

А-828  
19/viii-69

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P6 - 4599

Р.Арльт, Г.Байер, Г.Музиоль, Л.К.Пекер,  
Г.Пфреппер, Х.Штрусный

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ИССЛЕДОВАНИЕ СХЕМ РАСПАДА  
КОРОТКОЖИВУЩИХ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ  
ИЗОТОПОВ САМАРИЯ И ПРОМЕТИЯ;  
НОВЫЙ ИЗОТОП  $^{141}\text{Sm}$

1969

**Р6 - 4599**

**Р.Арльт, Г.Байер, Г.Музиоль, Л.К.Пекер,  
Г.Пфреппер, Х.Штрусный**

**ИССЛЕДОВАНИЕ СХЕМ РАСПАДА  
КОРОТКОЖИВУЩИХ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ  
ИЗОТОПОВ САМАРИЯ И ПРОМЕТИЯ;  
НОВЫЙ ИЗОТОП  $^{141}\text{Sm}$**

Направлено в Известия АН СССР

## 1. В в е д е н и е

В работе /1/ были открыты два новых короткоживущих изотопа самария с массовыми числами 140 и 141 способом многократных выделений дочерних изобар неодима. Периоды полураспада, составляющие 13,7 и 22,5 мин, соответственно, были определены в работе /1/ путем измерения периодов полураспада дочерних изобар и экстраполяции полученных кривых на момент выделения.

Кроме значений периода полураспада  $^{140}\text{Sm}$  и  $^{141}\text{Sm}$  других сведений об этих нуклидах не было. Поэтому мы решили более подробно исследовать их распад. Так как в радиоактивных источниках, кроме  $^{140}\text{Sm}$  и  $^{141}\text{Sm}$ , содержался также  $^{142}\text{Sm}$ , находящийся в радиоактивном равновесии с  $^{142}\text{Pm}$ , мы исследовали также распад цепочки  $^{142}\text{Sm} \xrightarrow{73\text{мин}}$   $^{142}\text{Pm} \xrightarrow{40\text{сек}}$   $^{142}\text{Nd}$ .

Первые результаты исследования распада изотопов  $^{141}\text{Sm}$  и  $^{142}\text{Pm}$  опубликованы нами в работах /2,3/.

## 2. Экспериментальная методика

### 2.1. Получение изотопов $^{140}\text{Sm}$ и $^{141}\text{Sm}$

Для получения этих изотопов были применены два различных типа мишеней и химической методики обработки. Первый способ с исполь-

зованием мишени из фталоцианина диспрозия подробно описан в работе /3/. Второй метод /4/, применявшийся для выделения фракции самария, более быстрый: препараты самария выделялись через 12-15 мин после конца облучения. Облучение проводилось на внешнем пучке протонов синхроциклотрона ОИЯИ с энергией 660 Мэв. Порошкообразная мишень в виде комплекса  $(\text{NH}_4)_2[\text{Dy} - \text{ДТПА}]^{\text{x/}}$  весом  $(0,5 + 1)\text{г}$  облучалась  $(10 + 25)$  мин. Для транспортировки мишени применялась пневматическая почта /5/. После прибытия в химическую лабораторию мишень растворялась в воде с расчетом 25 мл на 1 г мишени. Редкоземельные продукты реакций, выходящие из комплекса вследствие эффекта Сцилларда-Чалмерса в виде  $\text{Pz}^{3+}$  - ионов, сорбировались прибавленным сразу же после растворения катионитом Дауэкс 50 x 8 в  $\text{NH}_4$  - форме ( $\approx 10$  мг) с величиной зерна 12 мк. Остальные операции те же, что и в случае работы с фталоцианинами.

Помимо более быстрого разделения продуктов реакций этот метод обладает еще одним преимуществом. Вследствие значительно большей радиационной устойчивости комплекса ДТПА по сравнению с комплексом фталоцианина и приблизительно в три раза большим выходом продуктов реакций из такой мишени получают гораздо более интенсивные препараты.

Для измерения гамма-спектров применялись жидкие источники объемом 0,1 мл в цилиндрических сосудах из плексигласа. Для измерения позитронного излучения были изготовлены жидкие источники радиусом 5 мм и толщиной около  $50 \text{ мг/см}^2$  на алюминиевой подложке толщиной  $2 \text{ мг/см}^2$ . Равномерная толщина источника достигалась добавкой веществ для понижения поверхностного натяжения жидкости. Источники без носителя для измерения конверсионных электронов изготовлялись

---

x/ ДТПА - диэтилентриаминпентауксусная кислота.

методом испарения одной капли из фракции самария на алюминиевую подложку толщиной  $2 \text{ мг/см}^2$ .

## 2.2. Получение изотопов $^{142}\text{Sm}$ и $^{142}\text{Pm}$

Самариевая фракция для выделения этих изотопов была получена при облучении мишеней из Gd или Er на внутренней пучке протонов с энергией 680 Мэв синхротрона ОИЯИ и хроматографического разделения продуктов реакции глубокого расщепления через 2–2,5 часа после конца облучения. Непрерывное выделение короткоживущих дочерних продуктов осуществлялась с помощью эффекта Сцилларда–Чалмерса на комплексах фталоцианина.

Синтез комплекса и проточный метод для измерения гамма-спектра  $^{142}\text{Pm}$  описаны в работе /3/.

Точное значение периода полураспада  $^{142}\text{Pm}$   $T_{1/2} = (40,5 \pm 0,5) \text{ сек}$  определялось при помощи новой методики /4/ на основе комплекса ДТПА.

## 2.3. Измерительная аппаратура

Измерение гамма-спектра проводилось на (GeLi)-детекторе с чувствительным объемом  $6,3 \text{ см}^3$  и энергетическим разрешением  $\approx 4,2 \text{ кэВ}$  для гамма-перехода с энергией 1333 кэВ. Высокое энергетическое разрешение спектрометра сохранилось вследствие специального формирования импульсов в спектрометрическом тракте при работе с высокой загрузкой /6/. Период полураспада нескольких гамма-переходов измерялся на этом же спектрометре при помощи автоматического режима измерения и вывода информации /7/. Регистрирующая техника описана в работе /8/.

Для точного измерения спада интенсивности наиболее интенсивного гамма-перехода с энергией 198 кэВ применялся сцинтилляционный спектрометр с кристаллом типа NaJ(Tl), размером  $7,5 \times 7,5 \text{ см}$  и

энергетическим разрешением 11% для гамма-перехода  $^{137}\text{Cs}$  с энергией 662 кэВ.

При измерении высокоэнергетической части гамма-спектра применялся фильтр (3 мм Pb, 1 мм Cd, 1 мм Cu). Для поглощения интенсивного позитронного излучения перед детектором применялся плексигласовый поглотитель толщиной 10 мм.

Гамма-спектрометр был градуирован по энергии с помощью калибровочных препаратов  $^{60}\text{Co}$  и  $^{226}\text{Ra}$ . Последний и препарат  $^{169}\text{Yb}$  применялись также для градуировки эффективности регистрации гамма-лучей спектрометра с свинцовым поглотителем и без него, соответственно.

Измерение конверсионных электронов проводилось на Si(Li)-детекторе с чувствительным слоем толщиной 1,2 мм и площадью  $72\text{мм}^2$ . Детектор находился в вакуумной камере. При оптимальной температуре  $-65^\circ\text{C}$  энергетическое разрешение детектора составляло  $\approx 9$  кэВ для конверсионных электронов  $^{137}\text{Cs}$  с энергией 625 кэВ. Препарат вводился в положение измерения через вакуумный шлюз за 30 сек. Для градуировки спектрометра применялись калибровочные источники  $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{203}\text{Hg}$ .

$\beta^+$ -спектр был измерен с помощью антраценового кристалла размером  $20 \times 20$  мм при энергетическом разрешении 14-15% для конверсионных электронов  $^{137}\text{Cs}$ . Для градуировки применялись те же источники, что и в случае Si(Li)-детектора и источники  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ , а также позитронный спектр, возникающий при распаде  $^{142}\text{Pm}$ .

Измерение гамма-гамма-совпадений проводилось на установке, состоящей из описанного выше Ge(Li)-детектора и детектора типа NaJ(Tl) размером  $4 \times 4$  см в геометрии  $180^\circ$ . Спектр совпадений

---

$^{137}\text{Cs}$ (Li)-детектор был изготовлен в ЦИЯИ в Россендорфе близ Дрездена в ГДР.

был записан в память анализатора АИ-4096, работавшего в двумерном режиме  $16 \times 256$  каналов. Анализатор управлялся схемой быстро-медленных совпадений. Для измерения быстрых совпадений служил блок преобразователя время-амплитуда с одноканальным дискриминатором. Временные сигналы снимались на аноде ФЭУ и на выходе предусилителя Ge(Li) -детектора и подавались после усиления и формирования как старт- и стоп-сигналы на блок преобразователя. Полуширина кривой совпадений, измеренной на препарате  $^{22}\text{Na}$  (при этом для регистрации совпадений допускались все энергии), составляла 17 нсек. Нижний предел энергий для регистрации совпадений без потери составлял 70 кэВ, где  $2\tau_0 \approx 40$  нсек.

Препараты, использованные при измерении совпадений, были изготовлены методом испарения на медные подложки и находились во время измерения для предотвращения рассеяния квантов в детекторы в свинцовом коллиматоре.

