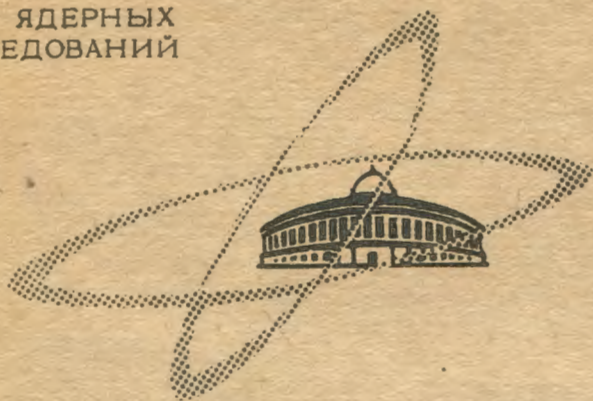


7-18
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р6 - 3479



П. Галан, М.Я. Кузнецова, М. Фингер, И. Юрсиж

МЕТОД ОБРАБОТКИ ДВУХМЕРНЫХ СПЕКТРОВ
СОВПАДЕНИЙ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ
К АНАЛИЗУ $\gamma - \gamma$ СОВПАДЕНИЙ
НА Ge (Li) -ДЕТЕКТОРАХ ПРИ РАСПАДЕ ^{155}Tl

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

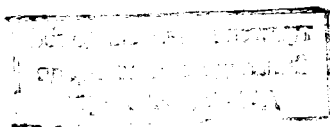
1967.

Р6 - 3479

П. Галан, М.Я. Кузнецова, М. Фингер, И. Юрси

МЕТОД ОБРАБОТКИ ДВУХМЕРНЫХ СПЕКТРОВ
СОВПАДЕНИЙ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ
К АНАЛИЗУ $\gamma - \gamma$ СОВПАДЕНИЙ
НА Ge (Li) -ДЕТЕКТОРАХ ПРИ РАСПАДЕ ^{155}Tb

5292/2 up.



1. В в е д е н и е

В течение последних лет благодаря развитию техники изготовления полупроводниковых детекторов накоплен большой экспериментальный материал о спектрах излучения радиоактивных ядер. Однако сведения, полученные из оди-
ночных спектров, не всегда позволяют делать однозначные заключения о схемах распада исследуемых ядер. Очень эффективным средством для построения схем распада является изучение различного рода совпадений. До последнего времени такие исследования проводились при помощи светосильных магнитных спектрометров и сцинтилляционной техники. Однако магнитные спектрометры, применяемые для изучения совпадений, являются одноканальными приборами, и их использование требует очень длительных измерений. Сцинтилляционные спектрометры, в свою очередь, обладают недостаточной разрешающей способностью, что в большинстве случаев не позволяет делать количественный анализ спектров совпадений.

В последние годы были достигнуты большие успехи в изготовлении коаксиальных Ge(Li) -детекторов большого объема, которые по своей эффективности незначительно уступают сцинтилляционным NaJ(Tl) -детекторам при выигрыше в разрешающей способности больше, чем на порядок. Это позволяет применять Ge(Li) -детекторы для измерения γ - γ - совпадений, а вместе с магнитными спектрометрами и Si(Li) -детекторами - для изучения e^- - γ и β - γ - совпадений.

Применение полупроводниковых детекторов в сочетании с современной техникой, основанной на использовании систем многомерного анализа, позволяет получить большое количество информации о спектрах совпадений за относительно небольшое время. Обработка результатов измерений двухмерных спектров

является очень трудоемкой, но использование электронных вычислительных машин значительно облегчает эту задачу.

В настоящей работе описывается методика обработки двумерных спектров и ее применение иллюстрируется на примере анализа γ - γ -совпадений и ^{155}Tb . Для измерения γ - γ -совпадений использовались коаксиальные $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторы объемом 6,1 и 7,3 см³ и 4096-канальный амплитудный анализатор отдела ядерной спектроскопии Института ядерных исследований ЧСАН в г. Ржеже.

2. Метод обработки двумерных спектров

В этом разделе приводятся общие формулы, используемые при обработке двумерных спектров совпадений.

2.1. Обработка двумерных спектров γ - γ -совпадений

Введем следующие обозначения: ω_1, ω_2 - телесный угол 1-го и 2-го детекторов, соответственно;

$\sigma_1(E), \sigma_2(E)$ - фотоэффективность регистрации γ -излучения с энергией E 1-м и 2-м детектором, соответственно;

$$\epsilon(E) = \omega \cdot \sigma(E)$$

$I_{\gamma_1}(E), I_{\gamma_2}(E)$ - число γ -квантов и число конверсионных электронов перехода с энергией E , испускаемых препаратом за единицу времени;

$N_1^-(E), N_2^-(E)$ - число γ -квантов с энергией E , зарегистрированных в единицу времени 1-м и 2-м детектором, соответственно;

$\epsilon_{12}^*(E_1, E_2)$ - эффективность регистрации совпадений двух γ -квантов с энергиями E_1 и E_2 ;

$N_{12}^*(E_1, E_2)$ - полное число γ_1 - γ_2 -совпадений, зарегистрированных в единицу времени;

τ - разрешающее время аппаратуры;

$N_{12}^{\text{случ.}}(E_1, E_2)$ - число случайных совпадений в единицу времени;

$N_{12}^{\text{ист.}}(E_1, E_2)$ - число истинных совпадений в единицу времени;

$\sum (I_{\gamma_1} + I_{\gamma_2})$ - сумма полных интенсивностей переходов с уровня x .

*) В данных обозначениях предполагается, что импульсы от γ -квантов с энергией E_1 поступают на схему совпадений с 1-го детектора, а с энергией E_2 - со 2-го детектора.

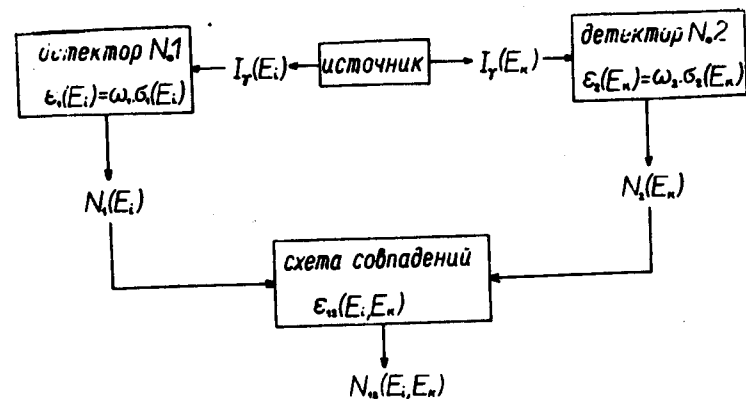


Рис. 1. Схематическое изображение регистрации совпадений.

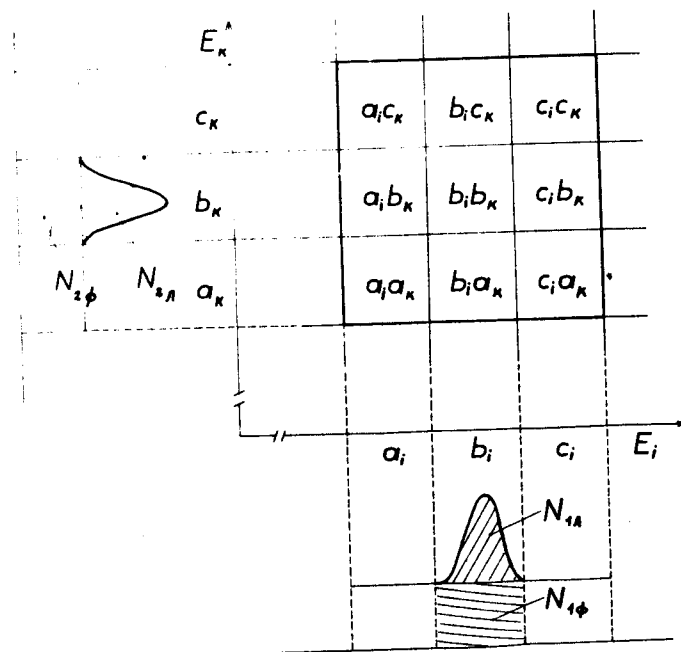


Рис. 2. Схематическое изображение участка матрицы двумерного спектра совпадений.

Для наглядности на рис. 1 приводится схематическое изображение регистрации совпадений.

Измерение двумерных спектров $\gamma-\gamma$ -совпадений проводится следующим образом. Электронная аппаратура (см. рис. 6), связанная с каждым из детекторов, настраивается на определенную энергетическую область γ -спектра; при наличии совпадений двух γ -квантов импульсы, поступающие из каждого детектора, регистрируются в соответствующей ячейке двумерного анализатора.

В результате измерений получается пространственный спектр совпадений, где каждой паре совпадающих линий соответствует "конус", объем которого пропорционален числу совпадений (см. рис. 7 и 8). Полученный спектр совпадений удобно представить в виде матрицы, каждый элемент которой обозначает число совпадений в соответствующей ячейке двумерного анализатора.

При обработке результатов измерений следует учитывать, что в полное число зарегистрированных совпадений дают вклад также совпадения, обусловленные комптоновским рассеянием γ -квантов, и случайные совпадения.

2.1.1. Случай совпадений в отсутствие фона

В этом случае

$$N_{12}(E_1, E_2) = N_{12}^{ист.}(E_1, E_2) + N_{12}^{случ.}(E_1, E_2), \quad (1)$$

где

$$N_{12}^{случ.}(E_1, E_2) = 2r N_1(E_1) N_2(E_2). \quad (2)$$

Полное число совпадений $N_{12}(E_1, E_2)$ определяется как сумма совпадений по всем элементам матрицы, находящимся в пределах "конуса" совпадений.

2.1.2. Случай совпадений при наличии фона

На рис. 2 изображен участок матрицы двумерного спектра, соответствующий совпадениям двух γ -линий в реальном спектре при наличии фона.

По осям E_1 и E_2 выделяем по три участка: a , b , c . Участки b_1 и b_2 соответствуют расположению γ -линий E_1 и E_2 в одиночных спектрах.

Крайевые участки a и c соответствуют только фону. Полное число $\gamma-\gamma$ -совпадений между областями b_1 и b_2 представляет сумму числа совпадений по всем элементам матрицы в пределах участка b_1, b_2 и определяется формулой.

$$N_{12} = \overline{N}_{12}^{ист.} + \overline{N}_{12}^{случ.} = [(N_{1л}; N_{2л})^{ист.} + (N_{1ф}; N_{2ф})^{ист.} + (N_{1л}; N_{2ф})^{ист.} + (N_{2л}; N_{1ф})^{ист.}] + [(N_{1л}; N_{2л})^{случ.} + (N_{1ф}; N_{2ф})^{случ.} + (N_{1л}; N_{2ф})^{случ.} + (N_{2л}; N_{1ф})^{случ.}]. \quad (3)$$

Значения символов $N_{1л}$, $N_{2л}$, $N_{1ф}$ и $N_{2ф}$ видны на рис. 2. Выражения в круглых скобках обозначают числа совпадений (истинных и случайных) между γ -квантами, природу которых указывают индексы $1л$, $2л$, $1ф$, $2ф$.

