

P13-2005-84

С. И. Васильев, К. Я. Громов, А. А. Клименко,  
Ж. К. Саматов, А. А. Смольников, В. И. Фоминых,  
В. Г. Чумин

СУММИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ В СПЕКТРАХ  
 $\gamma$ -ЛУЧЕЙ-2.  
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СЛАБЫХ  
КРОССОВЕР- $\gamma$ -ПЕРЕХОДОВ

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

Суммирование импульсов в спектрах  $\gamma$ -лучей-2. Определение интенсивности слабых кроссовер- $\gamma$ -переходов

Интенсивности пиков, образующихся в  $\gamma$ -спектрах радиоактивных нуклидов при суммировании импульсов от каскадных, совпадающих  $\gamma$ -переходов, использованы для определения интенсивности слабых кроссовер- $\gamma$ -переходов. Предлагается процедура измерений  $\gamma$ -спектров и вычисления интенсивности кроссовер- $\gamma$ -переходов, учитывающая «мертвое» время измерительной установки и уменьшение интенсивности пиков каскадных  $\gamma$ -лучей за счет совпадений с фотопиком и комптоновским распределением от  $\gamma$ -перехода — партнера в каскаде. Предлагаемая процедура апробирована в измерениях  $\gamma$ -спектров при распаде  $^{209}\text{Tl}$ ,  $^{208}\text{Tl}$ ,  $^{207}\text{Bi}$  и  $^{44}\text{Sc}$ . Показана применимость предлагаемой методики для определения интенсивности кроссовер- $\gamma$ -переходов с интенсивностью до  $\sim 5 \cdot 10^{-5}$  на распад. Впервые определены верхние пределы интенсивности кроссовер- $\gamma$ -переходов при распаде  $^{208}\text{Tl}$  и  $^{207}\text{Bi}$ .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2005

Coincidence Summing in  $\gamma$ -Ray Spectra-2. Intensity Determination of Weak Crossover  $\gamma$  Transitions

Coincidence summing phenomenon has been used for determination of the weak, crossover  $\gamma$ -transition intensities. A mode of measuring of  $\gamma$ -ray spectra and calculation is proposed. «Dead» time of experimental facility and decrease of the peaks intensities in  $\gamma$  spectra by coincidence summing are taken into account. Examination of the proposed mode has been carried out at investigations of  $^{209}\text{Tl}$ ,  $^{208}\text{Tl}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ , and  $^{44}\text{Sc}$   $\gamma$  spectra in low-background laboratory. It was shown that the proposed method allows one to observe crossover transitions with intensity up to  $10^{-5}$  per decay. Upper limits of some crossover  $\gamma$ -transition intensities at the decay of  $^{208}\text{Tl}$  and  $^{207}\text{Bi}$  have been established for the first time.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2005

## ВВЕДЕНИЕ

Влияние эффекта суммирования импульсов от совпадающих  $\gamma$ -лучей в  $\gamma$ -спектрах радиоактивных нуклидов на интенсивности пиков каскадных  $\gamma$ -лучей, участвующих в образовании пиков сумм, изучалось в ряде работ [1–6] с целью коррекции экспериментальных интенсивностей (площадей) пиков при построении функции отклика полупроводниковых детекторов излучений. В [7] показано, что наблюдение пиков сумм в  $\gamma$ -спектрах в известной степени эквивалентно исследованию спектров  $\gamma$ – $\gamma$ -совпадений и может быть использовано при построении схем распада радиоактивных ядер. Было экспериментально обосновано введение ряда возбужденных уровней  $^{147}\text{Eu}$  при распаде  $^{147}\text{Gd}$ . В [4] рассмотрено использование эффекта суммирования для определения абсолютной эффективности регистрации  $\gamma$ -лучей Ge-детекторами. В [8] мы обратили внимание на то, что эффект суммирования позволяет относительно просто определять абсолютную активность источника  $\gamma$ -лучей. В настоящей работе предлагается способ определения интенсивности слабого кроссовер- $\gamma$ -перехода между начальным и конечным уровнями каскада совпадающих  $\gamma$ -переходов, образующих суммарный пик.

## 1. ПРОЦЕДУРА ИЗМЕРЕНИЙ

Рассмотрим образование пика при энергии  $E_{\gamma_3} = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$  (рис. 1). Интенсивность пика (площадь) при энергии  $E_{\gamma_3}$  в  $\gamma$ -спектре, аналогично ин-

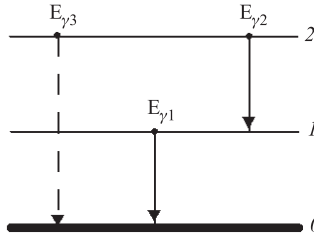


Рис. 1. Суммирование импульсов от каскадных  $\gamma$ -лучей

тенсивности пика совпадений в экспериментах по  $\gamma$ – $\gamma$ -совпадениям [9], определяется формулой

$$S_{\gamma_3 + \Sigma\gamma_1 + \gamma_2} = A \frac{a_{\gamma_2} \cdot a_{\gamma_1}}{a_1} \varepsilon_{\gamma_1} \varepsilon_{\gamma_2} + A a_{\gamma_3} \varepsilon_{\gamma_3}, \quad (1)$$