Для измерения совпадений между гамма-квантами и аннигиляционными квантами, возникающими при распаде  $^{142}\text{Pm}$ , была применена описанная в работе /9/ техника.

### 3. Результаты измерения

#### 3.1. Распад изотопов $^{140}\text{Sm}$ и $^{141}\text{Sm}$

Гамма-спектр самариевой фракции, измеренный на Ge(Li) -детекторе, изображен на рис. 1. Энергии и относительные интенсивности гамма-переходов, а также их идентификация приведены в таблице 1. Для сравнения здесь также приводятся результаты измерения гамма-спектра с помощью сцинтилляционной техники в недавно опубликованных работах /10,11/.

Таблица 1. Результаты измерения  $\gamma$  спектра  $^{141m}\text{Sm}$

Работа /9/		Наша работа		Примечание
$E_{\gamma}$	$I_{\gamma}$	$E_{\gamma}$	$I_{\gamma}$	
195 $\pm$ 5	100	196,5 $\pm$ 0,5	100	
430 $\pm$ 5	38 $\pm$ 2	432,0 $\pm$ 0,5	44 $\pm$ 5	
511	130 $\pm$ 10	511		
		539,0 $\pm$ 0,5	9 $\pm$ 1	$^{141m}\text{Sm} + ^{142}\text{Pm}$
		552,8 $\pm$ 0,7		
		578 $\pm$ 1	$\leq 1$	
		608,0 $\pm$ 0,7	1,7 $\pm$ 0,4	
		621,0 $\pm$ 0,7	слабая	
		628,7 $\pm$ 0,7	3,0 $\pm$ 0,5	$^{141m}\text{Sm} + ^{142}\text{Pm}$
		640,5 $\pm$ 0,7	2	
		669 $\pm$ 1	слабая	
		677,8 $\pm$ 0,7	$< 1$	
		684,5 $\pm$ 0,5	8,5 $\pm$ 1,0	
		693 $\pm$ 1	$\leq 1$	
		703 $\pm$ 1	$\leq 1$	
		715 $\pm$ 1	слабая	
		726,0 $\pm$ 0,5	1,6 $\pm$ 0,3	
		747 $\pm$ 1	2 $\pm$ 0,5	
		763,0 $\pm$ 0,7	3 $\pm$ 0,6	1786 - 2 $m_0 c^2$
		772 $\pm$ 2	1,5	$^{140g}\text{Pm}?$
780 $\pm$ 5	38 $\pm$ 5	777,0 $\pm$ 0,5	32 $\pm$ 5	
		785,8 $\pm$ 0,5	8 $\pm$ 2	
		805,6 $\pm$ 0,5	3,9 $\pm$ 0,8	
		836,7 $\pm$ 0,5	4,2 $\pm$ 0,8	
850 $\pm$ 20	15 $\pm$ 5	858,5 $\pm$ 0,5	1,9 $\pm$ 0,5	двойная?



Работа /9/		Наша работа		Примечание
$E_{\gamma}$	$I_{\gamma}$	$E_{\gamma}$	$I_{\gamma}$	
		874,7+0,7	1,7+0,6	$^{141}\text{Pm}$
		886+1		
		897+2	$\leq 1$	
		911,9+0,5	10+1	
		924,3+0,7	3,1+0,5	
		928+1		
		952+957	2,6+0,5	сложная
		983,5+0,5	8,5+0,8	
1000+20	17+3	1009,4+0,7	3+0,3	$^{141}\text{Sm} + ^{143}\text{Sm}$
1050+20	7+2	1050+1	2,8+0,4	
		1056,6+0,7		
		1074+1	$< 1$	
		1092+1	2+0,6	
		1097+1		
		1109+1	1,7+0,6	
		1117,6+0,7	4,3+0,5	
		1138+1	2,5+0,6	
1140+10	11+1	1145,0+0,7	13+1,5	$^{141}\text{Pm}$
		1223,5+0,7		
		1227+2		
		1275+1	2+0,6	$^{141m}\text{Sm} + ^{141}\text{Nd?}$
		1293+1	1,2+0,4	
		1346+1		$^{141}\text{Pm}$
		1395+1	1+0,4	
		1403+1	0,9+0,4	
		1463+1	2,3+0,5	
1480+5	17+3	1490,3+0,7	15,5+1,0	

Работа /9/		Наша работа		Примечание
$E_{\gamma}$	$I_{\gamma}$	$E_{\gamma}$	$I_{\gamma}$	
		1514 $\underline{+1}$	0,8 $\underline{+0,2}$	
		1530 $\underline{+1}$	1,8 $\underline{+0,5}$	
		1576,5		$^{142}\text{Pm}$
1620 $\underline{+10}$	6 $\underline{+2}$	1598 $\underline{+2}$	2,8 $\underline{+0,5}$	двойная
		1766 $\underline{+2}$	1 $\underline{+0,3}$	
1770 $\underline{+10}$	15 $\underline{+2}$	1786,0 $\underline{+0,5}$	15,5 $\underline{+1,0}$	
		1881 $\underline{+2}$	0,7	
		1898 $\underline{+2}$	0,7	
		2036 $\underline{+2}$	1,0 $\underline{+0,3}$	
		2072 $\underline{+3}$	0,5	

x/

Переходы с маленькой интенсивностью могут возникать при распаде  $^{141}\text{Sm}$  или  $^{140}\text{Sm}$ .

Для точного определения периода полураспада изотопа  $^{141}\text{Sm}$  на  $\text{NaJ}(\text{П})$  -детекторе измерялся спад интенсивности гамма-перехода с энергией 196,5 кэв (рис. 2). Период полураспада был определен на ЭВМ - Минск-2 с помощью программы для разложения экспоненциальных функций <sup>x/</sup>, он оказался равным (22,5 $\underline{+0,5}$ ) мин. Под пиком с энергией 196,5 кэв находится комптоновское распределение аннигиляционных квантов, возникающих при распаде цепочки  $^{142}\text{Sm} \longrightarrow ^{142}\text{Pm}$  с периодом полураспада 73 мин.

Принадлежность обнаруженных гамма-переходов распаду  $^{141}\text{Sm}$  устанавливалась на основании постоянства отношений интенсивностей

x/

Программа была разработана П.Паатеро в Хельсинском университете и переписана для применения на ЭВМ Минск-2 - Х. Эльснером.

этих переходов и интенсивности перехода с энергией 198 кэв в гамма-спектрах, снятых последовательно друг за другом. Кроме того мы определили период полураспада нескольких гамма-переходов измерением спектров подряд в коротких интервалах времени (см. рис. 3). При этом мы нашли гамма-линии с  $T_{1/2} = (23 \pm 1)$  мин,  $(14 \pm 1)$  мин и  $T_{1/2} = (11 \pm 1)$  мин (см. рис. 4).

В спектре конверсионных электронов нами были найдены K- и LMN-конверсионные линии  $\gamma$ -переходов с энергиями 196,5 и 432 кэв (рис. 5а,б). Для отношений их интенсивностей были определены следующие значения:  $I_{K 196,5} / I_{K 432} = 5,1 \pm 0,5$ ;  $(K/LMN)_{196,5} = 9 \pm 2$  и  $(I_K / I_{LMN})_{432} \approx 10$ .

Позитронный спектр фракции самария, измеренный в наших опытах, состоит из двух компонент с граничными энергиями  $(3900 \pm 400)$  кэв и  $(4900 \pm 400)$  кэв (см. рис. 6). Компонента с граничной энергией 3900 кэв известна из работы /12/. Она возникает при распаде  $^{142}\text{Pm}$ . Вторая компонента с граничной энергией 4900 кэв ранее не была известна. Спад ее интенсивности происходит с периодом полураспада  $(14,5 \pm 0,5)$  мин (см. рис. 7).

Для измерения совпадений между гамма-переходом с энергией 196,5 кэв и гамма-переходами из энергетического интервала от 350 до 1000 кэв электронный канал был установлен на энергию 196,5 кэв спектра импульсов, полученных с детектора типа NaJ(Tl). Спектры совпадений изображены на рис. 8. Видно, что гамма-переход с энергией 198 кэв совпадает с гамма-переходами 432 и 777 кэв, но не совпадает с аннигиляционными квантами.