Для дальнейших рассуждений рассматриваемый участок двумерного спектра удобно представить в виде таблицы 1. В отдельных клетках таблицы ^{х)} записаны те члены формулы (3), которые представляют полные числа совпадений в соответствующих участках двумерного спектра.

Т а б л и ц а 1

c_k	$(N_{1ф}; N_{2ф})^{ист.} + (N_{1л}; N_{2ф})^{ист.} + (N_{1ф}; N_{2ф})^{ист.} + (N_{1ф}; N_{2ф})^{ист.} + (N_{1ф}; N_{2ф})^{случ.}$	$(N_{1л}; N_{2ф})^{ист.} + (N_{1ф}; N_{2ф})^{ист.} + (N_{1л}; N_{2ф})^{случ.} + (N_{1ф}; N_{2ф})^{случ.}$	$(N_{1ф}; N_{2ф})^{ист.} + (N_{1ф}; N_{2ф})^{случ.}$
E_k b_k	$(N_{2л}; N_{1ф})^{ист.} + (N_{1ф}; N_{2ф})^{ист.} + (N_{2л}; N_{1ф})^{случ.} + (N_{1ф}; N_{2ф})^{случ.}$	N_{12}	$(N_{2л}; N_{1ф})^{ист.} + (N_{1ф}; N_{2ф})^{ист.} + (N_{2л}; N_{1ф})^{случ.} + (N_{1ф}; N_{2ф})^{случ.}$
a_k	$(N_{1ф}; N_{2ф})^{ист.} + (N_{1ф}; N_{2ф})^{случ.}$	$(N_{1л}; N_{2ф})^{ист.} + (N_{1ф}; N_{2ф})^{ист.} + (N_{1л}; N_{2ф})^{случ.} + (N_{1ф}; N_{2ф})^{случ.}$	$(N_{1ф}; N_{2ф})^{ист.} + (N_{1ф}; N_{2ф})^{случ.}$
	a_1	b_1	c_1

^{х)} Предполагается, что каждой клетке таблицы соответствует одинаковое число элементов матрицы двумерного спектра.

Нашей целью является выделение из полного числа совпадений N_{12} составляющей $N_{12}^{\text{ист.}} = (N_{1л}; N_{2л})^{\text{ист.}}$. Это можно сделать следующим образом:

1) проведем вычитание совпадений в сечении $a_1(c_1)$ от совпадений в сечениях a_1, b_1, c_1 вдоль оси E_k . В результате вычитания получаем таблицу 2.

Т а б л и ц а 2

E_k ↑	c_k	0	$(N_{1л}; N_{2л})^{\text{ист.}} + (N_{1л}; N_{2ф}) \text{ случ.}$	0
	b_k	0	$(N_{1л}; N_{2л})^{\text{ист.}} + (N_{1л}; N_{2ф}) \text{ ист.} +$ $+ (N_{1л}; N_{2л}) \text{ случ.} + (N_{1л}; N_{2ф}) \text{ случ.}$	0
	a_k	0	$(N_{1л}; N_{2л})^{\text{ист.}} + (N_{1л}; N_{2ф}) \text{ случ.}$	0
		a_1	b_1	c_1
		$\xrightarrow{E_1}$		

2) Проведем вычитание совпадений в сечении $a_k(c_k)$ от совпадений в сечениях a_k, b_k, c_k вдоль оси E_1 . В результате имеем таблицу 3.

Т а б л и ц а 3

E_k ↑	c_k	0	0	0
	b_k	0	$(N_{1л}; N_{2л})^{\text{ист.}} + (N_{1л}; N_{2л}) \text{ случ.}$	0
	a_k	0	0	0
		a_1	b_1	c_1
		$\xrightarrow{E_1}$		

Обозначим

$$N'_{12} = (N_{1л}; N_{2л})^{\text{ист.}} + (N_{1л}; N_{2л}) \text{ случ.}$$

В случае, если числа совпадений в сечениях a_1 и c_1 или a_k и c_k разные, то нужно вычитать от совпадений в сечениях b_1 и b_k средние значения этих величин. Как видно из таблицы 3, наша задача сводится к случаю совпадений в отсутствие фона, рассмотренному в 2.1.1., если N_{12} заменить полученным числом N'_{12} . Для истинного числа совпадений в рассматриваемом пике $N_{12}^{\text{ист.}}$ получаем:

$$N_{12}^{\text{ист.}} = (N_{1л}; N_{2л})^{\text{ист.}} - N'_{12} - (N_{1л}; N_{2л}) \text{ случ.} = -N'_{12} - 2r N_{1л} N_{2л} \quad (4)$$

На практике вместо вычитания фоновых совпадений по выбранным областям удобнее проводить вычитание фона по сечениям в каждом канале в отдельности.

После проведения такой обработки по всему спектру совпадений мы получаем набор чисел $N_{12}^{\text{ист.}}(E_1 E_k)$, представляющих числа истинных совпадений между γ -квантами двух фотопиков, соответствующих переходам с энергиями E_1 и E_k .

2.2. Анализ результатов обработки спектров γ - γ -совпадений

В предыдущем разделе было показано, каким образом можно из суммы экспериментальных данных получить число истинных совпадений $N_{12}^{\text{ист.}}(E_1 E_k)$. В дальнейшем покажем, как результаты количественного анализа двумерного спектра вместе с данными об интенсивностях γ -лучей и конверсионных электронов используется для построения схемы распада ядра.

Начнем с рассмотрения совпадений двух γ -квантов в случае простого каскада (рис. 3). Используя обозначения, приведенные в разделе 2.1, нетрудно убедиться в справедливости следующих формул;

$$N_{12}^{\text{ист.}}(E_1 E_k) = N_1(E_1) N_2(E_k) \epsilon_{12}(E_1 E_k) \frac{1}{\sum_{\Lambda} (I_{\gamma} + I_{\alpha})} = I_{\gamma}(E_1) I_{\gamma}(E_k) \epsilon_1(E_1) \epsilon_2(E_k) \frac{\epsilon_{12}(E_1 E_k)}{\sum_{\Lambda} (I_{\gamma} + I_{\alpha})} \quad (5a)$$

$$N_{21}^{\text{ист.}}(E_1, E_k) = N_2(E_1)N_1(E_k)\epsilon_{21}(E_1, E_k) \frac{1}{\sum_A (I_\gamma + I_0)} = \quad (5b)$$

$$= I_\gamma(E_1)I_\gamma(E_k)\epsilon_2(E_1)\epsilon_1(E_k) \frac{\epsilon_{21}(E_1, E_k)}{\sum_A (I_\gamma + I_0)}$$

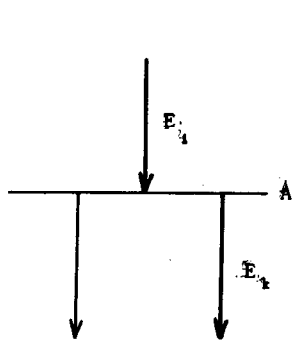


Рис. 3. Фрагмент схемы уровней ядра; случай простого каскада.

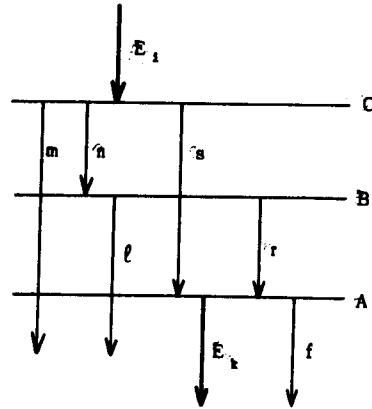


Рис. 4. Фрагмент схемы уровней ядра; случай сложного каскада.

Рассмотрим теперь более сложный каскад (рис. 4). В этом случае

$$N_{12}^{\text{ист.}}(E_1, E_k) = N_1(E_1)N_2(E_k)\epsilon_{12}(E_1, E_k) \frac{1}{\sum_A (I_\gamma + I_0)} \times \quad (6)$$

$$\times \left\{ \frac{I_\gamma(E_n) + I_0(E_n)}{\sum_C (I_\gamma + I_0)} \cdot \frac{I_\gamma(E_r) + I_0(E_r)}{\sum_B (I_\gamma + I_0)} + \frac{I_\gamma(E_s) + I_0(E_s)}{\sum_C (I_\gamma + I_0)} \right\}$$

Или

$$N_{12}^{\text{ист.}}(E_1, E_k) = I_\gamma(E_1)I_\gamma(E_k)\epsilon_1(E_1)\epsilon_2(E_k)\epsilon_{12}(E_1, E_k) \times \frac{\Delta_A^c}{\sum_A (I_\gamma + I_0) \sum_C (I_\gamma + I_0)}, \quad (6a)$$

где

$$\Delta_A^c = [I_\gamma(E_n) + I_0(E_n)] \frac{I_\gamma(E_r) + I_0(E_r)}{\sum_B (I_\gamma + I_0)} + I_\gamma(E_s) + I_0(E_s), \quad (7)$$

а

$$\frac{\Delta_A^c}{\sum_C (I_\gamma + I_0)}$$

представляет вероятность разрядки уровня C через уровень A. Аналогично получаем

$$N_{21}^{\text{ист.}}(E_1, E_k) = I_\gamma(E_1)I_\gamma(E_k)\epsilon_2(E_1)\epsilon_1(E_k)\epsilon_{21}(E_1, E_k) \frac{\Delta_A^c}{\sum_A (I_\gamma + I_0) \sum_C (I_\gamma + I_0)} \quad (6b)$$

Из приведенного примера нетрудно видеть, как получить Δ_A^c для любого каскада.

Определим интенсивность совпадений, как

$$I_{12}(E_1, E_k) = \frac{N_{12}^{\text{ист.}}(E_1, E_k)}{\epsilon_1(E_1)\epsilon_2(E_k)}, \quad (8)$$

тогда окончательно получаем

$$I_{12}(E_1, E_k) = I_\gamma(E_1)I_\gamma(E_k)\epsilon_{12}(E_1, E_k) \frac{\Delta_A^c}{\sum_C (I_\gamma + I_0) \sum_A (I_\gamma + I_0)} \quad (9a)$$

или

$$I_{21}(E_1, E_k) = I_\gamma(E_1)I_\gamma(E_k)\epsilon_{21}(E_1, E_k) \frac{\Delta_A^c}{\sum_C (I_\gamma + I_0) \sum_A (I_\gamma + I_0)} \quad (9b)$$

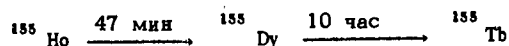
Очевидно, что полученные формулы применимы также при анализе спектров совпадений и других видов излучений при соответствующей замене входящих в формулу интенсивностей излучения и эффективностей аппаратуры.

