому уровню следует присписать $1^\pi = 2^+$.

Состояние 2350,05 кэв, по данным Баера и др. ^{/6/}, имеет характеристики 5^- . Этот вывод основывается на $E1$ - типе мультипольностей γ - переходов 266,6 и 242,0 кэв ^{/5/}. По нашим данным, оба этих перехода типа $M1+E2$, хотя арифметически всегда можно для них подобрать смесь $E1+M2$, чтобы объяснить экспериментально установленные величины α_k . Однако $M2$ - примесь должна достигать слишком большой величины ($\approx 15\%$).

С другой стороны, уровень 2350,05 кэв заселяется γ - переходом 131,12 кэв из состояния 2481,19 кэв (4^+). Этому переходу мы приспичали мультипольность $M1$ (в работе ^{/15/} ему приспичан тип $E1$, но, на наш взгляд, по данным ^{/5/} невозможно исключить также и вариант $M1+\leq 15\%E2$).

Поэтому мы исходим из определенных нами мультипольностей и рассматриваем уровень 2350,05 кэв как имеющий спин и четность 5^+ или 4^+ . В пользу этих характеристик свидетельствуют оценки времени жизни состояний 2350,05 и 2481,3 кэв: $T_{1/2} < 3 \cdot 10^{-8}$ сек ^{/6/}. Если переходы 131,12, 241,97 и 266,55 кэв были бы типа $E1$ с примесью $M2(10-15\%)$, то из экспериментальных данных следовало бы ожидать у этих уровней времени жизни, соответственно, $\approx 2 \cdot 10^{-7}$ и $\approx 1,2 \cdot 10^{-6}$ сек (считая, что $M2$ - переходы заторможены относительно одночастичной оценки на фактор ≈ 100 ^{/29/}). Если же мультипольности трех рассматриваемых переходов типа $M1+E2$, то указанные противоречия снимаются.

Таким образом, уровень 2350,05 кэв должен иметь характеристики $1^\pi = 5^+$ или 4^+ . Характеристики 5^+ более вероятны, т.к. при характерис-

тиках 4^+ соответствующий β - переход ^{140}La (3^-) должен быть значительно более быстрым, чем это наблюдается на опыте ($\log t_{0,1} = 10,0$).

О. Хансен и О. Натан /10/ по сечению неупругого рассеяния α - частиц определили величину приведенной вероятности возбуждения уровня 2464,32 кэв: $B(E3, 0^+ \rightarrow 3^-) = 76e^{210-74}$ см⁶. Из величины $B(E3, 0^+ \rightarrow 3^-)$ и из соотношения интенсивностей γ -лучей 867,8 и 2465,3 кэв мы можем вычислить время жизни уровня 2464,3 кэв: $T_{1/2} \approx 6 \cdot 10^{-14}$ сек.

Что касается уровня 2516,10 кэв, то из данных о мультипольности γ - переходов 919,63 и 432,53 трудно сделать выбор между характеристиками $1^\pi = 4^+$ или 3^+ . Величина $\log t_{0,1}$ β -перехода ^{140}La , приводящего к возбуждению этого уровня, заставляет нас отдать предпочтение спине и четности 4^+ .

Большие затруднения существовали в выборе характеристик 1^+ или 2^+ для уровня 2521,72 кэв. Вывод о E2-мультипольности γ -перехода 2521,7 кэв, полученный из данных о внутренней парной конверсии, однозначно приводит нас к характеристикам $1^\pi = 2^+$ для этого состояния. С этим согласуется тип мультипольности $M1 + < 30\%$ E2 γ -перехода 109,4 кэв между уровнями 2521,7 и 2412,4 (3^+) кэв. Наблюдение нами γ -перехода 438,5 кэв, который идет с уровня 2521,7 кэв на состояние 2083,50 кэв (4^+), также говорит в пользу характеристик 2^+ . Наконец, эти характеристики подтверждаются скоростью β -распада ^{140}La на данный уровень.

Исходя из вероятности заселения уровня 2533,4 кэв при β^- -распаде ^{140}La и β^+ -распаде ^{140}Pr , мы считаем нужным приписать ему характеристики $1^\pi = 1^+$, хотя нельзя полностью исключить характеристики $1^\pi = 2^+$.