Помимо гамма-переходов, интенсивность которых убывает с ростом полураспада 22,5 мин, то есть возникающих при распаде  $^{141}\text{Sm}$ , наблюдались еще другие гамма-переходы, спад интенсивности которых происходит быстрее (см. табл.2). Ни один из этих переходов

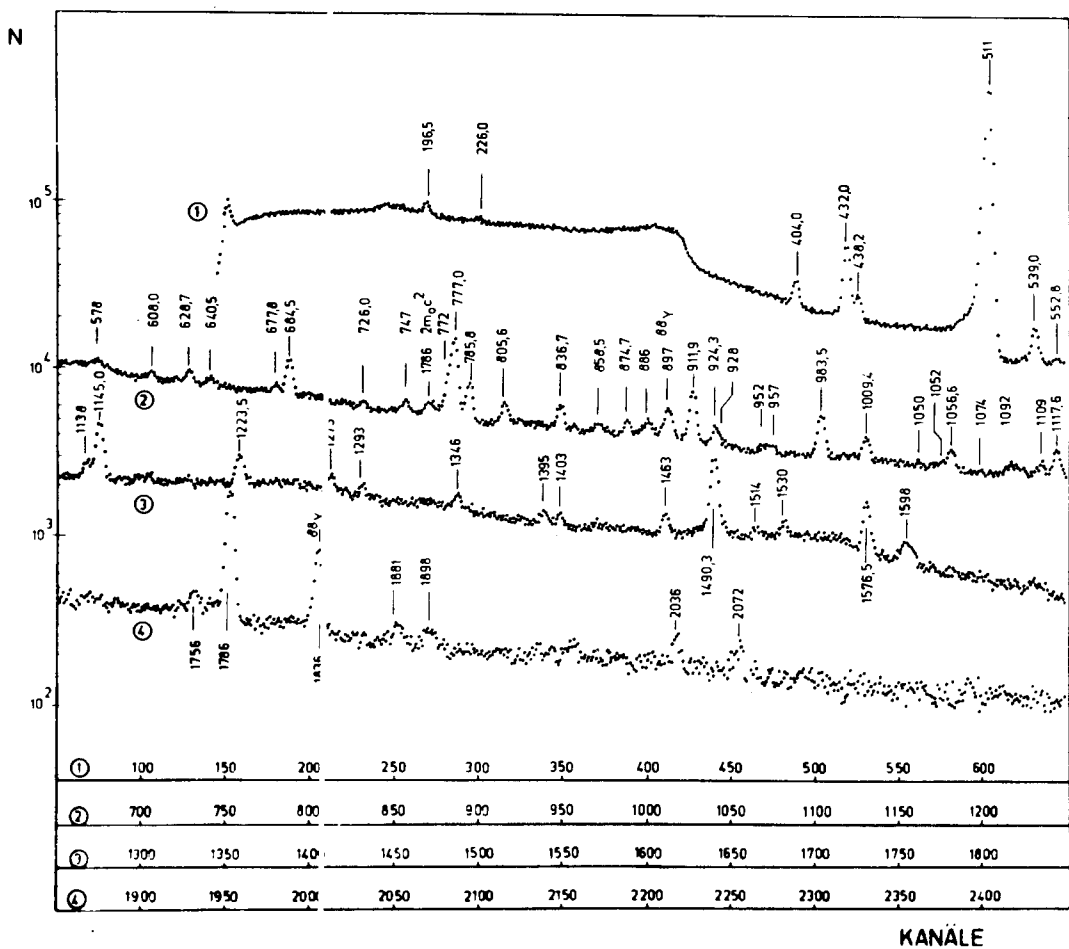


Рис.1. Гамма-спектр фракции самария измерен через 0-45 мин после конца выделения. Сложение последовательных спектров от четырех источников (фильтр: 3 мм Pb + 1мм Cu + 1 мм Cd ).

○ площадь под пиком  
196 кэв с фоном  
● без фона

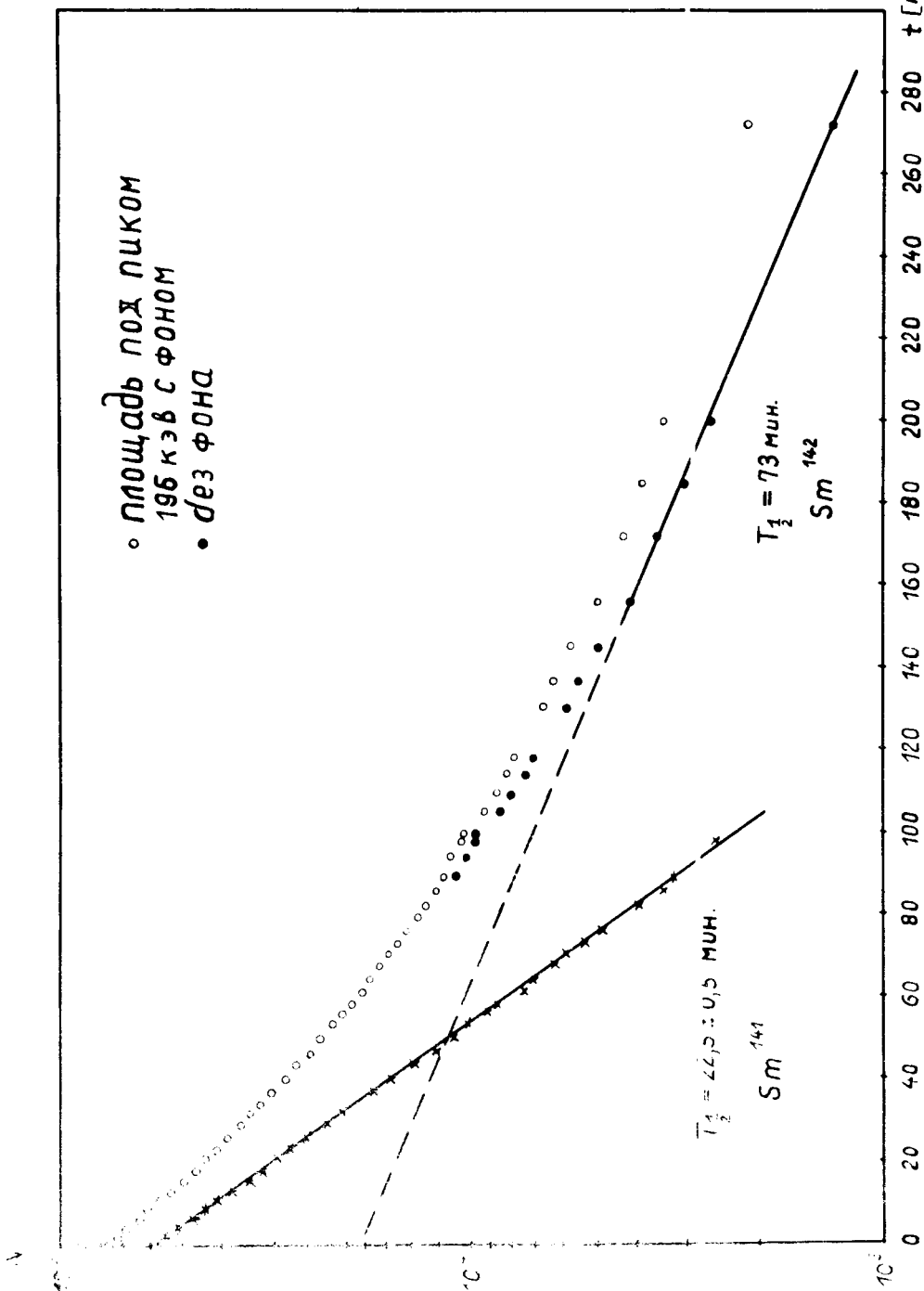


Рис.2. Кривая спада интенсивности гамма-пика с энергией 196,5 кэв, снятая при помощи сцинтиляционного детектора.

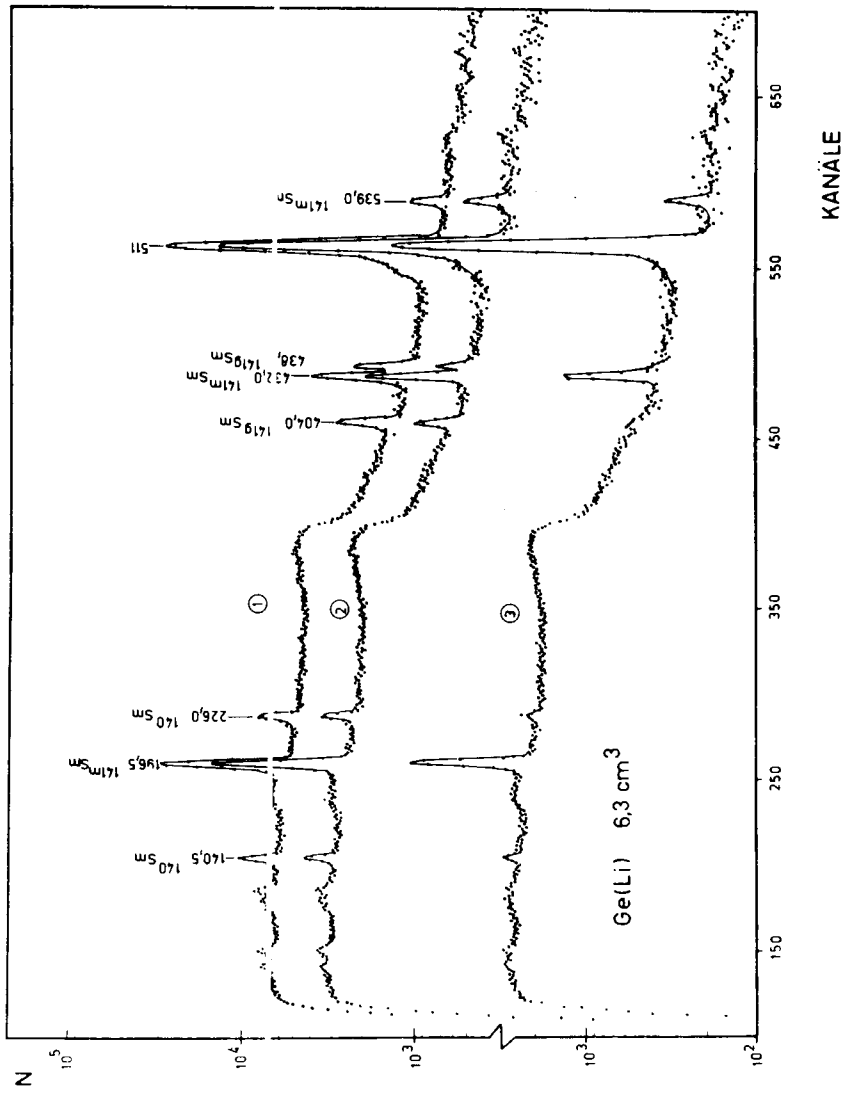


Рис.3. Низкоэнергетическая часть гамма-спектра фракции самария.