3. Изучение γ - γ -совпадений при распаде ^{155}Tb с использованием Ge(Li)-детекторов

Настоящая работа является продолжением наших исследований распада ^{155}Tb /1/.

3.1. Источник

Для получения чистого изотопа ^{155}Tb использовалась фракция Ho , выделенная хроматографическим методом /2/ из смеси редкоземельных элементов, получающихся при расщеплении танталовой мишени под действием протонов с энергией 660 Мэв на синхротроне ОИЯИ. Продолжительность облучения танталовой мишени составляла ≈ 2 часа. Радиохимически чистый Ho получался через ≈ 2 часа после конца облучения. Изотоп ^{155}Tb накапливался по цепочке



и выделялся из фракции Ho через 30-40 часов.

3.2. Экспериментальная аппаратура

Спектры γ - γ -совпадений измерялись при помощи двух коаксиальных Ge(Li)-детекторов ^{x)} с размерами $\phi 18 \times 30$ мм (чувствительный объем $6,1 \text{ см}^3$) и $\phi 18 \times 34$ мм (чувствительный объем $7,3 \text{ см}^3$). Разрешение обоих детекторов составляло 5 кэв на линии ^{60}Co с энергией 1331 кэв. Схематическое изображение геометрии опыта приведено на рис. 5. Для уменьшения числа совпадений, обусловленных γ -квантами, рассеянными из одного кристалла в другой, между ними располагалась свинцовая защита толщиной 10 мм, облицованная 1 мм Cd + 0,35 мм Cu.

Электронная аппаратура представляет собой аналогию быстромедленной схемы совпадений. Блок-схема аппаратуры приводится на рис. 6. Стабильность аппаратуры не хуже 0,1% в течение 100 часов. Разрешающее время аппаратуры ^{x)} Детекторы были изготовлены в Институте ядерных исследований ЧСАН.

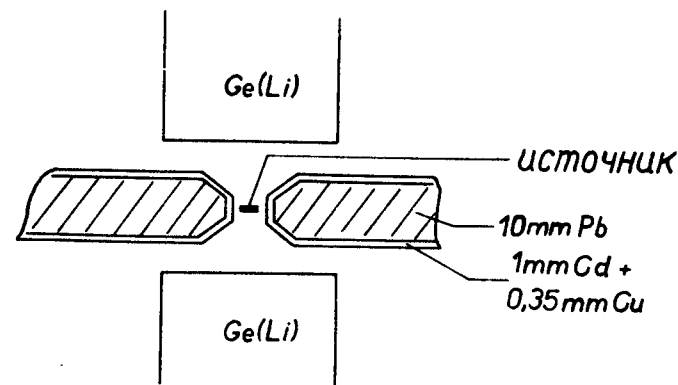


Рис. 5. Схематическое изображение геометрии опыта.

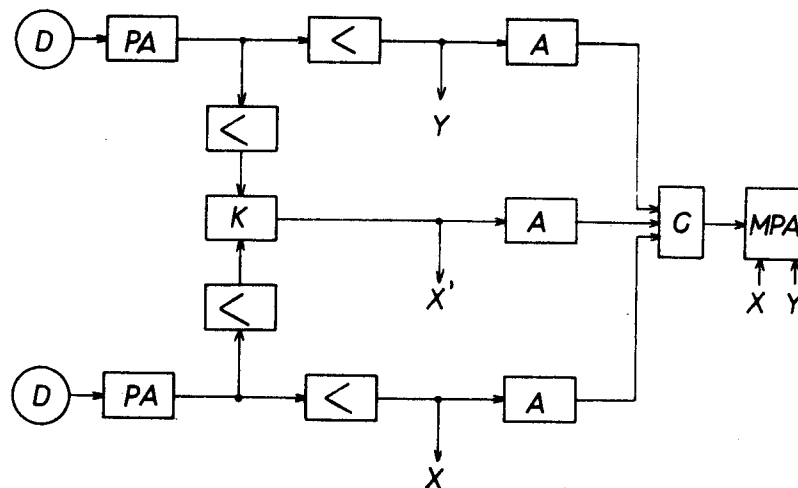


Рис. 6. Блок-схема электронной аппаратуры для измерения совпадений. РА- зарядочувствительные предусилители; D- германиевые детекторы; <- усилители; А - одноканальные амплитудные анализаторы; К-конвертор время-амплитуда вместе с усилителем; С -схема тройных совпадений; МРА - многоканальный амплитудный анализатор; X, X', Y - подключение многоканального анализатора в зависимости от режима работы.

$\tau \approx 10^{-7}$ сек. Эффективность регистрации совпадений для γ -лучей с энергией выше 50 кэв составляла не меньше 80%. В измерениях использовался 4096-канальный амплитудный анализатор, работающий в режиме двумерного анализа 64x64 канала.

3.3. Результаты измерений

Исследование спектров γ - γ -совпадений проводилось в области энергий 80-390 кэв. Измерялись совпадения γ -лучей энергетической области 80-240 кэв (область А) с γ -лучами той же области (1-ый опыт) и γ -лучами энергетической области 240-390 кэв (область В, 2-ой опыт). При этом одному каналу соответствовала энергия $\approx 2,4$ кэв. Продолжительность измерений в обоих случаях составляла ≈ 20 часов. Эффективность детекторов определялась экспериментально в каждом опыте по интенсивностям линий в одиночных спектрах. Результаты измерений обрабатывались методом, описанным в разделе 2.

Разрешающее время аппаратуры определялось по случайным совпадениям линий, которые заведомо не совпадают во времени. Очевидно, что при использовании формул (6) необходимо ввести поправки, учитывающие различную продолжительность измерений одиночных спектров и спектра совпадений. Обозначим через $n_1(E_1)$, $n_2(E_2)$ и $n_{12}(E_1 E_2)$ числа зарегистрированных γ -квантов в одиночных спектрах и число совпадений, полученных за время Δt_1 , Δt_2 и Δt_{12} соответственно. В этом случае

$$N_1(E_1) = \frac{n_1(E_1)}{\Delta t_1}, \quad N_2(E_2) = \frac{n_2(E_2)}{\Delta t_2} \quad \text{и}$$

$$N_{12}(E_1 E_2) = \frac{n_{12}(E_1 E_2)}{\Delta t_{12}} \quad \text{и}$$

Формула (6) принимает вид

$$n_{12}^{\text{ист.}}(E_1 E_2) = n_1(E_1) n_2(E_2) K \epsilon_{12}(E_1 E_2) \times \frac{\Delta_A^c}{\sum_C (I_\gamma + I_{\gamma_0}) \sum_A (I_\gamma + I_{\gamma_0})}, \quad (10)$$

где

$$K = \frac{\Delta t_{12}}{\Delta t_1 \Delta t_2}. \quad (11)$$

В случае использования формул (9) вводился поправочный коэффициент K' , связывающий шкалы интенсивностей $I_\gamma(E_1)$, $I_\gamma(E_2)$ и $I_{12}(E_1 E_2)$; формула (9а) принимала вид:

$$I_{12}(E_1 E_2) = I_\gamma(E_1) I_\gamma(E_2) K' \epsilon_{12}(E_1 E_2) \frac{\Delta_A^c}{\sum_C (I_\gamma + I_{\gamma_0}) \sum_A (I_\gamma + I_{\gamma_0})}. \quad (12)$$

Очевидно, что коэффициент K' одинаков для всех каскадов, дающих вклад в рассматриваемый спектр совпадений. Постоянство коэффициента K' в дальнейшем служило критерием правильности предложенных каскадов.

В случае разрешенных линий в спектре совпадений в формулу (12) добавлялись члены, учитывающие вклад в I_{12} других возможных каскадов.

На рис. 7 и 8 приведены пространственные спектры γ - γ -совпадений в ^{155}Tb , сфотографированные с экрана осциллографа. Спектры, изображенные на рис. 7 и 8, относятся к 1-му и 2-му опытам, соответственно.

На рис. 9-19 приведены спектры совпадений, соответствующие сечениям вдоль оси E_1 при выбранных энергиях на оси E_2 и наоборот. Для сравнения приводятся также одиночные спектры вдоль обеих осей.

Полученные интенсивности γ - γ -совпадений приведены в таблице 4. При нормировке совпадений, определенных описанным выше методом, интенсивность совпадений γ -лучей с энергиями 105,3 и 262,45 кэв принималась равной 1000. Шкала интенсивностей совпадений 1-го опыта выбиралась так, чтобы коэффициент K' был одинаков в обоих опытах. Погрешность в определении интенсивностей совпадений колеблется от 20 до 50% в зависимости от интенсивностей переходов и фоновых совпадений.

В спектрах совпадений с наиболее интенсивными переходами наблюдались γ -линии, интенсивность которых составляла $\approx 5 \cdot 10^{-4}$ γ -квантов на распад.

Рассмотрим некоторые конкретные сечения из двумерного спектра совпадений.

Сравнение спектров совпадений с линиями 86,5; 105,3 и 148,65 кэв с одиночным γ -спектром (рис. 9-11) показывает, что наблюдаются интенсивные

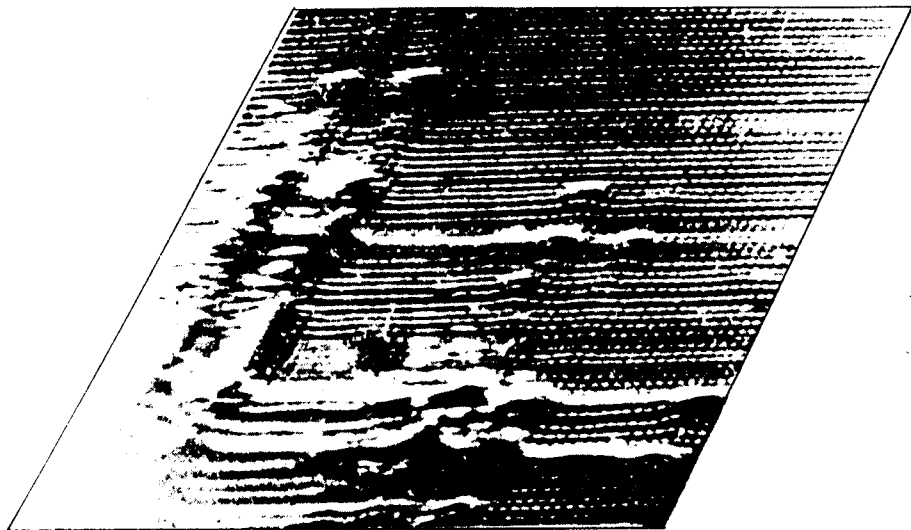


Рис. 7. Двухмерный спектр γ - γ -совпадений γ -лучей энергетической области E_1 , 80-230 кэВ с γ -лучами энергетической области E_2 80-230 кэВ (1-й опыт).

