

ток поверхностной утечки  $I_{пов}$ . Для уменьшения  $I_{ген}$  необходимы материалы с достаточно большой  $\epsilon_g$  (в случае Ge — охлаждение). Для уменьшения  $I_{пов}$  выбирают спец. геометрию П. д., используют обработку поверхности и разл. покрытия. Наиб. употребит. материалами для П. д. являются Si и Ge.

**Типы полупроводниковых детекторов.** В зависимости от способа создания  $p-n$ -перехода различают поверхностно-барьерные, диффузионные и ионно-легированные П. д. В поверхностно-барьерных П. д.  $p-n$ -переход создаётся нанесением на поверхность полупроводника металла испарением в вакууме (см. Шоттки барьер; рис. 1). При определ. значениях  $\rho$  и  $U$  можно обеспечить полное обеднение носителями и получить детекторы с чувствит. областью, равной всей толщине пластинки полупроводника, вплоть до 2—3 мм. Нечувствит. областями в таких детекторах являются переднее и заднее окна, суммарная толщина к-рых может быть доведена до долей мкм.

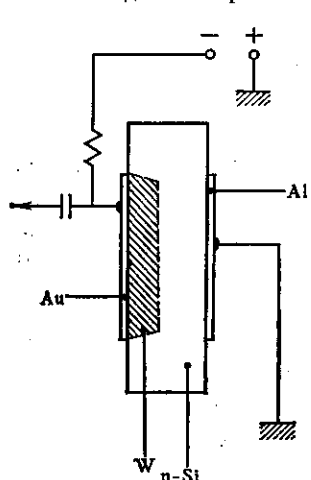


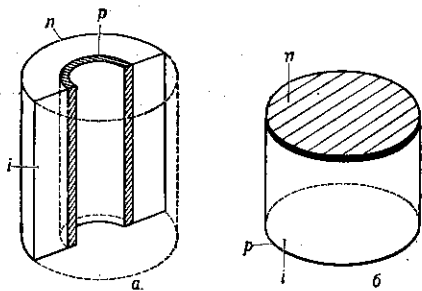
Рис. 1. Схематическое изображение полупроводникового детектора.

В диффузионных П. д. переход создаётся диффузией донорных (или акцепторных) атомов в полупроводник с проводимостью  $p$ - или  $n$ -типов. Толщина входного окна в диффузионных детекторах существенно больше, чем в поверхностно-барьерных, однако переход менее чувствителен к внеш. условиям.

В ионно-легиров. П. д. переход создаётся внедрением примесных атомов в кристалл при облучении его пучком ионов (см. Ионная имплантация). Обычно внедряется бор в полупроводник  $n$ -типа и фосфор в полупроводник  $p$ -типа (см. Легирование полупроводников). Толщина входного окна в ионно-легиров. П. д. может достигать величины  $\sim 1$  мкм. Для обеспечения высоких характеристик ионно-легиров. П. д. необходим отжиг радиационных дефектов, к-рые возникают при внедрении ионов.

Сущность. увеличение обеднённой области в П. д. достигается компенсацией исходного материала до собственной ( $i$ ) проводимости с помощью дрейфа понов Li в поле  $p-n$ -перехода. На основе  $pin$ -диода созданы П. д. с толщиной чувствит. области  $W = 10-15$  мм и с объёмом  $V = 100-150$  см<sup>3</sup> (рис. 2). Из-за относи-

Рис. 2. Конфигурация германиевых детекторов, активированных Li (pin-структура): а — коаксиального, б — планарного.



тельно высокой подвижности понов Li в Ge и Si при  $T = 30$  °C для литий-дрейфовых П. д. необходима (постоянно) низкая темп-ра, для Ge(Li)-детекторов необходима темп-ра жидкого азота, для Si(Li)-детекторов достаточна  $T = (-20) - (-10)$  °C. Разработаны методы очистки Si и Ge до состояния, близкого к собств. про-

водимости (для Ge разностная концентрация  $p$ - и  $n$ -примесей составляет  $2 \cdot 10^{-10}$  см<sup>-3</sup>). На этой основе созданы т. н. *HPGe*-детекторы (high purity Ge), для к-рых нет необходимости охлаждения во время хранения, но необходимо охлаждение при работе с целью уменьшения шумов.