где  $S_{\gamma_3+\Sigma\gamma_1+\gamma_2}$  — площадь (в единицу времени) пика с энергией  $E_{\gamma_3}$ , включающая в себя интенсивность кроссовер- $\gamma$ -перехода  $E_{\gamma_3}$  и сумму  $E_{\gamma_1}+E_{\gamma_2}$ ;  $A$  — активность источника — число распадов в единицу времени;  $a_{\gamma_1}$ ,  $a_{\gamma_2}$ ,  $a_{\gamma_3}$  — интенсивности  $\gamma$ -лучей на один распад источника излучения;  $a_{\gamma_3}$  — искомая величина;  $a_1$  — заселение промежуточного уровня каскада на один распад источника;  $\varepsilon_{\gamma_1}$ ,  $\varepsilon_{\gamma_2}$  и  $\varepsilon_{\gamma_3}$  — эффективности регистрации  $\gamma$ -лучей.

Площадь  $S_{\gamma_3+\Sigma\gamma_1+\gamma_2}$  измеряется экспериментально. Измеряются также  $S_{\gamma_1} = Aa_{\gamma_1}\varepsilon_{\gamma_1}$  и  $S_{\gamma_2} = Aa_{\gamma_2}\varepsilon_{\gamma_2}$ . Для определения  $a_{\gamma_3}$  необходимо знать эффективности регистрации  $\gamma$ -лучей:  $\varepsilon_{\gamma_1}$ ,  $\varepsilon_{\gamma_2}$ ,  $\varepsilon_{\gamma_3}$ . Чтобы исключить их из расчетов,  $\gamma$ -спектры измерялись при двух расстояниях взаимного расположения источника и детектора:  $b$  — близкая геометрия и  $d$  — удаленная геометрия. Соответственно имеем:

$$S_{\gamma_3+\Sigma\gamma_1+\gamma_2}^b = A \frac{a_{\gamma_2}a_{\gamma_1}}{a_1} \varepsilon_{\gamma_1}^b \varepsilon_{\gamma_2}^b + Aa_{\gamma_3} \cdot \varepsilon_{\gamma_3}^b. \quad (2)$$

$$S_{\gamma_3+\Sigma\gamma_1+\gamma_2}^d = A \frac{a_{\gamma_2}a_{\gamma_1}}{a_1} \varepsilon_{\gamma_1}^d \varepsilon_{\gamma_2}^d + Aa_{\gamma_3} \cdot \varepsilon_{\gamma_3}^d. \quad (3)$$

Обозначим  $r_i = \frac{S_{\gamma_i}^b}{S_{\gamma_i}^d} = \frac{\varepsilon_{\gamma_i}^b}{\varepsilon_{\gamma_i}^d}$ . Отношение экспериментально измеренных площадей  $S_{\gamma_i}^b$  и  $S_{\gamma_i}^d$  оказалось в пределах погрешностей ( $\sim 1\%$ ) не зависящим от энергии  $\gamma$ -переходов —  $r_i(E_{\gamma_i}) = \text{const}$ . Этот факт свидетельствует о том, что зависимости относительных интенсивностей (площадей в спектрах) от энергии  $\gamma$ -лучей (функции отклика) подобны в измерениях  $b$  и  $d$ . Умножая уравнение (2) на среднее значение  $1/r_i^2$  и вычитая из (3) уравнение (2), получаем

$$S_{\gamma_3}^d = S_{\gamma_3+\Sigma\gamma_1+\gamma_2}^d \frac{1 - \frac{R}{r^2}}{1 - \frac{1}{r}}, \quad (4)$$

где  $R = \frac{S_{\gamma_3+\Sigma\gamma_1+\gamma_2}^b}{S_{\gamma_3+\Sigma\gamma_1+\gamma_2}^d}$  — отношение площадей пиков ( $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$ ) в спектрах, измеренных в близкой  $b$  и удаленной  $d$  геометриях. Если  $R = r^2$ , интенсивность кроссовер- $\gamma$ -перехода в спектре  $d$  равна измеренной величине  $S_{\gamma_3+\Sigma\gamma_1+\gamma_2}^d$ , т.е. добавка от суммирования пренебрежимо мала. Выражение (4) получено для простого случая, изображенного на рис 1. Возможны другие случаи, когда между уровнями 2 и 0 на рис. 1 существуют другие уровни и каскады. В этих случаях первый член в правой части формулы (1), описывающий суммирование импульсов, приобретает более сложный вид. Нетрудно показать, что при условии  $r_i(E_{\gamma_i}) = \text{const}$  формула (4) справедлива и в этих случаях. Поскольку цель экспериментов состояла в измерении малых интенсивностей кроссовер- $\gamma$ -переходов, измерения спектров  $b$  и  $d$  выполнялись в

условиях относительно близкой геометрии, т. е. получаемые результаты необходимо было исправлять с учетом «мертвого» времени измерений. Для этого в экспериментах  $b$  и  $d$  ставился дополнительный источник излучения (например,  $^{60}\text{Co}$ ) в фиксированном положении для обоих спектров. Отношение измеренных площадей  $\gamma$ -линий  $^{60}\text{Co}$  равно отношению «живых» времен  $t_{\text{ж}}$  в спектрах  $b$  и  $d$ :

$$\frac{S_{\gamma_i}^b(^{60}\text{Co})}{S_{\gamma_i}^d(^{60}\text{Co})} = \frac{t_{\text{ж}}^{(d)}}{t_{\text{ж}}^{(b)}} = \alpha.$$

