

A-829

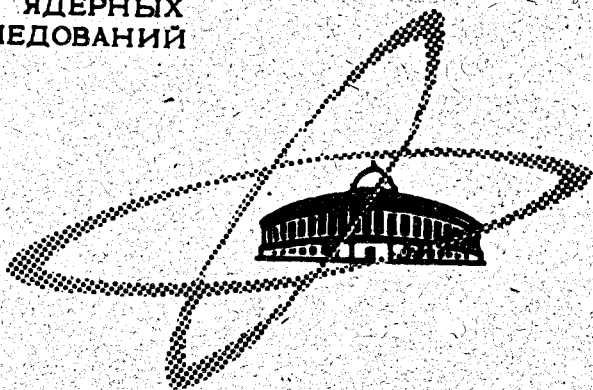
Изв. АН СССР, сер. Физическая, 1970, т. 34, в. 1, с. 500-418

19/III-69

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P6 - 4247



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

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ
РАСПАДА ИЗОТОПОВ ^{144}Gd И ^{145}Gd ;
ОБ ОСОБЕННОСТЯХ
КВАЗИЧАСТИЧНЫХ УРОВНЕЙ $2d_{3/2}$ И $3s_{1/2}$

1969

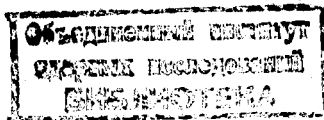
P6 - 4247

27/9/2 ср.

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

ИССЛЕДОВАНИЕ
РАСПАДА ИЗОТОПОВ ^{144}Gd И ^{145}Gd ;
ОБ ОСОБЕННОСТЯХ
КВАЗИЧАСТИЧНЫХ УРОВНЕЙ $2d_{3/2}$ И $3s_{1/2}$

Направлено в "Известия АН СССР"



1. В в е д е н и е

Исследование нечетных ядер с заполненной нейтронной оболочкой позволяет получать важные сведения о взаимодействии протонов в ядрах, так как спектр нижних квазичастичных состояний таких ядер, в основном, формируется протонами. Среди нечетных ядер с $N = 82$ наиболее интересным является ядро ${}^{145}_{63}\text{Eu}_{82}$, так как в подоболочке с $Z = 64$ (уровни $1d_{7/2}$ и $2d_{5/2}$) оно содержит только одну протонную дырку. Поэтому спектр уровней ${}^{145}\text{Eu}$ легче, чем спектр других ядер, интерпретировать теоретически.

Уровни ${}^{145}\text{Eu}$ могут возбуждаться либо при β^+ -распаде ${}^{145}\text{Gd}$, либо в различных ядерных реакциях.

В настоящей работе^{х)} с помощью Ge(Li)-спектрометра исследован γ -спектр, сопровождающий β^+ -распад ${}^{145}\text{Gd}$. До недавнего времени из-за короткого периода полураспада ($T_{1/2} = 23$ мин) β^+ - и γ -спектры этого ядра были изучены мало. Помимо периода полураспада были известны граничная энергия β^+ -спектра, равная (2500 ± 200) кэВ, и γ -спектр, измеренный при помощи сцинтилляционного спектрометра /2,3,4/.

х) Первые результаты нами были опубликованы в работе /1/.

Исходя из того правила, что период полураспада изотонов с $N = 81$ на порядок меньше, чем период полураспада изотонов с $N = 80$, находящихся от полосы стабильности дальше, можно ожидать, что период полураспада ^{144}Gd $T_{1/2} \geq 25$ мин. Поэтому мы попытались идентифицировать распад ^{144}Gd . Эксперимент дал, однако, значение $T_{1/2} = (4,9 \pm 0,4) \text{ мин}^{\text{X}}$.

2. Экспериментальная методика и результаты измерений

Изотопы Gd были получены в реакции глубокого расщепления Er на внешнем пучке протонов синхротронного ОИЯИ с энергией 860 Мэв и интенсивностью $\approx 4 \cdot 10^{11}$ прод./сек. Вес мишеней в виде порошкообразного комплекса Er - ДТРА^{xx)}, облученных в тefлоновых ампулах, составлял 0,5 г. Транспортировка ампулы до места химического разделения с помощью пневматической почты длилась 6 сек. Техника эксперимента подробно описана в работах^{5,6/}.

После поступления в химическую лабораторию мишень растворялась в 12 мл воды. Находящиеся в растворе продукты глубокого расщепления сорбировались катионитом Дауэкс 50x8 с величиной зерна 12 мк, прибавленным сразу же после растворения. Через 3 мин после конца облучения смола отделялась от раствора центрифугированием, дважды промывалась водой и наносилась на подготовленную хроматографическую колонку высотой 90 мм и диаметром 2 мм с той же смолой в NH_4^+ -форме. Избирательное вымывание сорбента проводилось с помощью α -ОИБ^{xxx)} концентрацией 0,16 М при значении рН = 4,75. Скорость протекания - 1 капля за 30 сек. Фракция Gd получалась спустя 17 минут после конца облучения. В специальных опытах по исследованию распада ^{144}Gd за счёт ускорения всех процессов, за исключением скорости протекания, фракция Gd получалась через 13 минут после конца облучения. Химическая методика выделения редкоземельных элементов из мишени $(\text{NH}_4)_2[\text{RE ДТРА}]$ описана в работе^{7/}.

^{x)} Такое же значение $(4,5 \pm 0,1 \text{ мин})$ приводится в работе^{4/}, о которой нам стало известно, когда измерения были закончены.

^{xx)} ДТРА = диэтилен триаминпентауксусная кислота.

^{xxx)} α -ОИБ = α -оксизобутират.

Для измерения γ -спектров применялись жидкие источники объемом 0,1 мл в цилиндрических сосудах из плексигласа и γ -спектрометр с Ge(Li)-детектором с чувствительным объемом 10 и 6,3 см³ и энергетическим разрешением 5-6 и 4,2 кэв, соответственно, для γ -переходов ⁶⁰Co. Для исследования γ -переходов с $E_\gamma > 1$ Мэв использовались четыре источника. Детектирующая и регистрирующая техника подробно описана в /5/.

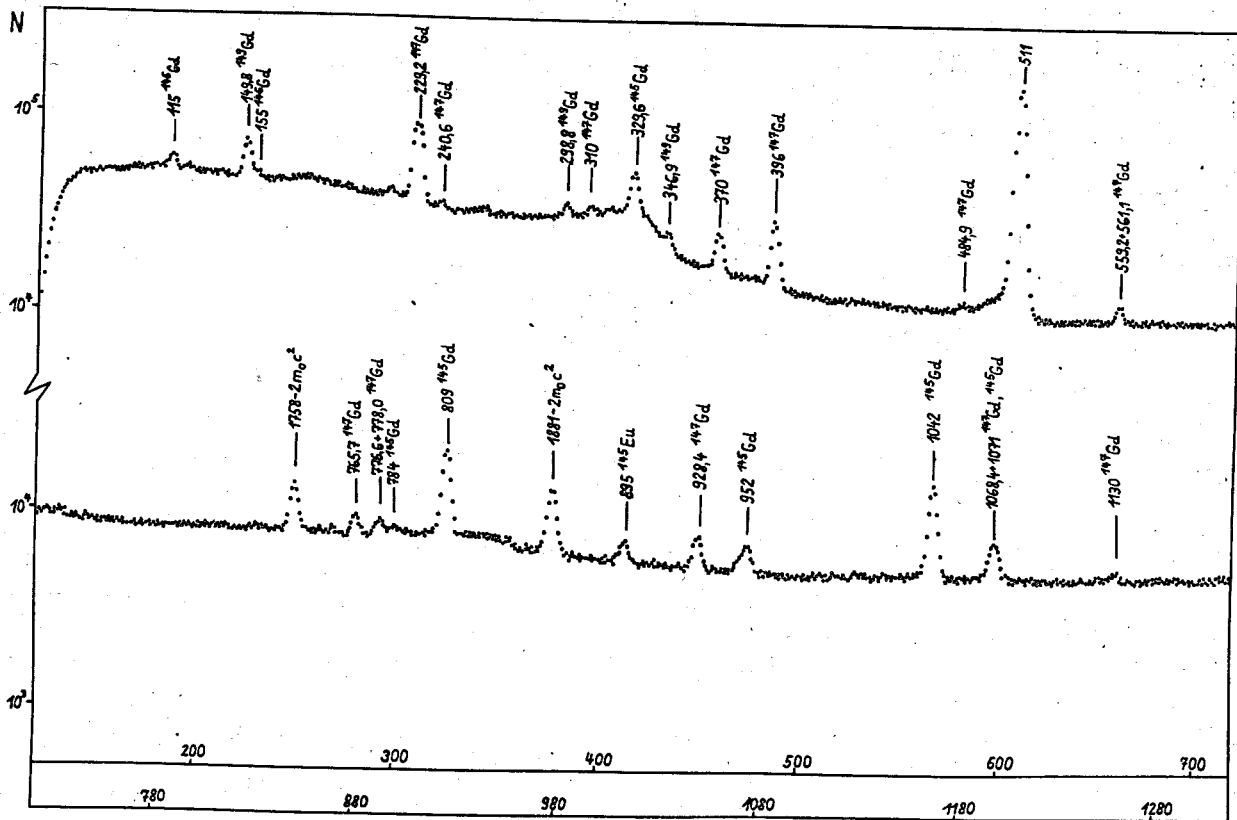
β^+ -спектр был измерен с помощью антраценового кристалла, размером 20x20 мм, временной спад β^+ -излучения - как на этом кристалле, так и с помощью пропорционального счётчика типа VAZ -520.

