

48. H. Ager-Hanssen, R. Smith. *Nucleonics*, **22**, 49 (1964).
49. Р. С. Ерофеев, М. Г. Мительман, Н. Д. Розенблюм. «Атомная энергия», **10**, 72 (1961).
50. J. Hilborn. *Transactions ANS. Suppl. to 6*, **33** (1963).
51. J. Hilborn. *Nucleonics*, **22**, 69 (1964).
52. W. Abbott, F. Bevilacqua, F. J. Hanzalek. *Proceedings of American Power Conference*, vol. 30 (1968).
53. W. Loosemore, G. Knill. *Radiation Measurements in Nuclear Power. Proceeding of International Conference*, September, 1966.
54. F. Accini, F. Tonolini. *Energia Nucl.*, **15**, 311 (1968).
55. И. Я. Емельянов и др. «Атомная энергия», **27**, 229 (1969).
56. A. Foglio-Para, N. Grottardi, M. Bettoni. *Nucl. Instrum. and Methods*, **65**, 110 (1968).
57. B. Collinson, E. Higham, J. Rowbotham. *Radiation measurements in nuclear power*. September, 1966, p. 54.
58. V. Ajdačić, H. Kurepa, B. Valivic. *Nucleonics*, **20**, 47 (1962).
59. S. Intermyer. *Nucleonics*, **20**, 47 (1962).
60. J. Carpenter L. Wayne. *Nucl. Appl.*, **3**, 750 (1967).
61. E. Druker, W. Wallace, *Nucl. Sci. and Engng*, **3**, 215 (1958).
62. S. Scott. *Transactions ANS*, **8**, 70 (1965).
63. M. Czerniewski, M. Szuta, A. Krzyski. *Nucleonica*, **24**, 185 (1966).
64. В. В. Постников. «Атомная энергия», **28**, 515 (1970).
65. T. Hurley. *Transactions ANS*, **9**, 262 (1966).
66. Б. Г. Дубовский и др. Доклад на Международной конференции «Физические проблемы при проектировании тепловых реакторов» (Лондон, июнь). Лондон, 1967, стр. 226.
67. И. Я. Емельянов и др. Материалы совещания экспертов МАГАТЭ. IAEA-119, 1969.
68. Ю. Л. Розов, О. Н. Тихонов, Н. Б. Челпанов. «Автометрия», № 5, 7 (1968).
69. F. Tingey. *Nucl. Sci. and Engng*, **9**, 127 (1961).
70. А. И. Клемин, М. М. Стригулин. Некоторые вопросы надежности ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1968.

Состояние и перспективы развития современных полупроводниковых детекторов ионизирующих излучений

Б. П. БУЛАТОВ

УДК 539.1.074.55

Один из решающих факторов повышения эффективности экспериментальных методов ядерной физики, а также радиоизотопных методов контроля и регулирования технологических процессов в промышленности — совершенствование технических средств получения и обработки информации о параметрах ионизирующих излучений. В некоторых случаях (нейтронно-активационный анализ, ядерно-физические исследования при высокой энергии ускоренных частиц и т. п.) качество результатов измерений практически полностью определяется величиной временной и энергетической разрешающих способностей детекторов ионизирующих излучений.

Наиболее перспективны в этом отношении в настоящее время полупроводниковые детекторы ионизирующих излучений (ППД), которые обладают высокой спектральной избирательностью, обладают линейностью спектрометрических характеристик в широком диапазоне энергий заряженных частиц и квантов, высоким быстродействием, относительно низкими напряжениями питания, работоспособностью в сильных магнитных полях, при низких и сверхнизких температурах и в вакууме, компактностью, достаточной механической прочностью и т. п. [1—6].

Как показывают многочисленные исследования [7—18], в общем виде энергетическая разрешающая способность ППД определяется в основном статистическими флуктуациями ионизации в рабочем объеме, захватом образовавшихся электронов и дырок ловушками и их рекомбинацией, собственными шумами и шумами электроники, а также потерями энергии во входном окне и «мертвом» слое детектора.

Флуктуации ионизации являются основными. Они пропорциональны среднему числу образованных в рабочем объеме электронно-дырочных пар $(\overline{\Delta N})^2 = FN = F \frac{E_0}{\epsilon}$, где ϵ — средняя энергия образования пары и F — коэффициент, называемый обычно фактором Фано [19—24]. Теоретическое предельное значение энергетического разрешения ППД определяется известным выражением

$$\delta = [8 (\ln 2) \epsilon FE]^{1/2} = 2,35 (\epsilon FE)^{1/2}.$$

На рис. 1 приведены результаты расчетов разрешающей способности по энергии для германия, опубликованные в работе [21].

Получаемое на практике разрешение обычно значительно хуже вследствие влияния указанных выше факторов. Так, неполный сбор заря-

дов увеличивает энергетическое разрешение на величину

$$\delta_1 = 2,35 (\epsilon E^T / \tau)^{1/2},$$

где T — время собирания, а τ — время жизни носителей, что существенно для ППД с большими рабочими объемами. В последнем случае возможно дополнительное ухудшение разрешения из-за неоднородности времени жизни по объему кристалла [17].

Искажение истинного амплитудного распределения за счет шумов электроники может быть значительным и давать до 50% и более вклада в общее энергетическое разрешение [25—29]. Лучшие ламповые усилители совместно с германиевым ППД обладают уровнем шумов [26] порядка δ_a ($\kappa\varepsilon\varepsilon$) = $1,7 + 0,04 C$, где C — суммарная входная емкость, $\mu\phi$.

Параметрические усилители при охлаждении варикапов вместе с контуром до 77° К могут иметь разрешение [27] $\delta_a = 0,64 + 0,013 C$, а усилители с охлаждаемыми до 140° К полевыми транзисторами [28—29] — $\delta_a = 0,36 + 0,03 C$.

На рис. 2 представлены экспериментальные результаты измерений [25] энергетического раз-

Электрофизические свойства полупроводниковых материалов при $T = 300^\circ \text{K}$

Вещество	Атомный номер	Ширина запрещенной зоны, эв	ϵ , эв на 1 пару	Подвижность, $\text{см}^2/\text{сек} \cdot \text{в}$		Время жизни, сек	
				электроны	дырки	электроны	дырки
Кремний	14	1,15	3,5	1900	480	10^{-3}	10^{-3}
Германий	32	0,65	2,8	3800	1800	10^{-3}	10^{-3}
Алмаз	6	5,4	16,5	1800	1200	—	—
Арсенид галлия	31,33	1,35	6,3	8500	400	10^{-7}	10^{-7}
Фосфид галлия	31,15	2,25	7,8	80	17	10^{-8}	10^{-8}
Сульфид кадмия	48,16	2,4	7,3	200	—	10^{-3}	—
Теллурид кадмия	48,34	1,5	4,7	650	45	—	—

решения германий-литиевых ППД, которое примерно на порядок лучше энергетического разрешения сцинтилляционных детекторов.

