

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ТРЕКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

В. Г. Сандуковский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В. И. Савельев

Московский инженерно-физический институт, Москва

Представлено современное состояние исследований в области разработок различных типов полупроводниковых координатно-чувствительных детекторов. Особое внимание уделено «миниатюрным» типам дискретных приборов: микростриповым детекторам, приборам с зарядовой связью, дрейфовым камерам.

Проанализированы преимущества и недостатки рассматриваемых типов детекторов, методы оптимизации их основных параметров: пространственной точности, двухтрекового разрешения, быстродействия и количества информационных каналов. Изложены различные методы считывания информации, требования, предъявляемые к первичной электронике, условия оптимальной обработки сигналов с детекторов, а также последние достижения в области применения первичной многоканальной интегральной электроники. Рассмотрены эффекты, связанные с влиянием радиационной нагрузки и магнитных полей на параметры детекторов. Даны примеры использования полупроводниковых трековых систем в ряде современных экспериментов.

The present status of research and development of various semiconductor position sensitive detectors (continuous, discrete, multicrystal) is reviewed. Special attention is paid to mini-types of discrete devices: microstrip detectors, charge coupled devices and semiconductor drift chambers.

Advantages and disadvantages of these detectors, methods of optimization of their main parameters (spatial resolution, double particle resolution, read-out time, number of signal outputs) are discussed. Different read-out schemes, requirements to primary electronics, conditions for optimal analysis of signals from detectors are described. The recent progress of multichannel monolithic integrated read-out electronics are presented. The effects of radiation and magnetic fields on detector parameters are considered. Examples of employment of semiconductor track systems in some modern experiments are given.

ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые детекторы ядерных излучений, способные давать информацию о месте прохождения частиц (будем в дальнейшем называть их ПТД — полупроводниковые трековые детекторы),

прочно заняли свое место в современной экспериментальной методике. Ряд достоинств этих приборов, прежде всего: высокое пространственное (в отдельных случаях и энергетическое) разрешение, компактность, способность работать в магнитных полях, в вакууме и другие качества определяют растущий к ним интерес исследователей.

Прогресс в технологии получения высококачественных монокристаллов, а также проникновение методов микроэлектроники в технологию изготовления полупроводниковых детекторов стимулировали большое количество разработок в области создания и использования ПТД в экспериментальной ядерной физике.

Существующие в настоящее время типы ПТД различаются не только геометрией, технологией изготовления, методом считывания информации, но и принципами работы. Поэтому при проведении эксперимента возникает вопрос оптимального выбора регистрирующих систем. При этом приходится учитывать (помимо спектрометрических возможностей различных типов ПТД) проблему реальной доступности и стоимости как самих детекторов, так и соответствующей считывающей электроники. Очевидно, что понимание принципов работы различных детекторов, знание их сравнительных характеристик и регистрирующих возможностей необходимы при планировании исследований и проведении измерений.

Ориентироваться в различных типах ПТД будет проще, если выделить три основных класса приборов: непрерывные, дискретные и монокристалльные. В непрерывных ПТД основным элементом является резистивный электрод. Деление на нем заряда, образованного частицей в объеме детектора, позволяет извлекать информацию о координате прохождения частицы. В дискретных ПТД отдельные детектирующие элементы размещены на общем монокристалле. Координатная информация определяется положением сработавших элементов. Монокристалльные ПТД — это приборы, представляющие собой матрицы (годоскопы) или многослойные «сэндвичи» (телескопы, калориметры) из самостоятельных полупроводниковых детекторов.

До конца 70-х годов разработки ПТД в большой степени были связаны с их использованием в экспериментах по физике низких энергий, где не требовались (в отличие от спектрометров, используемых в экспериментах по физике высоких энергий) большие площади и объемы детектирования. Пространственная точность создаваемых ПТД (0,1—5 мм) с учетом сравнительно скромного электронного обеспечения удовлетворяла запросы экспериментаторов.