Измерение β^+ - γ -совпадений проводилось на установке, состоящей из Ge(Li)-детектора, с чувствительным объемом 6,3 см³, и вышеуказанного антраценового кристалла. Спектр совпадений был записан в память анализатора АИ-4096, работающего в двухмерном режиме 32x128 каналов. Импульсы, разрешающие запись совпадений, получены из блока быстро-медленных совпадений типа БС-8-2 с временем разрешения $\tau = 120$ нсек. Радиоактивный препарат, находившийся во время опыта между детекторами, изготовлен методом испарения на алюминиевую подложку толщиной ~ 2 мг/см².

Результаты измерений γ -спектра (рис.1 и 2), сопровождающего распад ¹⁴⁵Gd, приведены в таблице 1. Там же приведены данные более ранних измерений γ -спектра с помощью сцинтилляционной техники /2,3,4/. γ -переходы с периодом полураспада меньше 23 мин не наблюдались. На рис. 4 изображен график Кюри β^+ -спектра фракции Gd. Как видно из рисунка, β^+ -спектр можно разлагать на 3 компоненты с граничными энергиями (5100 \pm 400), (3300 \pm 400) и (2200 \pm 400) кэв. Граничная энергия последней компоненты совпадает в пределах экспериментальных погрешностей со значением (2500 \pm 200) кэв, полученным в работе /2/. Измерение периода полураспада с помощью антраценового кристалла дало для компонент с граничными энергиями 5100, 3300 и 2200 кэв значения ~ 5 , ~ 5 и ~ 25 мин. Более точное измерение временного спада β^+ -излучения с помощью пропорционального счётчика привело к следующим результатам: (23 \pm 1) мин, (4,9 \pm 0,4) мин. (рис.3) Изменение β^+ - γ -совпадений показало, что γ -переходы с энергией 1758 и 1881 кэв совпадают с позитронами, граничная энергия которых составляет 2500 кэв (рис. 5).

Таблица 1

Наша работа		Работа /3/		Работа /4/	
Е _γ (кэв)	I _γ	Е _γ (кэв)	I _γ	Е _γ (кэв)	I _γ
329,6 ± 0,5	7,0 ± 1,5			330	14
718 ± 2	слабо				
784 ± 2	слабо				
952 ± 2	5,5 ± 1,0 двой- ной			950	6
809 ± 1	20 ± 3	810	19	807	29
1042 ± 1	26 ± 3	1035	20	1040	38
1071 ± 2	7 ± 1				
1375 ?	слабо				
1512 ?	"				
1517 ?	"				
1567 ± 2					
1600 ± 2	4,5 ± 1,0			1595	9
1720 ± 2	4 ± 1				
1758 ± 1	100	1750	200 двой- ной	1760	100
1784 ± 2					
1815 ± 2	2,0 ± 0,5				
1834 ± 2	слабо				
1845 ± 2	2,5 ± 0,5				
1881 ± 1	96 ± 10			1882	97
2202 ± 3	< 0,5				
2494 ± 3	< 4				
2643 ± 3	5 ± 1				
3688 ± 3	1 ± 0,3				



число каналов

Рис. 1. Низкоэнергетическая часть γ -спектра фракции Gd^1 , полученная из суммы четырех источников. Измерения отдельных γ -спектров начались сразу же после конца выделения и длились по 30 мин. Для идентификации γ -переходов долгоживущих изотопов были использованы результаты работ [20,21].

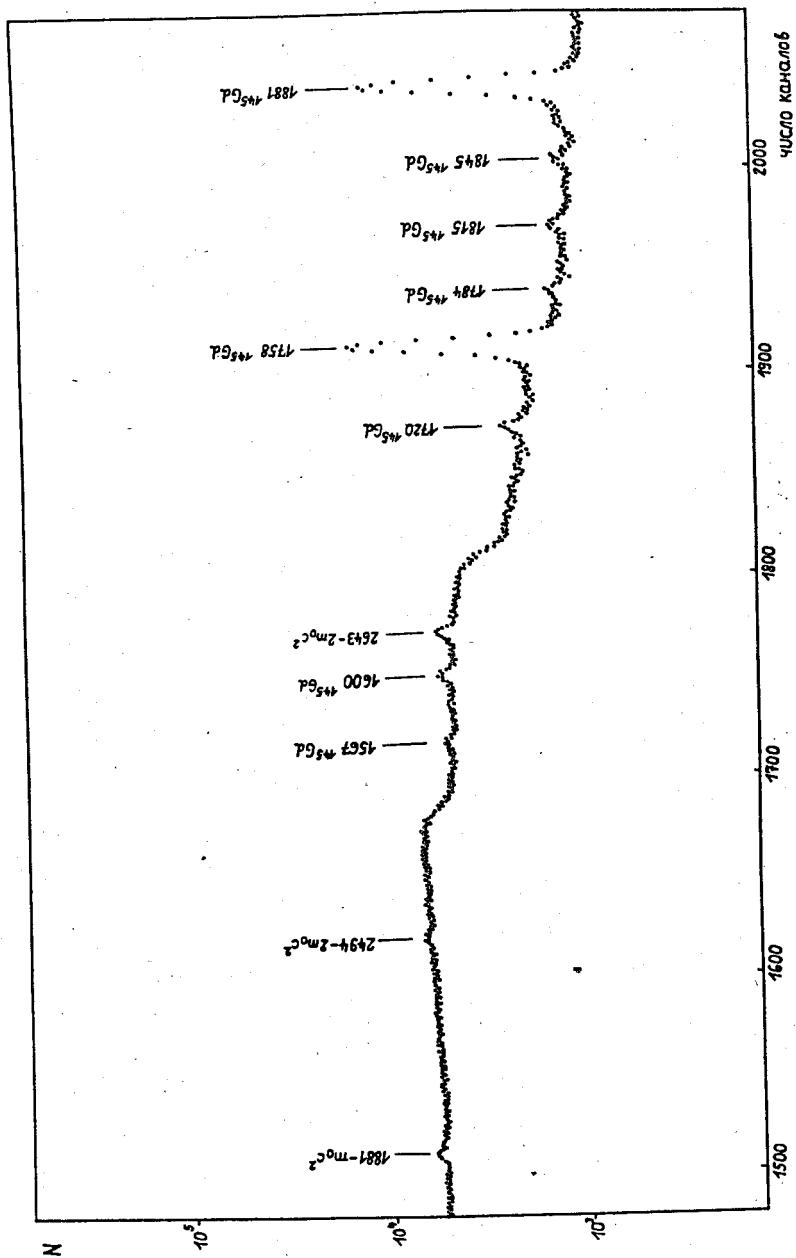


Рис. 2. γ -спектр фракции Gd в области энергий от 1300 до 2000 кэВ.