Вместе с тем по некоторым параметрам ППД уступают пока сцинтилляционным детекторам. Это прежде всего касается эффективности регистрации (и особенно фотопоглощения) γ -квантов, которая, например, у кристалла NaI(Tl) при $E > 1 \text{ Мэв}$ на порядок выше, чем у германий-литиевых ППД. Кроме того, ППД, как правило, работоспособны при низких температурах, а монокристаллы для сохранения от воздействия внешней среды помещают в специальные капсулы или криогенные вакуумные камеры — криостаты [30], сочлененные с содами Дьюара с жидким азотом.

Тем не менее в некоторых областях науки и техники преимущества ППД неоспоримы и технический и экономический эффект от их применения весьма значителен.

В таблице приведены основные электрофизические свойства полупроводниковых материалов, используемых для изготовления ППД [2, 3].

Практически все выпускаемые промышленностью ППД изготавливаются из кремния и германия. Алмаз хотя и послужил одним из первых материалов для ППД [31—35], но вследствие большой ширины запрещенной зоны, малого Z и относительно высокой стоимости пока не нашел широкого применения. Остальные материалы по различным причинам, рассматриваемым ниже, также не вышли далеко за пределы лабораторного использования.

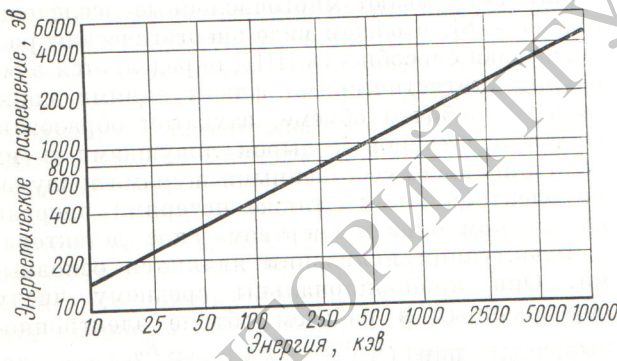


Рис. 1. Расчетная энергетическая разрешающая способность германиевого ППД [24].

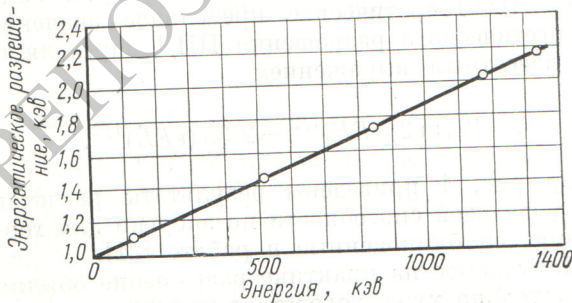


Рис. 2. Энергетическая разрешающая способность германиевого ППД по экспериментальным данным [25].

ППД на основе монокристаллов кремния

Кремний — наиболее освоенный и распространенный материал для производства ППД [1—5, 36].

Поверхностно-барьерные золото-кремниевые ППД изготавливаются из кремния электронного типа проводимости с высоким удельным сопротивлением ($\sim 10^4$ ом·см) и временем жизни носителей не менее 10^3 мксек; они предназначены для регистрации и спектрометрии тяжелых заряженных частиц высокой энергии и электронов с $E(e) < 1$ Мэв. Максимальная толщина слоя объемного заряда в этих ППД не превышает 2—3 мм при рабочих площадях до 1 см². Разрешение по энергии заряженных частиц зависит от толщины и площади рабочей поверхности и составляет для α -частиц при 20° С 20—60 кэв [1—5].

Поверхностно-барьерные ППД типа $\frac{dE}{dx}$ отличаются от описанных выше тем, что область пространственного заряда занимает практически всю толщину монокристалла, за исключением «мертвой» зоны в 20—40 мкг/см² золота на передней поверхности и 20—25 мкг/см² алюминия — на задней. Они предназначены для идентификации заряженных частиц — продуктов ядерных реакций с различными удельными потерями энергии (например, обладающих одинаковым зарядом и энергией, но разными массами). Промышленные образцы ППД имеют толщину до 1 мм и площадь до 200 мм². Их разрешающая способность по энергии α -частиц при 20° С равна 30—40 кэв [37—41].

Указанные параметры ППД этого типа относятся к случаю, когда ионизационные потери ΔE в чувствительном слое ΔX малы по сравнению с полной энергией частицы E . Однако для частиц малой энергии и толстых счетчиков становятся существенными значительные изменения скорости вдоль пути и возрастание флуктуаций ионизационных потерь [42, 43]. Авторами работы [44] предложена эмпирическая формула для расчета предельного значения энергетического разрешения ППД из материала с атомным номером Z , которая в диапазоне толщин 10—30 мк для α -частиц с $E \approx 9$ Мэв имеет вид $\delta = 15,5 (\Delta X Z)^{1/2}$ кэв.

Поверхностно-барьерные ППД заряженных частиц [45—47], предназначенные для определения энергии и места попадания частиц на поверхность ППД, изготавливаются из кремния n -типа и имеют толщину чувствительной

области 100—700 мк при полезной площади ~ 100 мм². Разрешение по энергии α -частиц при 20° С не превышает 50 кэв, а по локализации — 0,3 мм.

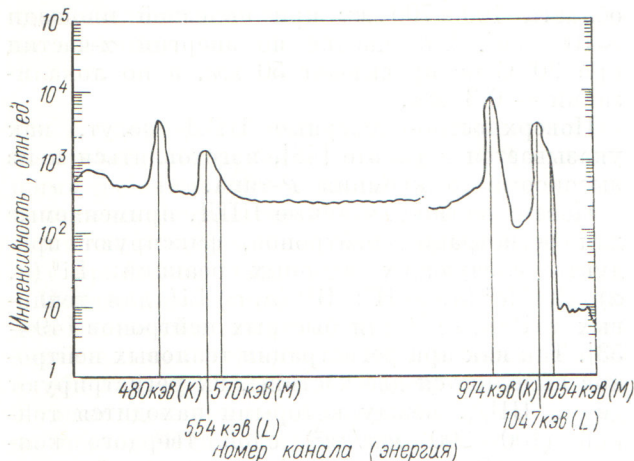
Поверхностно-барьерные ППД могут, как указывается в работе [48], изготавливаться и из высокоомного кремния P -типа.

Поверхностно-барьерные ППД, применяемые для регистрации нейтронов, фиксируют продукты следующих ядерных реакций: $Li^6(n, \alpha)H^3$; $He^3(n, p)H^3$; $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ для тепловых и $P(n, n)P$ для быстрых нейтронов [49—53]. Так как при регистрации тепловых нейтронов выделяются две частицы, их регистрируют двумя ППД, между которыми находится тонкий (100—200 мкг/см²) слой твердого конвертера. Разрешение по энергии нейтронов составляет обычно $\sim 5\%$ для тепловых и 3—5% для быстрых при эффективности регистрации 10^{-3} и 10^{-5} — 10^{-6} соответственно.

В некоторых случаях для спектрометрии быстрых нейтронов применяют сдвоенный ППД: на монокристалл кремния напылены два золотых полукруга, на один из которых нанесен слой водородсодержащего вещества (полиэтилена) толщиной 0,5—5 мг/см². Разность показаний позволяет исключить фон [49].