Открытие очарованных, а затем прекрасных частиц, имеющих времена жизни порядка 10^{-13} с, вызвало потребность в тонких детекторах, которые нужно располагать очень близко к области взаимодействия, обладающих микронной пространственной точностью. Кроме того, желательно было иметь возможность регистрировать множественность частиц и организовать электронный триггер. Поиски привели к появлению в экспериментальной ядерной физике миниатюрных

дискретных ПТД: микростриповых детекторов, приборов с зарядовой связью, дрейфовых камер.

Наблюдавшийся в разработках миниатюрных ПТД и соответствующей электроники съема информации бурный прогресс последнего десятилетия был вызван, в частности, использованием методов и технологических приемов, разработанных в микроэлектронной промышленности, при изготовлении полупроводниковых детекторов.

Надо отметить, что методом создания различных типов ПТД, их электронному обеспечению, применению в эксперименте посвящено значительное число научных публикаций. В ряде обзорных работ обсуждаются отдельные классы ПТД, например непрерывный [1, 2, 3], миниатюрные дискретные [4—11], многокристальные [12]. Привлекают внимание сообщения о ПТД, реализующих нетрадиционные принципы регистрации трека частицы, например: приборы, дающие изображение треков [13], детекторы с криогенным запоминанием заряда [14], микродетекторные матрицы с индивидуальными системами адресации и обработки информации каждого детектирующего элемента, интегрированные на одном кристалле [15, 16].

В настоящей работе рассматриваются различные типы ПТД, дается сравнение их характеристик. При этом основное внимание уделено миниатюрным дискретным приборам. Разделы 2—4 посвящены описанию принципов работы и методов создания известных типов ПТД. В разд. 5 обсуждаются вопросы электронного обеспечения детекторов. В разд. 6 показано влияние внешних воздействий (радиационной нагрузки, магнитных полей и др.) на работу приборов. В разд. 7 представлены примеры использования миниатюрных ПТД в современных экспериментах.

1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Работа любого полупроводникового детектора основана на регистрации заряда, созданного ионизирующей частицей в обедненной носителями заряда (в полупроводнике это электроны и дырки) области детектора. Как известно, обеднение достигается созданием диодной структуры, работающей в «запорном» режиме. Наиболее важными характеристиками любого типа ПТД являются:

- пространственная точность;
- энергетическое разрешение (только для некоторых типов ПТД);
- двухтрековое разрешение (минимальное расстояние между двумя одновременно пришедшими частицами, различаемое ПТД);
- время считывания информации с детектора;
- количество сигнальных выходов.

Очевидно желание пользователей, а следовательно, и разработчиков приборов минимизировать данные параметры. Будем в дальнейшем исходить из этой концепции при рассмотрении различных типов

детекторов. При этом мы не касаемся подробно вопросов отбора исходных монокристаллов и тестирования их характеристик. Это предмет отдельного обсуждения, с которым можно ознакомиться, например, в [17]. Отметим только, что для большинства ПТД необходимы монокристаллы высокоомного кремния (для Si *n*-типа удельное сопротивление $\rho > 2$ кОм·см) или ультрачистого германия (HPGe), имеющие большое время жизни носителей заряда (порядка 1 мс при комнатной температуре) и высокую однородность параметров в используемом объеме кристалла. Важная роль в полупроводниковых детекторах принадлежит контактам, которые должны быть минимально тонкими «мертвыми» слоями для регистрируемых излучений и в то же время не давать инъекции носителей заряда в рабочую (обедненную носителями) область прибора при напряжениях электрического поля 10^3 — 10^4 В/см.

2. НЕПРЕРЫВНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Развитие непрерывных ПТД исторически было стимулировано желанием иметь электронное решение детектирования частиц в магнитных спектрографах [18], что позволяло в отличие от методики фотопластинок вести сбор данных в on-line режиме. Кроме того, появилась возможность одновременно получать информацию об энергии регистрируемых частиц и, следовательно, идентифицировать их тип.

