

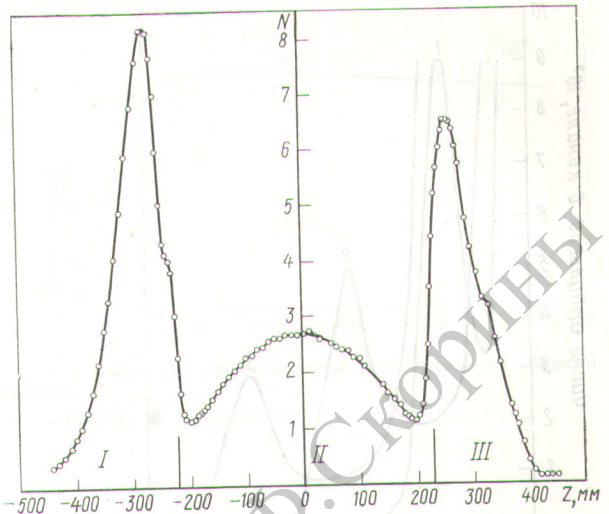
ре Didac. Счетные характеристики камер имеют плато при напряжении на электродах 100 В (рис. 2). Чувствительность камер деления с конвертерами из  $^{235}\text{U}$  ( $1 \text{ мг/см}^2$ ) к тепловым нейтронам  $\sim 10^{-4}$  имп./(нейтр./см $^2$ ) и изменяется при использовании конвертеров соответствующей толщины.

Для измерений в областях критической сборки с существенно различающимися плотностями потока нейтронов применяются камеры с толщиной радиатора 0,05; 0,5; 1,0 и 2,0 мг/см $^2$ , что позволяет избежать перегрузок усилительных трактов. Во время измерений сборка активизируется незначительно, и каких-либо трудностей при последующей работе с твэлами не возникает. Направляющими для камер служат тонкостенные трубки. Механическая система синхронного перемещения обеспечивает одновременное использование более десяти камер. Камеры диаметром 4,5 мм можно использовать при температуре до 300 °С, диаметром 1,7 мм — при комнатной температуре. Информация с пересчетных приборов ПП9-2М выводится при использовании электронного коммутатора на цифроречитательную машину БЗ-15.

Камеры деления подвергались длительному испытанию в горизонтальном пучке реактора ВВР-МАН СССР при плотности потока нейтронов  $10^7$ — $10^8$  нейтр./(см $^2$  × с). После непрерывной работы в течение нескольких недель камеры не изменили своих параметров. С помощью камер диаметром 1,7 мм можно измерять распределения нейтронов в конструкционных зазорах между отдельными твэлами.

Чувствительный объем камер ограничивается поверхностью радиаторов. Для камер диаметром 4,5 мм этот объем пренебрежимо мал, и при измерении нейтронных полей по высоте сборки искажений практически нет. Камеры диаметром 1,7 мм имеют чувствительный объем, определяемый цилиндром высотой 1 и диаметром 1,3 мм, и позволяют получать практически без искажений распределение нейтронов в областях критической сборки с максимальными градиентами плотности потока нейтронов (рис. 3).

Распределения скорости деления  $^{235}\text{U}$  с точностью до постоянного множителя соответствуют распределениям энерговыделения и плотности потока нейтронов в той части объема активной зоны, в пределах которой концентрация топлива и спектр нейтронов постоянны. В областях активной зоны, где спектр нейтронов изменяется (например, области активной зоны, граничащие с отражателем или водяной полостью — ловушкой), распределения скорости деления  $^{235}\text{U}$  не соответствуют распределениям энерговыделения или нейтронного потока, поскольку на твэлах наблюдается блок-эффект,



Р и с. 3. Распределение скорости деления  $^{235}\text{U}$  по высоте критической сборки, полученное камерой деления диаметром 1,7 мм ( $N \times 10^{13}$  — число импульсов):

I, III — отражатель; II — активная зона

а радиаторы камер выполнены из урана с незначительной толщиной слоя и практически прозрачны для нейтронов.

Погрешность измерения камерами составляет 2—5% и определяется статистической погрешностью отсчетов, неточностью положения камер и дополнительными систематическими погрешностями.

Автор выражает глубокую благодарность К. А. Коноплеву, Р. Г. Пикулику, А. Н. Ерыкалову, Е. К. Малышеву, И. А. Реформатской, Ю. П. Коновалову, А. Н. Долинину, А. В. Романову, Б. М. Александрову за помощь в работе.