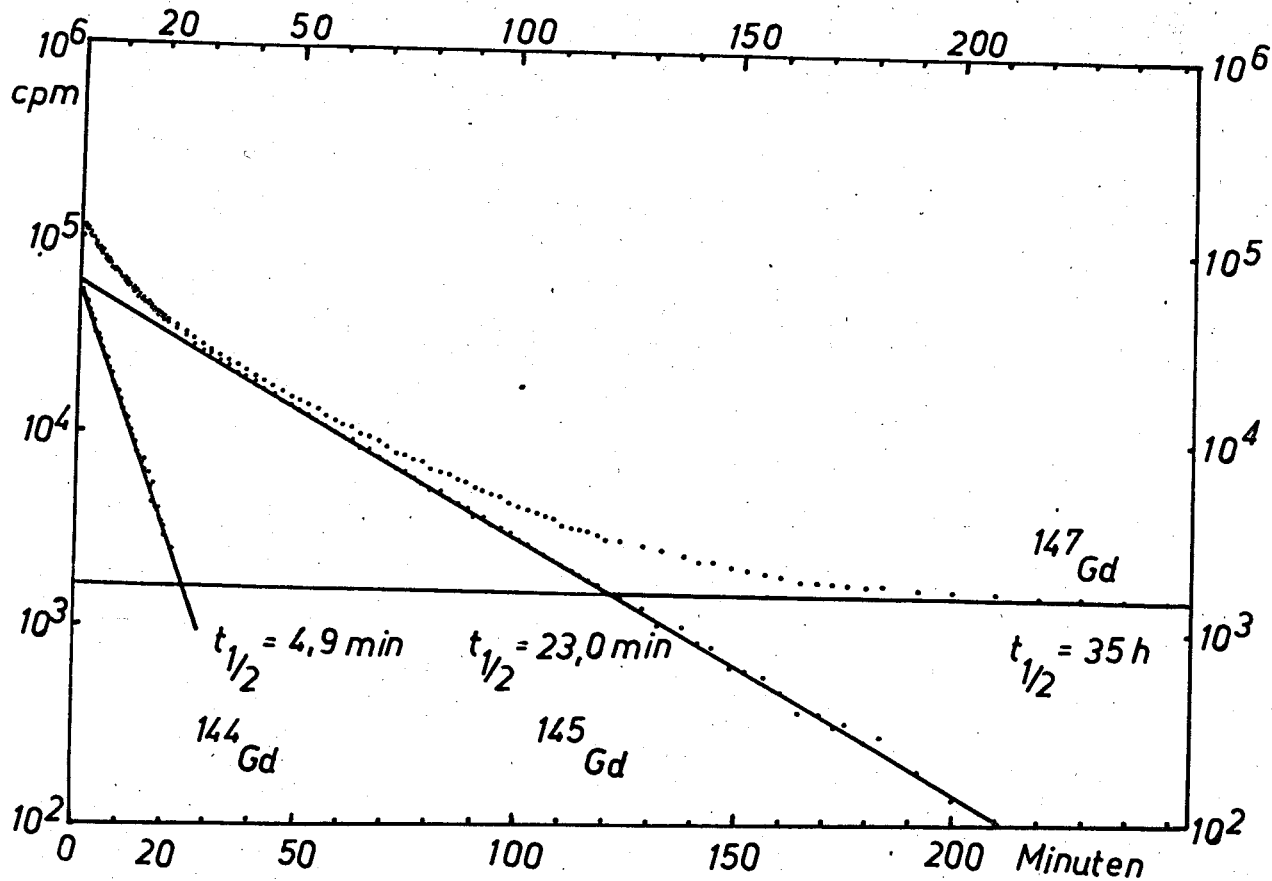


Рис. 3. Кривая распада изотопов ^{144}Gd и ^{145}Gd , измеренная с помощью пропорционального счетчика типа VA-Z 520 VEB Vakutronik Dresden (DDR)

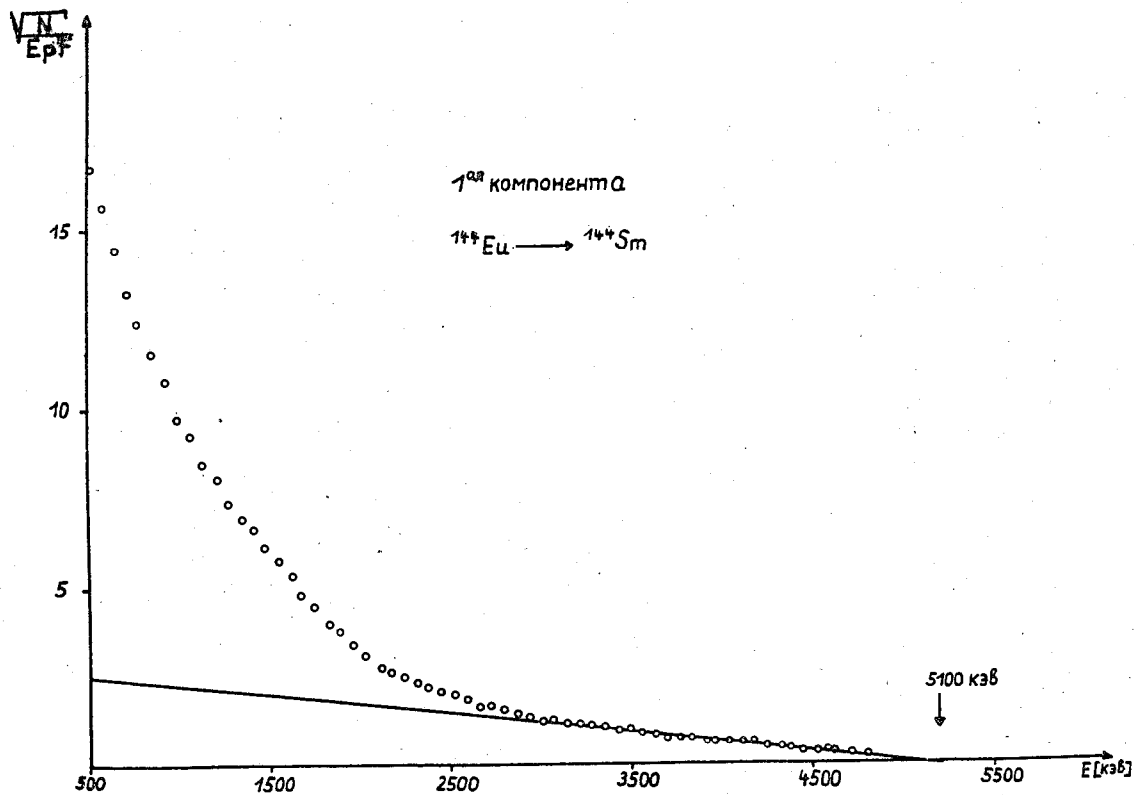


Рис.4а. График Кюри β^+ -спектра и разложение в компоненты; компонента с $E_{\beta^+ \text{ гр}} = 5100$ кэВ.