Выпускается также поверхностно-барьерные ППД для регистрации тепловых нейтронов, представляющие собой $n - P$ -структуру, в которой перед $n - P$ -переходом помещается слой UO_2 , обогащенный до 93% U^{235} . Детектор фиксирует осколки деления. При толщине рабочей области ~ 50 мк и площади 10 мм² чувствительность ППД составляет $\sim 5 \times 10^{-5}$ имп/нейтр/см².

Диффузионно-дрейфовые кремниевые ППД, компенсированные литием, выполняются из кремния P -типа с содержанием кислорода в нем не более 10^{15} — 10^{16} 1/см³ и с удельным сопротивлением $3 \cdot 10^2$ — $3 \cdot 10^3$ ом·см [54—57]. Компенсированная i -область образуется путем дрейфа в электрическом поле ионов лития, предварительно напыленного в вакууме на поверхность монокристалла или внедренного в поверхностные слои методом ионной имплантации [58—60]. Детекторы предназначены для спектрометрии тяжелых заряженных частиц высокой энергии [$E(He^4) < 100$ Мэв, $E(H^3) < 40$ Мэв, $E(H) < 25$ Мэв] и легких частиц средней энергии (до 2 Мэв). Толщина зоны компенсации 2—5 мм, рабочая поверхность ~ 300 мм². При 20° С зависимость разрешения по энергии для α -частиц от площади S (мм²) и толщины чувствительной области d (мм) описывается



Р и с. 3. Спектр конверсионных электронов Bi^{207} , измеренный кремниевым литий-дрейфовым ППД [65].

приближенным эмпирическим выражением δ (кэВ) = $7,6 \sqrt[3]{S d}$. При температуре -20°C значения δ становятся примерно в 1,5 раза меньше.

Для электронов энергетическое разрешение при 20°C связано с толщиной и площадью ППД соотношением δ (кэВ) = $7,7 \sqrt[3]{S V d}$ и при -20°C уменьшается примерно в два-три раза.

Методом ионной имплантации лития в поверхностные слои с последующим дрейфом ионов в электрическом поле в работе [61] были получены ППД толщиной $\sim 0,7$ мкм и площадью ~ 1 см² с энергетическим разрешением при $T = 77^\circ \text{K}$, равным 12 кэВ, для конверсионных электронов с $E = 624$ кэВ.

Диффузионно-дрейфовые ППД, компенсированные фосфором, изготавливаются из кремния P -типа с удельным сопротивлением 10^3 — 10^4 ом·см [62—64] и могут применяться для регистрации формы коротких импульсов излучения. При толщине чувствительной области 200—250 мкм временное разрешение таких ППД составляет 4—5 нсек [64].

Кремниевые ППД обладают, как это следует из вышесказанного, высокими спектрометрическими качествами. Для иллюстрации на рис. 3 приведен спектр конверсионных электронов Bi^{207} , полученный экспериментально в работе [65].

ППД на основе монокристаллов германия

Атомный номер и плотность германия примерно вдвое больше, чем кремния, и вероятность фотопоглощения γ -излучения в нем зна-

чительно выше. Поэтому ППД на основе германия нашли широкое применение в γ -спектрометрии.

Диффузионно-дрейфовые германиевые ППД изготавливаются из германия P -типа, легированного галлием, индием или цинком, с удельным сопротивлением 8—25 ом·см, временем жизни носителей 200—500 мксек и плотностью дислокаций 1200—2000 см⁻². Компенсированная i -зона создается в монокристалле между n - и P -областями в результате дрейфа ионов лития в электрическом поле [3, 41, 12, 66—71].

Этим методом получают как плоские (планарные) ППД с рабочими объемами до 20 см³ [41, 12, 66, 67], так и коаксиальные (цилиндрические и трапециевидальные) с рабочими объемами до 100 см³ и более [68—71]. Детекторы работоспособны при $T < 77^\circ \text{K}$ и давлении окружающей среды $< 10^{-4}$ мм рт. ст.; их следует хранить при $T < 223^\circ \text{K}$.

Германиевые ППД, компенсированные «глубокими уровнями», изготавливаются из высокоомного германия n -типа с временем жизни носителей при $T = 77^\circ \text{K}$ более 50 мксек, плотностью дислокаций менее 10^2 см⁻² и концентрацией атомов кислорода менее 10^{15} см⁻³. Компенсация исходной проводимости может быть проведена при помощи глубоких уровней [72], расположенных в глубине запрещенной зоны и вводимых либо с помощью легирующих примесей [73, 74], либо путем облучения монокристаллов потоками γ -излучения [75—80] или нейтронов [81—83], т. е. создания искусственных радиационных дефектов.

Полученные методом облучения так называемые радиационные ППД обладают стабильностью при температурах, близких к 20°C , что выгодно отличает их от германий-литиевых ППД.

Обычно облучение проводят жестким γ -излучением Co^{60} ($\bar{E} \approx 1,25$ Мэв) с интегральным потоком $\sim 10^{17}$ квант/см². Опытные образцы радиационных ППД толщиной до 4 мм имеют при $T < 77^\circ \text{K}$ разрешение не хуже 3—5 кэВ для $E = 0,66$ Мэв. Радиационные ППД могут длительное время (не менее 0,5 года) храниться в нормальных условиях.

Существенный недостаток [77] компенсации исходной проводимости глубокими уровнями путем облучения связан с тем, что образующиеся радиационные дефекты оказываются эффективными центрами захвата носителей, снижающими время их жизни и вызывающими потери заряда.

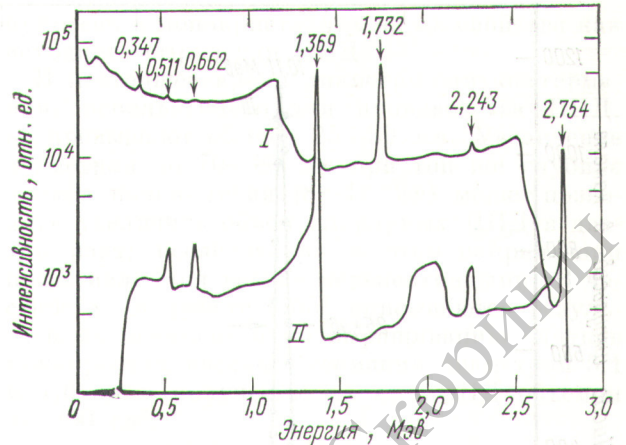
* * *

Промышленные образцы ППД имеют высокие предельные значения разрешения по энергии (для жесткого γ -излучения $\text{Co}^{60} \sim 3$ кэв, а для ионизированных частиц ~ 30 кэв). Однако при наличии в сложном спектре нескольких линий, сильно различающихся по энергии и интенсивности, наблюдается подавление фотопиков более мягких компонентов непрерывными комптоновскими «хвостами» от жестких монолиний. Для устранения этого предложены весьма оригинальные системы и комбинации различных детекторов, включенных в схемы совпадений и антисовпадений. В работе [84] описан простой и компактный комптоновский спектрометр, состоящий из двух германий-литиевых ППД, один из которых регистрирует комптоновские электроны, а второй — вторичные γ -кванты, рассеянные на угол 135° . При спектрометрии γ -излучения с $E > 0,3$ Мэв разность показаний первого и второго ППД, регистрирующего кванты с $0,15 < E < 0,35$ Мэв, позволяет значительно уменьшить комптоновский хвост спектрального распределения (например, для квантов с $E = 1$ Мэв в 40—50 раз, рис. 4), что дает возможность регистрировать «мягкие» линии на фоне в 10^3 — 10^4 раз более интенсивных «жестких».