Мультипольности γ -переходов 2547,5 и 951,4 кэв и скорости β^- -распада и β^+ -распада, приводящих к возбуждению уровня 2547,5 кэв, позволяют приписать ему характеристики $1^\pi = 2^+$ или 1^+ .

Мультипольность E2 перехода 2899,7 кэв определяет спин и четность $1^\pi = 2^+$ для уровня 2899,7 кэв.

Величина $\log t_{0,1}$ ($6,17$) β^+ -перехода ^{140}Pr на уровень 3016,9 кэв позволяет предположить, что он имеет квантовые характеристики 0^+ , 1^+ или 2^+ . С другой стороны, при распаде ^{140}La (3^-) этот

уровень, видимо, не заселяется, в то время как соседние уровни с $1^\pi = 2^+$ или 1^+ (2899,7; 3119,0; 3319,6 кэв) хорошо возбуждаются. Поэтому предпочтительнее считать, что уровень 3016,9 кэв имеет $1^\pi = 0^+$.

Мультипольности γ -переходов 3119,0 и 3319,6 кэв дают возможность приписать соответствующим уровням характеристики 1^+ или 2^+ , что подтверждается вероятностями их заселения β^- и β^+ -распадом.

Способ разрядки состояния 3498 кэв (отсутствие прямого перехода в основное состояние), а также величина $\log f_0 t$ соответствующего β^- -перехода позволяют считать его наиболее вероятными характеристиками 3^+ или 4^+ .

5. Обсуждение результатов

Сравним полученные нами сведения о системе уровней ^{140}Ce с данными об уровнях этого ядра, известными из изучения некоторых реакций, а также с расчетами по некоторым моделям.

На рис. 6 спектр состояний ^{140}Ce , установленный из распада ^{140}La и ^{140}Pr , сопоставлен со спектром уровней этого ядра, возбужденным в реакции $^{141}\text{Pr} (d, ^3\text{He})/19/$. Для каждого проявившегося в реакции уровня ($\ell = 2,4$) можно найти соответствующий уровень из ядерно-спектроскопических данных. В частности, введенный нами уровень 3016,9 кэв (0^+) находит здесь свое подтверждение.

В опытах по резонансному рассеянию протонов ядрами ^{140}Ce были обнаружены частично-дырочные двухнейтронные уровни, входящие в мультиплеты $\{P(7/2^-), n(3/2^+ \text{ или } 1/2^+)\}$: 3410 (3^-), 3480 (4^-), 3670 (2^-) кэв и т.д. /9/. Два нижних состояния 3410 и 3480 кэв, по-видимому, должны заметно возбуждаться при β^- -распаде $^{140}\text{La} (3^-, \{n(7/2^-), P(7/2^+)\})$. Уровень 3498 кэв, известный из распада ^{140}La , идентичен, на наш взгляд, уровню 3480 кэв (точность определения энергии в обоих случаях порядка 10-20 кэв). Предложенные нами характеристики (3 или 4) $^+$ для уровня 3498 кэв не противоречат этому. Интересно было бы попытаться обнаружить при распаде ^{140}La и второй уровень мультиплета (3410 кэв), который должен иметь близкое с уровнем 3498 кэв заселение.