Для учета поправок на «мертвое» время значения  $r$  и  $R$  в формуле (4) следует умножить на  $\alpha$ :

$$S_{\gamma_3}^{(d)} = S_{\gamma_3 + \Sigma\gamma_1 + \gamma_2} \frac{1 - \frac{R}{r^2\alpha}}{1 - \frac{1}{r\alpha}}. \quad (5)$$

Чтобы определить интенсивность кроссовер- $\gamma$ -перехода, полученную площадь  $S_{\gamma_3}^{(d)}$  следует сравнить с площадью одного из каскадных  $\gamma$ -переходов, например с  $S_{\gamma_1}^{(d)}$ . Однако, в связи с тем, что измерения проводятся в условиях относительно близкой геометрии, необходимо учесть уменьшение площади пика  $S_{\gamma_1}$  совпадениями с фотопиком и комптоновским распределением от перехода  $E_{\gamma_2}$  («вымывание»). Необходимо добавить к площади пика  $S_{\gamma_1}^{(d)}$  площадь

$$S_{\Sigma\gamma_1 + \gamma_2}^{(d)} \cdot K_{\gamma_2} = (S_{\gamma_3 + \Sigma\gamma_1 + \gamma_2}^{(d)} - S_{\gamma_3}^{(d)})K_{\gamma_2} \quad (6)$$

где  $K_{\gamma_2}$  — отношение суммы площадей фотопика и комптоновского распределения к площади фотопика от перехода  $E_{\gamma_2}$  [10]. Величины  $\gamma_2$  для использованного в экспериментах детектора измерены в  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадениях (табл. 1).

**Таблица 1. Зависимость отношения суммы площадей фотопика и комптоновского распределения к площади фотопика от энергии  $\gamma$ -лучей —  $\frac{S_{\phi} + S_{\kappa}}{S_{\phi}}(E_{\gamma})$  для HPGe-детектора объемом 256 см<sup>3</sup>**

$E_{\gamma_1}$ кэВ	117	465	570	1063	1173	1332	1567
$K = \frac{S_{\phi} + S_{\kappa}}{S_{\phi}}$	~1,2	2,3(1)	2,75(1)	3,9(1)	4,14(5)	4,47(5)	6,5(1)

Далее интенсивность кроссовер- $\gamma$ -перехода вычислялась по формуле

$$a_{\gamma_3} = a_{\gamma_1} \frac{S_{\gamma_3}^d}{S_{\gamma_1}^d + \sum_{\gamma_2} (S_{\Sigma\gamma_1 + \gamma_2}^d \cdot K_{\gamma_2})} \frac{\varepsilon_{\gamma_1}}{\varepsilon_{\gamma_3}}. \quad (7)$$

Поправки на «вымывание» зависят от схемы распада исследуемого ядра и были в условиях удаленной геометрии от 0,12%  $S_{\gamma_1}^d$  для  $^{207}\text{Bi}$  и до 1,5%  $S_{\gamma_1}^d$  для  $^{208}\text{Tl}$ .

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для определения интенсивностей слабых кроссовер- $\gamma$ -переходов при распаде  $^{209}\text{Tl}$  ( $T_{1/2}=2,2$  мин),  $^{208}\text{Tl}$  (3,05 ч),  $^{207}\text{Bi}$  (38 лет) и  $^{44}\text{Sc}$  (3,93 ч) спектры  $\gamma$ -лучей измерялись с помощью HPGe-детектора объемом  $256\text{ см}^3$ , FWHM = 2 кэВ на линии 1332 кэВ, размещенного внутри низкофоновой установки НИФОН ЛЯП ОИЯИ (рис. 2). Естественный фон подавлялся многослойной



Рис. 2. Низкофоновая установка НИФОН ЛЯП ОИЯИ

пассивной защитой (выполненной из специально отобранных по минимальному содержанию радиоактивных примесей свинца, электролитической меди и борированного полиэтилена) до скоростей счета (площади  $\gamma$ -линий) для характерных фоновых  $\gamma$ -линий:

$\gamma_{2614,5}$  ( $^{208}\text{Tl}$ ) — 5 1/ч;  $\gamma_{1461}$  ( $^{40}\text{K}$ ) — 19 1/ч;  $\gamma_{911}$  ( $^{228}\text{Ac}$ ) — 7 1/ч и  $\gamma_{609}$  ( $^{214}\text{Bi}$ ) — 85 1/ч.

