

Рис. 2. Спектр Co^{57} , полученный с помощью гамма-детектора ($U_{см} = 48$ в, $S = 20$ см², $T = 77^\circ$ К).

ность напылялось золото, к которому приклеивался вывод с помощью серебряной пасты (FSP-49). Поверхностно барьерный детектор упаковывали в кристат для проведения последующих измерений.

Была снята вольт-емкостная характеристика детектора (рис. 1). Наклон кривой получается порядка 0,5 — типичный результат для резкого $p-n$ -перехода. На этом детекторе был снят спектр источника Co^{57} при смещении 50 в. Полученный результат показан на рис. 2. Собственные шумы электроники составляли $\sim 1,6$ кэв. Как видно из рисунка, полное разрешение равно 3,3 кэв.

Таким образом, полученные результаты показывают, что приемлемая для изготовления спектрометрических детекторов однородность исходного материала может быть достигнута даже при значительном уровне компенсации, и, следовательно, с уменьшением суммарной концентрации примесей спектрометрические свойства детекторов могут быть улучшены. Полученные результаты также указывают на возможность применения сильнокомпенсированного материала при изготовлении детекторов для решения некоторых физических задач.

Поступило в Редакцию 30/VII 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. T a v e n d a l e. Nucl. Instrum. and Methods, 84, 314 (1970).
2. R. H a l l. Semiconductor Nuclear-Particle Detectors and Circuits. Publ. No. 1593, Washington, National Academy of Sciences, 1969, p. 171.
3. Б. А. С а х а р о в и др. «Цветные металлы», № 7, 52 (1970).

Германиевые радиационные счетчики как спектрометры заряженных частиц

С. М. РЫВКИН, В. В. ПЕЛЛЕР, Н. Б. СТРОКАН, В. П. СУБАШИЕВА, Н. И. ТИСНЕР, В. К. ЕРЕМИН

УДК 539.1.074.55

Германиевые счетчики чаще всего используются для спектрометрии γ -квантов. Однако в некоторых случаях, например в работе [1], германий-литиевые счетчики успешно применялись для спектрометрии заряженных частиц. Германий отличается от кремния большей тормозной способностью и меньшей величиной средней энергии образования пары электрон — дырка.