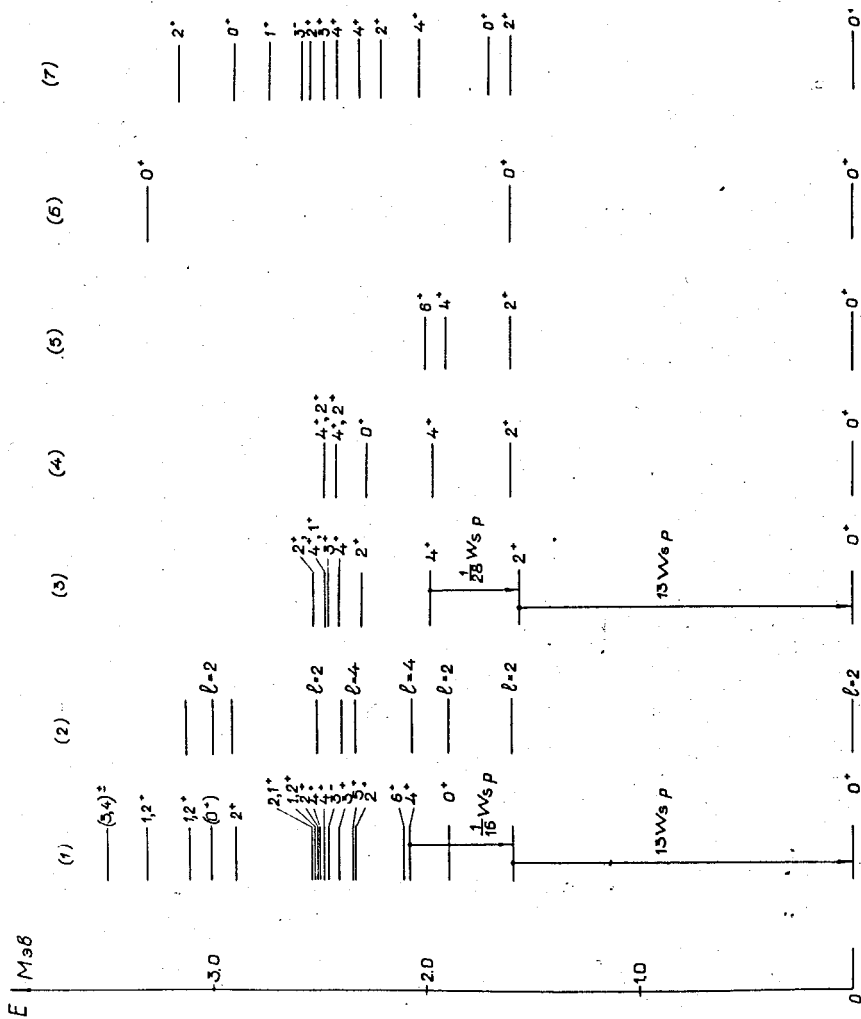


Рис. 6. Сравнение спектра возбужденных состояний полумагического ядра ^{140}Ce с установленными из распада ^{140}La и ^{140}Pr (1), из реакции $^{84}\text{Kr} + ^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{140}\text{Ce} + ^{4}\text{He}$ (2) с расчетным спектром по моделям Р 0 /1/ (3), Пластино и др. /2/ (4), Габракова /30/ (5), Беса и др. /9/ (6) и Ломбарда /4/ (7).

Сакаи /31/ и Пекер /32/, используя метод аналогий в свойствах сильно деформированных и сферических ядер, выделили в ^{140}Ce "квазиротационную" полосу основного состояния ($0(0^+)$, 1596,54(2^+) и 2083,50(4^+)кэВ), " β - вибративную" полосу (1903,30(0^+) и 2521,72(2^+)кэВ) и " γ - вибративный" уровень 2547,5 кэВ. Ранее в ^{140}Ce был известен /10/ еще один "коллективный" уровень - октапольное состояние с $1^\pi = 3^-$ (2464,3 кэВ). Однако сильных аргументов в пользу такого феноменологического описания "полумагического" ядра $^{140}_{58}\text{Ce}_{82}$ пока нет.

С другой стороны, несколькими авторами /1-4/ сделаны расчеты спектра состояний и вероятностей γ - переходов ^{140}Ce в рамках "микроскопического" описания его свойств. При расчете приняты в рассмотрение только частицы сверх заполненных оболочек. Посредством трансформации Боголюбова-Валатина вводятся парные корреляции и ядро рассматривается как система квазичастиц. Потом допускается "остаточное" взаимодействие между квазичастицами, которые связываются до значения возможного спина I , и диагонализуются матрица взаимодействия по возможным уровням.

Результаты расчета спектра уровней ^{140}Ce изображены на рис. 6. В рассматриваемых работах рассчитан спектр уровней со значением спина до 4, а экспериментально наблюдаемые уровни 5^+ и 6^+ вообще не сравнивались с теорией. Можно сказать, что работа Ломбарда /4/ наиболее удовлетворительно дает правильный порядок и расположение большой группы уровней. Эта модель дает правильную величину магнитного момента состояния 4^+ (2083,50 кэВ), но для приведенного матричного элемента $0^+ \rightarrow 0^+$ - перехода расчетная величина ($\rho = 0,014$) оказывается на порядок меньше экспериментального значения /7/.