С каждым источником измерялись два спектра ( $\beta$  и  $\delta$ ). Расстояние источник–детектор при измерениях спектра  $\beta$  выбиралось таким, чтобы нагрузка детектора не превышала  $\sim 8 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{с}}$ . При измерениях спектра  $\delta$  источник удалялся от детектора так, чтобы нагрузка его была в несколько раз меньше загрузки детектора в измерениях спектра  $\beta$ . Для определения отношения «живых» времен в спектрах  $\beta$  и  $\delta$ :  $\alpha = \frac{t_{\text{ж}}^{(\delta)}}{t_{\text{ж}}^{(\beta)}}$  — источник  $^{60}\text{Co}$  устанавливался в

одном и том же фиксированном положении при измерениях спектров  $\beta$  и  $\delta$ . Спектры измерялись в течение  $\sim 100$ – $150$  ч. Анализ спектров выполнялся с использованием программы «Деймос» [11] или, в случае слабых пиков в спектрах, площадь пика определялась при вычитании из экспериментального спектра интерполированного фона под линией. Затем составлялась таблица

отношений площадей пиков в спектрах  $\delta$  и  $\delta$ . Как сказано выше, отношение  $\frac{S_{\gamma_i}^{(\delta)}}{S_{\gamma_i}^{(\delta)}} = r_i$  для большинства пиков  $\gamma$ -лучей оказалось в пределах погрешностей ( $\sim 1\%$ ) не зависящим от энергии  $\gamma$ -лучей и для проведения расчетов в дальнейшем использовалось его среднее значение. Среди значений  $\frac{S_{\gamma_i}^{(\delta)}}{S_{\gamma_i}^{(\delta)}}$  наблюдались величины, заметно вне пределов погрешностей превышающие среднее значение  $r_i$ , что указывало на то, что в пик  $E_{\gamma_i}$  заметный вклад вносит суммирование импульсов от каскадных  $\gamma$ -переходов т.е. это отношения  $R = \frac{S_{\gamma_3+\Sigma\gamma_1+\gamma_2}^{(\delta)}}{S_{\gamma_3+\Sigma\gamma_1+\gamma_2}^{(\delta)}}$ .

Разрешающее время измерительной установки оценивалось по обычной формуле  $S_{\gamma_1+\gamma_2}^{\text{случ}} = 2\tau \cdot S_{\gamma_1} \cdot S_{\gamma_2}$ , когда  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  возникают при распаде разных радиоактивных нуклидов или в случае самосовпадений ( $E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2}$ ),  $2\tau$  оказалось равным приблизительно 0,5 мкс. Оценки показывают, что вклад случайных совпадений в пики суммирования пренебрежимо ( $\leq 1\%$ ) мал.

Далее приводим результаты определения интенсивности кроссовер- $\gamma$ -переходов при распаде перечисленных ядер.

#### Распад ${}^{209}_{81}\text{Tl} \xrightarrow{\beta} {}^{209}_{81}\text{Pb}$

Гамма-спектр при распаде  ${}^{209}\text{Tl}$  изучался в [12, 13]. Схема возбужденных уровней  ${}^{209}\text{Pb}$  при распаде  ${}^{209}\text{Tl}$ , предложенная в [13], изображена на рис. 3. Бета-распад  ${}^{209}\text{Tl}$  происходит преимущественно (98%) на уровень  $1/2^-$ , 2149,3 кэВ  ${}^{209}\text{Pb}$ , который разряжается каскадом интенсивных  $\gamma$ -лучей: 117,2; 465,2 и 1566,9 кэВ. Другие известные при распаде  ${}^{209}\text{Tl}$   $\gamma$ -переходы малоинтенсивны ( $< 0,5\%$  на распад). Представляло интерес уточнить сведения [13] об интенсивности кроссовер-переходов: 582,4; 2032,1; 2149,3; 2315,9; 2806,6; 2905 и 3070 кэВ. В качестве источника использован  ${}^{229}\text{Th}$  ( $T_{1/2} = 7300$  лет). Использование долгоживущего  ${}^{229}\text{Th}$  удобно тем, что распад других членов равновесной цепочки распадов  ${}^{229}\text{Th}$  изучен достаточно хорошо и  $\gamma$ -лучи, возникающие при их распаде, относительно просто идентифицируются (см. ссылки в [13]).  ${}^{229}\text{Th}$  выделен из  ${}^{233}\text{U}$  и очищен от примесей примерно за 15 лет до начала наших исследований. Посторонние примеси в  ${}^{229}\text{Th}$  не наблюдались. Активность источника  ${}^{229}\text{Th}$  была около  $6,0 \cdot 10^3$  распадов в секунду  ${}^{209}\text{Tl}$ .

На рис. 4 изображен участок  $\gamma$ -спектра  ${}^{209}\text{Tl}$ , измеренный при близком ( $\delta$ ) и удаленном ( $\delta$ ) расположении источника и детектора. Хорошо проявляются пики суммирования  $1684=1566,9+117,2$  и  $2032=1566,9+465,2$  ( $R_{1684} = 13,4(2)$  и  $R_{2032}=13,8(2)$ ). Отношения площадей пиков  $\gamma_{1567}$  и  $\gamma_{2316}$  ( $r_{\gamma_{1567}} = 3,23(3)$  и  $r_{\gamma_{2316}} = 3,16(3)$ ) указывают на то, что вклад суммирования импульсов в эти пики мал. Пик при энергии 2006 кэВ образуется при случайном