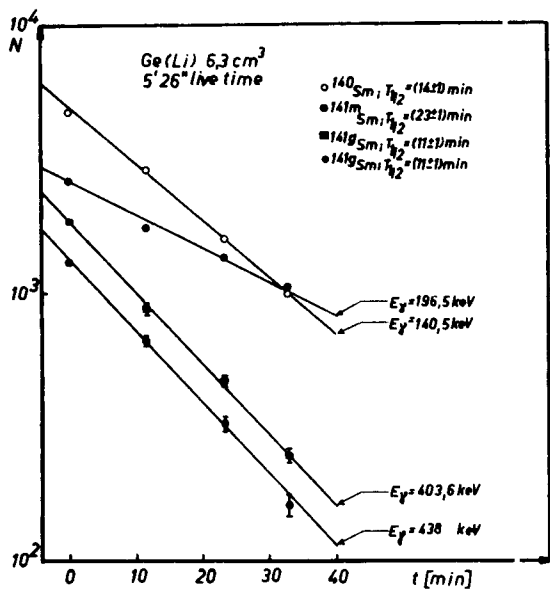


Рис.4. Кривые распада нескольких гамма-пиков, снятые при помощи детектора типа Ge(Li).

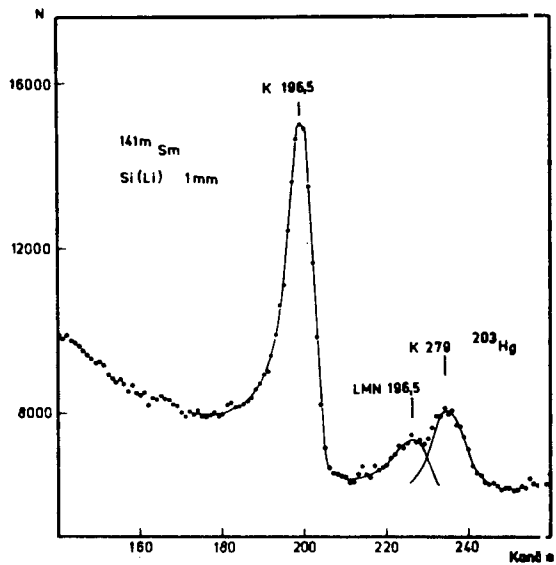


Рис.5. Участок спектра конверсионных электронов  $^{141m}\text{Sm}$  с линией К, LMN 196,5 кэв (сложение четырех источников). Добавлялся источник  $^{203}\text{Hg}$  для точной калибровки энергетической шкалы.

Таблица 2  
Гамма-лучи, возникающие при распаде  $^{140}\text{Sm}$  и  $^{141g}\text{Sm}$

Работа /11/		Наша работа		Примечание
$E_\gamma$ (кэВ)	$I_\gamma$	$E_\gamma$ (кэВ)	$I_\gamma$	
137+5	67+20	140,5+0,5	61+6	} $^{140}\text{Sm}$
228+5	100	226,0+0,5	100	
-		404,0+0,5	100	} $^{141g}\text{Sm}$
-		438,2+0,5	84+9	

не был обнаружен при распаде  $^{143}\text{Sm}$ , период полураспада которого составляет 8,7 мин /1/. Обнаруженные гамма-переходы могут возникать при распаде основного состояния  $^{141}\text{Sm}$  или в цепочке распада  $^{140}\text{Sm} \rightarrow ^{140}\text{Pm} \rightarrow ^{140}\text{Nd}$ . Как будет показано ниже, период полураспада  $^{140}\text{Pm}$  гораздо меньше, чем период полураспада  $^{140}\text{Sm}$ , а период полураспада основного состояния  $^{141}\text{Sm}$  равен 11 мин. Принадлежность этих гамма-переходов к самариевым изотопам с массовыми числами меньше 140 исключается, так как условия опыта не позволяли обнаруживать излучения этих изотопов, обладающих, очевидно, весьма малыми значениями периода полураспада и достаточно малыми сечениями образования.

### 3.2. Цепочка распада $^{142}\text{Sm} \rightarrow ^{142}\text{Pm} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$

В гамма-спектре самариевой фракции наблюдается гамма-переход с энергией (1576+5) кэВ, интенсивность которого падает с периодом полураспада 73 мин. Принадлежность этого перехода к распаду  $^{142}\text{Pm}$  мы установили с помощью проточного метода /3/.



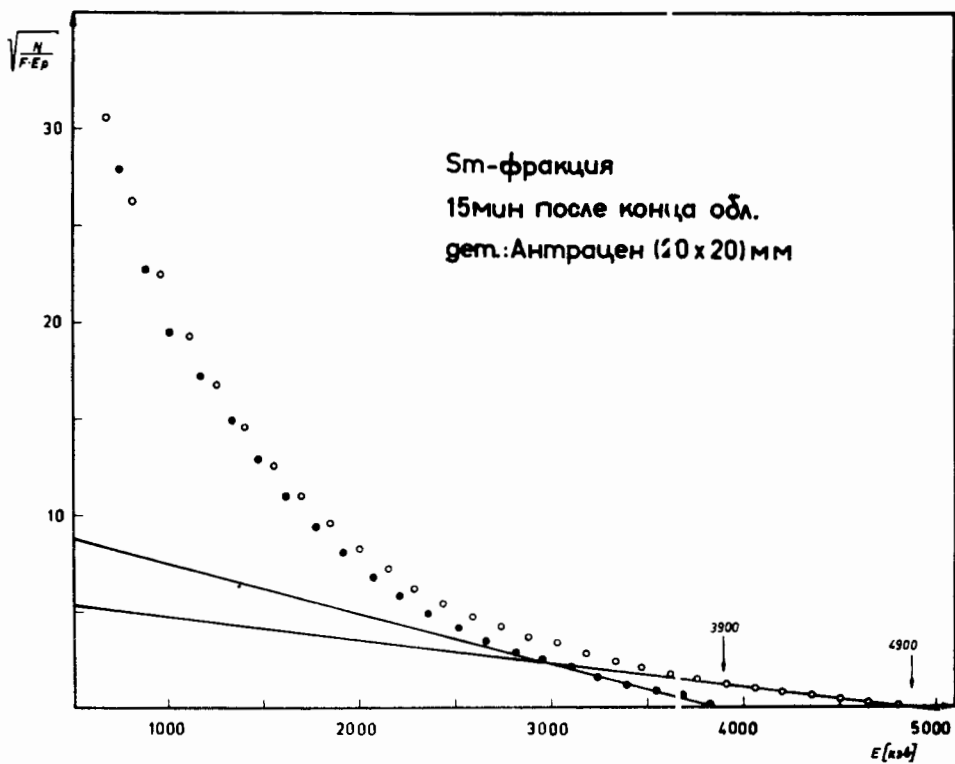


Рис.6. Спектр позитронов фракции самария, снятый спустя 0-5 мин после конца выделения.

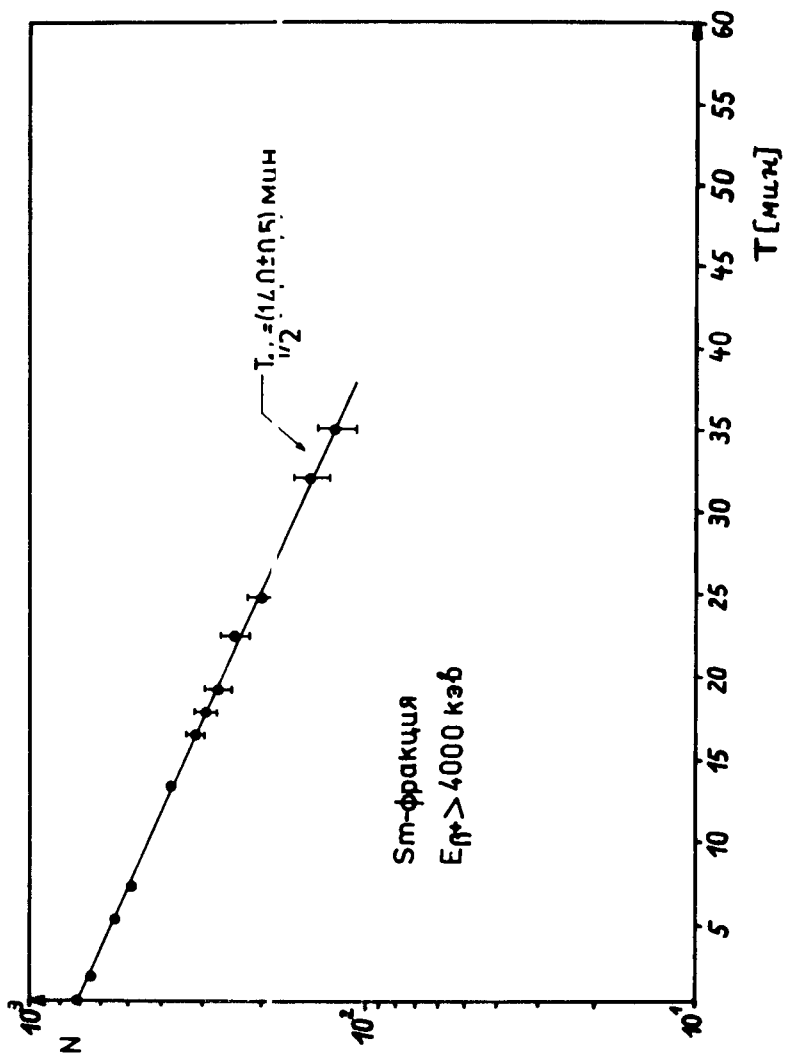


Рис.7. След интенсивности позитронов с энергией  $E > 4000$  кэВ, снятый при помощи детектора антрацена.