Модель Ро /1/ правильно описывает величину вероятностей γ - переходов $2^+ \rightarrow 0^+$ и $4^+ \rightarrow 2^+$, значение магнитного момента состояния 4^+ , но несколько хуже дает расположение уровней ^{140}Ce . Обе эти модели /1,4/ имеют больший успех, чем модель Пластино и др. /2/ в силу того, что в них используется более физический потенциал "остаточных" сил, чем схематичный потенциал поверхностных δ - сил.

Недавно О. Бор и Моттelson высказали идею о существовании различных мод коллективных осцилляций. Одна из таких мод базируется на поле, которое рождает или уничтожает одновременно 2 частицы. Такое поле генерируется парными взаимодействиями и соответствующую моду принято называть парными вибрациями. Парными вибрациями можно объяснить появление высоколежащих 0^+ - состояний. В работе Беса и Броглиа^{/3/} рассчитаны такие 0^+ - состояния для нескольких сферических ядер, в том числе и для ^{140}Ce . На рис. 6 приведены результаты такого расчета. Можно отметить удовлетворительное согласие энергии расчетных и экспериментальных 0^+ - уровней в ^{140}Ce .

В заключение один из авторов (В.Г.К.) благодарит коллег из Института физики Орхусского университета за внимание и гостеприимство, а О. Мортенсена - за помощь в проведении экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. M. Pho. Nucl. Phys., 65, 497 (1965).
2. A. Plastino. et al. Phys. Rev., 145, 837 (1966).
3. D.R. Bes and R.A. Broglia. Nucl. Phys., 80, 289 (1966).
4. R.J. Lombard. Nucl. Phys., A117, 365 (1968).
5. S.E. Karlsson et al. Nucl. Phys., A100, 113 (1967).
6. H.W. Baer et al. Nucl. Phys., 86, 332 (1966) and Nucl. Phys., A113, 33 (1968).
7. Л.Н. Абесалашвили и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 793 (1968).
8. P.R. Christensen, Fu-chia Yang. Nucl. Phys., 72, 657 (1966).
9. J.P. Wurm et al. Jahresberichte Max Planck Inst. für Kernphysik, Heidelberg (1966).
10. O.Hansen, O. Nathan. Nucl. Phys., 42, 197 (1963).
11. Annual report, Washington Univ. Seattle. RLO-1388-23(1967).
12. R.E.Sund, R.B.Walton. Bull. Amer. Phys. Soc., 11, 741 (1966).
13. В.М. Романенко и др. Программа и тезисы XVII ежег. совещания по ядерной спектроскопии, Изд. "Наука", Л., 1967, стр. 49.

14. S.Ofer, A.Schwarzschild. Phys.Rev., 116, 725 (1959).
15. D.Eccleshall et al. Nucl. Phys., 78, 481 (1966).
16. A.L.Mc Carty et al. Phys. Rev., B137, 250 (1965).
17. H.Krehbiel. Phys. Lett., 13, 65 (1964).
18. В.Н. Андреев, С.М. Сироткин. ЯФ, 2, 252 (1965).
19. W.P.Jones et al. Bull. Am. Phys. Soc., 12, 1189 (1967).
20. Ф. Молнар, Н.А. Лебедев. Препринт ОИЯИ, 6-3955, Дубна 1968г.
21. Н.М. Антоњева и др. Препринт ОИЯИ Р6-2986, Дубна 1968 г.
22. M.Huguet et al. Compt. rend., 263, В79 (1966).
23. Л.А. Слив и И.М. Банд. Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения. Изд-во АН СССР, М-Л, 1956.
24. Б.Н. Беляев и др. ЯФ, 8, 235 (1968).
25. R.J.Lombard et al. Nucl. Phys., A110, 41 (1968).
26. Б.С. Джелепов и др. ЖЭТФ, 38, 282 (1960).
27. H.Kirby, M.Salutsky. Phys. Rev., 93, 1051 (1954).
28. Б.С. Джелепов, Л.Н. Зырянова. Влияние электрического поля атома на бета-распад. Изд. АН СССР, М-Л, 1956 г.
29. N.B.Cove, in Nuclear spin-parity assignments, Academic Press, New York, 1966.
30. S.Gabracov. Private communication (1968).
31. M.Sakai. Nucl. Phys., A104, 301 (1967).
32. Л.К. Пекер. Изв. АН СССР, сер. физ., 31, 1584 (1967).
33. S.J.H.Nagvi, B.G.Hagg. Phys. Rev., 128, 357 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел

28 февраля 1969 года.