Поступило в Редакцию 27/1 1976 г.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дмитриев А. Б., Малышев Е. К., Реформатская И. А. «Приборы и техника эксперимента», 1968, № 4, с. 55.
2. Abson W., Salmon P., Pyrah S. In: Proc. IEE Symp. «The Design, Performance and use of Fission Counters», 1958, paper N 2546M.

УДК 539.1.074

## Оценка эффективности регистрации Si(Li)-детекторов в диапазоне энергии гамма-квантов 0,05—1,25 МэВ

КОЖЕМЯКИН В. А., ШУЛЬГОВИЧ Г. И.

В последнее время проявляется интерес к применению кремний-литиевых детекторов в качестве датчиков дозиметров и радиометров  $\gamma$ -излучения. При работе в наиболее чувствительном импульсном режиме для исключения отсчетов, обусловленных шумами детектора

и предусилителя, применяется амплитудная дискриминация. Наличие порога дискриминации существенно влияет на эффективность регистрации — один из важнейших параметров детектора. В ряде случаев оценка этого влияния приносит несомненную пользу, избавляя

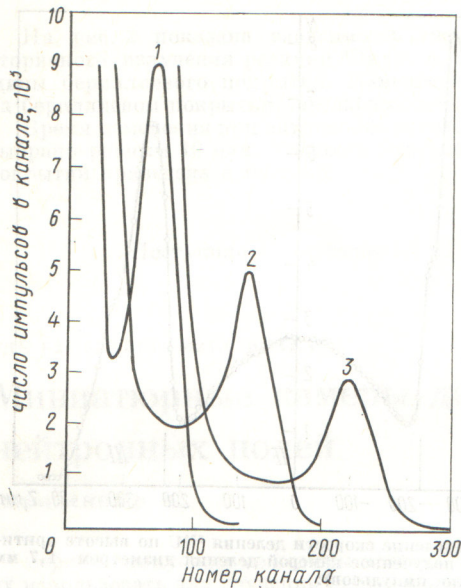


Рис. 1. Аппаратурные спектры, полученные для Si(Li)-детектора при облучении  $\gamma$ -квантами  $^{241}\text{Am}$  (1);  $^{57}\text{Co}$  (2) и  $^{144}\text{Ce}$  (3) при  $E_\gamma = 59, 122$  и  $145$  кэВ соответственно

от значительных по объему и сложности экспериментальных проверок. В работах [1—3] были предложены способы расчета эффективности регистрации кремниевых  $p-i-n$ -детекторов. Однако они не применимы в тех случаях, когда энергия комптоновских и фотоэлектронов меньше или соизмерима с энергетическим эквивалентом порога дискриминации. Этот недостаток можно устранить, если учесть уширение формы линии за счет шумов детектирующей системы.

Эффективность регистрации представляет собой отношение числа зарегистрированных  $\gamma$ -квантов к числу падающих:

$$\varepsilon = N_{\text{рег}}/N_{\text{пад}} = N_{\text{рег}}/N_0 S, \quad (1)$$

где  $N_0$  — поток  $\gamma$ -квантов;  $S$  — площадь чувствительной поверхности детектора.

Число зарегистрированных  $\gamma$ -квантов (импульсов) можно рассчитать, зная количество вторичных комптоновских и фотоэлектронов  $N_e^k$  и  $N_e^f$ , образующихся при взаимодействии  $\gamma$ -излучения с веществом чувствительной области детектора. Хотя комптоновский процесс и является преобладающим для кремния, в области низких энергий нельзя не учитывать фотоэффект. Об этом наглядно свидетельствуют аппаратурные спектры, полученные для кремниевых  $p-i-n$ -детекторов с чувствительной областью толщиной  $W = 1,4$  мм и площадью  $0,8 \text{ см}^2$  от различных источников  $\gamma$ -излучения (рис. 1). В элементе объема  $dv = dx dS$  детектора параллельный поток  $\gamma$ -квантов на глубине  $x$  образует  $N_0 \exp(-\sum_i \mu_i l_i) \exp(-\mu x) n_e \sigma(E_\gamma) dS dx$  комптонов-

ских электронов, где  $\sigma(E_\gamma)$  — эффективное сечение комптоновского взаимодействия на электрон;  $n = \rho N_A (Z/A)$  — число электронов в единице объема детектора;  $\rho$  — плотность вещества детектора;  $N_A$  — число Авогадро;  $Z$  — атомный номер;  $A$  — атомная масса;  $\mu$  и  $\mu_i$  — линейные коэффициенты ослабления

$\gamma$ -излучения для материалов чувствительной области и  $i$ -го элемента конструкции корпуса детектора толщиной  $l_i$ ;  $E_\gamma$  — энергия квантов.