В работе [85] рассмотрен германий-литиевый антикомптоновский спектрометр, предназначенный для измерений γ -квантов захватного излучения с $E < 3$ Мэв. Система состоит из блока пластмассового сцинтиллятора $\varnothing 500 \times 400$ мм с тремя ФЭУ, внутри которого расположены планарный германий-литиевый ППД объемом $4,9$ см³ и сцинтилляционный детектор с кристаллом NaI(Tl) размером 100×150 мм (рис. 5). Включение детекторов в схему антисовпадений позволяет весьма эффективно подавлять комптоновские хвосты и обеспечивать высокую разрешающую способность при одновременной регистрации большого числа линий (например, захватного γ -излучения Er^{166} , состоящего примерно из 200 монолиний в диапазоне $0,150$ — $2,0$ Мэв).

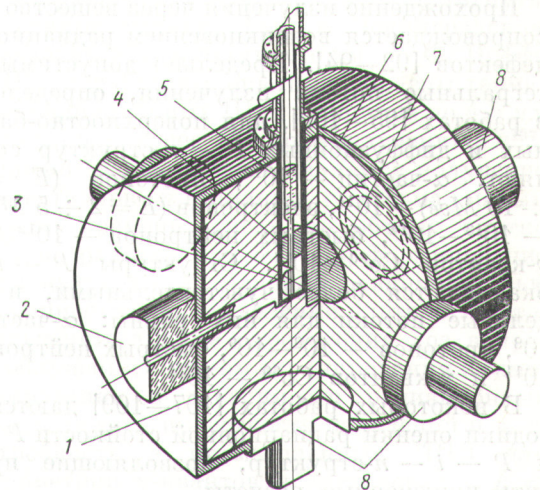
В работе [86] описано несколько спектрометрических систем с эффективной отстройкой от непрерывного комптоновского распределения успешно примененных для исследования захватного γ -излучения нейтронов и протонов (рис. 6).

Анализ технических характеристик промышленных ППД показывает, что они в некоторых случаях значительно уступают другим типам детекторов по чувствительности [87]. Для повышения этого параметра в работе [88] была



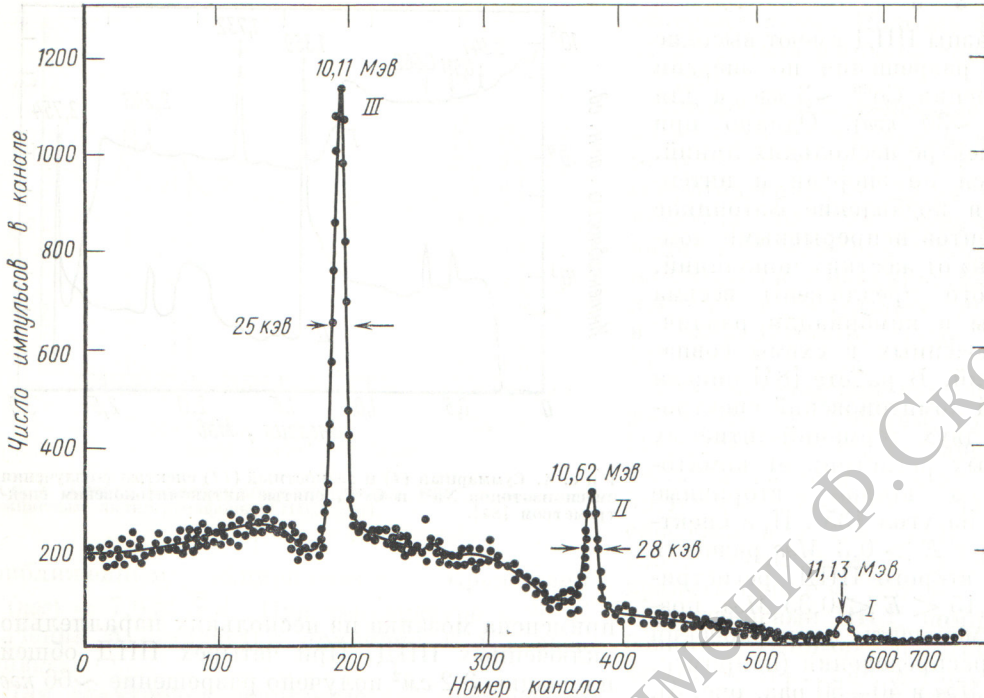
Р и с. 4. Суммарный (I) и разностный (II) спектры γ -излучения смеси изотопов Na^{24} и Cs^{137} , снятые антикомптоновским спектрометром [84].

применена мозаика из нескольких параллельно включенных ППД. При четырех ППД общей площадью $3,2$ см² получено разрешение ~ 66 кэв при 25° С. Авторы отмечают ухудшение разрешения системы в целом вследствие возрастания суммарной входной емкости. На это же указывается в работе [89], где описана мозаичная система из 32 запараллеленных золото-кремниевых ППД общей площадью ~ 32 см² с разрешением 6% по α -частицам Po^{212} (индивидуаль-



Р и с. 5. Схематический вид антикомптоновского спектрометра [85]:

1 — пластмассовый сцинтиллятор; 2 — свинец; 3 — германий-литиевый ППД ($4,9$ см³); 4 — предусилитель; 5 — жидкий азот; 6 — алюминий; 7 — сцинтилляционный кристалл NaI(Tl); 8 — ФЭУ.



Р и с. 6. Спектр γ -излучения, образующегося при реакции $Al^{27}(p; \gamma)Si^{28}$, измеренный коаксиальным германий-литиевым ППД объемом 30 см [85]:

I — пик полного поглощения ($E_{\gamma} = 11,13$ Мэв); II — то же без вклада одного вылетевшего из объема аннигиляционного кванта; III — то же без вклада двух вылетевших аннигиляционных квантов.

ное разрешение каждого ППД $\sim 2\%$). В работах [90, 91] рассмотрено устройство из 20 автономных ППД размером $20 \times 2 \times 1$ мм каждый.

Прохождение излучения через вещество ППД сопровождается возникновением радиационных дефектов [92—94]. Предельно допустимые интегральные потоки излучения, определенные в работах [95—106], для поверхностно-барьерных и диффузионных $P-n$ -структур составляют: α -частиц — 10^{10} , протонов ($E = 5 \div 10$ Мэв) — 10^{11} , электронов ($E = 2 \div 5$ Мэв) — $10^{13} - 10^{14}$, быстрых нейтронов — $10^{12} - 10^{13}$, γ -квантов $Co^{60} - 10^{17}$. Структуры $P-i-n$ оказываются более чувствительными, и предельные потоки для них равны: α -частиц — 10^8 , протонов — $10^8 - 10^9$, быстрых нейтронов — 10^{11} и γ -квантов $Co^{60} - 10^{14}$.