Принцип работы непрерывного ПТД основан на резистивном делении созданного частицей заряда (рис. 1). Возможно однокоординатное и двухкоординатное решение конструкции прибора. Если сопротивление резистивного электрона однородно по поверхности и используются предусилители с низким входным импедансом, то заряд, снимаемый с одного из концов электрода, будет точно пропорционален расстоянию между точкой прохождения частицы и другим (заземленным) концом электрода (рис. 1, *в*), т. е. $Q_x = QX/L$. Это в случае так называемого амплитудного метода съема сигналов. Другой метод — временной [19] (используется разница времени прихода сигналов на края электрода) — не получил широкого распространения в непрерывных ПТД из-за большого вклада шумов и жестких требований к фильтрации сигналов для получения линейного отклика [2].

При создании непрерывных ПТД очевидно стремление изготовителей получить максимально однородные по площади резистивные слои. Наибольшая однородность достигается при использовании методов диффузии и ионной имплантации. Обычно получаемое при этом сопротивление слоя лежит в диапазоне 10—100 кОм. Размеры детекторов ограничены размерами исходного материала с требуемыми параметрами. В настоящее время возможно изготовить непрерывные ПТД из кремния размерами: однокоординатные — до 100 мм и двухкоординатные — до 50×50 мм. Отметим, что коммерчески доступные

детекторы, производимые, например, фирмами «ORTEC» и «Schlumberger», — это, как правило, однокоординатные приборы размерами от 10×8 до 50×8 мм и толщиной рабочей области 100—1000 мкм. Стоимость таких детекторов 2—10 тыс. долл.

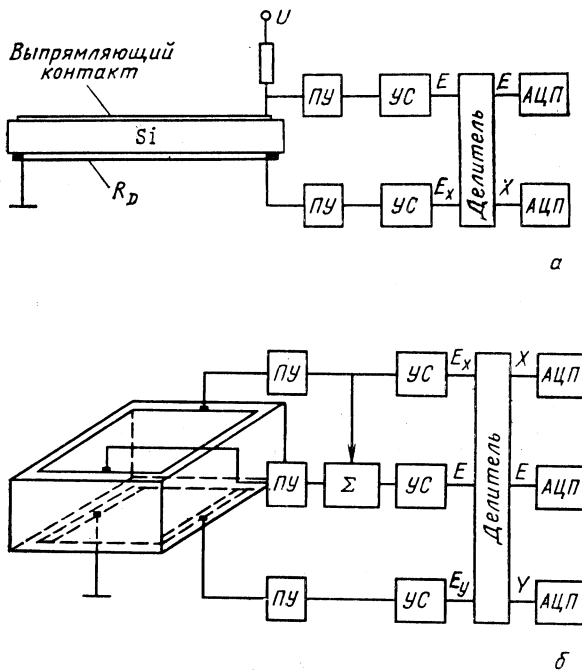
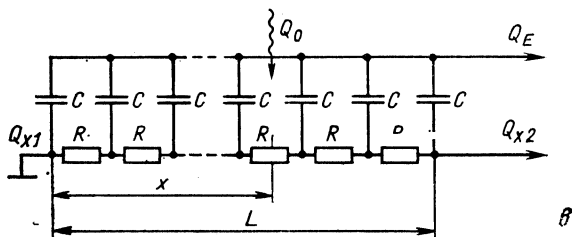


Рис. 1. Структура непрерывного ПТД и схема амплитудного метода съема сигналов:

a — однокоординатный детектор; *б* — двухкоординатный детектор; *в* — эквивалентная схема детектора в виде непрерывно распределенной RC -линии



Основные характеристики. В основе нормальной работы непрерывных ПТД лежит выполнение требований к формированию сигнала, оптимизация которого связана с зависимостью линейность — разрешение прибора.

Линейность детектора в рассматриваемом типе приборов зависит от соотношения $\tau/R_D C_D$, где τ — временная константа формирующих цепей усилителя; R_D — сопротивление резистивного электрода; C_D — емкость детектора. Различия времен нарастания сигналов при

ограниченности формирующих постоянных τ ведет к баллистическому дефициту — разнице на выходе усилителя между ступенчатым сигналом и сигналом, имеющим фронт нарастания той же амплитуды. Следствием является нелинейность отклика как позиционного, так и энергетического каналов. Линейность зависит и от типа формирующих цепей, т. е. от передаточной функции усилителя. Исследования, выполненные для усилителей с различными формированиями сигнала [21] (однократным дифференцированием и однократным интегрированием, однократным дифференцированием и двукратным интегрированием, с фильтрами, дающими трапецевидную форму импульса, а также с активными фильтрами), показывают, что без большой ошибки можно считать систему линейной (нелинейность не более 1%), если выполняется условие

$$R_D C_D \leq 2\tau.$$

Отметим, что нормализация позиционного сигнала с помощью делителя (рис. 1, а, б) не только устраняет зависимость позиционной информации от энергии, но и уменьшает нелинейность, например, с 4 до 1%.