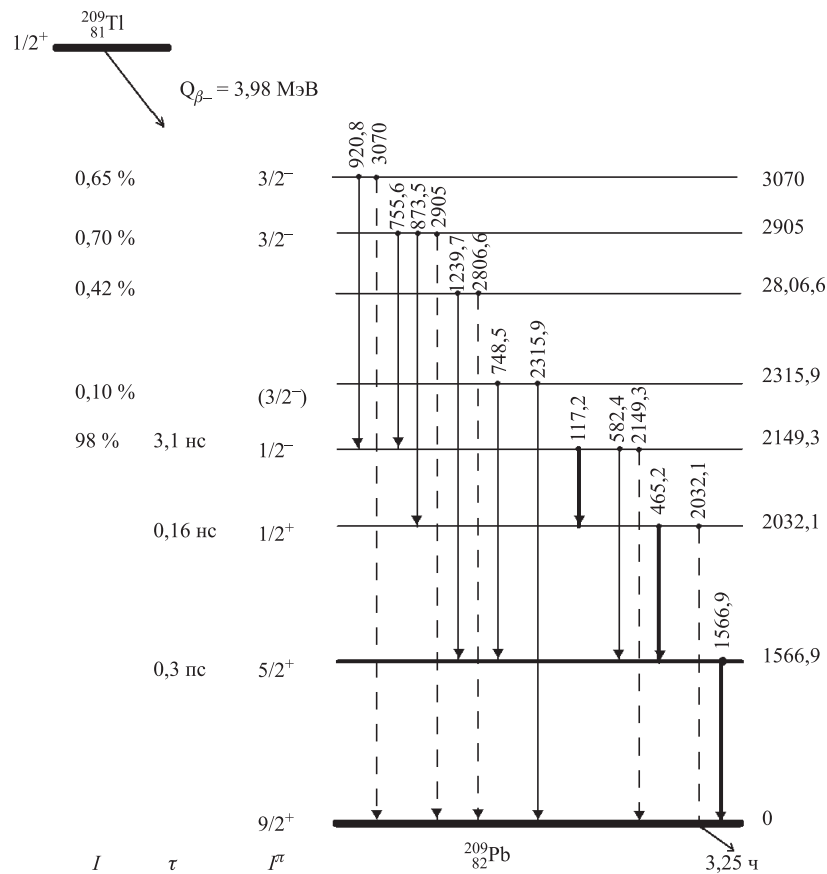


Рис. 3. Схема распада  $^{209}\text{Tl}$  [13]

суммировании импульсов от  $\gamma_{1566,9}$  и  $\gamma_{440,4}$ . Эти  $\gamma$ -лучи принадлежат распаду разных нуклидов. Гамма-лучи 440,4 кэВ возникают при распаде  $^{213}\text{Bi}$  [13]. Их интенсивность в цепочке распадов  $^{229}\text{Th}$  в 12 раз больше интенсивности  $\gamma$ -лучей 465,2 кэВ. Смещение максимума пика в сторону меньших энергий ( $\sim 1,5$  кэВ) по сравнению с суммой энергий  $\gamma$ -лучей, большая (в 1,5–2 раза) полуширина пика и большой «хвост» линии характерны для пиков случайного суммирования.

В табл. 2 представлены полученные результаты определения интенсивности кроссовер-переходов и сравнение их с данными [13]. Согласно схеме распада (рис. 3),  $\gamma$ -лучи с энергией 1684 кэВ не существуют. Приведенный



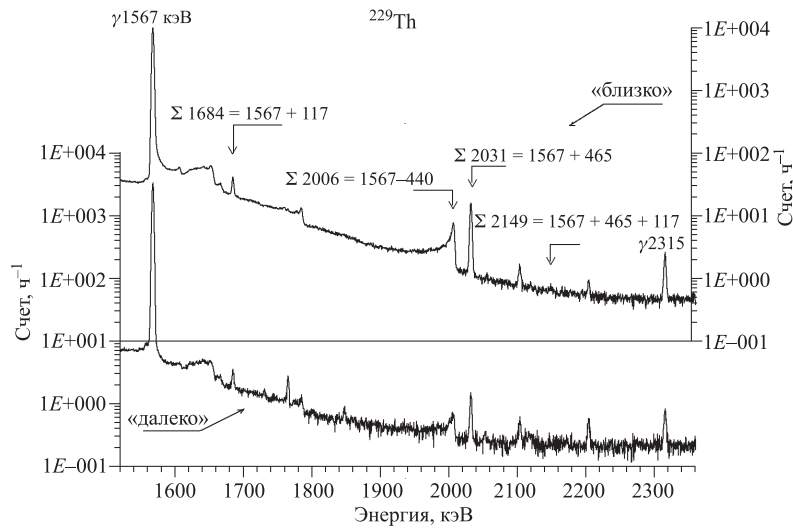


Рис. 4. Участок  $\gamma$ -спектра  $^{229}\text{Th}$ . Вверху спектр, измеренный при близком расположении источника и детектора (шкала «Счет,  $\text{ч}^{-1}$ » справа). Внизу спектр, измеренный при удаленном расположении источника и детектора (шкала слева). Идентификация пиков ( $\gamma$ -переходы и их суммы) дана над верхним спектром. Пики в спектрах без идентификации — фоновые

Таблица 2. Интенсивности кроссовер- $\gamma$ -переходов при распаде  $^{209}\text{Tl} \rightarrow ^{209}\text{Pb}$

$E_\gamma$ , кэВ	1566,9	582,4	«1684»	2031,1	2149,3	2315,9	2806,6
$a_\gamma\%$ , наст. раб.	100	0,27(4)	$\leq 0,02$	$\leq 0,01$	$\leq 0,013$	0,027(12)	$\leq 0,001$
$a_\gamma\%$ , [13]	100	0,28(4)	—	$\leq 0,001$	$\leq 0,015$	0,03(1)	—

предел их интенсивности, вычисленный по формулам (5) и (7), иллюстрирует точность оценок интенсивности кроссовер-перехода при этой энергии. Полученное значение интенсивности  $\gamma$ -лучей 582,4 кэВ в пределах погрешностей совпадает с определенным в [13]. Полученное значение  $a_{\gamma 2032} \leq 0,01\%$  показывает, что оценка его в [13] была несколько занижена.