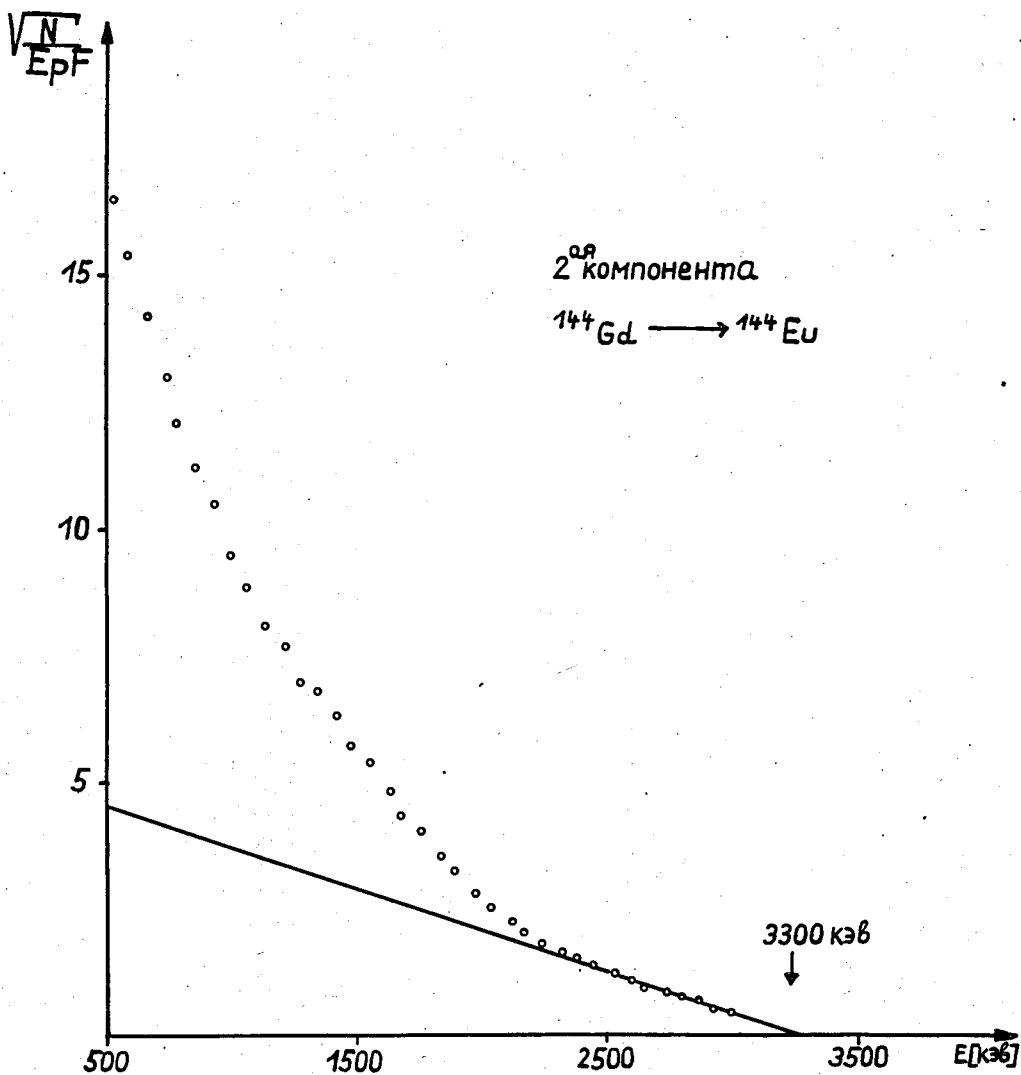


Рис. 46. График Кюри β^+ -спектра и разложение в компоненты; компонента с $E\beta^+_{\text{гр}} = 3300$ кэВ.

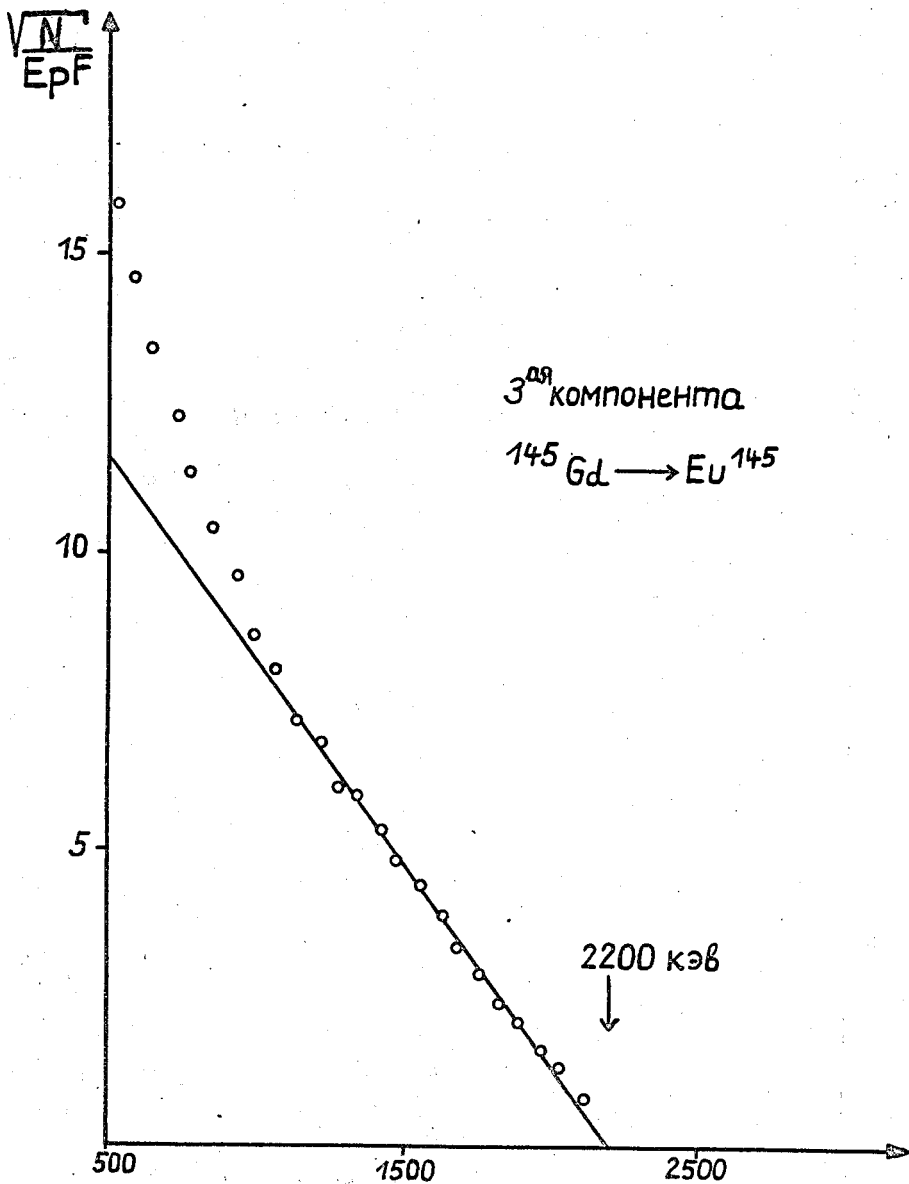


Рис. 4в. График Кюри β^+ -спектра и разложение в компоненты; компонента с $E_{\beta^+ \text{ гр}} = 2200$ кэВ.