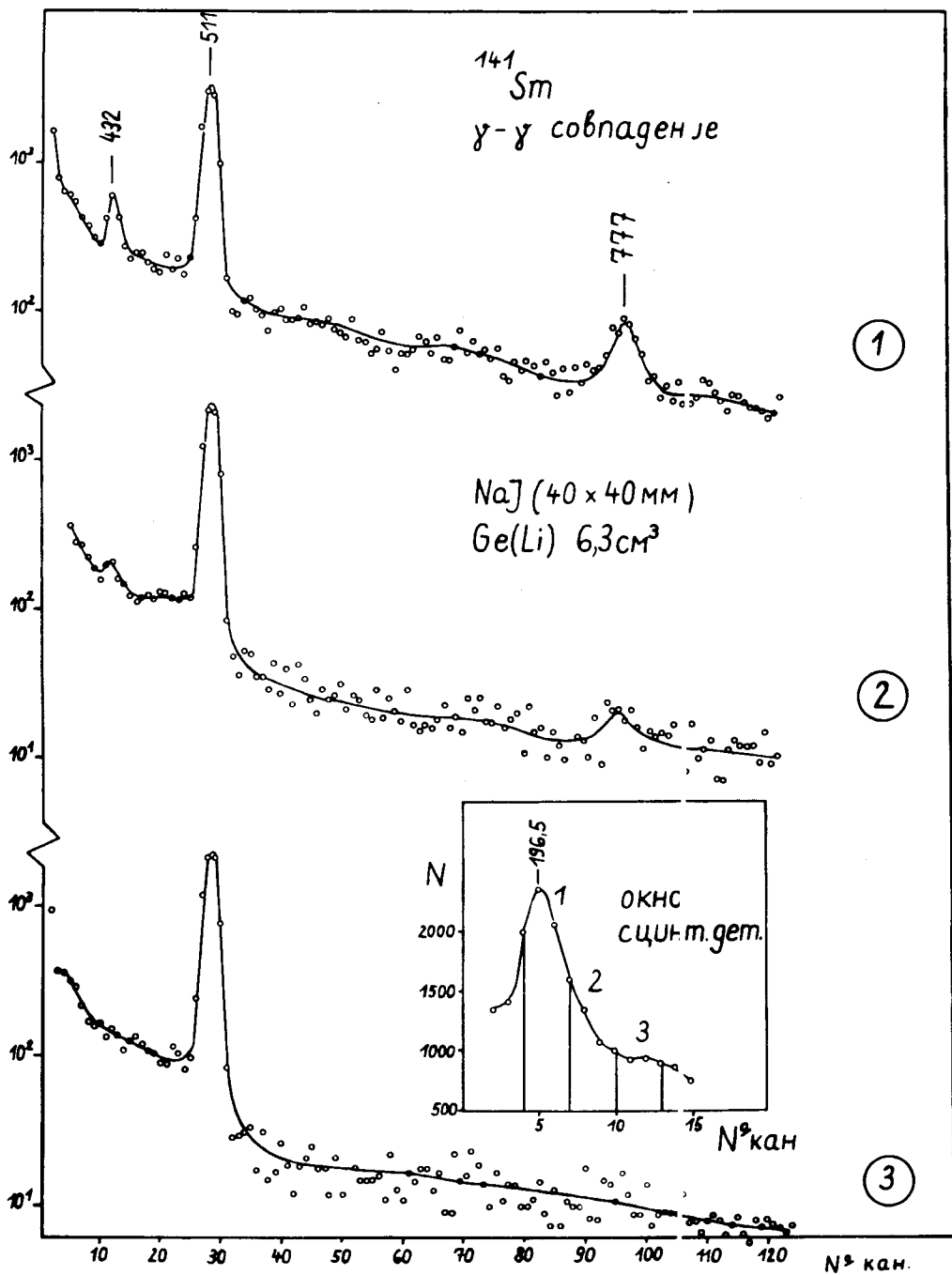


Рис.8. Спектр совпадения гамма-квантов с энергией 196,5 кэВ с гамма-квантами диапазона 430-900 кэВ.

Чтобы ответить на вопрос, идет ли  $\beta^+$ -распад на уровень с энергией 1576,5 кэв, мы измеряли тройные совпадения между гамма-излучением самариевой фракции и аннигиляционными квантами. В спектре тройных совпадений явно проявляется пик при энергии  $\approx 1575$  кэв (рис.9).

#### 4. Обсуждение результатов

4.1. Распад ядер в цепочке  ${}^{140}_{62}\text{Sm}_{78} \longrightarrow {}^{140}_{62}\text{Pm}_{79} \longrightarrow {}^{140}_{60}\text{Nd}_{80}$

Можно ожидать, что ядерные свойства цепочек  ${}^{140}_{61}\text{Pm}_{79} \longrightarrow {}^{140}_{60}\text{Nd}_{80}$  и  ${}^{138}_{60}\text{Nd}_{78} \longrightarrow {}^{138}_{59}\text{Pr}_{79} \longrightarrow {}^{138}_{58}\text{Ce}_{60}$  похожи, так как входящие в них ядра на каждом этапе распада имеют одинаковые числа нейтронов, а 62-58-й протоны заполняют один и тот же уровень  $1g\ 7/2$ . Поэтому следовало думать, что у  ${}^{140}_{61}\text{Pm}_{79}$ , подобно  ${}^{138}_{59}\text{Pr}_{79}$ , существуют два долгоживущих состояния. Основное состояние с  $I^\pi = 1^+$  (конфигурация  $[p(d\ 5/2), n(d\ 3/2)]_{1+}$ ) должно испытывать  $\beta^+$ -распад на основное состояние  ${}^{140}_{60}\text{Nd}_{80}$  с малым значением  $\log ft$ , а изомерное (конфигурация  $[p(d\ 5/2), n(h\ 11/2)]_{7-}$  распадается на известный изомерный уровень  ${}^{140}_{60}\text{Nd}_{80}$  с  $E = 2216$  кэв и  $I^\pi = 7^-$  (конфигурация  $[n_1(d\ 3/2), n_2(h\ 11/2)]_{7-}$ ).

В работе [14] был обнаружен изотоп  ${}^{140}_{61}\text{Pm}_{79}$  с  $T_{1/2} = (6 \pm 1)$  мин, распадающийся на изомерное состояние  ${}^{140}_{60}\text{Nd}_{80}$  с  $I^\pi = 7^-$ . Вследствие этого и вследствие результатов наших измерений найденное состояние  ${}^{140}_{61}\text{Pm}$  следует отождествить с ожидаемым изомерным состоянием конфигурации  $[p(d\ 5/2), n(h\ 11/2)]$ .

Как отмечалось в предыдущем параграфе, мы во фракции самария обнаружили позитронный спектр с  $T_{1/2} = (14,0 \pm 0,5)$  мин и  $E_{\beta^+} = (4900 \pm 400)$  кэв (что соответствует полной энергии распада  $Q_{\beta^+} = 5900$  кэв). В табл. 3 приведены оценки энергии распада для изотопов

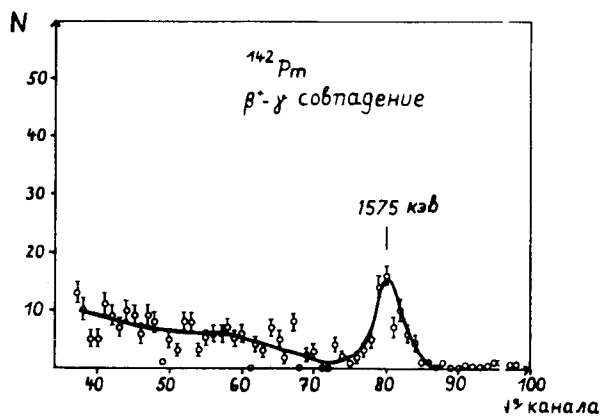


Рис.9. Спектр  $\beta$ - $\gamma$ -совпадений  $^{142}\text{Pm}$ , снятый на установке, которая описана в работе [9].