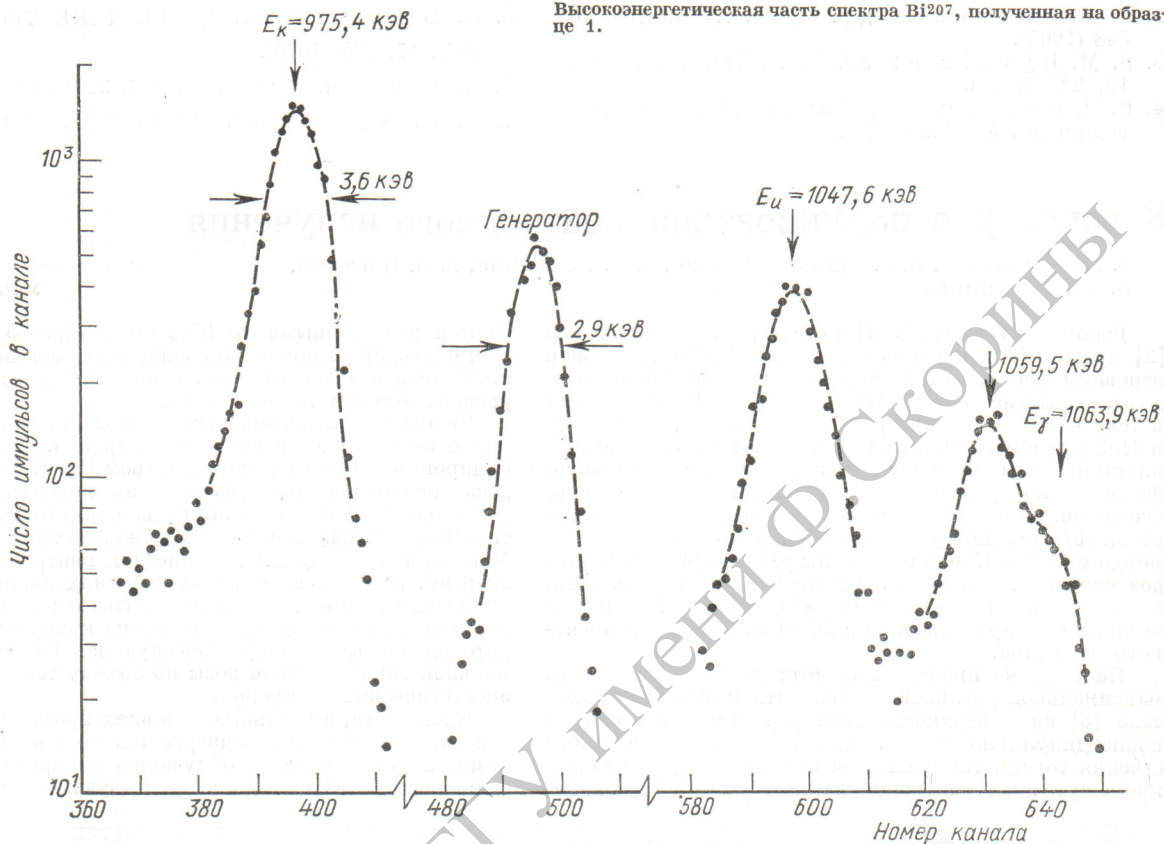
В настоящем сообщении приводятся результаты использования германиевых радиационных счетчиков для определения энергии заряженных частиц [2—4]. Детекторы этого типа стабильно сохраняют свои свойства при нормальной температуре и в отличие от германий-литиевых счетчиков не требуют непрерывного охлаждения. Разрешающая способность радиационных счетчиков R зависит от концентрации донорных примесей N_D в исходном германии. Для используемого в настоящее время германия, имеющего $N_D \approx 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³, удается достичь для γ -квантов $R \leq 1\%$ при рабочей

зоне $d = 5$ мм [4]*. Однако если ионизация возникает вблизи p -контакта и дырки должны перемещаться на расстояния менее 1 мм, следует ожидать заметного ухудшения разрешения (по сравнению с $R \approx 1\%$).

Другим путем улучшения R является использование анизотропии дрейфовой скорости электронов. Известно [6], что в кристаллографическом направлении [100] предельная дрейфовая скорость в 1,6 раза выше, чем при движении в [111]-направлении, обычно используемом при росте германия. Действительно, наблюдение импульсов тока непосредственно в счетчике подтвердило факт большей скорости по [100]. Поэтому в спектрометрии короткопробежных частиц представляется целесообразным использовать счетчики, выполненные на германии, выращенном в направлении [100]. При этом спектрометрию частиц следует проводить, облучая счетчик через p -контакт.

В проведенных измерениях использовались счетчики, полученные из германия с исходной концентрацией примесей $\sim 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³ и имевшие ориентацию как [111], так и [100]. Детекторы монтировались в разборные капсулы и облучались α -частицами Pu^{238} и электронами препарата Bi^{207} (см. рисунок). Несмотря на значительный шум электроники, наблюдается тен-

* Естественно, что повышение чистоты германия позволит улучшить R или расширить рабочую зону. В случае особо чистого германия с концентрацией некомпенсированных примесей $\sim 10^{10}$ см⁻³ [5] можно получить $d \approx 1$ см.



денция к разделению линий γ - и β -излучения, отстоящих на 4,4 кэв. «Входным окном» служила пленка золота, образующая p -контакт. При облучении припаянный к основанию капсулы образец вместе с источником помещался в камеру, откачиваемую сорбционным насосом до давления $\sim 10^{-4}$ мм.