В некоторых работах [107—109] даются методики оценки радиационной стойкости $P-n$ и $P-i-n$ -структур, позволяющие проводить инженерные расчеты.

Помехоустойчивость ППД при работе в сильных магнитных полях является одним из важных преимуществ детекторов и широко используется в различных физических экспериментах.

Влияние магнитных полей на параметры ППД становится заметным при напряженностях H (э), когда $\mu H > 10^8$ (μ — подвижность носителей, $см^2/сек \cdot в$) [110]. Так как подвижность электронов в кремнии при $T = 300^\circ K$ равна $1,9 \cdot 10^3$ $см^2/сек \cdot в$, напряженности полей менее $5 \cdot 10^4$ э несут существенны. Результаты экспериментов [111] подтвердили, что в интервале температур от $+18$ до $-150^\circ C$ поверхностно-барьерные ППД не изменяют своих характеристик при повышении напряженности магнитного поля, параллельного поверхности счетчика, вплоть до 10^4 э. При этом энергетическое разрешение для атомов водорода с $E = 64$ кэв составляет 10 кэв при шумах электроники $\sim 3,5$ кэв.

Подвижность электронов в германии выше, чем в кремнии ($3 \cdot 10^4$ $см^2/сек \cdot в$ при $T = 78^\circ K$ и 10^6 $см^2/сек \cdot в$ при $T = 4^\circ K$), и при этих температурах напряженности полей $3 \cdot 10^3$ и $3 \cdot 10^2$ э соответственно могут оказывать влияние на параметры ППД [112].

Работоспособность ППД в сильных полях мешающих излучений исследована в нескольких работах [113, 114]. Авторами были использованы поверхностно-барьерные ППД с тол-

шиной, близкой к длине свободного пробега электронов с энергией $50 < E < 150$ кэв, регистрируемых на фоне интенсивных потоков рентгеновского излучения того же спектрального состава. При толщине чувствительной области 0,5 мм и охлаждении ППД до 173° К удалось впервые идентифицировать спектр электронов внутренней конверсии Co^{57} ($E = 115$ и $E = 129$ кэв) с разрешением не хуже 6,4 кэв при учете счета электронов ~ 70 имп/сек на фоне излучения с энергией квантов, равной 14; 122; 136 кэв, и интенсивности до $4 \cdot 10^3$ квант/сек.

На пути усовершенствования технических параметров ППД существуют достаточно серьезные принципиальные трудности физического и технического характера. Так, например, дальнейшее увеличение объема ППД затруднено возрастающим влиянием неоднородностей структуры монокристаллов и связанного с этим роста локальных флюктуаций времени жизни носителей [115—118], а также деформацией рабочего сигнала вследствие увеличения захвата носителей ловушками и времени собирания их на электродах (уже при толщине 10 мм, $C = 1$ кв и $T = 77^\circ$ К время собирания в германии равно ~ 30 нсек, т. е. всего на порядок меньше времени высвечивания сцинтилляционного кристалла NaI(Tl) [80, 118]).

В известной степени отмеченные выше трудности связаны с характеристиками материалов, из которых изготавливаются ППД. В настоящее время не выявлена до конца однозначная связь между полным комплексом технических параметров исходного материала и качеством изготовленного из него ППД. Проведенные исследования позволяют считать, что основными параметрами материалов, влияющими на качество выполненных из них ППД, является величина удельного сопротивления и его неоднородность по радиусу и образующей слитка; плотность дислокаций; концентрация атомов кислорода, а также время жизни носителей при T , равной 77 и 300° К, и его неоднородность по объему монокристалла. Некоторые из параметров материалов хорошо определяются при помощи оптических методов с использованием проходящего и отраженного света в видимой и инфракрасной областях спектра [119—126]; в других случаях успешно использовались электронный микроскоп [127, 128] и рентгеноструктурный анализ [129, 130], а для определения электрофизических характеристик монокристаллов — многозондовые методики [131—133] и некоторые другие [134—136]. В работах [137—144] изучалось влияние микро-

примесей в монокристаллах на их свойства как исходного сырья для ППД.

В настоящее время диаметры слитков германия, используемого для производства ППД, не превышают обычно 25—30 мм. Увеличение диаметром до 70—80 мм при той же глубине дрейфа ионов лития (8—10 мм) может позволить увеличить объем планарных ППД в два-три раза; исследования в этом направлении представляются весьма перспективными. В частности, в работе [145] описываются результаты экспериментов по выращиванию слитков монокристаллического германия диаметром 5,1 и 7,6 см и получению из них ППД объемом до 200 см³.

Многочисленные исследования, проводимые в настоящее время в области усовершенствования технологии изготовления и конструирования ППД, развиваются главным образом в следующих направлениях: разработка ППД, стабильных при комнатной температуре и обладающих объемами не ниже 5 см³; ППД для спектрометрии γ -квантов и электронов с $E < 60$ кэв; ППД, работоспособных при $T > 300^\circ$ К; разработка и усовершенствование методов капсулирования ППД, химических и других методов защиты $P-n$ -переходов, методов повышения помехоустойчивости ППД при работе в смешанных полях, радиационной стойкости и надежности, снижения шумов вспомогательной электроники.

В создании ППД, стабильных при комнатной температуре, в последнее время достигнуты определенные успехи. Так, в Ленинградском физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе (ЛФТИ) разработаны опытные образцы германиевых радиационных ППД толщиной до 4,5 мм с разрешением менее 1% по γ -излучению Cs^{137} . Основными задачами здесь являются получение монокристаллов n -германия с весьма малым разбросом времени жизни по объему слитка ($< 10\%$ по радиусу при 300° К); формирование полей γ -излучения с заданной равномерностью и изотропностью распределения плотности потока излучения; точные определения доз в процессе облучения с учетом экранирования и самоэкранирования и зависимости радиационных эффектов от типа и жесткости излучений и т. п.

Потребность в промышленных ППД для спектрометрии γ -квантов и электронов с $E < 100$ кэв значительно возросла в последнее время в связи с широким развитием работ по рентгено-флюоресцентным методам измерения толщины пленочных покрытий, определению вещественного состава пород, концентраций

микропримесей, а также экспериментами по обратному рассеянию мягких электронов и эффекту Мёссбауэра [146—148]. Принципиальные трудности в создании таких ППД обусловлены прежде всего возрастанием флюктуаций числа неравновесных носителей, образующихся в рабочем объеме, потерями энергии в мертвом слое и входном окне, а также комптоновскими хвостами более жестких фоновых излучений и т.д.

Большинство исследователей применяют для спектрометрии излучений с $E < 60$ кэв кремниевые ППД, которые в комплексе с предусилителем на охлаждаемом полевом транзисторе позволяют получать энергетическое разрешение не хуже 1 кэв и надежно разрешать K_{α} - и K_{β} -линии серебра, отличающиеся всего лишь на 3 кэв [149, 150]. Использование некоторых специальных электронных устройств для подавления шумов дает возможность регистрировать при помощи поверхностно-барьерных кремниевых ППД кванты с $E = 1,49$ кэв, что соответствует появлению в чувствительном объеме ~ 400 электронов [151—153].