Пик с энергией 2149,3 кэВ наблюдается только в спектре б. Анализ экспериментальных данных показывает, что этот пик, вероятно, образуется при тройном суммировании импульсов от  $\gamma$ -лучей (1566,9 + 465,2 + 117,2) кэВ. Оценка предела интенсивности  $\gamma$ -лучей 2149,3 кэВ совпадает с [13]. Вклад суммирования импульсов в пик с энергией 2315,9 кэВ мал. Интенсивность  $\gamma$ -лучей 2315,9 кэВ совпадает с [13]. В спектре б наблюдается очень слабый пик с энергией 2806,6 кэВ. Анализ экспериментальных данных ис-

ключает заметный вклад в него суммирования. Предел интенсивности  $\gamma$ -лучей 2806,6 кэВ из спектра *b* равен  $a_{\gamma 2806} \leq 1,2 \cdot 10^{-3}\%$ . Пики с энергиями 2905 и 3070 кэВ в спектрах не наблюдаются. Оценка верхнего предела интенсивности этих  $\gamma$ -лучей  $\sim 0,001\%$ .

**Распад  ${}^{208}_{81}\text{Tl} \xrightarrow{\beta^-} {}^{208}_{82}\text{Pb}$**

Бета-распад  ${}^{208}\text{Tl}$  происходит на уровни  ${}^{208}\text{Pb}$  с энергией  $\geq 2614,5$  кэВ со спинами  $I^\pi \geq 3$  [14]. Разрядка уровней с  $I \geq 3$  идет на изомерное состояние 2614,5 кэВ  $I^\pi = 3^-$ . Гамма-переходы с этих уровней в основное состояние  ${}^{208}\text{Pb}$  не наблюдались (рис. 5). Мы попытались их обнаружить.

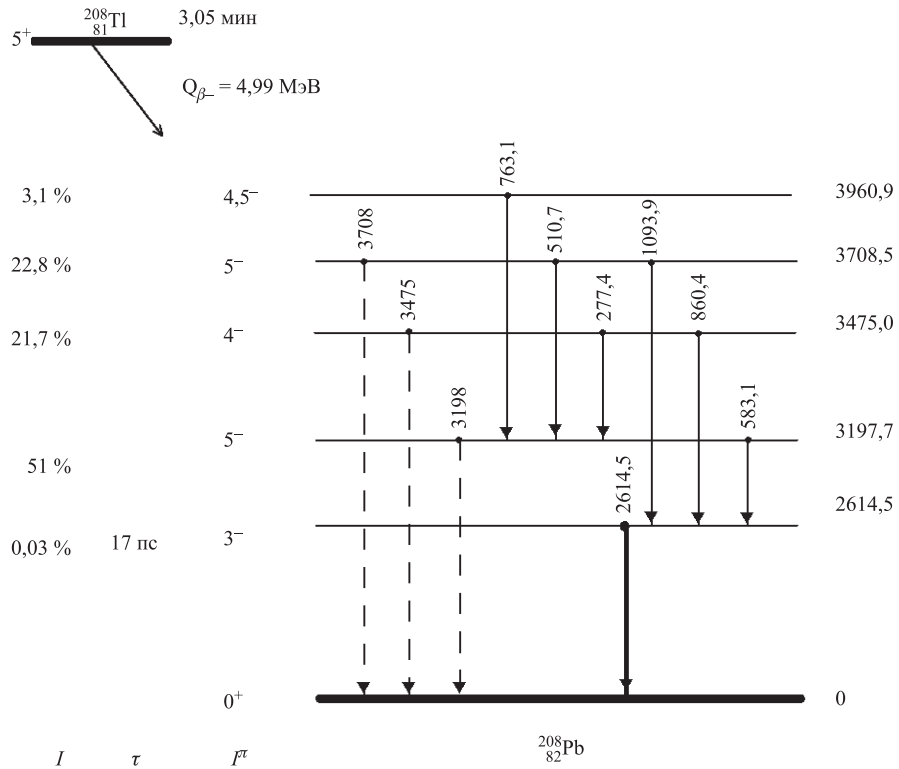


Рис. 5. Фрагмент схемы распада  ${}^{208}\text{Tl}$

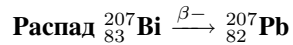
Для исследования  $\gamma$ -спектра  ${}^{208}\text{Tl}$  в качестве источника излучения был использован порошок естественного тория весом примерно 20 г. Присутствие в  $\gamma$ -спектре  ${}^{232}\text{Th}$  ( $T_{1/2}=1,4 \cdot 10^{10}$  лет)  $\gamma$ -лучей других нуклидов – членов семейства  ${}^{232}\text{Th}$  (в основном  ${}^{228}\text{Ac}$ ) не сильно затрудняло исследования, так как

$^{228}\text{Ac}$  и другие нуклиды этого семейства не имеют  $\gamma$ -лучей с энергией больше 2614,5 кэВ. В табл. 3 представлены результаты анализа  $\gamma$ -спектров, измеренных при двух расстояниях от источника излучения до детектора.