Электрическая схема содержала предусилитель с уровнем шума 1,6 кэв + 0,03 кэв/нф при постоянной времени формирующих цепей 1 мксек и анализатор Дидакс-800. Полученные данные по разрешению за вычетом шума представлены в таблице. Как следует из таблицы, счетчики обладали разрешением по γ -квантам

Cs^{137} , равным 1%. Однако по α - и β -частицам достигнуты высокие результаты*. При этом превышение r_β над r_α для образцов 4 и 5 представляется естественным и связано с меньшим захватом дырок при спектрометрии α -частиц. Противоположный же результат $R_\alpha > R_\beta$ для образцов 1 и 2 и к тому же постоянство R_α ($\sim 0,35\%$) можно объяснить потерями энергии во «входном окне». В этой связи показательна весьма слабая зависимость разрешения от смещения на образце 2. Так, при снижении напряжения от 500 до 50 в разрешение ухудшилось всего до 26,5 кэв, т. е. влияние неполного собирания заряда было слабым. Разрешение по электронам, равное 2 кэв на линии 1 Мэв, всего лишь в два раза превысило предельное значение, обусловленное флюктуациями ионизации.

Следует отметить, что счетчики не изменяли своих свойств не только при хранении их в нормальных условиях, но и при неоднократном вскрытии колпачка капсулы для смены источника, монтажа счетчика в камере и т. п.

Поступило в Редакцию 3/V 1971 г.

Спектрометрические характеристики счетчиков

Номер образца	S, см ²	W, мм	R для Cs ¹³⁷ , %	Отношение фотопик/комpton	R β для Bi ²⁰⁷ , %	R α для Pu ²³⁸ , %
1	2,5	3,5	0,96	2,7	0,23	0,36
2	2,5	3,5	0,63	2,5	0,19	0,40
3	2,5	3,2	0,88	2,2	0,21	—
4	2,5	3,2	0,88	1,5	0,42	0,29
5	2,5	4,5	0,70	2,5	0,60	0,35
6	1,1	3,5	0,68	2,2	—	0,25

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Gruhn et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., 15, 337 (1968).

* Заметим, что $R_\alpha \approx 0,3\%$ наблюдалось на радиационных счетчиках, а также в работе [7] при площади 2 см² и $d = 2$ мм.

2. С. М. Рывкин и др. «Докл. АН СССР», 165, 548 (1965).
 3. S. M. Ryvkin et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., 15, 226 (1968).
 4. С. М. Рывкин и др. «Физика и техника полупроводников», 4, 1303 (1970).

5. R. Baertsch, R. Hall. IEEE Trans. Nucl. Sci., 17, 235 (1970).
 6. M. Nathan. Phys. Rev., 130, 2201 (1963).
 7. А. Х. Хусайнов. Диссертация. Л., 1970.