Как уже отмечалось, все применяемые на практике типы ППД требуют для снижения уровня шумов охлаждения до достаточно низких температур. Даже кремний-литиевые ППД для обеспечения уровня шумов ниже 4—8 кэв нуждаются в охлаждении до -40 — -60°C . Это в значительной степени ограничивает их использование в заводских и полевых условиях.

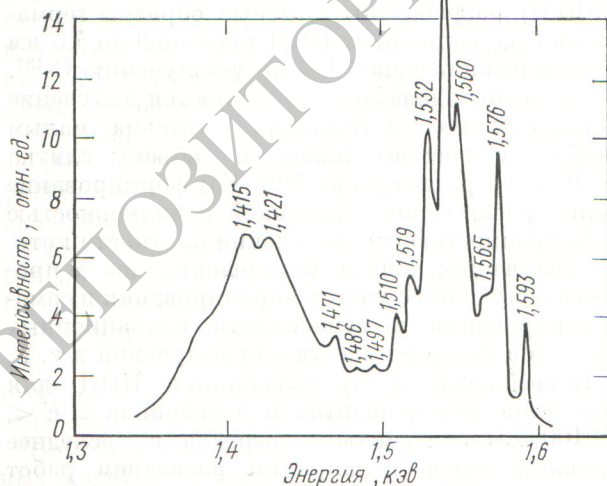


Рис. 7. Спектр излучения CdTe *n*-типа, наведенного потоком тепловых и быстрых нейтронов ($T = 9^{\circ}\text{K}$) [158].

В настоящее время исследования в области разработки ППД, работоспособных при $T > 300^{\circ}\text{K}$, ведутся главным образом с такими веществами, как арсенид галлия, теллурид кадмия, карбид кремния и некоторыми другими.

В ЛФТИ им. А. Ф. Иоффе получены опытные диффузионные образцы ППД на основе CdTe с энергетическим разрешением при $T = 300^{\circ}\text{K}$ менее 2,5 кэв для γ -излучения Co^{57} [154]. В Московском институте стали и сплавов [155, 156] созданы *P-n*-структуры на основе CdTe с чувствительной поверхностью $\sim 0,5$ см² и обратными токами менее 10^{-9} а при обратном напряжении до 160 в. Проведенные с этими ППД измерения импульсных потоков тормозного излучения с $E_{\text{макс}} = 30$ Мэв показали, что при временной разрешающей способности ~ 1 — 3 нсек они обладают значительно большей чувствительностью, чем кремний-литиевые ППД, вследствие большого *Z*.

Рабочие объемы ППД из CdTe, получаемых до последнего времени, не превышают 5 мм³. Однако авторами работы [157] сообщается об изготовлении ППД из CdTe объемом ~ 1 см³.

Кроме регистрации γ -излучения ППД из CdTe могут быть успешно применены для измерений потоков нейтронов по наведенной радиоактивности Cd^{113} . Этот изотоп содержится в количестве 12,26% в естественной смеси изотопов кадмия и обладает высоким сечением захвата тепловых нейтронов ($\sim 3 \cdot 10^3$ барн) с общим энерговыделением 2,01 Мэв/захват [158, 159]. Для иллюстрации на рис. 7 приведен спектр излучения CdTe *n*-типа, наведенного в результате облучения потоком тепловых и быстрых нейтронов.

В работе [160] описаны некоторые характеристики ППД из карбида кремния, предназначенных для работы в мощных потоках нейтронов (до 10^{14} нейтр/см²·сек) при температурах до 500°C . В частности, отмечается, что их радиационная стойкость на несколько порядков выше, чем ППД из кремния. В Ленинградском электротехническом институте им. В. И. Ленина изготовлены опытные образцы ППД на основе SiC, полученных путем введения в исходный материал акцепторных примесей (бор, бериллий), толщиной 2—10 мк, работоспособных при температурах до 700°C .

ППД из сульфида кадмия, обладающие значительным зарядовым усилением (10^3 и более) при длительности импульса 10^{-6} сек и более, применяются для регистрации мощных медленно изменяющихся потоков γ -излучения. Эти

ППД изготавливаются из тонких игольчатых кристаллов CdS длиной 1 см и толщиной 0,1 см, на которые наносятся электроды из индия. При мощности дозы 1 р/мин достигается ток до 50 мка [2]. В работах [161—162] ППД из CdS использовались для регистрации потоков γ -излучения мощностью до 750 р/ч. В работе [163] указывается на возможность применения этих ППД для измерений потоков γ -излучений в промышленном уровне.

Один из факторов, затрудняющих широкое использование ППД в производственных условиях, — сложный характер информации, получаемой в виде спектров γ - или β -излучений, и трудности ее оперативной идентификации и обработки. В некоторых случаях на фоне 200—300 близко расположенных линий требуется определить около десятка линий, принадлежащих искомому элементу или группе элементов. При этом обычные методы обработки спектров не всегда обеспечивают требуемую селективность [164]. Поэтому для обработки спектров все шире начинают использовать электронно-вычислительную технику с применением специальных программ, учитывающих соотношения между интенсивностями различных компонентов спектра искомого и сопутствующих элементов. Как правило, применяется метод совмещения фотопиков специально подобранных эталонных спектров и спектров образцов с введением поправок на сдвиг и интерференцию отдельных линий, разницу в периодах полураспадов, градиенты потоков радиации по объему образцов и т. п.

Получаемые при этом чувствительности методики позволяют понизить пределы обнаружения радиоактивных микропримесей ~40 элементов до 10⁻⁴% [165, 166]. Подробный анализ методов и аппаратуры автоматического активационного анализа с использованием ППД проведен в работах [167, 168].

Успехи в совершенствовании технических параметров ППД и математических методов обработки информации дают возможность значительно расширить в ближайшее время области практического применения ППД в ядерно-физических научных исследованиях и автоматических контрольно-измерительных системах на производственных предприятиях.

Поступил в Редакцию 13/V 1970 г.
В окончательной редакции 16/IX 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Полупроводниковые счетчики излучений. Сборник. М., Госатомиздат, 1962.