Таблица 3

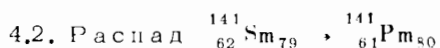
Автор	Изотоп	$Q_{\beta^+}$	$^{140}\text{Sm}$	$Q_{\beta^+}$	$^{140}\text{Pm}$
Камерон		3769	кэВ	7083	кэВ
Леви		-		6223	кэВ
Сегер		3345	кэВ	6194	кэВ
Драницына		3818	кэВ	7109	кэВ

$^{140}\text{Sm}$  и  $^{140}\text{Pm}$  /15-18/. Сопоставляя данные этой таблицы с экспериментальными значениями  $E_{\beta^+} = 4900$  кэВ, легко видеть, что позитроны с  $E_{\beta^+} = (4300+400)$  кэВ могут возникать только при бета-распаде основного состояния  $^{140}\text{Pm}_{79}$  с  $I^{\pi} = 1^+$  на основное состояние четно-четного ядра  $^{40}\text{Nd}_{80}$ . Экспериментальное значение  $E_{\beta^+}$  и предположение, что  $\log ft \approx 4,5$  позволяют оценить ожидаемое значение периода полураспада основного состояния  $^{140}\text{Pm}$   $T_{1/2} \approx 10$  сек. Недавно найденное экспериментальное значение  $(9,2+0,2)$  сек /11/ подтверждает наше предположение о спине  $^{140}\text{Pm}$   $I^{\pi} = 1^+$ .

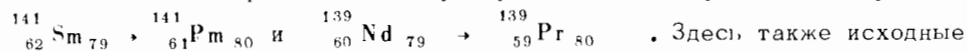
Теперь о квантовых характеристиках изомерного состояния  $^{140}\text{Pm}$ , распадающегося на состояние  $^{140}\text{Nd}$  с конфигурацией  $[n_1(2d3/2), n_2(1h11/2)]$ . По оценке значения  $\log ft$ , верхний предел которого 5,3, можно сделать заключение о разрешенном переходе типа Гамова-Теллера. Так как эти переходы связывают одночастичные состояния спин-орбитального дублета  $j^{\uparrow} = 1 \pm 1/2 \rightarrow j = 1 \mp 1/2$ , то здесь речь может идти только о переходе типа  $p(2d5/2) \rightarrow n(2d3/2)$ , так как он встречается при распаде соседнего нечетного ядра  $^{141}\text{Pm}$ . Спин и четность изомерного состояния  $^{140m}\text{Pm}$  с конфигурацией  $[p(2d5/2), n(1h11/2)]$  равны  $8^-$ , как можно определить по правилам, сформулированным в работе /19/.

При бета-распаде типа  $[p(2d5/2), (1h11/2)]_7^- \rightarrow [n_1(d3/2), n_2(1h11/2)]$  исходное состояние имеет из возможных  $6^-, 7^-, 8^-$  характеристики  $8^-$ , когда значение  $\log ft$  совпадает со значением  $\log ft$  бета-распада соседнего нечетного ядра типа  $p(2d5/2) \rightarrow n(2d3/2)$ .

На рис. 10 представлена схема распада цепочек с массовыми числами 140 и 138 <sup>/20/</sup>. Сравнивая их, можно убедиться в хорошем совпадении ряда свойств этих цепочек.



Успех предположения о существовании аналогичных свойств цепочек ядер с  $A = 140$  и  $138$  позволяет надеяться, что такая же аналогия может быть проведена между двумя цепочками распадов ядер



и конечные состояния ядер содержат одинаковое число нейтронов  $N = 79$  и  $80$ , и  $61$  и  $59$ -й протон находятся в основном состоянии на одном и том же уровне  $2d5/2$ . (Для  ${}^{141}\text{Pm}$  этот вывод следует из разрешенного характера его  $\beta^+$ -распада с  $\log ft = 5,3$  на основное состояние  ${}^{141}_{60}\text{Nd}_{81}$  типа  $2d3/2$ ).

При  $\beta^+$ -распаде изомерного состояния  ${}^{139}_{60}\text{Nd}_{79}$  с  $I^\pi = 11/2^-$  ( $1h11/2$ ) в ядре  ${}^{139}_{59}\text{Pr}_{80}$  возбуждаются уровни  $114$  кэВ ( $1g7/2$ ) и  $822$  кэВ ( $1h11/2$ ) <sup>/21/</sup>. Наши данные об интенсивностях гамма-переходов в спектре  ${}^{141}\text{Sm}$  и гамма-гамма-совпадениях позволяют фиксировать положение интенсивно возбуждающихся нижних уровней  ${}^{141}_{61}\text{Pm}_{80}$   $196,5$  и  $628,5$  кэВ. Систематика уровней нечетных ядер с  $N = 80$  указывает, что первый из них - типа  $1g7/2$  - аналог уровня  ${}^{139}\text{Pr}$   $114$  кэВ (см. рис. 11).

Из данных об относительных интенсивностях  $K$ -конверсионных линий гамма-переходов  $432,0$  кэВ и  $196,5$  кэВ, полагая, что по аналогии с другими нечетными ядрами с  $N = 80$  переход  $g7/2 - d5/2$   $196,5$  кэВ

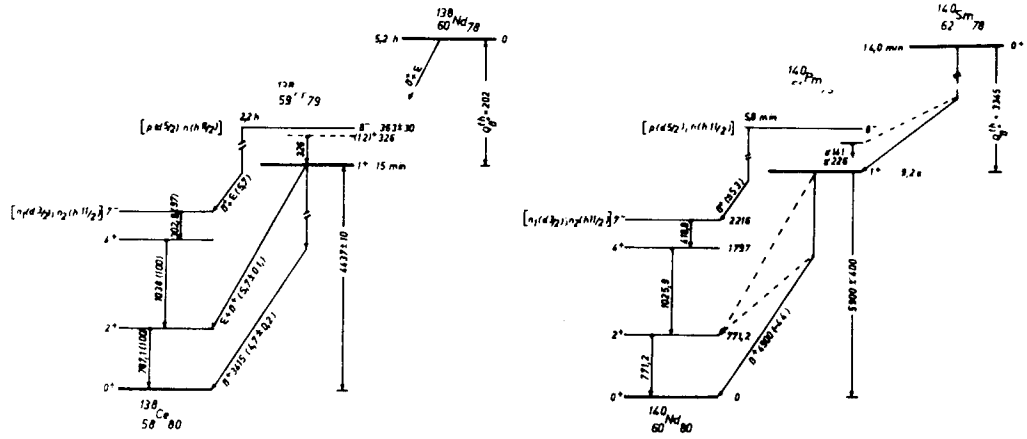


Рис.10. Схемы распада цепочек с  $A = 140$  и  $A = 138$ .



имеет мультипольность  $M1$  ( $a_k = 0,2$  /22/), легко найти для гамма-перехода 432,0 кэВ  $a_k = (9+3) \cdot 10^{-2}$ . Из табл. 4 видно, что это значение  $a_k$  скорее всего указывает на мультипольность  $M2$ . Тем самым можно считать установленным, что уровень 628,5 кэВ имеет  $I^\pi = 11/2^-$  ( $1h\ 11/2$ ) и является аналогом уровня  $^{139}_{59}\text{Pr}_{80}$  822 кэВ.

Таблица 4

$E_\gamma$ (кэВ)	$a_k$ (M1)	$a_k$ (E1)	$a_k$ (M2)	$a_k$ (E2)	$a_k$ (E3)
432	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$	$8,6 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-2}$

Так как нижние уровни в ядрах  $^{137}\text{La}$ ,  $^{139}\text{Pr}$  и  $^{141}\text{Pm}$  интенсивно возбуждаются при  $\beta^+$ -распаде, следует думать, что сходны и состояния ядер  $^{137}_{53}\text{Ce}_{79}$ ,  $^{139}_{60}\text{Nd}_{79}$  и  $^{141}_{62}\text{Sm}_{79}$ , испытывающие  $\beta^+$ -распад. Поскольку первые два из них являются изомерными состояниями типа  $h\ 11/2^-$ , мы приходим к важному выводу, что наблюдаемое нами состояние  $^{141}\text{Sm}$  с  $T_{1/2} = 22,5$  мин также представляет собой изомерное состояние типа  $h\ 11/2^-$ .

Мы наблюдали совпадение весьма интенсивной гамма-линии 777 кэВ с гамма-квантами 196,5 кэВ, и это позволяет надежно фиксировать положение еще одного уровня  $^{141}\text{Pm}$  с большим спином - 973,5 кэВ. Мы полагаем, что этот уровень является аналогом уровня  $^{139}\text{Pr}$  852 кэВ, который возбуждается при бета-распаде изомера  $^{139}\text{Nd}$ , связанного гамма-переходом только с уровнем 114 кэВ /21/.