**Таблица 3. Интенсивности кроссовер- $\gamma$ -переходов при распаде  $^{208}\text{Tl} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$**

$E_\gamma$ , кэВ	2614,5	1093,8	«2891»	«3125»	3197,7	«3377»	3475,0	3708,5
$a_\gamma\%$ , наст. раб.	100	0,36(7)	$\leq 0,004$	$\leq 0,004$	$\leq 0,007$	$\leq 0,003$	$\leq 0,003$	$\leq 0,004$
$a_\gamma\%$ , [14]	100	0,37(4)	–	–	–	–	–	–

Впервые измерены верхние пределы интенсивности  $\gamma$ -переходов с уровней 3197,7; 3475 и 3708,5 кэВ в основное состояние  $^{208}\text{Pb}$ . Пики при энергиях 2891,9 кэВ (2614,5 + 277,4), 3125,2 (2614,5 + 510,7) и 3377,6 (2614,5 + 763,1) образуются при суммировании импульсов от  $\gamma$ -лучей, крайних в тройном каскаде совпадений (рис. 5), т.е. согласно схеме распада  $\gamma$ -переходы с такой энергией не существуют (интенсивность их равна нулю). Приводимые пределы их интенсивности полезны для оценки точности расчетов по формулам (5) и (7). Полученная при сравнении площадей пиков суммы в спектрах  $b$  и  $d$  интенсивность  $\gamma$ -лучей 1093,8 кэВ:  $a_{\gamma 1094} = 0,36(7)\%$  совпадает с [14].



Для определения верхних пределов интенсивности  $\gamma$ -лучей 1633,3 и 2339,9 кэВ при распаде  $^{207}\text{Bi}$  (рис. 6) использовался  $^{207}\text{Bi}$ , образующийся при  $\alpha$ -распаде  $^{211}_{85}\text{At}$ . Нуклид  $^{211}\text{At}$  получали [15] при облучении натурального висмута  $\alpha$ -частицами с энергией 28 МэВ на ускорителе У-200 в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. В табл. 4 представлены полученные результаты. Ранее верхние пределы интенсивности  $\gamma$ -лучей 1633,3 и 2339,9 кэВ не измерялись.

**Таблица 4. Интенсивности кроссовер- $\gamma$ -переходов при распаде  $^{207}\text{Bi} \rightarrow ^{207}\text{Pb}$**

$E_\gamma$ , кэВ	569,7	1633	2339,9
$a_\gamma\%$ , наст.раб.	100	$\leq 0,015$	$\leq 0,005$



Бета-распад ядра  $^{44}_{21}\text{Sc}$  ( $T_{1/2} = 3,93$  ч,  $I^\pi = 2^+$ ,  $Q_{EC} = 3656$  кэВ) происходит преимущественно (98,9%) на возбужденное состояние 1157,0 кэВ,  $I^\pi = 2^+$  ядра  $^{44}_{20}\text{Ca}$ . Интенсивность распада на более высокие уровни  $^{44}\text{Ca}$  мала: 1,02% на уровень 2656,4 кэВ и 0,01% на уровень 3301 кэВ. Гамма-спектр  $^{44}\text{Sc}$  измерялся при близком и удаленном положениях источника и детектора. В

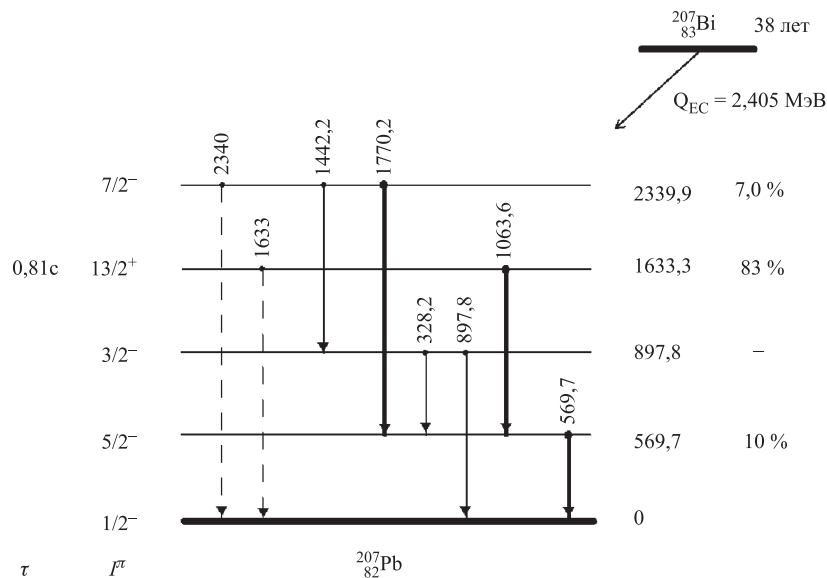


Рис. 6. Схема распада  $^{207}\text{Bi}$

качестве источника использовали стандартный, производства середины 80-х годов источник  $^{44}\text{Ti}$  ( $T_{1/2} = 49$  лет,  $I^\pi = 0^+$ ) типа ОСГИ ( $^{44}\text{Sc}$  образуется при распаде  $^{44}\text{Ti}$ ). Приведенные в табл. 5 значения интенсивности  $\gamma$ -лучей с энергией 2656,4 и 3301,2 кэВ получены с использованием процедуры, описанной в разд. 1. Интенсивности других  $\gamma$ -лучей  $^{44}\text{Sc}$  получены при стандартном анализе  $\gamma$ -спектров.