2. Дж. Дирли, Д. Нортроп. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений. М., «Мир», 1966.
3. Ю. К. Акимов и др. Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение. М., Атомиздат, 1967.
4. С. М. Рыбкин. «Физика и техника полупроводников», 1, 1628 (1967).
5. G. Ewan, Progress in Nuclear Techniques and Instrumentation. Vol. 3. New York — Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1968, p. 67.
6. D. Shirley. Nucleonics, 23, 62 (1965).
7. Л. Л. Маковский. «Физика и техника полупроводников», 2, 972 (1968).
8. Л. Л. Маковский и др. Там же, 7, 1097 (1969).
9. Н. П. Афанасьев и др. Там же, 2, 1809 (1968).
10. Н. Б. Строкан. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 91 (1964).
11. W. Hansen, B. Jarrett. Nucl. Instrum. and Methods, 31, 301 (1964).
12. G. Ewan, A. Tavendale. Canad. J. Phys., 42, 2286 (1964).
13. G. Muller, W. Gibson. Nucl. Electron., 1, 477 (1962).
14. A. Kühn. Czech. J. Phys., B16, 697 (1966).
15. M. Chartrand, H. Mulm. Atom. Ener. Canada Lim., 2764 (1967).
16. P. Webb et al. Nucl. Instrum. and Methods, 63, 125 (1968).
17. Н. Б. Строкан, Н. И. Тиснек. «Физика и техника полупроводников», 3, 764 (1969).
18. А. М. Васильева и др. Там же, 3, 1276 (1969).
19. U. Fano. Phys. Rev., 72, 26 (1947).
20. W. van Roosbroeck. Ibid., 139, A1702 (1965).
21. H. Bilger. Ibid., 163, 238 (1967).
22. G. Alkharov et al. Nucl. Instrum. and Methods, 48, 1 (1967).
23. W. Shockley. Solid State Electronics, 2, 35 (1961).
24. G. Cola, L. Farese. Phys. Rev., 162, 690 (1967).
25. J. Hurley et al. Nucl. Instrum. and Methods, 57, 109 (1967).
26. A. Tavendale. IEEE Trans., NS-11, 191 (1964).
27. V. Radeka, R. Chase. Ibid., NS-13, 477 (1966).
28. E. Elad. Nucl. Instrum. and Methods, 37, 327 (1965).
29. K. Smith, J. Cline. IEEE Trans., NS-13, 468 (1966).
30. C. Miner. Nucl. Instrum. and Methods, 55, 125 (1967).
31. F. Champion. Philos. Mag. (Suppl.), 5, 383 (1956).
32. F. Champion. Proc. Phys. Soc., B65, 465 (1952).
33. P. Kennedy. Proc. Roy. Soc., A253, 37 (1959).
34. P. Dean et al. Phys. Chem. Solids, 25, 341 (1964).
35. Е. А. Кокорева, С. Ф. Козлов. «Успехи физ. наук», 98, 735 (1969).
36. Б. М. Головин, О. П. Федосеева. «Изотопы в СССР», 11, 50 (1967).
37. H. Wegner. IRE Trans., NS-8, 403 (1961).

38. P. Andrews. Proc. Symp. Nucl. Instrum. (Harwell, 1961).
39. Б. М. Головин и др. Препринт ОИЯИ РИ-3190. Дубна, 1967.
40. M. Stojic, I. Slavic. Electronique Nucleaire (Paris), 189 (1963).
41. L. Northcliffe. Ann. Rev. Nucl. Sci., 13, 67 (1963).
42. C. Tschalär. Nucl. Instrum. and Methods, 64, 237 (1968).
43. C. Tschalär. Ibid., 61, 141 (1968).
44. В. Н. Авдейчиков и др. «Изв. АН СССР. Серия физ.», 34, 210 (1970).
45. E. Ludwig. Rev. Scient. Instrum., 36, 1175 (1965).
46. W. Kuhelman et al. Nucl. Instrum. and Methods, 40, 109 (1966).
47. T. Clegg et al. Ibid., 40, 45 (1966).
48. А. В. Проценко и др. «Физика и техника полупроводников», 3, 1341 (1969).
49. Е. Л. Столярова. Нейтронные спектрометры и их применение в прикладных задачах. М., Атомиздат, 1969.
50. T. Love, R. Mirraу. IRE Trans., NS-8, 1, 91 (1961).
51. G. Dearnaley, A. Ferguson. Nucleonics, 4, 64 (1962).
52. Я. Ухрин и др. Материалы совещания по полупроводниковым детекторам ядерных излучений. Препринт ОИЯИ. Дубна, 1962.
53. G. Dearnaley, A. Whitehead. Nucl. Instrum. and Methods, 12, 206 (1961).
54. E. Pell. J. Appl. Phys., 31, 291 (1960).
55. О. А. Матвеев, С. М. Рывкин. «Атомная энергия», 16, 356 (1964).
56. J. Blankenship, G. Bogrowski. IRE Trans., NS-9, 181 (1962).
57. G. Bertolini et al. Nucl. Instrum. and Methods, 32, 86 (1965).
58. В. С. Кессельман. «Атомная энергия», 24, 557 (1968).
59. В. С. Кессельман. «Физика и техника полупроводников», 4, 228 (1970).
60. В. С. Вавилов и др. Там же, 4, 10 (1970).
61. Ю. С. Максимов, М. И. Гусева. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 150 (1967).
62. W. Hansen, F. Goulding. Nucl. Instrum. and Methods, 29, 345 (1964).
63. R. Saintesprit. Solid State Electronics, 1, 123 (1960).
64. Ю. Д. Беспятов, Г. И. Кольцов. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 54 (1968).
65. C. Prevot, J. Sate. Nucl. Instrum. and Methods, 55, 173 (1967).
66. Л. В. Маслов и др. «Атомная энергия», 18, 654 (1965).
67. A. Tavenale. IEEE Trans., NS-12, 255 (1965).
68. H. Malm et al. Canad. J. Phys., 43, 1173 (1965).
69. H. Malm et al. IEEE Trans., NS-13, 62 (1966).
70. H. Fiedler et al. Nucl. Instrum. and Methods, 40, 229 (1966).
71. Э. З. Рындина. «Атомная энергия», 27, 64 (1969).
72. К. Б. Толпыго. «Физика твердого тела», 11, 2846 (1969).
73. J. Van Putten, J. Van der Velde. IRE Trans., NS-8, 124 (1961).
74. E. Pell. J. Appl. Phys., 31, 192 (1961).
75. С. М. Рывкин и др. ЖТФ, 34, 1535 (1964).
76. С. М. Рывкин и др. «Докл. АН СССР», 165, 548 (1965).
77. Л. В. Маслова и др. In «Lithium-Drifted Germanium Detectors». Vienna, IAEA, 1966, p. 32.
78. R. Heath. Nucl. Instrum. and Methods, 43, 209 (1966).
79. T. Alexander et al. Phys. Rev. Letters, 13, 86 (1964).
80. Г. Т. Юан. «Изв. АН СССР. Серия физ.», 29, 1054 (1965).
81. O. Curtis et al. Sante Fe Conf. on Radiation Effects in Semicond., 1967.
82. R. Messier et al. IEEE Trans., NS-11, 276 (1964).
83. И. М. Котина и др. «Физика и техника полупроводников», 3, 623 (1969).
84. P. Cantele, P. Suominen. Nucl. Instrum. and Methods, 56, 351 (1967).
85. W. Michaelis, H. Kupler. Ibid., 56, 181 (1967).
86. S. Arneli et al. In «Lithium-Drifted Germanium Detectors». Vienna, IAEA, 1966, p. 185.
87. Л. Я. Граудыня и др. В сб. «Методы и применение нейтронного активационного анализа». Рига, «Зинатне», 1969, стр. 81.
88. J. Chwaszczewska, J. Rowan. Nucleonics, 9, 715 (1964).
89. J. Greenberg. IRE Trans., NS-9, 149 (1962).
90. Ю. К. Акимов. Internationale Arbeitagung «Herstellung und Anwendung von Halbleiterdetektoren» (Rossendorf, 1963). ZFK-PhA12, p. 196.
91. О. Биланиук, В. Марч. In «Nucl. Electr.». Vol. III. Vienna, IAEA, 1962, p. 231.
92. В. С. Вавилов. Действие излучения на полупроводники. М., Физматгиз, 1963.
93. В. С. Вавилов «Успехи физ. наук», LXXXIV, 431 (1964).
94. Дж. Динс, Дж. Винайрд. Радиационные эффекты в твердых телах. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
95. R. Klingernsmith. IRE Trans., NS-8, 112 (1961).
96. И. Д. Конозенко и др. «Физика и техника полупроводников», 3, 155 (1969).
97. Р. Бэбкок. В сб. «Полупроводниковые счетчики излучений», М., Атомиздат, 1962.
98. G. George, G. Gunnerson. Nucl. Instrum. and Methods, 25, 253 (1964).
99. G. Dearnaley, A. Whitehead. Ibid., 12, 205 (1961).
100. Р. Ф. Коноплева и др. «Физика и техника полупроводников», 3, 1119 (1969).
101. G. Dearnaley, IEEE Trans., NS-10, 106 (1963).
102. R. Scott. Ibid., NS-11, 206 (1964).
103. H. Mann, J. Yutema. Ibid., NS-11, 201 (1964).
104. J. Coleman, J. Rodgers. Ibid., NS-11, 213 (1964).
105. G. Dearnaley. Nucleonics, 22, 78 (1964).
106. В. И. Звягин и др. В сб. «Некоторые вопросы прикладной физики». Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1961.