В работе /23/ найдено, что уровень  $^{139}\text{Pr}$  852 кэВ имеет  $T_{1/2} = 40$  нсек. Такое значение  $T_{1/2}$  проще всего может быть понятно, если мультипольность гамма-перехода 1738 кэВ типа E1, E1+M2 или M2, так как задержка  $F(E1) \approx 10^7$ , типичная для E1-переходов, а  $F(M2) \approx 10$ -типичная для M2-переходов. В этом случае уровень 852 кэВ

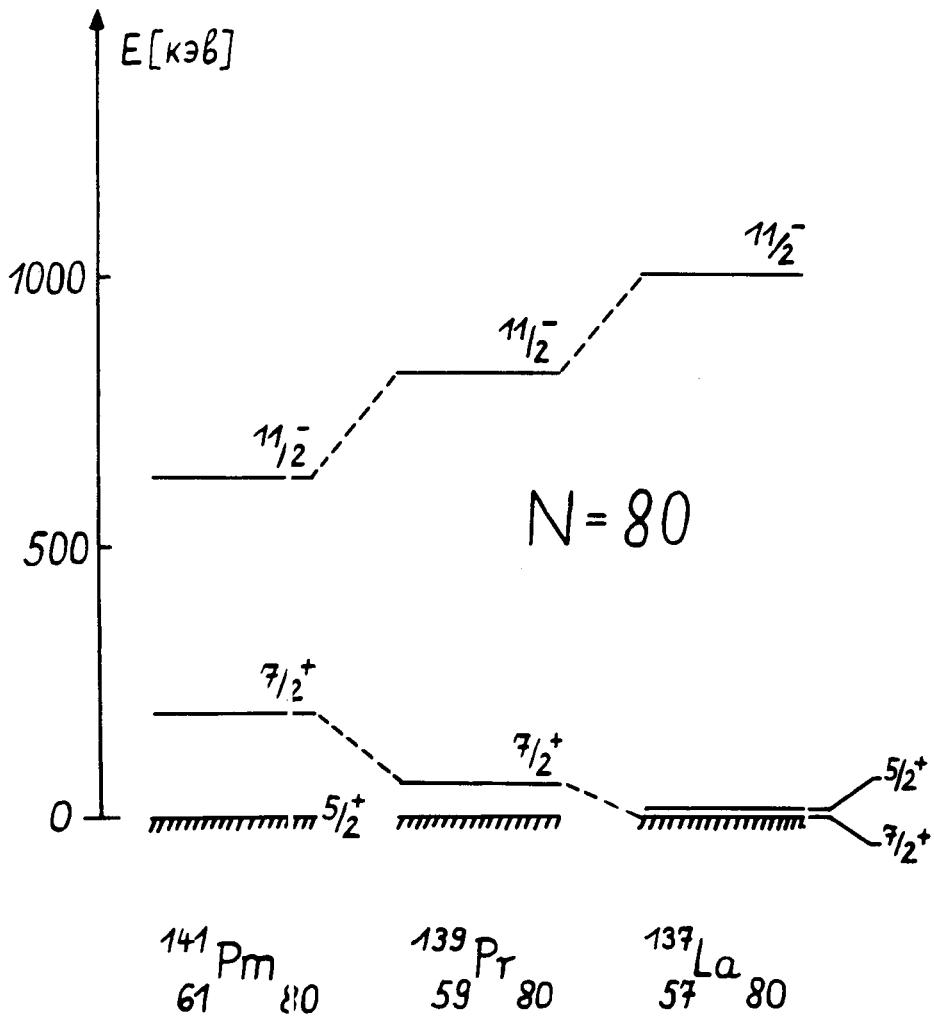


Рис.11. Систематика уровней с  $I^\pi = 5/2^+$ ,  $7/2^+$  и  $11/2^-$  в изотопах с  $N = 80$ .

в  $^{139}\text{Pr}$  и соответственно уровень 973,5 кэв в  $^{141}\text{Pm}$  имеют спин и четность  $9/2^-$  или  $11/2^-$ . Не исключено, однако, что найденное в  $^{139}\text{Pr}$  значение  $T_{1/2} = 40$  нсек относится не к уровню  $^{139}\text{Pr}$  852 кэв, а к уровню  $^{139}\text{Pr}$  822 кэв. Действительно, из данных о значениях  $T_{1/2}$  аналогичных изомерных уровней  $h\ 11/2$  в ядрах  $^{147,149}\text{Eu}$  вытекает, что для перехода  $h\ 11/2 \rightarrow g\ 7/2$  с энергией 708 кэв  $T_{1/2} (M2) \approx 40$  нсек (если принять, что матричные элементы переходов в ядрах  $^{139}_{59}\text{Pr}$  и  $^{147,149}_{63}\text{Eu}$  одинаковы). В этом случае, конечно, отпадает приведенное выше заключение о квантовых характеристиках уровней 852 кэв в  $^{139}\text{Pr}$  и 973,5 кэв в  $^{141}\text{Pm}$ .

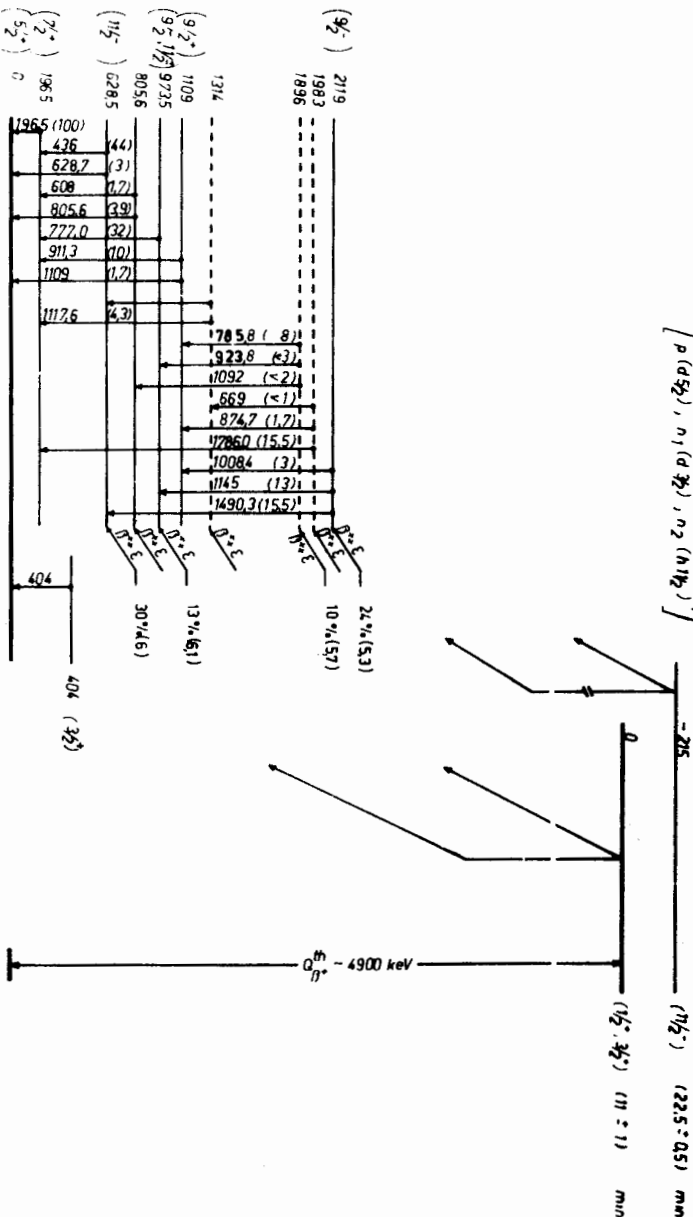
Исходя из указанных уровней  $^{141}\text{Pm}$ , можно на основе баланса энергий гамма-переходов ввести еще несколько предположительных уровней (см. рис. 12).

Рассмотрим теперь особенности  $\beta^+$ -распада изомерного состояния  $^{141}_{62}\text{Sm}_{79}$  с конфигурацией  $[p(d\ 5/2)^{-2}, n_1(d\ 3/2)^{-2}, n_2(h\ 11/2)^{-1}]$ . Бета-распад этого состояния может идти на разные уровни дочернего ядра, однако, самый вероятный  $\beta^+$ -переход (с значением  $\log ft \approx 5,5$ ) связан с одночастичным бета-превращением  $j_p = l \pm 1/2 \rightarrow j_n = l \mp 1/2$ , в данном случае  $p(d\ 5/2) \rightarrow n(d\ 3/2)$ . Поэтому конфигурация состояния, на которое идет бета-переход с минимальным значением  $\log ft \approx 5,5$ , однозначно определяется как  $[p(d\ 5/2)^{-3}, n_1(d\ 3/2)^{-1}, n_2(h\ 11/2)^{-1}]$ , и, следовательно, это состояние включает три неспаренных нуклона - является трехчастичным типа  $p\ 2n[p(d\ 5/2)^{-2}, n_1(d\ 3/2)^{-2}, n_2(h\ 11/2)^{-1}]$ .

Состояние с низким значением  $\log ft = 5,3$  наблюдается при  $\beta^+$ -распаде изомера  $^{139}\text{Nd}^{21/}$  при энергии 1834 кэв в ядрах  $^{139}\text{Pr}$ . Этот факт указывает на то, что уровень 1834 кэв является трехчастичным с  $1^\pi = 9/2^-$   $^{24/}$  (самый нижний уровень трехчастичного мультиплетта по правилам, сформулированным в работе  $^{25/}$ , должен иметь спин и четность  $1^\pi = 9/2^-$ ). Можно ожидать, что в ядре  $^{141}\text{Pm}$  соот-

<sup>141</sup>Sm 79

$$\left[ P(d\mathcal{E}_2^{-2}), n_1(d\mathcal{E}_2^{-2}), n_2(h^{1/2})^{-1} \right]$$



$$\left. \begin{matrix} P(d\mathcal{E}_2^{-1}) \\ n_1(d\mathcal{E}_2^{-1}) \\ n_2(h^{1/2})^{-1} \end{matrix} \right\}$$

Fig. 12. Схема ядра <sup>141</sup>Sm.

ветственный уровень имеет тоже энергию около 2000 кэв. В предложенной схеме имеется несколько уровней с  $E \approx 2000$  кэв (1898 кэв?, 1982 кэв?, 2119 кэв), которые заселяются  $\beta^+$ -переходами с  $\log ft < 6$ . По-видимому, один из этих уровней (или несколько) можно отождествить с ожидаемым трехчастичным состоянием. Наиболее подходящим для этого является уровень 2119 кэв, т.е. по интенсивности гамма-лучей  $\beta^+$ -переход на него самый интенсивный и характеризуется наименьшим значением  $\log ft \approx 5,3$ .