Преимущества П. д. по сравнению с др. детекторами частиц: пропорциональность сигнала энерговыделению  $\Delta\epsilon$  частицы в веществе П. д. в широком диапазоне  $\epsilon$  (неск. порядков), малая толщина входного окна, нечувствительность к магн. полю, высокое энергетич. разрешение за счёт малости  $\epsilon_0$ , компактность и др. Однако реализация этих характеристик требует применения сложных электронных устройств. По назначению П. д. можно подразделить на спектрометрические, временные, координатные.

**Спектрометрические полупроводниковые детекторы.** Энергетич. разрешение П. д. определяется: статистич. флуктуациями в числе носителей заряда  $\delta N_0$ ; потерями в собранном заряде за счёт рекомбинации носителей заряда, захвата их ловушками при движении к электродам  $\delta\epsilon_p$ ; флуктуациями в потерях энергии во входном окне П. д.  $\delta\epsilon_{ок}$ ; шумами электронных устройств  $\delta_n$  и шумами темнового тока  $\delta_t$ . Полное разрешение П. д. по энергии равно:

$$\delta\epsilon = \left[ \delta\epsilon_{N_0}^2 + \delta\epsilon_p^2 + \delta\epsilon_{ок}^2 + \delta\epsilon_n^2 + \delta\epsilon_t^2 \right]^{1/2}$$

Компонента  $\delta\epsilon_{N_0}$  связана с механизмом ионизац. потерь и определяет предельное разрешение. П. д. обладает наилучшим разрешением среди детекторов ионизац. типа. Если вся энергия  $\epsilon$  частицы выделяется в объёме П. д., то энергетич. разрешение, определяемое статистич. флуктуациями в числе носителей,  $\delta\epsilon_{N_0} = 2,36(\epsilon_0 F \epsilon)^{1/2}$ , где  $F$  — т. н. фактор Фанона, учитывающий корреляцию в числе носителей. Теоретич. оценки дают  $F = 0,09-0,30$  для Ge и  $0,05-0,02$  для Si. Эксперим. значения  $F$  для Ge и Si равны  $0,13 \pm 0,02$ , при этом есть тенденция к уменьшению  $F$  с улучшением качества П. д. и электронных устройств.

Спектрометрия  $\beta$ -частиц (электронов и позитронов) с энергиями  $\epsilon \leq 1$  МэВ, к-рые имеют пробеги в Si  $R \leq 1$  мм, осуществляется как поверхностно-барьерными П. д., так и Si(Li)-детекторами. В области энергий  $\epsilon < 100$  кэВ применение полупроводниковых спектрометров предпочтительнее по сравнению с др. *бета-спектрометрами* (рис. 3). Особенностью регистрации электронов с энергиями  $\epsilon > 100$  кэВ является появление в процессах взаимодействия

электронов с веществом  $\gamma$ -квантов, к-рые могут уйти из объёма П. д. (тормозное излучение). Это приводит к неполному выделению энергии первичного электрона в П. д., к появлению «пьедестала» в регистрируемом спектре и к уменьшению тем самым эффективности регистрации по пику полного поглощения. С увеличением энергии электронов вклад этих процессов растёт, и при энергиях  $\epsilon \approx 10$  МэВ спектрометрия электронов по пику полного поглощения теряет смысл, т. к. торможение электронов в объёме П. д. приводит к образованию ливней.

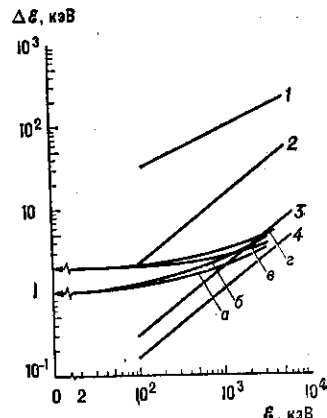


Рис. 3. Энергетическое разрешение  $\Delta\epsilon$  для различных  $\beta$ -спектрометров: 1 — сцинтилляционный; 2 — магнитного соленоидального; 3 — магнитного с железом; 4 — с магнитным полем; 5 (а, б, в, г) — полупроводниковых спектрометров.