107. J. Finnell, F. Karowich. «Электроника», № 5, 37 (1969).
108. J. Finnell et al. Там же, № 22, 10 (1967).
109. R. Olesen. Там же, № 4, 3 (1965).
110. В. Шокли. Теория электронных полупроводников. М., Изд-во иностр. лит., 1953.
111. Б. П. Максименко, А. А. Митин. «Атомная энергия», 27, 68 (1969).
112. F. Walter et al. ORNL-2877 (1960).
113. Б. П. Максименко и др. «Атомная энергия», 28, 71 (1970).
114. Л. Л. Маковский, Н. Б. Строкан. Там же, 25, 125 (1968).
115. Н. Б. Строкан. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 211 (1968).
116. C. Bussolati et al. Nucl. Instrum. and Methods, 33, 293 (1965).
117. R. Graham et al. IEEE Trans., NS-13, 72 (1965).
118. M. Strauss et al. Ibid., NS-13, 265 (1966).
119. М. А. Ильин и др. «Заводск. лаборатория», 34, 69 (1968).
120. D. Edwards, P. Maker. J. Appl. Phys., 33, 2466 (1962).
121. J. Schmidt-Tiedermann. Ibid., 32, 2058 (1961).
122. С. В. Цивинский. «Физ. металл. и металловед.», 25, 1013 (1968).
123. Л. С. Стилбанс. Физика полупроводников. М., «Советское радио», 1967.
124. А. Г. Аронов, Б. Л. Ивченко. ЖЭТФ, 57, 247 (1969).
125. Ф. Ф. Водоватов, С. В. Варнаков. «Электронная техника», сер. 14, № 1, 106 (1967).
126. Н. А. Горюнова и др. «Докл. АН СССР», 184, 582 (1969).
127. Г. В. Сапарини и др. «Изв. АН СССР. Серия физ.», 32, 947 (1968).
128. С. А. Дицман. Там же, 32, 953 (1968).
129. Э. Г. Шейхт, В. Я. Шкот. Там же, 33, 2016 (1969).
130. Ж. Б. Горбульская и др. Там же, 33, 2020 (1969).
131. И. Х. Геллер, В. А. Доронина. «Изв. высш. учебн. заведений», № 6, 71 (1968).
132. А. И. Емельянов, В. Я. Коньков. «Заводск. лаборатория», 34, 804, 806 (1968).
133. В. Ф. Афанасьева, Н. П. Афанасьев. «Физика твердого тела», 11, 3373 (1969).
134. Д. И. Левинзон, В. А. Шершель. «Заводск. лаборатория», 34, 808 (1968).
135. Б. М. Вул и др. «Физика и техника полупроводников», 4, 67 (1970).
136. В. И. Бургиненко, В. Н. Рыбин. Там же, 3, 1539 (1969).
137. G. Lunde. Solid State Technol., 11, 32 (1968).
138. Н. В. Бессонова и др. «Изв. АН СССР. Серия физ.», 33, 2013, 2022 (1969).
139. В. А. Шершель и др. Там же, 33, 2025 (1969).
140. R. Fox. IEEE Trans., NS-13, 367 (1966).
141. R. Weltrin, R. Swalin. J. Phys. Soc. Japan, 18, 136 (1963).
142. С. Л. Пышкин и др. «Физика и техника полупроводников» 7, 1013 (1967).
143. Д. И. Левинзон и др. «Изв. АН СССР. Неорган. матер.», 2, 280 (1968).
144. Ф. Ф. Водоватов и др. «Физика твердого тела», 12, 22 (1970).
145. G. Riddleys. Nucl. Engng, 13, 109 (1968).
146. Б. В. Лосев и др. «Заводск. лаборатория», 34, 944 (1968).
147. В. С. Парнасов «Изотопы в СССР», № 15, 22 (1969).
148. R. Mössbauer. Ann. Rev. Nucl. Sci., 12, 123 (1962).
149. Г. Д. Алхазов и др. «Изв. АН СССР. Серия физ.», 29, 1227 (1965).
150. H. Bowman et al. Science, 151, 562 (1966).
151. R. Haitz, E. Smits. IEEE Trans., NS-13, 198 (1966).
152. R. Locker, G. Huth. Appl. Phys. Letters, 9, 227 (1966).
153. R. Deshpande. Nucl. Instrum. and Methods, 57, 125 (1967).
154. О. А. Матвеев и др. «Физика и техника полупроводников», 3, 311 (1969).
155. П. С. Киреев и др. «Докл. АН СССР», 184, 324 (1969).
156. П. С. Киреев и др. В сб. «Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов». М.—Л., «Наука», 1969, стр. 95.
157. K. Zanio et al. Twelfth Scintillation and Semiconductor Counter Symp. (Washington, 1970).
158. C. Barnes, C. Kikuch. Nucl. Sci. and Engng, 31, 513 (1968).
159. Л. Р. Кимель, В. П. Машкович. Защита от ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1966.
160. М. Хеершан, Р. де Конинк. В сб. «Полупроводниковые счетчики излучений». М., Госатомиздат, 1962, стр. 238.
161. Л. С. Горенбург и др. «Атомная энергия», 27, 562 (1969).
162. Л. С. Горенбург и др. «Изотопы в СССР», № 15, 25 (1969).
163. О. А. Почтенный, З. Ю. Шарикова. «Приборостроение», № 6, 24 (1966).
164. М. Г. Давыдов, В. А. Щербаченко. «Атомная энергия», 27, 205 (1969).
165. J. Strein. Progr. Nucl. Energy., Ser. IX, 4, 137 (1965).
166. J. Raulu et al. Nucl. Instrum. and Methods, 42, 15 (1966).
167. Автоматический активационный анализ (аннотированная библиография). М., Атомиздат, 1969.
168. Modern Trends in Activation Analysis (Proc. Internat. Conf. held at the National Bureau of Standards, Gaithersburg, Maryland, 1968).