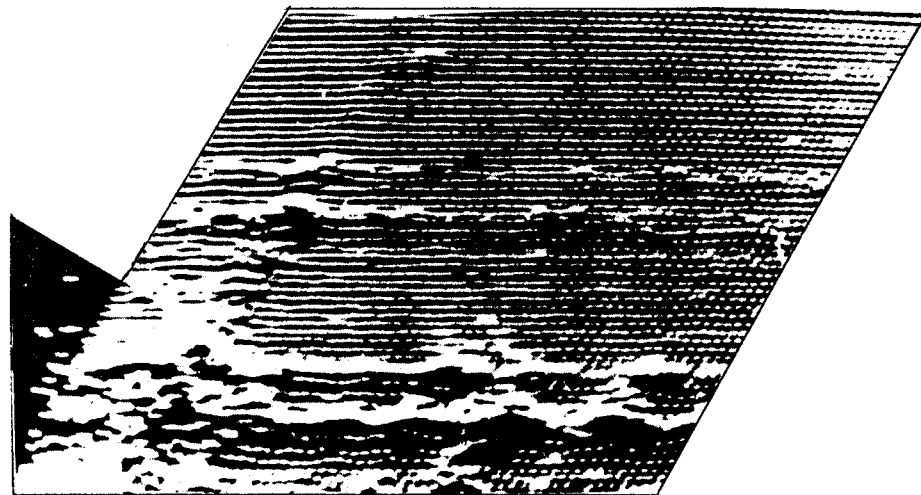


Рис. 8. Двухмерный спектр γ - γ -совпадений γ -лучей энергетической области E_1 240-390 кэВ с γ -лучами энергетической области E_2 80-230 кэВ (2-й опыт).

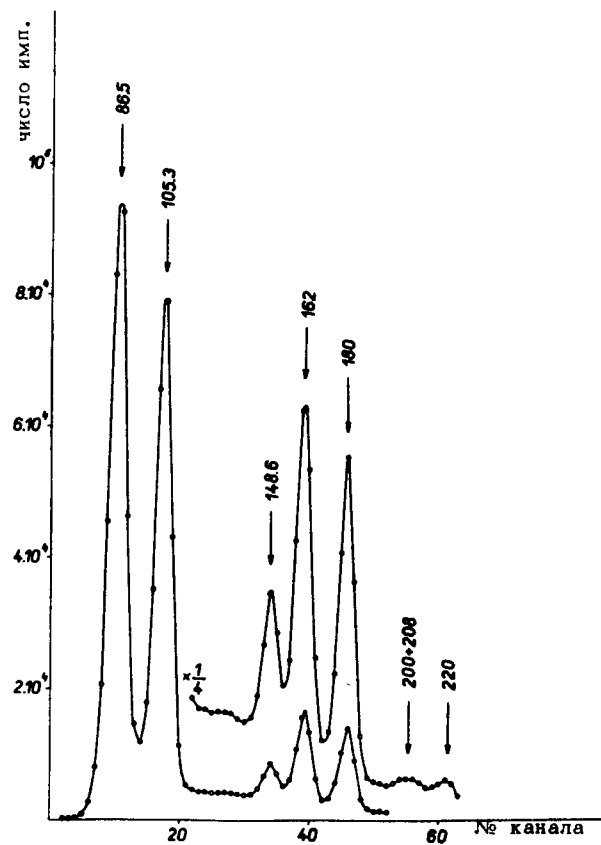


Рис. 9а. Одиночный спектр γ -лучей в энергетической области 80–230 кэв вдоль E_1 (1-й опыт).

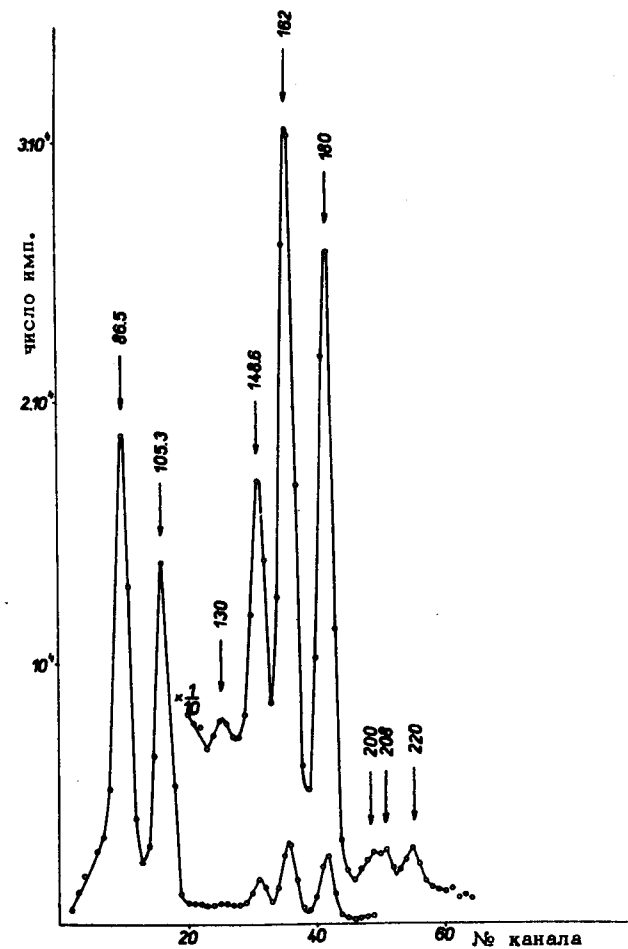


Рис. 9б. Одиночный спектр γ -лучей в энергетической области 80–230 кэв вдоль оси E_1 (1-й опыт).

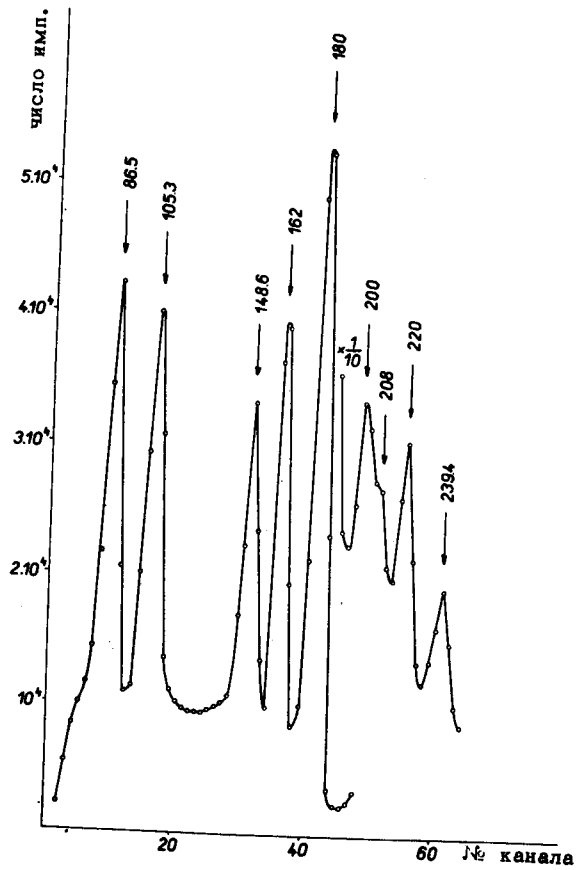


Рис. 10а. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей $E_1 = 86,5$ кэв с γ -лучами энергетической области E_2 от 80 до 240 кэв (1-й опыт).

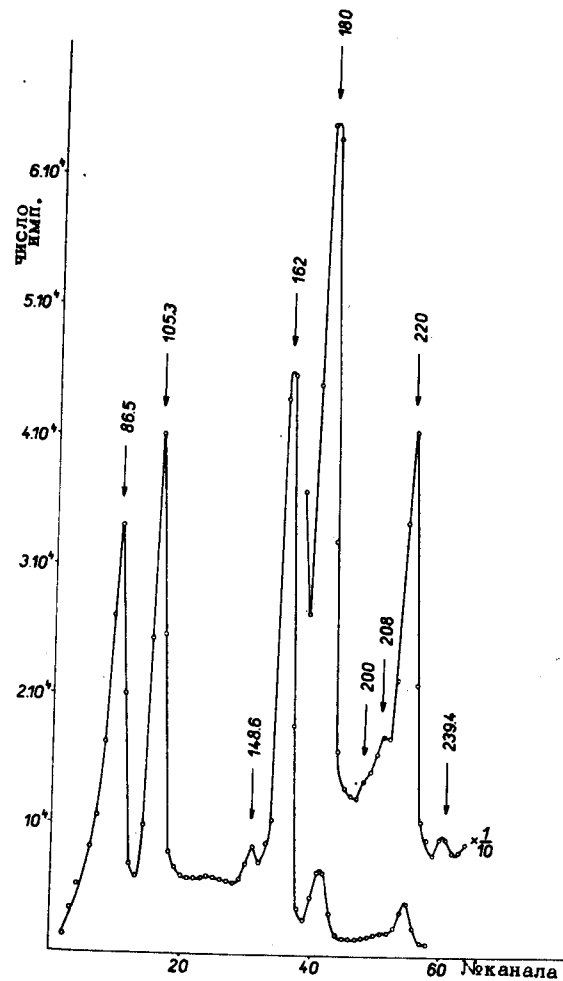


Рис. 10в. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей $E_1 = 105,3$ кэв с γ -лучами энергетической области E_2 от 80 до 240 кэв (1-й опыт).