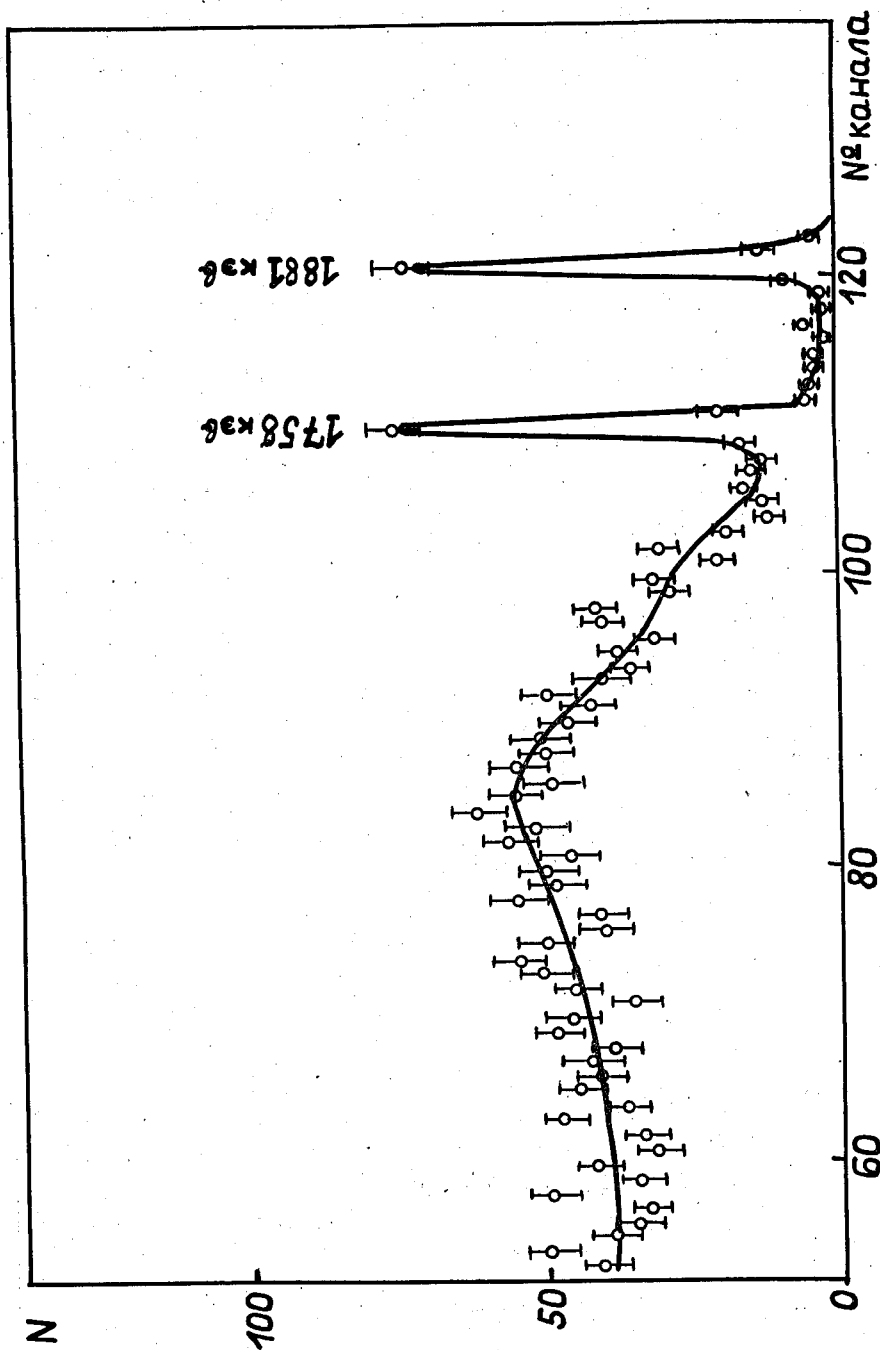


Рис. 5. Спектр совпадений позитронов с $E_{\beta^+} > 1500$ кэВ и высокоэнергетических γ -переходов ^{148}Gd .

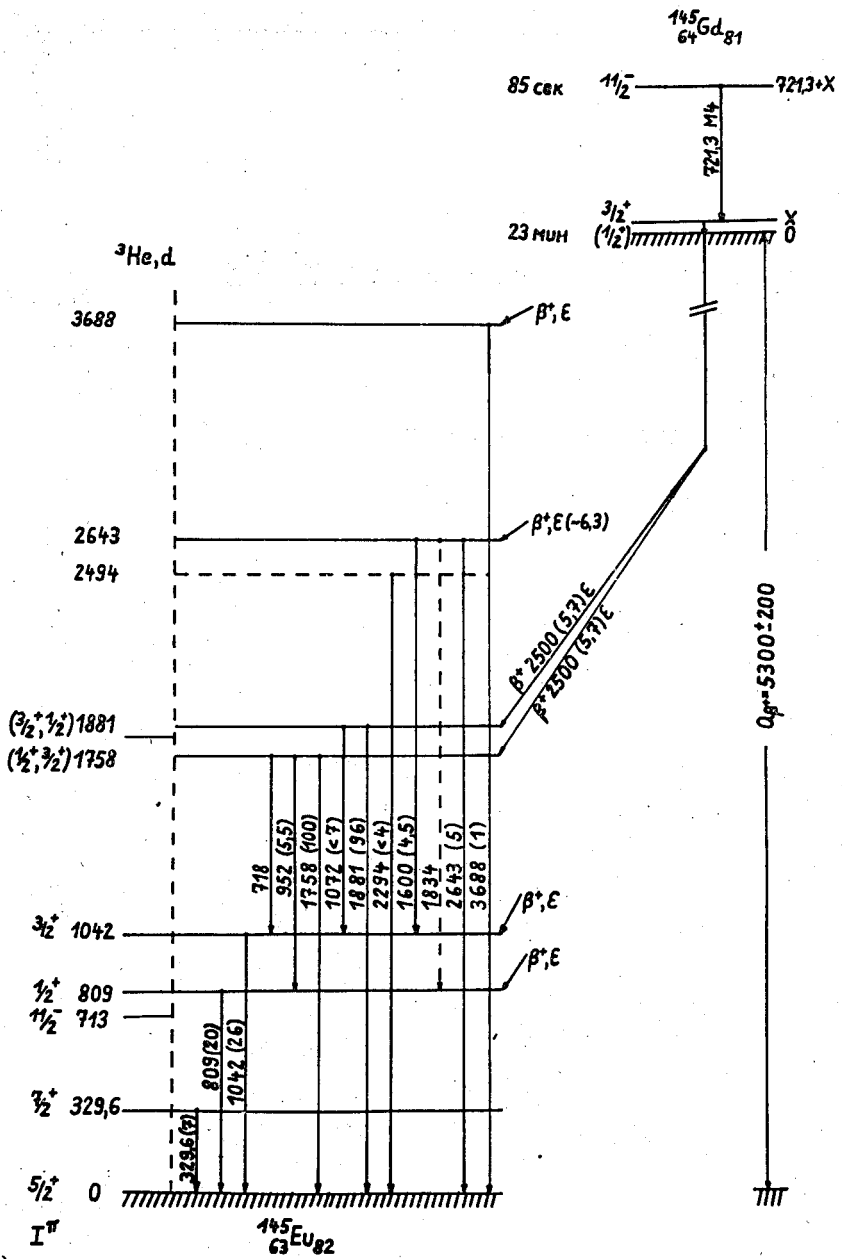


Рис. 8. Схема распада $^{145}\text{Gd} \rightarrow ^{145}\text{Eu}$

3. Обсуждение результатов

3.1. Распад ^{144}Gd

В то время как компоненты β^+ -спектра с граничными энергиями 2200 ± 400 и 5100 ± 400 кэВ известны из распада ^{145}Gd /2,3/ и ^{144}Eu /8/, компонента с граничной энергией 3300 кэВ и периодом полураспада 4,9 мин. наблюдалась впервые. Поскольку период полураспада ^{144}Eu равен 10,5 сек /8/ и интенсивности компонент с $E_{\beta^+ \text{гр}} = 5100$ и 3300 кэВ убывают с одинаковым периодом полураспада, можно сделать вывод, что изотопы ^{144}Gd и ^{144}Eu находились в наших препаратах в радиоактивном равновесии и что компонента с $E_{\beta^+ \text{гр}} = 3300$ кэВ относится к распаду ^{144}Gd .

Так как основное состояние $^{144}_{63}\text{Eu}_{81}$ имеет спин и четность $1^\pi = 1^+$, то $^{144}_{64}\text{Gd}_{80}$ должен испытывать разрешенный бета-распад, главным образом, на это состояние ($1^\pi = 0^+ \rightarrow 1^\pi = 1^+$) и, следовательно, иметь полную энергию распада $Q_{\beta^+} = 4320 \pm 400$ кэВ. Это значение хорошо согласуется с эмпирическим значением $Q_{\beta^+} = 4344$ кэВ /11/ и тем самым подтверждает идентификацию Gd .

Как и ожидалось, нами не обнаружены интенсивные гамма-переходы, которые можно отнести к распаду ^{144}Gd . Аналогичная картина наблюдается при распаде соседних ядер ^{142}Sm и ^{140}Nd /9,10/.

На первый взгляд удивляет тот факт, что период полураспада $^{145}_{64}\text{Gd}_{81}$ в 5 раз больше, чем период полураспада $^{144}_{64}\text{Gd}_{80}$. Период полураспада всех известных нейтрондефицитных изотонов с $N=81$ (^{144}Eu , ^{145}Sm , ^{142}Pm , ^{141}Nd , ^{140}Pr) в среднем на порядок меньше, чем период полураспада находящихся дальше от полосы стабильности изотонов с $N=80$ (^{143}Eu , ^{142}Sm , ^{141}Pm , ^{140}Nd , ^{139}Pr). Отклонение от этого правила в случае ^{145}Gd и ^{144}Gd понятно — оно связано с особенностью в схеме распада ^{145}Gd (см. разделы 3.2 и 3.3).