Число комптоновских электронов на интервал энергии от  $E$  до  $E + dE$  можно определить как

$$N_0 \exp(-\sum_i \mu_i l_i) \exp(-\mu x) n (d_e \sigma/dE) dS dx,$$

где  $d_e \sigma/dE$  — дифференциальное сечение, рассчитанное на интервал энергии, передаваемый электрону от  $E$  до  $E + dE$ .

Согласно [4],

$$\frac{d_e \sigma}{dE} = \frac{\pi r_0^2}{\alpha^2 m_0 c^2} \left\{ 2 + \left( \frac{E}{E_\gamma - E} \right)^2 \left[ \frac{1}{\alpha^2} + \frac{E_\gamma - E}{E_\gamma} - \frac{2}{\alpha} \right] \times \left( \frac{E_\gamma - E}{E} \right) \right\},$$

где  $r_0$  — классический радиус электрона;  $\alpha$  — энергия квантов в единицах  $m_0 c^2$ .

Предполагая, что электроны полностью теряют свою энергию в чувствительной области, число зарегистрированных импульсов, обусловленных комптоновским эффектом, можно определить как

$$dN_{\text{имп}}^k = N_0 \exp(-\sum_i \mu_i l_i) \exp(-\mu x) n (d_e \sigma/dE) \times \Phi(E, E_{\text{п}}, E_{\text{ш}}) dS dx. \quad (2)$$

В выражении (2) функция  $\Phi(E, E_{\text{п}}, E_{\text{ш}})$  есть вероятность регистрации импульсов, зависящая от энергии электронов  $E$ , энергетических эквивалентов шумов системы детектор — предусилитель  $E_{\text{ш}}$  и порога дискриминации  $E_{\text{п}}$  и определяемая как

$$\Phi(E, E_{\text{п}}, E_{\text{ш}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{2,35(E - E_{\text{п}})/E_{\text{ш}}} \exp(-u^2/2) du.$$

Интегрируя формулу (2) по  $x$ ,  $S$  и  $E$ , получаем выражение для числа зарегистрированных импульсов, вызванных комптоновским эффектом:

$$N_{\text{имп}}^k = N_0 S [1 - \exp(-\mu W)] \times \exp\left(-\sum_i \mu_i l_i\right) \frac{1}{\mu} n \int_0^{E_{\text{макс}}} \frac{d_e \sigma}{dE} \Phi(E, E_{\text{п}}, E_{\text{ш}}) dE, \quad (3)$$

где  $E_{\text{макс}} = E_\gamma [2\alpha / (1 + 2\alpha)]$  — граничная энергия комптоновских электронов.

Аналогичным образом получим выражение для числа зарегистрированных импульсов, обусловленных фотоэффектом:

$$N_{\text{имп}}^f = N_0 S [1 - \exp(-\mu W)] \times \exp\left(-\sum_i \mu_i l_i\right) (1/\mu) \tau \Phi(E_f, E_{\text{п}}, E_{\text{ш}}), \quad (4)$$

где  $\tau$  — линейный коэффициент ослабления для фотоэффекта в материале детектора;  $E_f$  — энергия фотоэлектрона. Общее число зарегистрированных  $\gamma$ -квантов —  $N_{\text{имп}}^k + N_{\text{имп}}^f$ . Следовательно, с учетом выражений (1), (3) и (4) формула для расчета эффективности

регистрации принимает следующий вид:

$$\varepsilon = [1 - \exp(-\mu W)] \times \exp\left(-\sum_i \mu_i l_i\right) \frac{1}{\mu} \left[ \tau \Phi(E_\Phi, E_\Pi, E_\Pi) + n \int_0^{E_{\text{макс}}} \frac{d_e \sigma}{dE} \Phi(E, E_\Pi, E_\Pi) dE \right]. \quad (5)$$

Результаты расчетов  $\varepsilon(E_\gamma)$  в диапазоне энергии  $\gamma$ -излучения 0,05—1,25 МэВ при  $E_\Pi = 90$  кэВ и  $E_\Pi = 30$  кэВ для  $W = 1,4$  мм приведены графически на рис. 2. Для сравнения там же приведены экспериментально полученные значения эффективности регистрации для серийного детектора отечественного производства ДКД-Г-1 при таких же значениях  $W$ ,  $E_\Pi$  и  $E_\Pi$ . Измерительная система включала зарядочувствительный прецизионный усилитель с уровнем собственных шумов  $\sim 2$  кэВ, линейный усилитель и интегральный дискриминатор многоканального амплитудного анализатора LP-4840 и электронно-счетный частотомер ЧЗ-32. Порог дискриминации устанавливался с погрешностью не более  $\pm 5\%$  по данным энергетической градуировки, проведенной в режиме спектрометра (см. рис. 1). Активность источников  $\gamma$ -излучения была известна с погрешностью не хуже  $\pm 7\%$ . Как следует из рис. 2, между экспериментальными и расчетными данными наблюдается удовлетворительное согласие. Имеющееся расхождение носит систематический характер и может быть обусловлено тем, что расчетная формула (5) не учитывает вклад вторичных электронов, попадающих в чувствительную область из «мертвого слоя».