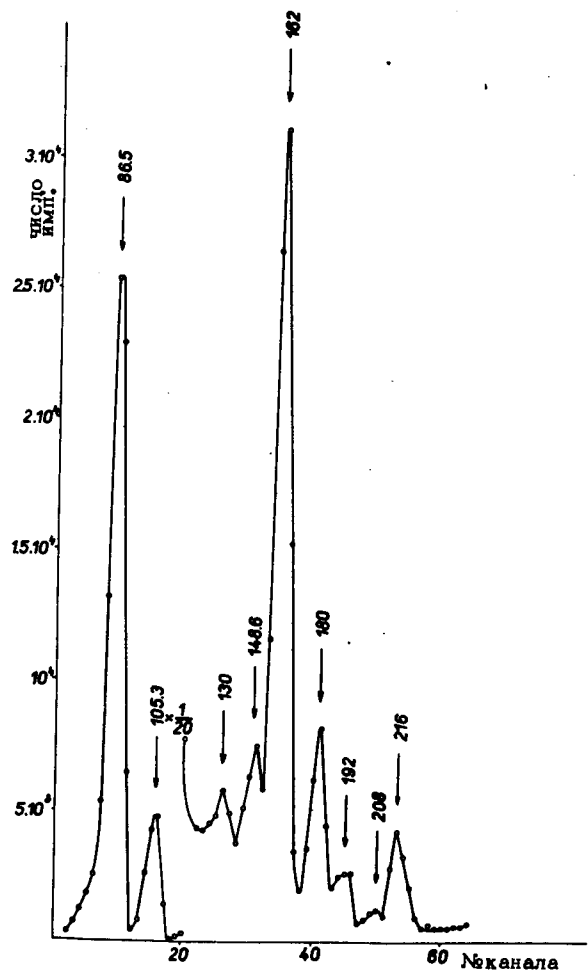


Рис. 11.а. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей $E_1 = 148,8$ кэв с γ -лучами энергетической области E_2 от 80 до 240 кэв (1-й опыт).

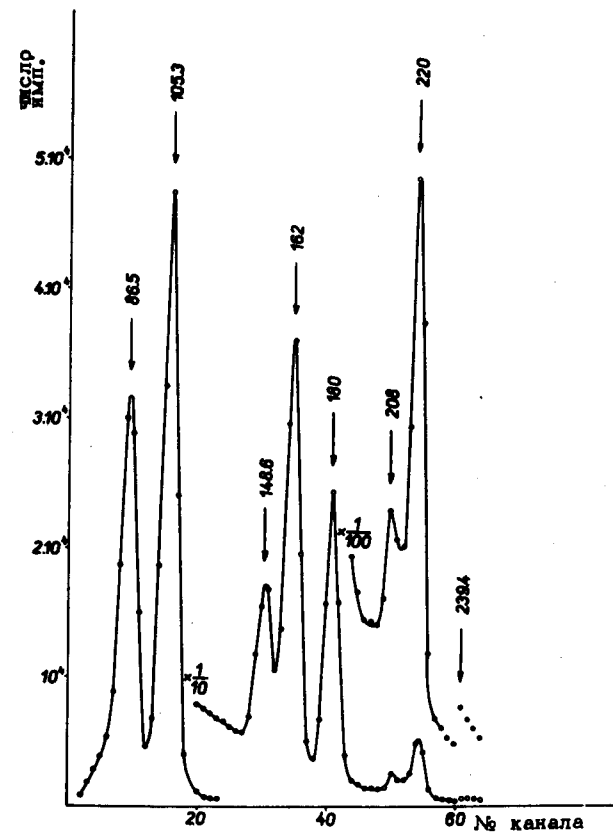


Рис. 11.в. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей $E_1 = 162$ кэв с γ -лучами энергетической области E_2 от 80 до 240 кэв (1-й опыт).

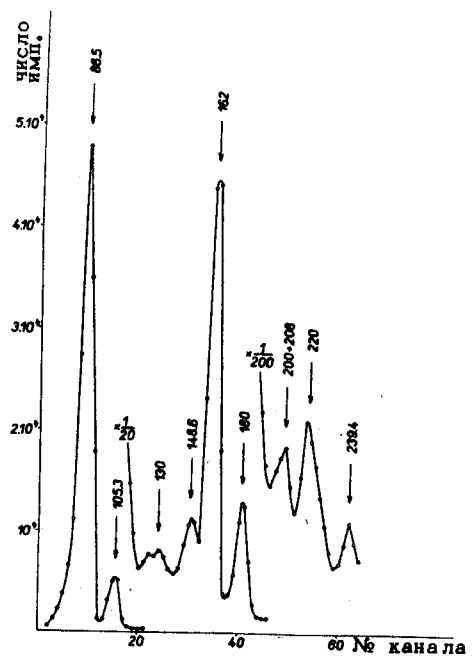


Рис. 12а. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей $E_1 = 180$ кэв с γ -лучами энергетической области E_2 от 80 до 240 кэв (1-й опыт).

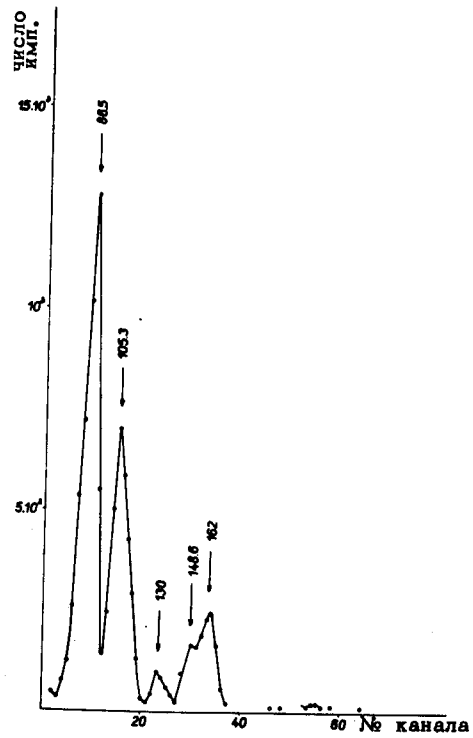


Рис. 12в. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей с $E_1 = 200$ и 208 кэв с γ -лучами энергетической области E_2 от 80 до 240 кэв (1-й опыт).

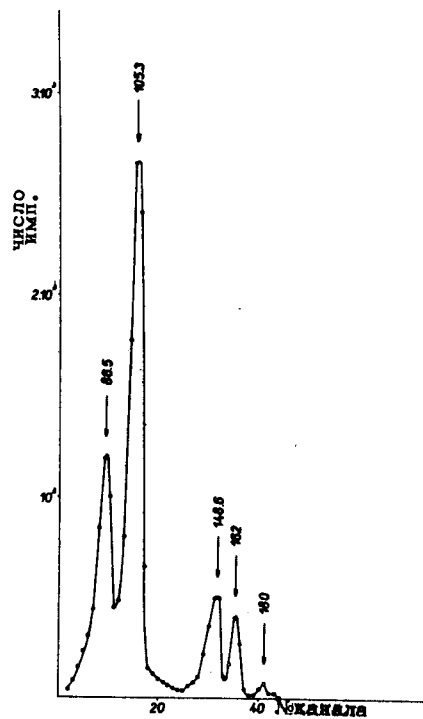


Рис. 12с. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей $E_1 = 220$ кэв с γ -лучами энергетической области E_k от 80 до 240 кэв (1-й опыт).

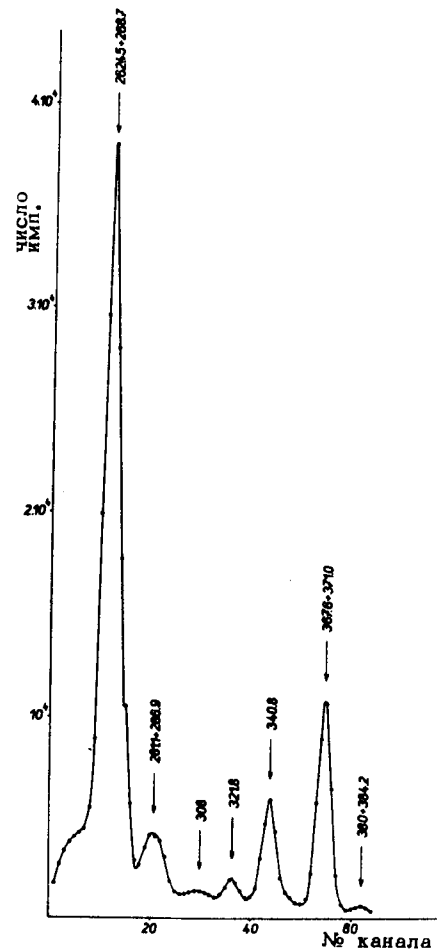


Рис. 13а. Одиночный спектр γ -лучей в энергетической области 240-380 кэв вдоль оси E_1 (2-й опыт).

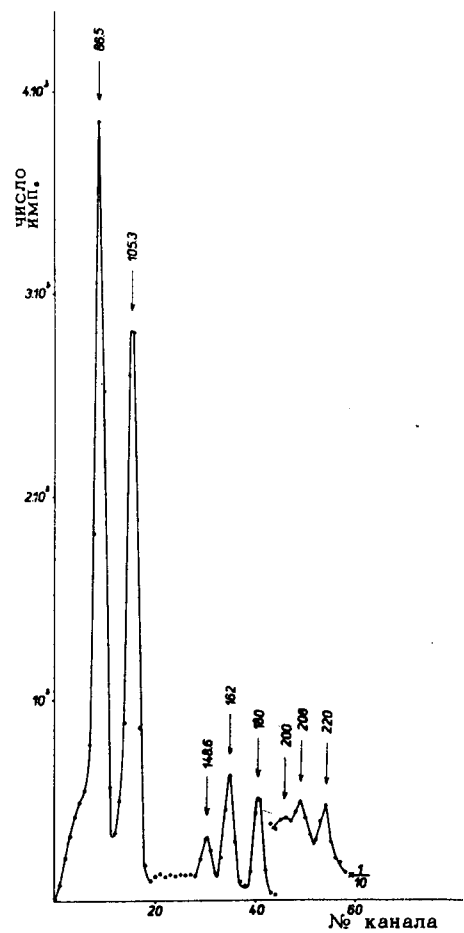


Рис. 13в. Одиночный спектр γ -лучей в энергетической области 80-230 кэв вдоль оси E_k (2-ой опыт).

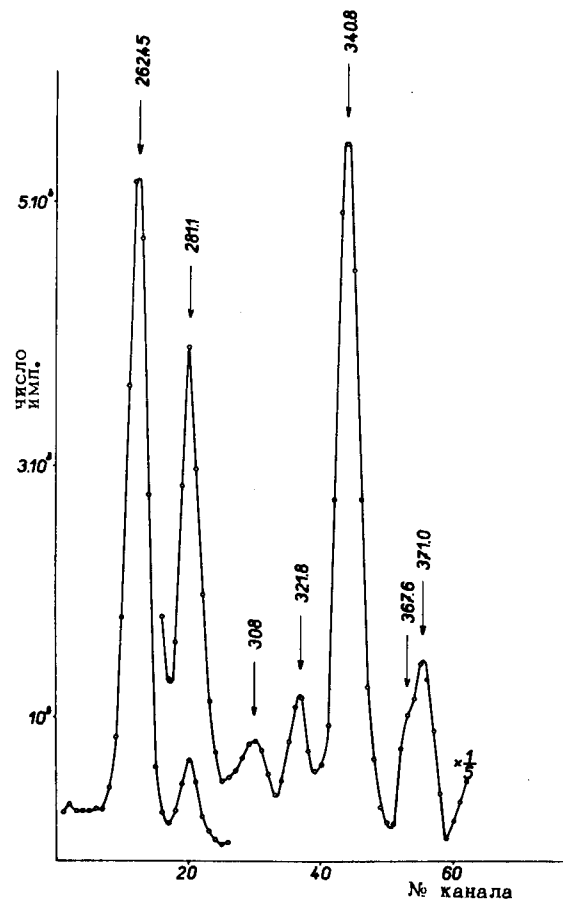


Рис. 14а. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей $E_k = 86,5$ кэв с γ -лучами энергетической области от 240 до 390 кэв (2-ой опыт).