Трехчастичные уровни нечетных ядер  $N = 80$  являются аналогами двухчастичных нейтронных уровней с  $I^\pi = 7^- [n_1(d3/2) n_2(h11/2)]$  четно-четных ядер с  $N = 81$  (и, в частности, приведенный на рис. 10 уровень 2215 кэв в ядре  $^{140}_{60}\text{Nd}_{80}$ ) и отличаются от них только наличием неспаренного протона в невозбужденном состоянии  $p(d5/2)$ . Благодаря взаимодействию протона  $p(d5/2)$  и нейтрона  $n(d3/2)$  можно ожидать, что энергия трехчастичных уровней с  $I^\pi = 9/2^-$ , в которых их спины антипараллельны, меньше, чем энергия соответствующих двухнейтронных уровней с  $I^\pi = 7^-$ .

В табл. 5 приведены данные о соответствующих уровнях. Видно, что это ожидание хорошо выполняется.

Таблица 5

Ядро	(кэв)	Ядро	(кэв) Литер.
$^{140}_{60}\text{Nd}_{80}$	2216	$^{141}_{61}\text{Pm}_{80}$	(2119)
$^{138}_{58}\text{Ce}_{80}$	2128	$^{139}_{59}\text{Pr}_{80}$	1834 /21,24/
$^{136}_{56}\text{Ba}_{80}$	2035	$^{137}_{57}\text{La}_{80}$	-
$^{134}_{54}\text{Xe}_{80}$	1963	$^{135}_{55}\text{Cs}_{80}$	1621 <sup>x/</sup> /24/
$^{132}_{52}\text{Te}_{80}$	-	$^{133}_{53}\text{J}_{80}$	1465 /24/

<sup>x/</sup> Конфигурация трехчастичного уровня 1621 кэв  $p(g7/2), n_1(d3/2), n_2(h11/2)$ .

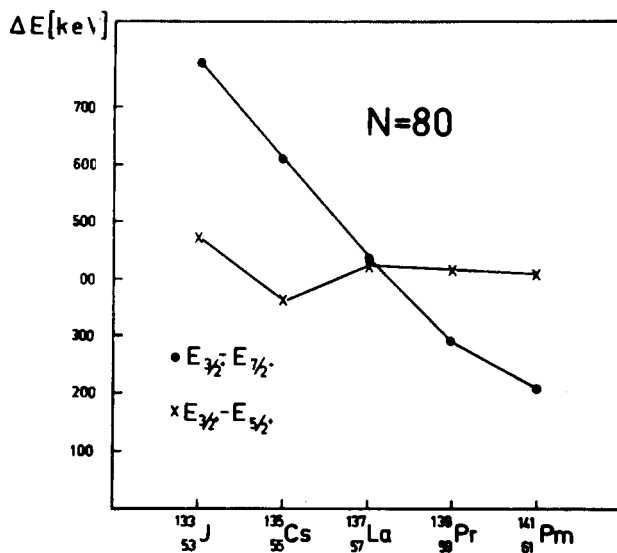


Рис.13. Систематика уровней с  $I^\pi = 3/2^+, 5/2^+$  и  $7/2^+$  в изотонах с  $N = 80$ .

Основное состояние  ${}_{62}^{141}\text{Sm}_{79}$  может иметь спин и четность  $I^{\pi} = 1/2^{+}$  или  $3/2^{+}$  [ $n(3s1/2)$  или  $n(2d3/2)$ ] <sup>/26/</sup>. В первом случае оно должно быть связано с основным состоянием  ${}^{141}\text{Pm}-2d5/2$  разрешенным  $\beta^{+}$ -переходом с  $Q_{\beta^{+}}^{th}$  5343, 4680 или 4340 кэВ <sup>/15-17/</sup>. Если принять вытекающую из систематики для  $\beta^{+}$ -переходов типа  $p(d5/2) \rightarrow n(d3/2)$  величину  $\log ft \approx 5,5$ , то период полураспада основного состояния  ${}_{62}^{141}\text{Sm}_{79}$  составляет  $T_{1/2} \approx 10$  мин.

В гамма-спектре фракции самария мы нашли два перехода, период полураспада которых явно меньше 14 мин ( $E_{\gamma} = 404,0$  и  $438,2$  кэВ см. рис. 3 и 4) и составляет  $(11+1)$  мин. Гамма-линии с такими энергиями и с таким периодом полураспада во фракции самария пока не были известны. Поскольку время жизни изотопов самария с  $A < 140$  намного меньше 11 мин <sup>/11/</sup> и их сечение образования при наших условиях опытов мало, мы приписываем эти переходы распаду пока неизвестного основного состояния  ${}^{141}\text{Sm}$ .

Из систематики величины энергетического интервала между уровнями  $3/2^{+}$ ,  $7/2^{+}$  и  $5/2^{+}$  в изотопах с  $N = 80$  следует ожидать уровень  $3/2^{+}$  в ядре  ${}^{141}\text{Pm}$  при энергии  $E \approx 400$  кэВ (см. рис. 13). Поэтому мы думаем, что  $\gamma$  404 кэВ направлен с первого уровня  $3/2^{+}$  в основное состояние  ${}^{141}\text{Pm}$ .

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить коллектив измерительного центра ЛЯП за обеспечение непрерывной работы анализаторной техники и В.А. Быстрова за отличное выполнение механических работ.

#### Л и т е р а т у р а

1. Э. Херрманн, Г. Пфрейер, Д. Христов. Препринт СИЯИ Р-2647, Дубна 1966.

2. Р. Арльт, Г. Музиоль, Г. Пфреппер, Г. Штрусный, Д. Христов. Доклад на X совещании по ядерной спектроскопии нейтрондефицитных изотопов и теории ядра, Дубна 27-30 июня 1967.
3. Р. Арльт, Г. Байер, Г. Музиоль, Л.К. Пекер, Г. Штрусный. Препринт ОИЯИ Р6-4246, Дубна 1969;
4. Г.Ю. Байер, В.А. Халкин, Х. Гроссе-Рюкен, Г. Пфреппер. Препринт ОИЯИ Р12-3887, Дубна 1968; препринт ОИЯИ Р12-3886, Дубна 1968.
5. Р. Арльт, В.А. Быстров, Г. Музиоль, П. Паатеро, Г. Штрусный. Препринт ОИЯИ 13-3769, Дубна 1968.
6. Р. Арльт, А.И. Калинин, Г. Музиоль, Г. Штрусный. Препринт ОИЯИ 13-3769, Дубна 1968.
7. А.П. Кустов, А.Г. Синаев, Н.А. Чистов. Препринт ОИЯИ 10-4170, Дубна 1968.
8. Р. Арльт, С. Кагыкова, А. Калинин, В. Моисеева, Г. Музиоль, М. Омеляненко, Ю. Прокофьев, Б. Семенов, А. Синаев, Н. Чистов, Х. Штрусный, Г. Эльснер. Препринт ОИЯИ Р6-3773, Дубна 1968.
9. К.Я. Громов, Ж. Желев, Кун Сян-цзин, Г. Музиоль, Хань Шу-жунь. Изв. АН СССР, сер. физ., 29 (1965).
10. H.J. Bleil, H. Münzel, G. Pfennig. Radio Chimia Acta 9, 173(1968).
11. H.J. Bleil, H. Münzel, G. Pfennig. Radio Chimia Acta 10 (1968).
12. T.V. Marshall. UCRL - 8740 (1960).
13. D. De Frenne, K. Heyde, L. Dorikens-Van-Praet, M. Dorikens and J. Demynck. NPH A110, 273 (1968).
14. Aten Jr. A.H.W. and Kaptein Johanna C. Physica 32,1159 (1966).
15. A.G.W. Cameron. AECL - 434 (1957).
16. J. Ridell. AECL - 339 (1957).
17. P.A. Seeger. NPH 25, 1 (1961).
18. Г.Ф. Драницына. Материалы IV Совещания по нейтр. изотопам, Дубна 1962.



19. К.Ф. Александер. Препринт ОИЯИ Р6-3785, Дубна 1968.
20. Б.С. Бутцев, Ж.Т. Желев, В.Г. Калининков, А.В. Кудрявцева, Я. Липтак, Ф. Молнар, У. Назаров, Я. Урбанец. Препринт ОИЯИ Р6-3561, Дубна 1967.
21. K.Hesse. Ztschr.f. Naturforschung Bd 23a, 1668 (1968).
22. Л.А. Слив, И.М. Банд. В книге "Гамма-лучи" Москва-Ленинград 1961.
23. P.V. Beery, Wm.C.Mc. Harris, J.J.Kolata, W.H. Kelly. Bull. Am. Phys.Society 13, 721 (1968).
24. Л.К. Пекер. Материалы четвертой зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий. ФТП (1969).
25. Л.К. Пекер. В книге "Структура сложных ядер", стр. 333.
26. Р. Арльт, Г. Байер, Г. Музиоль, Л.К. Пекер, Г. Ифреппер, Х. Штрусный. Препринт ОИЯИ Р6-4247, Дубна 1969; направлено в Изв. АН СССР, сер. физ.

Рукопись поступила в издательский отдел

14 июля 1969 года.