3.2. Схема распада $^{145}_{64}\text{Gd}_{81} \rightarrow ^{145}_{63}\text{Eu}_{82}$

На основании данных об энергиях и интенсивностях наблюдавшихся γ -переходов мы построили схему распада (рис.6). Нижняя ее часть ($E < 1900$ кэВ) согласуется с данными, полученными в реакции $^{144}_{62}\text{Sm}_{82} (\text{}^3\text{He}, \text{d}) ^{145}_{63}\text{Eu}_{81}$ /12/. Отметим следующие особенности схемы. Граничная энергия β^+ -спектра ^{145}Gd составляет $E_{\beta^+ \text{гр}} = (2,5 \pm 0,2)$ мэВ,

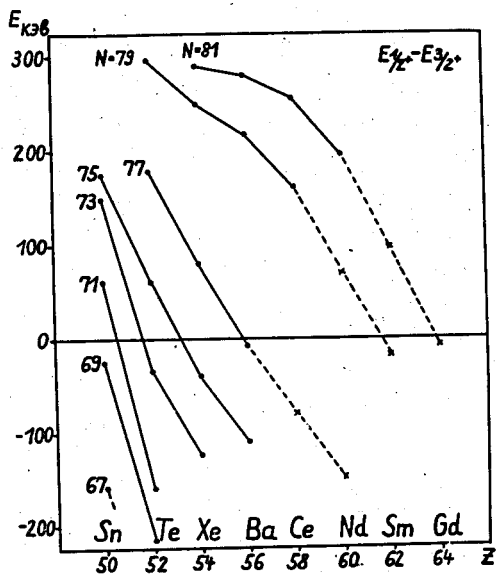


Рис. 7. Зависимость разности энергий нейтронных уровней $3s_{1/2}$ и $2d_{3/2}$ от Z в интервале $N = 67-81$.

в то время как ожидаемая полная энергия β^+ -распада $Q_{\beta^+} = 5656^{11/}$ или 5560 кэв^{13/}. Такое различие E_{β^+} и Q_{β^+} свидетельствует о том, что β^+ -распад, в основном, идет на высокоэнергетические уровни ^{145}Eu при 1758 и 1880 кэв. Этот вывод подтверждается результатом измерения β^+ - γ -совпадений. В основном состоянии и на первый возбужденный уровень β^+ -распада нет, потому что в β^+ -спектре отсутствуют β^+ -компоненты с $E_{\beta^+\text{гр}} = 4300$ кэв и $T_{1/2} = 23$ мин. В связи с этим возникает следующая проблема. Обычно считалось само собой разумеющимся, что в основных состояниях нечётных ядер с $N = 81$ нечётный нейтрон находится на уровне $2d_{3/2}$. Например, основные состояния ядер с $N = 81$ $^{133}\text{Te}_{81}$, $^{135}\text{Xe}_{81}$, $^{137}\text{Ba}_{81}$, $^{139}\text{Ce}_{81}$, $^{141}\text{Nd}_{81}$ имеют $I^\pi = 3/2^+$. Так как в основном состоянии $^{145}\text{Eu}_{82}$ $I^\pi = 5/2^+$ ($2d_{5/2}$)^{12/}, то следовало ожидать, что существует разрешенный β^+ -переход $d_{3/2} \rightarrow d_{5/2}^+$ связывающий основные состояния обоих ядер. Для такого перехода период полураспада составлял бы ~ 5 минут (если учесть, что энергия $E_{\beta^+\text{гр}} = 4300$ кэв, значение $\log ft = 5,3$ и принять, что больше 90% всех распадов направлены в основное состояние ^{145}Eu). Однако в действительности период полураспада ^{145}Gd составляет 23 мин, и β^+ -перехода в основное состояние ^{145}Eu нет. Возможные решения этой проблемы рассматриваются ниже.

3.3. О нейтронных уровнях $2d_{3/2}$ и $3s_{1/2}$

На рис. 7 представлены данные об энергетическом интервале между уровнями $2d_{3/2}$ и $3s_{1/2}$ в нечётных ядрах с $N = 67-81$. Из рисунка видно, что уровни с $I^\pi = 1/2^+$ с увеличением Z понижаются и в ядрах с $N < 77$ в конце концов пересекают уровень с $I^\pi = 3/2^+$, оказываясь ниже его. Естественно предположить, что при некоторых (больших) значениях Z уровень с $I^\pi = 1/2^+$ пересечёт уровень с $I^\pi = 3/2^+$ и окажется ниже его также и в ядрах с $N = 79$ и $N = 81$. Поэтому следует ожидать, что некоторые нечётные ядра с $N = 79$ и даже с $N = 81$ в основном состоянии будут иметь спин $I^\pi = 1/2^+$, а не $3/2^+$. В частности, из рис. 7 видно, что кривая для $N = 81$ может быть экстраполирована в область больших Z так, чтобы $^{143}\text{Sm}_{81}$ в основном состоянии имел характеристики $I^\pi = 3/2^+$, а $^{145}\text{Gd}_{81}$ - характеристики $I^\pi = 1/2^+$. Результаты предсказания спинов основных состояний некоторых ядер приведены в таблице 2.

Таблица 2

Ядро	$T_{1/2}$	I^{π}
$^{135}_{58}\text{Ce}_{77}$	17,2 ч	$1/2^+$
$^{137}_{60}\text{Nd}_{77}$		$1/2^+$
$^{139}_{62}\text{Sm}_{77}$	2 мин.	$1/2^+$
$^{139}_{60}\text{Nd}_{79}$	29,7 мин.	$3/2^+$
$^{141}_{62}\text{Sm}_{79}$	22,5 мин.	$1/2^+$ ($3/2^+$)
$^{143}_{64}\text{Gd}_{79}$	~ 1 мин.	$1/2^+$
$^{143}_{62}\text{Sm}_{81}$	8,8 мин.	$3/2^+$
$^{143}_{64}\text{Gd}_{81}$	23 мин.	$1/2^+$
$^{147}_{66}\text{Dy}_{81}$	1 мин.	$1/2^+$

Значение спина основного состояния $I^\pi = 1/2^+$ ^{х)} позволяет понять рассмотренные выше особенности β^- -распада $^{145}_{64}\text{Gd}_{81}$. Действительно, в этом случае не должен иметь место интенсивный β^- -распад на основное состояние $^{145}_{83}\text{Eu}_{62}$ с $I^\pi = 5/2^+$ или на уровень 330 кэВ с $I^\pi = 7/2^+$, т.к. β^- -переходы $I^\pi = 1/2^+ \rightarrow I^\pi = 5/2^+, 7/2^+$ запрещены правилами отбора по спину.

В то же время при β^- -распаде должны интенсивно заселяться уровни ^{145}Eu с $I^\pi = 3/2^+$ и $1/2^+$. Судя по характеру распада, эти уровни следует отождествить с наблюдаемыми на опыте уровнями при 1758 и 1881 кэВ. В таком случае полная энергия β^+ -распада $Q_{\beta^+} = 5300$ кэВ хорошо согласуется с ожидаемой величиной ≈ 5500 кэВ. Остается, однако, неясным, почему β^+ -распад не направлен в основном на уровни при энергии 809 кэВ ($I^\pi = 1/2^+$) и 1042 ($I^\pi = 3/2^+$).

Получает простое объяснение наблюдаемая относительно большая величина периода полураспада ^{145}Gd , т.к. при фиксированных значениях $\log ft = 5,3$ уменьшение E_{β^+} с 4500 кэВ до наблюдаемых 2400 кэВ должно вести к значительному увеличению периода полураспада. На увеличение значения $T_{1/2}$ может повлиять также и то обстоятельство, что вместо облегченного разрешенного перехода $2d_{3/2} \rightarrow 2d_{5/2}$ в действительности мы имеем дело с затрудненным разрешенным β^- -переходом типа $3s_{1/2} \rightarrow 2d_{3/2}$, т.е. с ℓ -запрещенным переходом.

Следует отметить, что аналогичные особенности должны иметь место и в других нечетных ядрах рассматриваемой области. Поэтому можно ожидать, что радиоактивные ядра с нечетным числом нейтронов и основным состоянием типа $I^\pi = 1/2^+$ будут иметь существенно большее время жизни, чем ядра с основным состоянием типа $I^\pi = 3/2^+$ (если основное состояние ядра-продукта имеет характеристики $I^\pi = 5/2^+$).

Увеличенным периодом полураспада ^{145}Gd легко объясняется отклонение от правила, согласно которому период полураспада нейтроно-

х) Этот результат означает, что при распаде изомерного состояния ^{145}Gd типа $h_{11/2}^{-}/14^{-}$, кроме наблюдаемого изомерного перехода $M4(h_{11/2}^{-} \rightarrow d_{3/2}^{-})$, должен излучаться в каскаде переход типа $M1+(E2)$, ($d_{3/2}^{-} \rightarrow d_{1/2}^{-}$), который до сих пор не наблюдался.