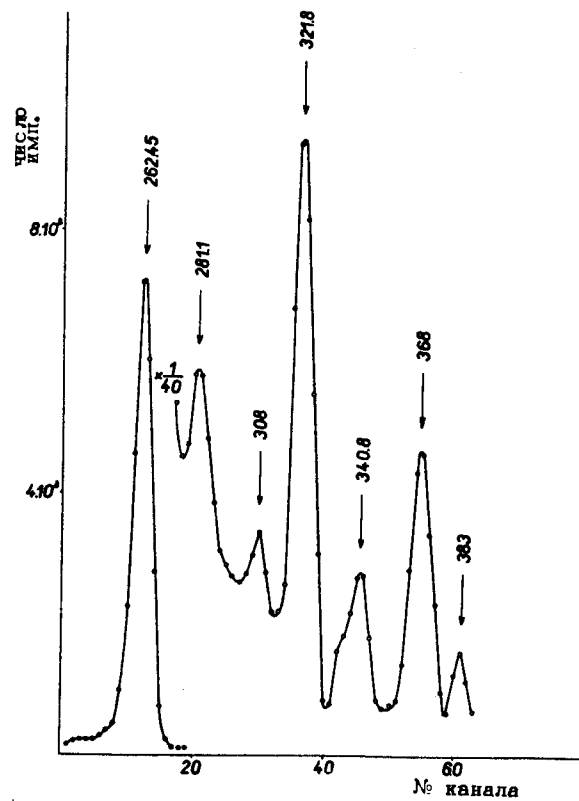


Рис. 14в. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей $E_k = 105,3$ кэв с γ -лучами энергетической области от 240 до 390 кэв (2-ой опыт).

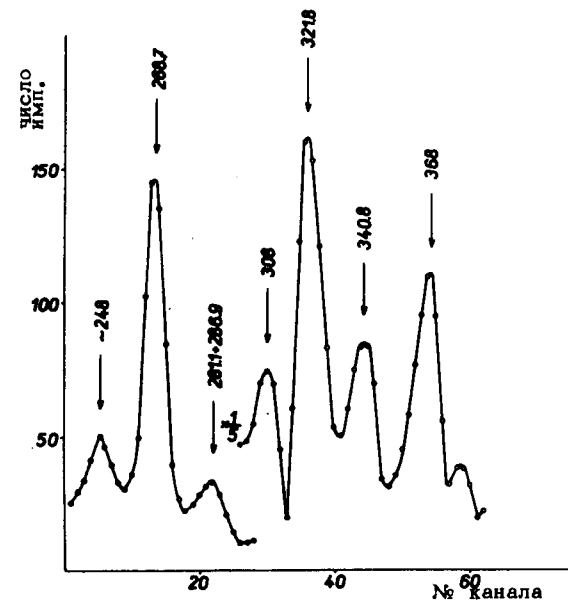


Рис. 15а. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей $E_k = 162$ кэв с γ -лучами энергетической области от 240 до 390 кэв (2-ой опыт).

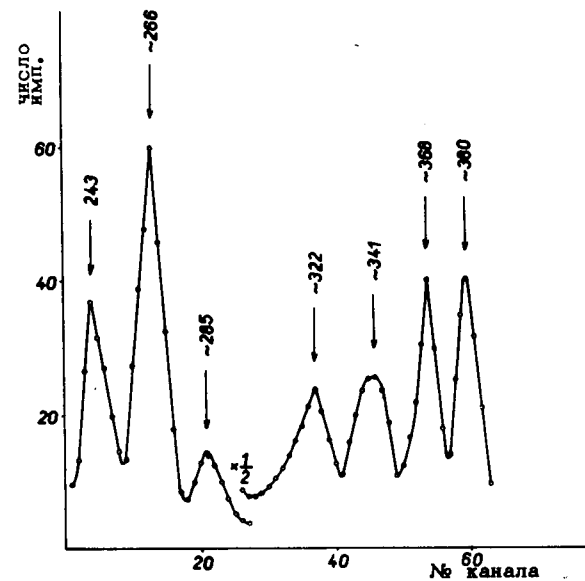


Рис. 15в. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей $E_k = 180$ кэв с γ -лучами энергетической области от 240 до 390 кэв (2-ой опыт).

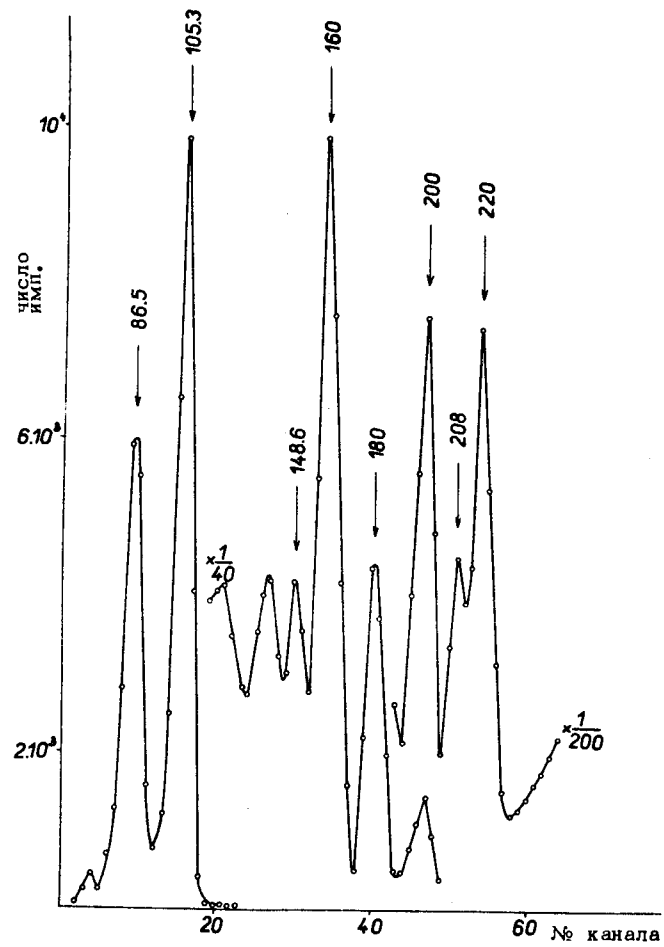


Рис. 16а. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей с E_1 262,45 и 268,7 кэв с γ -лучами энергетической области от 80 до 230 кэв (2-ой опыт).

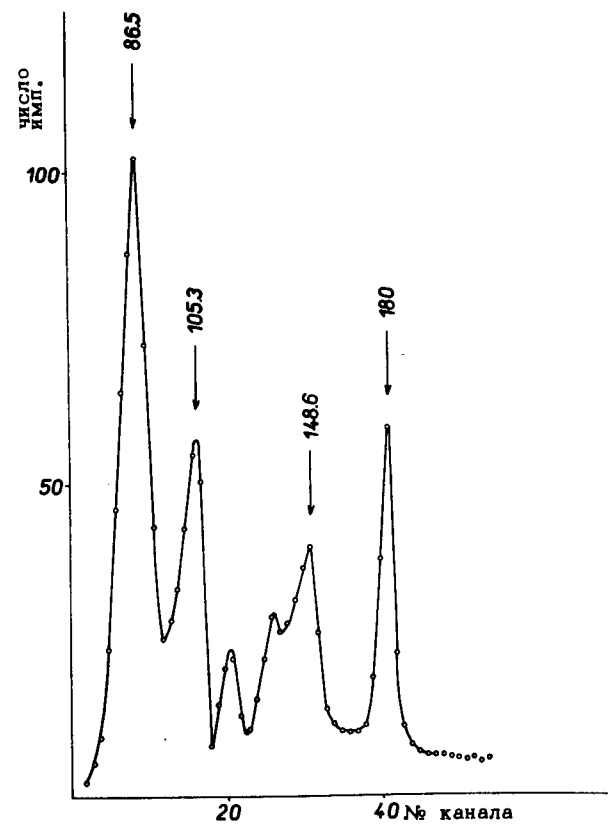


Рис. 16в. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей $E_1 = 230,4$ кэв с γ -лучами энергетической области от 80 до 230 кэв (2-ой опыт).

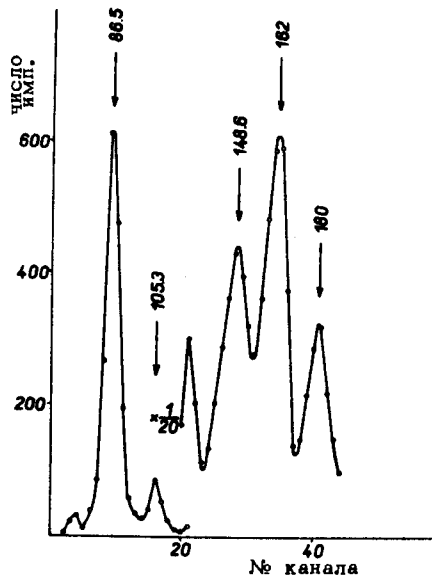


Рис. 17а. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей с $E_1 = 281,1$ и $286,9$ кэв с γ -лучами энергетической области E_2 от 80 до 230 кэв (2-ой опыт).

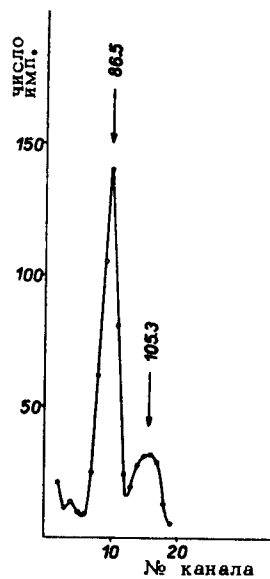


Рис. 17в. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей $E_1 = 308$ кэв с γ -лучами энергетической области E_2 от 80 до 230 кэв (2-ой опыт).