Поступило в Редакцию 1/IV 1976 г.

УДК 539.171.12

## Использование протонов энергией 11 МэВ в активационном анализе

ЗАТОЛОКИН Б. В., КОНСТАНТИНОВ П. О., КРАСНОВ Н. Н.

При облучении элементов с  $Z \geq 20$  протонами энергией  $E_p \leq 11$  МэВ наибольшее сечение (сотни миллибарн) имеет  $(p, n)$ -реакция, значение сечения  $(p, \gamma)$ -реакции — порядка единиц миллибарна [1], сечение  $(p, \alpha)$ -реакции мало вследствие кулоновского барьера для вылетающей  $\alpha$ -частицы [2, 3], а  $(p, 2n)$ - и  $(p, pn)$ -реакции имеют высокие энергетические пороги для большинства ядер. Относительно простая картина активации элементов с  $Z \geq 20$  в значительной степени объясняет интерес, проявляемый в последние годы многими исследователями к использованию протонов энергией  $\leq 11$  МэВ в аналитических целях.

Описаны методики определения Ti [4—7], V [7, 8], Fe [9], Zn [7], Zr [10, 11], Nb [12]. Работа [13] посвящена определению примесей В, N, Na, Cr, Se, Br, Cd в воде. В работах [14—18] рассматриваются возможности определения 50 элементов при активации их протонами энергией 10 МэВ. Пределы обнаружения примесей в этих работах в зависимости от экспериментальных ус-

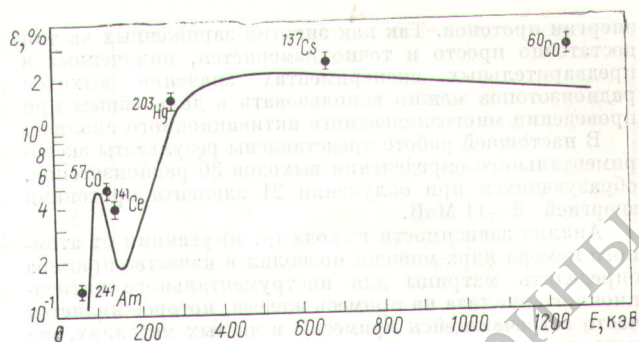
ловий составили  $10^{-4}$ — $10^{-7}\%$ , что вполне достаточно для решения многих практических задач.

Известно, что для расчета концентрации примеси абсолютным методом и оценки предела обнаружения данной примеси в активационном анализе на заряженных частицах необходимо знать выход радиоизотопа для толстой мишени [19, 20], который для протонов начальной энергией 11 МэВ определяется по формуле

$$Y = 6,25 \lambda n \int_{11}^0 \frac{\sigma(E)}{dE/d(\rho x)} dE, \quad (1)$$

где  $Y$  — выход радиоизотопа, расп./с·мкА·ч;  $\lambda$  — постоянная распада радиоизотопа, ч $^{-1}$ ;  $n$  — концентрация атомов данного изотопа, атом/г;  $\sigma(E)$  — сечение ядерной реакции, см $^2$ ;  $dE/d(\rho x)$  — тормозная способность элемента, МэВ/г·см $^2$ .

Для мишени, состоящей из естественной смеси стабильных изотопов, выход зависит только от начальной



Р и с. 2. Зависимость эффективности регистрации от энергии  $\gamma$ -квантов:

— — расчет; ● — эксперимент

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гольдин М. Л., Патер-Разумовский К. Р., Вирник Ф. В. «Атомная энергия», 1973, т. 34, вып. 2, с. 121.
2. Васильев С. П., Чистяков М. И. В сб.: Ядерное приборостроение. Труды СНИИП. Вып. XIII. М., Атомиздат, 1970, с. 3.
3. Петушков А. А., Манчук В. А. «Мед. радиология», 1971, т. 71, с. 52.
4. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Вып. 1. Пер. с англ. Под ред. К. Зигбана. М., Атомиздат, 1969.