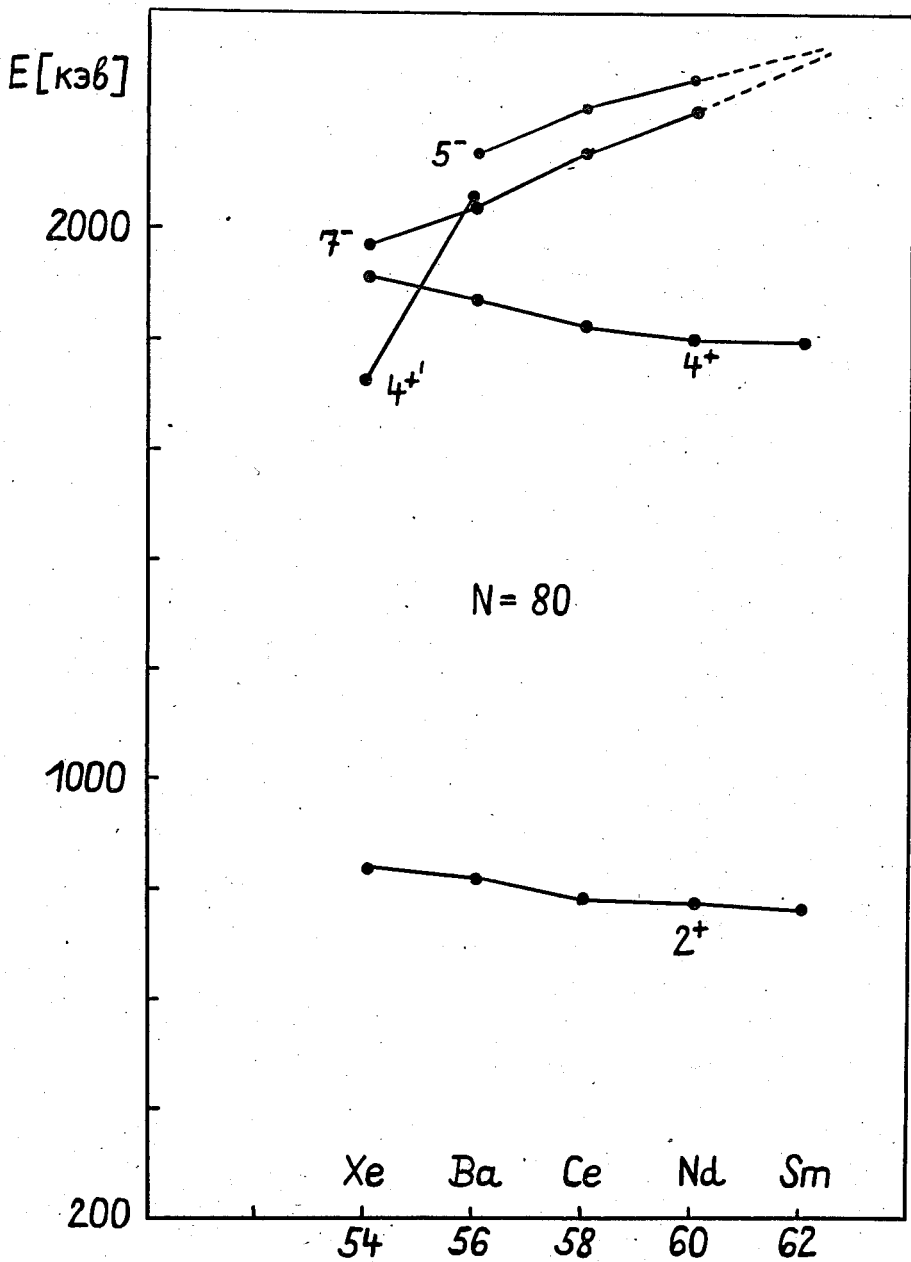


Рис.8 , Уровни чётно-чётных ядер с $N = 80$. Уровни с $1^\pi = 7^-$ и $1^\pi = 5^-$ сближаются с ростом Z .

дефицитных изотонов с $N = 81$ на порядок больше, чем период полураспада изотонов с $N = 80$.

Эффект пересечения уровней $2d_{3/2}$ и $3s_{1/2}$ нейтронной системы с ростом Z может сказываться также на свойствах четно-четных и нечетно-нечетных ядер. Рассмотрим проблему изомерии в четно-четных ядрах с $N = 80$. На рис. 8 приведены схемы уровней некоторых из таких ядер. Видно, что двухквaziчастичный нейтронный уровень $1\pi = 7^- [v_1(h_{11/2})^{-1} v_2(d_{3/2})^{-1}]$ в ядрах с $Z < 60$ находится ниже уровня $1\pi = 5^- [v_1(h_{11/2})^{-1} v_2(s_{1/2})^{-1}]$ и может разряжаться только γ -переходом типа $E3$ на уровень с $1\pi = 4^+$. Поэтому уровень 7^- в указанных ядрах является долгоживущим изомерным состоянием^{/5/}.

Такое относительное положение уровней $1\pi = 7^-$ и $1\pi = 5^-$ с $1\pi = 7^-$ и $1\pi = 5^-$ можно объяснить тем, что в соседних нечетных ядрах с $N = 81$ и таким же Z нейтронное состояние $2d_{3/2}$ лежит выше состояния $3s_{1/2}$. Однако, так как с увеличением Z состояние $2d_{3/2}$ опускается и при $Z \approx 62 + 64$ оказывается ниже состояния $3s_{1/2}$, то следует ожидать, что в четно-четных ядрах с $N = 80$ уровни с $1\pi = 7^-$ и $1\pi = 5^-$ будут сближаться, и при $Z \approx 62 + 64$ уровень с $1\pi = 5^-$ опустится под уровень с $1\pi = 7^-$.

Изложенные выше соображения об относительном положении уровней с $1\pi = 7^-$ и 5^- подтверждаются данными, приведенными на рис. 8 и в таблице 3. Видно, что с увеличением Z эти уровни действительно сближаются. При экстраполяции кривых в область больших Z они пересекаются в районе $Z \approx 62 + 64$. Поэтому следует ожидать, что в ядрах

Таблица 3

Ядро	1^{π}	$E(1^{\pi} = 5^-)$	$E(1^{\pi} = 7^-)$	$\Delta E(5^- - 7^-)$	$\Delta E(1/2^+ - 3/2^+)$
		E (кэВ)	E (кэВ)	$N = 80$ ΔE (кэВ)	$N = 81$ ΔE (кэВ)
${}_{60}^{140}\text{Nd}_{80}$		2271	2216	55	195
${}_{58}^{138}\text{Ce}_{80}$		2221	2135	86	255
${}_{56}^{136}\text{Ba}_{80}$		2139	2030	110	281

${}_{68}^{148}\text{Er}_{80}$, ${}_{66}^{146}\text{Dy}_{80}$, ${}_{64}^{144}\text{Cd}_{80}$ и, возможно ${}_{62}^{142}\text{Sm}_{80}$, уровни типа $1^{\pi} = 7^-$ не будут долгоживущими изомерными уровнями.

Наконец, мы хотим обратить внимание на один из примеров влияния пересечения нейтронных уровней $2d_{3/2}$ и $3s_{1/2}$ на свойства нечетно-нечётных ядер ^{16/}. В основном состоянии ядра ${}_{59}^{136}\text{Pr}_{77}$, как следует из рис. 7, можно ожидать, что 77-ой нейтрон находится на уровне с $j=1/2^+$, а не $j=3/2^+$ (у основного состояния соседнего нечетного ядра ${}_{58}^{135}\text{Ce}_{77}$ $1^{\pi} = 1/2^+$, а не $3/2^+$). Совместно с 59 протоном, находящимся на уровне $j = 5/2^+$, он может привести к наблюдаемому на опыте значению спина основного состояния $1^{\pi} = 2^+$. Комбинация $j = 3/2^+$ и $j = 5/2^+$ привела бы к характеристикам 1^+ и к совсем другому характеру β -распада ${}_{59}^{136}\text{Pr}$.