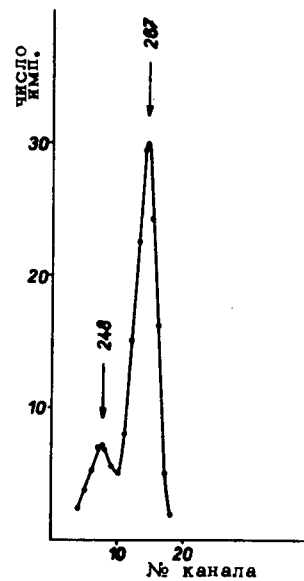


Рис. 17с. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей с $E_1 = 208$ и 220 кэв с γ -лучами энергетической области E_2 от 240 до 390 кэв (2-ой опыт).

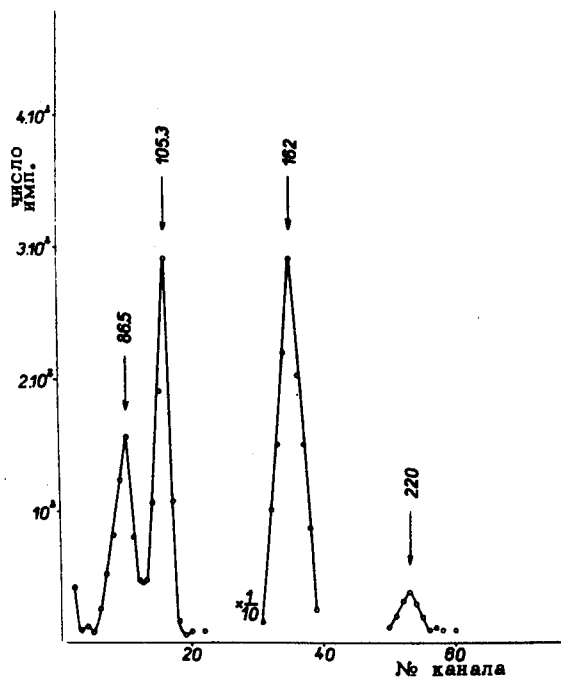


Рис. 18а. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей $E_1 = 321,8$ кэв с γ -лучами энергетической области E_2 от 80 до 230 кэв (2-ой опыт).

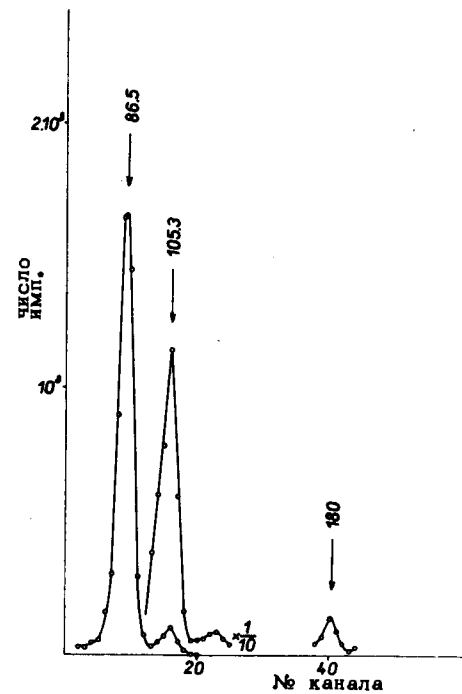


Рис. 18в. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей $E_1 = 240,8$ кэв с γ -лучами энергетической области E_2 от 80 до 230 кэв (2-ой опыт).

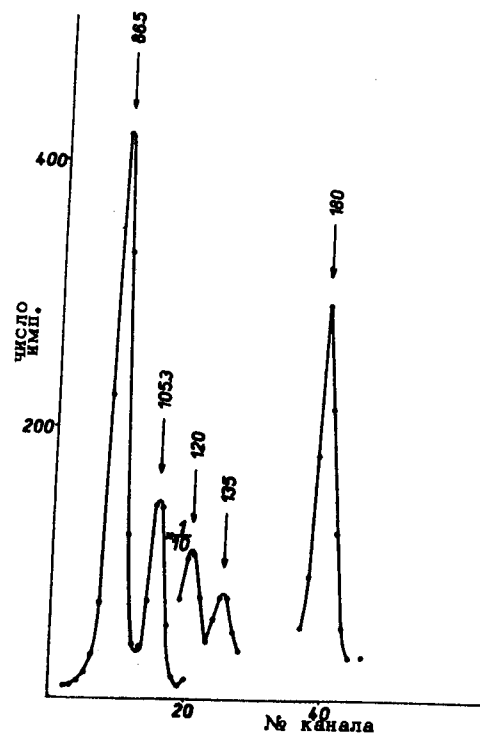


Рис. 19а. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей с $E_1 = 367,6$ и $371,0$ кэв с γ -лучами энергетической области E_2 от 80 до 230 кэв (2-ой опыт).

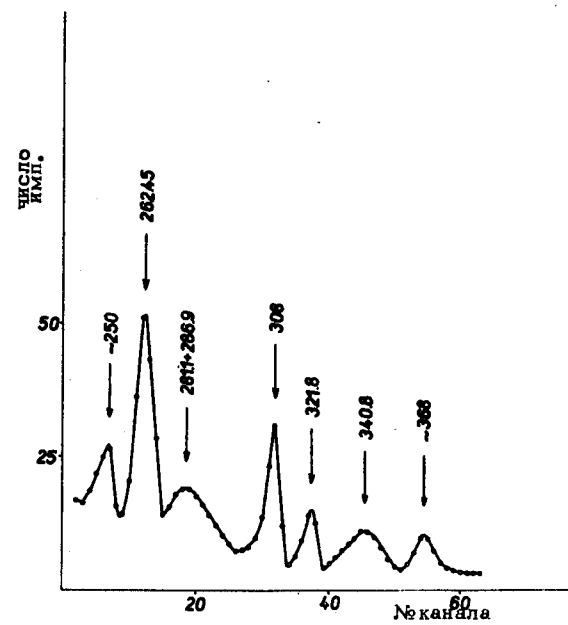


Рис. 19в. Спектр γ - γ -совпадений γ -лучей $E_1 = 148,6$ кэв с γ -лучами энергетической области E_2 от 240 до 390 кэв (2-ой опыт).

совпадения γ -лучей с энергиями 148,65 и 86,5 кэВ и нет совпадений между переходами 148,65 и 105,3 кэВ. Расчеты, проведенные по формуле (12), указывают на существование прямого каскада из переходов 148,65 и 86,5 кэВ (рис.20) и, таким образом, подтверждают существование уровня с энергией 235,2 кэВ, введенного в схему распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$ в работе ^{/3/}. Такое расположение перехода 148,65 кэВ частично выравнивает баланс интенсивностей на уровне 118,0 кэВ для компенсации которого необходимо было ввести в работе ^{/4/} интенсивный переход 12,7 кэВ, который экспериментально не наблюдался. Однако прежнее расположение перехода 148,65 кэВ между уровнями 266,6 и 118,0 кэВ нельзя исключить полностью. Наши данные приводят к оценке интенсивности γ -лучей такого перехода $I_\gamma < 30\%$ от полной интенсивности γ -лучей с энергией 148,65 кэВ.

Наблюдаются также совпадения между γ -лучами с энергиями 148,65 и 216 кэВ. Переход с энергией 216 кэВ найден в работе ^{/1/}. На основе указанных совпадений переход 216 кэВ размещается между уровнями 451,3 и 235,2 кэВ (рис. 20), что подтверждает существование уровня 451,3 кэВ, введенного в работе ^{/3/} на основе суммы энергий переходов 391,3 + 60,0 кэВ и прямого перехода 451,3 кэВ. Кроме того, результаты измерений γ - γ -совпадений подтверждают существование уровней с энергиями 86,5; 105,3; 118,0; 266,6; 268,6; 286,8; 326,0; 367,7; 427,4 и 488,8 кэВ.

В спектре совпадений с γ -лучами 148,65 (рис. 11а) кэВ обнаружена линия с энергией ≈ 162 кэВ, которая ранее при распаде ^{155}Tb не наблюдалась. Переход с такой энергией хорошо укладывается между уровнями 427,4 и 235,2 кэВ (рис. 20).

Известно, что линия с энергией ≈ 162 кэВ сложная и состоит из четырех линий 158,6; 160,5; 161,3 и 163,3 кэВ. Спектры совпадений с γ -лучами 86,5; 105,3; ≈ 162 и ≈ 180 кэВ подтверждают расположение этих четырех переходов в схеме уровней ^{155}Gd ^{/1,3,4/}.

Наблюдались также совпадения γ -лучей с энергией ≈ 162 кэВ с переходами 208, 220,6 и 239,45 кэВ, разряжающими уровень 326,0 кэВ. Чтобы объяснить эти совпадения, необходимо предположить существование нового перехода с энергией ≈ 163 кэВ, расположенного между уровнями 488,8 и 326,0 кэВ (рис. 21). Наблюдение этого перехода в одиночных спектрах затруднено, чем можно объяснить тот факт, что переход ≈ 163 кэВ ранее не наблюдался.

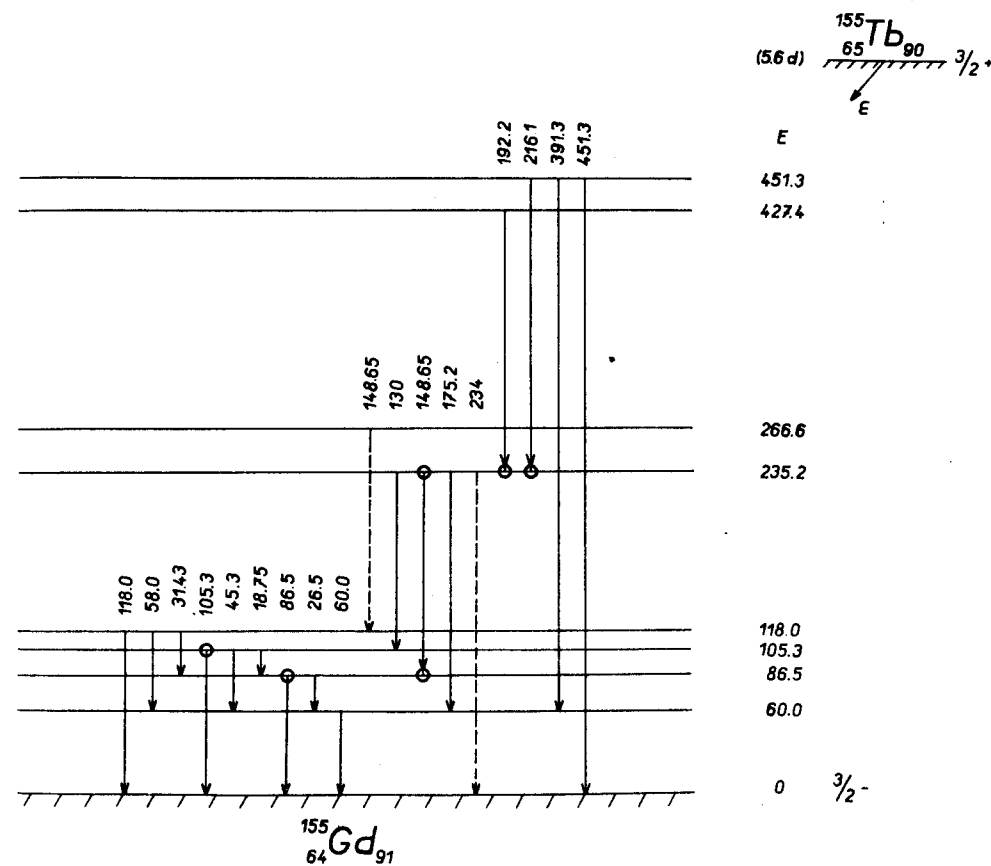


Рис. 20. Фрагмент схемы распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$.