К вопросу о нормировании нейтронного излучения

В. Г. ЗОЛОТУХИН, И. Б. КЕИРИМ-МАРКУС, О. А. КОЧЕТКОВ, В. И. ЦВЕТКОВ,
 О. . ЧЕ РАШИНА

УДК 539.12.08

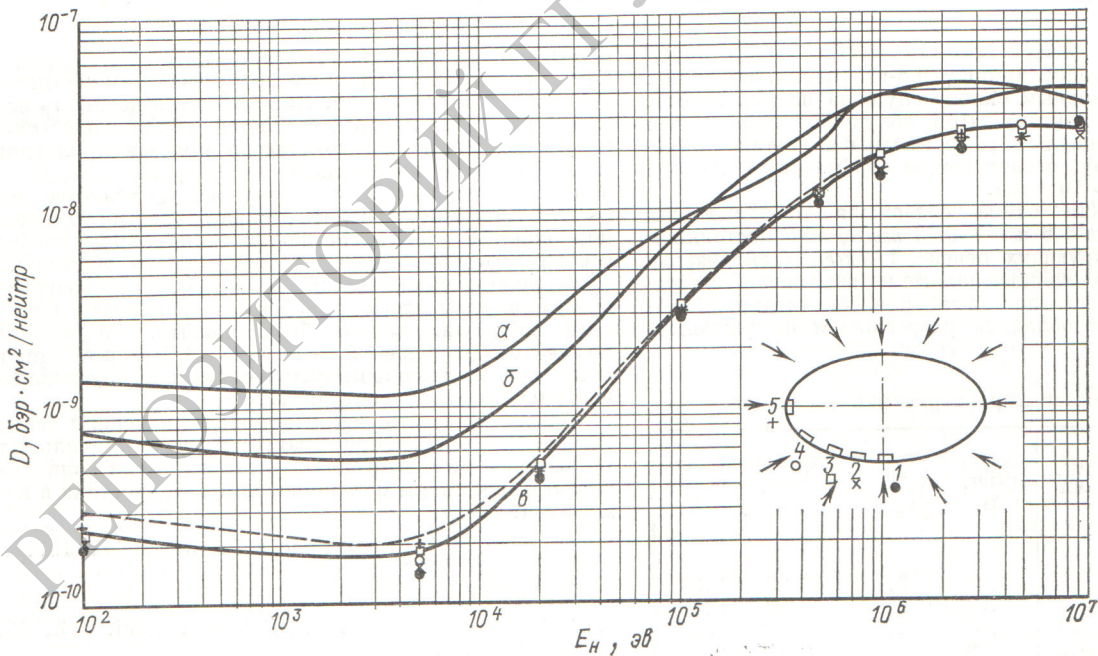
Рекомендации МКРЗ [1] и отечественные нормативы [2] предельно допустимых потоков (ПДП) нейтронов основаны на расчетах максимальной эквивалентной дозы, создаваемой моноэнергетическими нейтронами в теле человека. Такие расчеты выполнены Снайдером и Нойфельдом [3] для модели тела в виде бесконечной пластины из тканеэквивалентного вещества толщиной 30 см, на которую нормально падает поток нейтронов. Очевидно, что принятая модель весьма схематично отражает реальные условия облучения человека. Нами методом Монте-Карло приведены расчеты [4] глубинных доз моноэнергетических нейтронов, падающих по восьми различным направлениям на бесконечный эллиптический цилиндр с осями 24 и 36 см из тканеэквивалентного вещества.

На рисунке приведена энергетическая зависимость максимальной удельной эквивалентной дозы по объему тела [3] на поверхности тела [4]. Нейтроны падают перпендикулярно (вдоль малой оси эллиптического сечения торса). Из сравнения кривых следует, что для промежуточных нейтронов данные работы [3] оказы-

ваются завышенными до 80% (при $E_n = 5$ кэв), что соответствует разнице эквивалентных доз на поверхности тела и в максимуме, который для указанных E_n располагается в глубине тела.

Человек практически всегда подвергается воздействию не моноэнергетических нейтронов, а нейтронов с широким энергетическим спектром [5]. В этом случае доза нейтронов максимальна на поверхности тела и уменьшается с глубиной, тогда как для моноэнергетических нейтронов максимум может находиться в глубине тела и на разной глубине для нейтронов разных энергий. Поэтому в реальных условиях нужно контролировать максимальную эквивалентную дозу на поверхности тела, а не ориентироваться на кривую Снайдера, которая описывает энергетическую зависимость максимальной эквивалентной дозы по объему тела для моноэнергетических нейтронов.

Кроме того, в реальных условиях профессиональной деятельности человек подвергается не мононаправленному, а всестороннему облучению нейтронами. Даже если нейтронное излучение, действующее на человека



Удельная эквивалентная доза D моноэнергетических нейтронов:

a — максимальная в теле человека при нормальном падении [3]; $б$ — на поверхности тела при нормальном падении [4]; $в$ — максимальная на поверхности тела при изотропном облучении; точками показаны значения на соответствующих участках поверхности тела; пунктир — рекомендуемые значения.