Относительное смещение одночастичных уровней $3d_{3/2}$ и $3s_{1/2}$ друг против друга можно объяснить в рамках модельных представлений. Опускание уровней и пересечение уровней с различным ℓ с возрастающим A являются естественными последствиями модели оболочек. Первое объясняется расширением потенциальной ямы ядра с ростом A , второе - более слабым влиянием центробежных сил на уровни с большим ℓ при возрастании A . Вопрос заключается в том, в какой мере эти эффекты могут быть объяснены количественно. Для выяснения этого вопроса мы вычислили относительное смещение нейтронных уровней $2d_{3/2}$ и $2s_{1/2}$ в рамках модели оболочек в зависимости от A , принимая потенциал

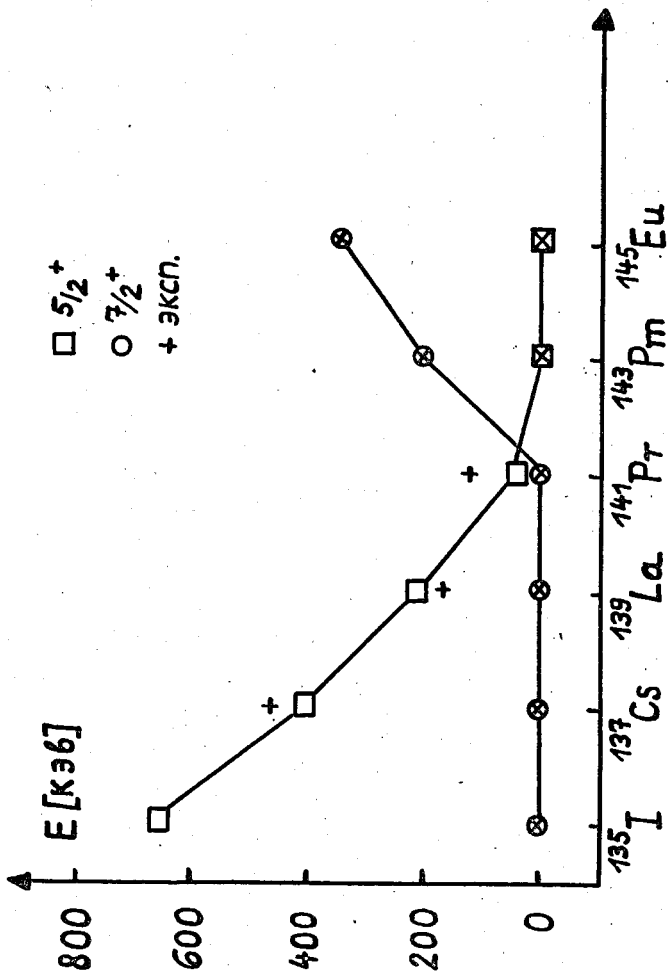


Рис. 9. Сравнение значений экспериментально установленных энергий первых возбужденных состояний в изотопах с $N = 82$ с расчётными значениями энергий /18/.

Саксона-Вудса. Параметры потенциала были выбраны так, чтобы уровень $2d_{3/2}$ в ядре ^{137}Ba находился при энергии $-6,96$ Мэв и чтобы разница энергий $E(2d_{3/2}) - E(3s_{1/2})$ равнялась ~ 281 кэв. С такими параметрами уровни $3s_{1/2}$ и $2d_{3/2}$ приближаются на ~ 10 кв при увеличении A на единицу, т.е. объясняется только первая часть кривой с $N = 81$ для $Z \leq 58$. В районе $Z > 58$ поведение кривой для

$N = 81$ (рис. 7) в рамках простой оболочечной модели нельзя объяснить. Здесь, видимо, за ход кривой ответственно взаимодействие притяжного характера между нейтронами и протонами на уровнях с одинаковыми l ($d_{5/2}, d_{3/2}$), предлагаемое в работе /17/. До $Z = 58$ протонами заполняется уровень $1g_{7/2}$, потом — уровень $2d_{5/2}$. Именно в этом месте расстояние между уровнями $2d_{3/2}$ и $3s_{1/2}$ начинает убывать быстрее.

В ряде работ был рассчитан спектр квазичастичных протонных состояний нечётных ядер с $N = 82$ /18,19/. Сравнивая экспериментальные и теоретические результаты, можно сделать вывод, что спин и четность основного и первого возбужденного состояний хорошо описываются одно-квазичастичной моделью. Так же правильно определяются энергии и пересечение уровней $2d_{3/2}$ и $1g_{7/2}$ (см. рис. 9.). Однако последовательность уровней $2d_{3/2}$ и $3s_{1/2}$ в ядрах ^{145}Eu и ^{143}Pm иная, чем это рассчитано в работах /18,19/.

Авторы благодарят сотрудников измерительного центра Лаборатории ядерных проблем за обеспечение непрерывной работы анализаторной техники, Х.И.Вибики и Х.Шульца за предоставление программы для вычисления энергий уровней в рамках модели оболочек с использованием потенциала Саксона-Вудса на ЭВМ БЭСМ-4 и профессора К.Ф.Александера за критические замечания при просмотре рукописи.

Л и т е р а т у р а

1. R.Arlt, G.Beyer, G.Musiol, G.Pfrepfer, H.Strusny. Contributions to the International Symposium on Nuclear Structure., D-3893, p. 23, Dubna 181968.
2. J.Olkowsky, M.LePape, L.Gradot, L.Cohen. Nucl. Phys. 12, 527 (1959).
3. I.R.Grover. Phys. Rev. 116, 406 (1959).

4. К.А.Келлер, Н.Мүнзел. *Radiochimica Acta* 9,176 (1968).
5. Р.Арльт, С.Кадыкова, А.Калинин, В.Моисеева, Г.Музиоль, М.Омельяненко, Ю.Прокофьев, Б.Семенов, А.Синаев, Н.Чистов, Х.Штрусный, Г.Эльснер. Препринт ОИЯИ Р6-3773, Дубна 1968.
6. Р.Арльт, В.А.Быстров, Г.Музиоль, Х.Штрусный. Препринт ОИЯИ, 13-3922, Дубна.
7. Г.Ю.Байер, В.А.Халкин, Х.Гроссе-Рюкен, Г.Пфреппер. Препринт ОИЯИ, Р12-3887, Дубна 1968.
8. R.Messlinger, H.Morinaga, C.Signoroni. *Phys.Lett.* 19, 133, (1965).
9. Р.Арльт, Г.Байер, Г.Музиоль, Л.К.Пекер, Х.Штрусный. Доклад на XIX совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ереван, январь, 1969 г.
10. Л.Н.Абесалашвили, Ж.Желев, В.Г.Калинников, Я.Липтак, У.Назаров, Я.Урбанец. Препринт ОИЯИ, Р6-3348, Дубна 1967.
- 11 W.D.Myers, W.J.Swiatecki. UCRL-11980, (1965).
12. В.Н.Wildenthal, E.Newman, R.L.Anble. *Phys.Rev.Lett.* 27B, 628 (1968).
13. P.A.Seeger. *Nucl. Phys.* 25, 1, (1961).
14. G.Jansen, H.Morinaga, C.Signorini. *Jahresbericht des Max Planck Instituts für Kernphysik Heidelberg* 1966.
15. Л.К.Пекер. Изв. АН СССР, сер.физ. 31, 1581 (1967).
16. Ж.Т.Желев, В.Г.Калинников, Я.Липтак, Л.К.Пекер. Препринт ОИЯИ, Р-3468, Дубна 1968.
17. В.Л.Сохен. *Phys. Rev.* 127, 597 (1962).
18. M.Rho. *Nucl. Phys.* 65, 497 (1965).
19. R.J.Lombard. *Nucl. Phys.* A117, 365 (1968).
20. М.П.Авотина, Е.П.Григорьев, А.В.Золотавин, В.О.Ергеев, В.Е.Тер-Нерсесянец, Я.Врзал, Н.А.Лебедев, Я.Липтак, Я.Урбанец. Изв. АН СССР, т.XXX (1966), 1292.
21. М.П.Авотина, Е.П.Григорьев, А.В.Золотавин, В.О.Ергеев, Я.Врзал, Я.Липтак, Н.А.Лебедев, Я.Урбанец. Изв. АН СССР, сер.физ., т.XXX, (1966), 1302.

Рукопись поступила в издательский отдел

9 января 1969 года.