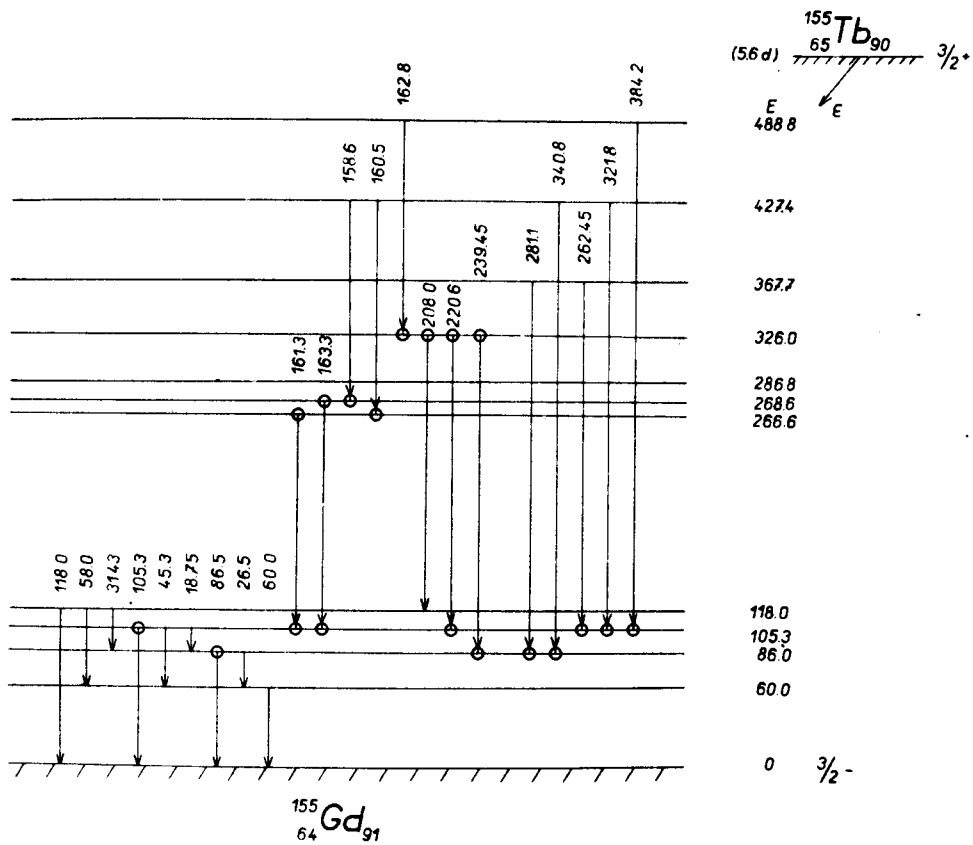


Рис. 21. Фрагмент схемы распада $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$.

Обращают на себя внимание некоторые результаты анализа совпадений с переходами 86,5 и 105,3 кэВ (рис. 10 и 14), (табл. 4). Как видно из рис. 21, переходы с энергиями 262,45; 321,8 и 384,2 кэВ находятся в прямом каскаде с переходом 105,3 кэВ, в то время как с γ -лучами 86,5 кэВ они совпадают через переход 18,7 кэВ. Переходы 281,1 и 340,8 кэВ совпадают непосредственно с переходом 86,5 кэВ. Величины $K'\epsilon_{12}$ (см. формулу 12), приведенные в таблице 5, для всех пяти указанных прямых каскадов отличаются от среднего значения не более, чем на 15%. Однако величины $K'\epsilon_{12}$ для каскадов 262,45 \rightarrow 18,7 \rightarrow 86,5 кэВ и 321,8 \rightarrow 18,7 \rightarrow 86,5 кэВ превышают соответствующие величины для прямых каскадов более чем в три раза, причем от среднего значения они отличаются не более чем на 15%. Для объяснения такого расхождения в величинах $K'\epsilon_{12}$ прямых каскадов и каскадов, идущих через переход 18,7 кэВ, необходимо предположить, что интенсивность перехода 18,7 кэВ, связывающего уровни 105,3 и 86,5 кэВ, по крайней мере, в два раза превышает интенсивность, приведенную в работе /4/. Такое занижение интенсивности перехода 18,7 кэВ в предыдущих работах, по-видимому, связано с трудностями точного определения интенсивности конверсионных электронов в столь мягкой области энергий. Точное знание интенсивности перехода 18,7 кэВ, которая даже по оценке работы /4/ составляет 20% от интенсивности перехода 105,3 кэВ, имеет большое значение для правильного определения парциального времени жизни уровня 105,3 кэВ по отношению к переходу 105,3 кэВ.

В спектрах γ - γ -совпадений проявляются также совпадения с линиями в области энергий 130 и 306 кэВ, которые соответствуют суммарным пикам рентгеновского излучения и интенсивных γ -лучей с энергиями 86,5 и 262,45 кэВ. Суммарные пики от других интенсивных линий с энергиями 105,3; 148,5; 162, 180 кэВ в спектрах γ - γ -совпадений не выделяются, так как они попадают в область очень плотного спектра γ -лучей.

Авторы выражают свою благодарность руководителю отдела ядерной спектроскопии Института ядерных исследований ЧСАН доктору З. Плайнеру за предоставление возможности проведения экспериментов по изучению γ - γ -совпадений; доктору И. Звольскому за помощь при постановке эксперимента и полезные дискуссии. Авторы благодарны Т. Галановой, Т. Пазмоновой и Л. Черной за помощь при обработке экспериментальных данных, Н. Лебеву за проведение химического выделения ^{155}Tb .

Л и т е р а т у р а

1. а) М. Finger, P. Galan, M. Kuznetsova, J. Liptak, J. Urbanec, J. Vrzal. Preprint E-2908 Dubna 1966.
- б) Я. Врзал, П. Галан, М. Кузнецова, Я. Липтик, Я. Урбанец, М. Фингер. Материалы IX совещания по ядерной спектроскопии нейтронодефицитных изотопов и теории деформированных ядер. Препринт 6-3036, Дубна 1966.
- в) М. Finger, P. Galan, M. Kuznetsova, J. Liptak, J. Urbanec, J. Vrzal. Report on Int. Conf. of Nuclear Phys., Gatlinburg, 1966.
2. Б.К. Преображенский, А.В. Калямин, О.М. Лилова. ЖЭТФ, 2, 1164 (1957).
3. P.H. Blichert-Toft, E. G. Funk and J. W. Mihelich. Nucl. Phys. A 96, 190 (1967).
4. B. Harnatz, T. H. Handley, J. W. Mihelich. Phys. Rev., 128, 1186 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
11 августа 1967 г.

Т а б л и ц а 4
Интенсивности совпадений $I_{12}^{ист.}$

$E_1 \backslash E_2$	86,5	105,3	148,65	162	180	192	200	208	216	220	239,45
86,5	-28I (-26)	-13 (-13)	796 (89)	1008 (77)	2009 (87)		52,9 (84)	23,5 (61)		60,4 (70)	57 (85)
105,3	128 (14)	-38 (-5)	32,3 (30)	1258 (85)	-16,2 (-8)		0,72 (9)	21,7 (66)		121 (86)	0,07 (0,9)
148,65	781 (89)	105,7 (58)	2,77 (27)	59 (73)	-0,42 (-2)	7,13 x)		1,1 (50)	17,1 x)		
162	1068 (78)	1617 (88)	47,6 (68)	156 (70)	93,6 (58)			7,4 (69)		33,3 (85)	2,1 (49)
180	2051 (87)	36,4 (14)	4,77 (18)	108 (63)	11,1 (-22)			2,77 (47)		5,7 (51)	0,12 (49)
192			9,54 x)								
200+208	64,4 (72)	33 (64)	12,7 (87)	23,2 (81)						0,6 (55)	
220	64,6 (71)	176,5 (90)	48,5 (96)	26,3 (82)	-0,13 (-2)						
239,45		1,5 (22)	1,4 (34)	7,7 (85)	6,95 (83)						
262;45+ 268,7	693 (83)	1000 (90)	0,2 (2)	12,6 (29)	-72 (-35)	6,7 (86)	3 (64)			5,5 (62)	
281,1+ 286,9	81 (85)	-2 (-25)		6 (68)	1 (26)						
321,8	31 (88)	44 (93)	2,6 (90)	12,8 (93)	5,2 (86)		1,1 (90)				
340,8	328 (92)	-1,2 (-6)		3,2 (35)	0,33 (5)						
361+367,6+ 371	43 (41)	-11,1 (-31)	-0,17 (-4)	1,5 (10)	-0,9 (-7)						
380+384,2		7 (91)	0,33 (82)	0,96 (81)	8,8 (98)						

Под каждым значением интенсивности совпадений $I_{12}^{ист.}$ (E_1, E_2) в скобках приведены величины $\frac{I_{12}^{ист.} (E_1, E_2) \cdot 100}{I_{12}^{ист.} (E_1, E_2) + I_{12}^{случ.} (E_1, E_2)}$ %
 x) Величины $\frac{I_{12}^{ист.} (E_1, E_2) \cdot 100}{I_{12}^{ист.} (E_1, E_2) + I_{12}^{случ.} (E_1, E_2)}$ % не приведены из-за отсутствия данных об интенсивностях I_{12} в одиночных γ -спектрах.

Т а б л и ц а 5

Каскад	$K'_{e_{12}}$
180,1 -- 86,5	1,8
281,1 -- 86,5	1,7
340,8 -- 86,5	1,6
262,5 -- 205,3	1,5
321,8 -- 105,3	2,0
384,2 -- 105,3	1,9
262,5 -- 18,7 -- 86,5	6
321,8 -- 18,7 -- 86,5	8,1