Таблица 5. Интенсивности  $\gamma$ -переходов при распаде  $^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$

$E_\gamma$ , кэВ	1157,0	1499,4	1634,5	2144,2	2656,4	3301,2
$a_\gamma\%$ , наст. раб.	100	0,94(4)	0,0054(3)	0,014(2)	0,103(5)	0,0014(5)
$a_\gamma\%$ , [14]	100	0,918(13)	–	0,0069(15)	0,115(6)	0,0031(15)

Измеренные нами значения интенсивности  $\gamma$ -лучей при распаде  $^{44}\text{Sc}$  ( $T_{1/2} = 3,93$  ч) в пределах погрешностей совпадают с компиляцией [14]. Вклад суммирования в интенсивности пиков 2656,4 и 3301,2 кэВ незначителен. В  $\gamma$ -спектре  $^{44}\text{Sc}$  мы наблюдаем слабые, ранее неизвестные  $\gamma$ -лучи с энергией 1634,5 кэВ. Переход с такой энергией возникает и при  $\beta$ -распаде  $^{44}\text{K}$  в  $^{44}\text{Ca}$  [14]. В достаточно сложной схеме уровней, возбуждаемых при распаде  $^{44}\text{K}$ ,  $\gamma$ -переход 1634,5 кэВ не размещен.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагаемая процедура измерения и расчетов интенсивности слабых кроссовер- $\gamma$ -переходов апробирована в исследованиях  $\gamma$ -спектров при распадах  $^{209}\text{Tl}$ ,  $^{208}\text{Tl}$ ,  $^{207}\text{Bi}$  и  $^{44}\text{Sc}$ . Показано, что предлагаемый метод позволяет определять интенсивности кроссовер- $\gamma$ -переходов с интенсивностью до  $5 \cdot 10^{-5}$  на распад. Впервые измерены верхние пределы интенсивности слабых кроссовер- $\gamma$ -переходов: 2806,6 кэВ при распаде  $^{209}\text{Tl}$  (табл. 2), 3197,7 кэВ, 3475,0 кэВ и 3708,5 кэВ при распаде  $^{208}\text{Tl}$  (табл. 3), 1633,3 кэВ и 2339,9 кэВ при распаде  $^{207}\text{Bi}$  (табл. 4). Подтверждены ранее известные данные об интенсивностях кроссовер- $\gamma$ -переходов при распаде изученных нуклидов. Наблюдение пиков суммирования в тройных каскадах  $\gamma$ -переходов (см. табл. 3), эквивалентное наблюдению совпадений в экспериментах по  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадениям, подтверждает схему распада  $^{208}\text{Tl}$  (рис. 5).

Авторы благодарны Ю. В. Норсееву и Н. А. Лебедеву за помощь в изготовлении источников излучения, В. Г. Егорову за поддержку при выполнении экспериментов. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 04-02-17144).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев Д. С. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1973. Т. 37. С. 1609.
2. Андреев Д. С. и др. // ПТЭ. 1972. № 2. С. 63.
3. Щукин Г. Е. // Прикладная ядерная спектроскопия. 1977. В. 7. С. 302.
4. Днепровский И. С. др. // Прикладная ядерная спектроскопия. 1977. В. 7. С. 127.
5. Debertin K., Schotzig U. // NIM. 1979. V. 158. P. 471.
6. Debertin K., Helmer R. // Gamma- and X-ray spectrometry with semiconductor detectors 1988, North Holland Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo, 1988.
7. Григорьев Е. П. и др. // Вестник ЛГУ. 1978. № 22. В. 4. С. 66.
8. Громов К. Я. и др. // ПТЭ. 2005. № 1. С. 1–4.
9. Громов К. Я., Фоминых В. И. // Изв. РАН, сер. физ. 1997. Т. 61. С. 2051.
10. Вылов Ц., Горожанкин В. М. и др. // Спектры излучений радиоактивных нуклидов. Изд-во ФАН Узб. ССР, 1980. С. 27.
11. Frana J. // Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. 2003. V. 257, No. 3. P. 583–587.

12. *Ardisson G. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V.57. P.612.
13. *Громов К.Я. и др.* // Изв. РАН, сер. физ. 2000. Т. 64. С. 2228.
14. *Firestone R. B., Shirley V. S.* // Table of Isotopes, 8th ed. (Wiley, New York). 1998.
15. *Чумин В.Г. и др.* // Изв. РАН, сер. физ. 2001. Т. 65, № 1. С. 30–32.

Получено 14 июня 2005 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 22.09.2005.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,94. Тираж 315 экз. Заказ № 55018.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@pds.jinr.ru](mailto:publish@pds.jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)