Пространственная точность.

Анализ работы непрерывного ПТД, сделанный на основе модели, представляющей детектор в виде распределенной RC -линии [20] (см. рис. 1, в), показывает, что для оценки пространственной точности приборов можно пользоваться выражением

$$\sigma = \sigma_{ш} L/E,$$

где $\sigma_{ш}$ — суммарный шум, включающий вклады электроники, токов утечки детектора и теплового шума резистивного электрода; L — длина резистивного электрода; E — энергия частицы, поглощенная детектором. Шум резистивного слоя детектора пропорционален $(\tau/R_D)^{1/2}$, а токов утечки пропорционален $(I_D \tau)^{1/2}$. Поэтому желание использовать большое τ и малое R_D для получения линейности вступает в противоречие с желанием иметь низкочумовой вклад, требующий коротких времен формирования сигнала и больших R_D . Оптимальный выбор зависит от требований конкретного эксперимента. В большинстве случаев при использовании стандартных непрерывных ПТД и предусилителей ширина шумового распределения на полувысоте (FWHM) лежит для позиционного канала в диапазоне 30—60 кэВ (для кремния). На рис. 2 показано в качестве примера поведение шумов позиционного и энергетического каналов в зависимости

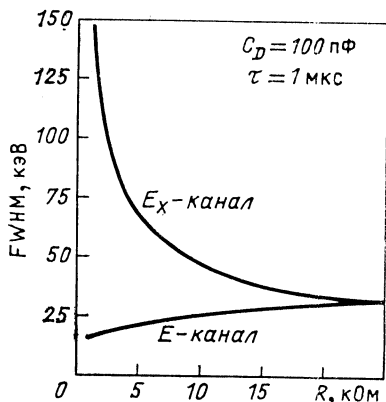


Рис. 2. Зависимости шумов позиционного (E_x) и энергетического (E) каналов от сопротивления резистивного электрода

от R_D ($C_D = 100$ пФ, $\tau = 1$ мкс, т. е. условия линейности выполняются до $R_D = 20$ кОм). Для α -частиц ($E = 5$ МэВ) это приводит к позиционному разрешению $\text{FWHM} \simeq 1\%$ длины (L) резистивного слоя.

Энергетическое разрешение определяется в основном шумами токов утечки детектора и емкостью на входе предусилителя (прежде всего это емкость детектора C_D). Планарная технология, развитая Кеммером [22] для кремниевых детекторов (см. разд. 2), может позволить заметно снизить шумовой вклад токов утечки. Другой путь уменьшения токов — охлаждение детектора. В сочетании со специальными предусилителями, разработанными для больших входных емкостей, например, показанных в [23], можно рассчитывать получить для больших детекторов (площадью порядка 20 см^2) разрешение (FWHM) порядка $40\text{--}50$ кэВ для α -частиц ($E_\alpha = 5$ МэВ).

Быстродействие непрерывных ПТД определяется максимальным временем нарастания сигнала, зависящим от R_D и C_D ($t = 0,5 R_D C_D$). Для детекторов, имеющих емкость $C_D \simeq 1000$ пФ, t может достигать 5 мкс.

Применение. Преимущества, недостатки. Область применения непрерывных ПТД прежде всего связана с регистрацией сильно-ионизирующих, короткопробежных частиц, где наилучшим образом реализуется их пространственное разрешение. При этом если не требуется высокое быстродействие, то простота электроники по сравнению с дискретными ПТД может оказаться решающим фактором выбора детектора. Приведем лишь несколько примеров использования непрерывных ПТД в эксперименте: в магнитном спектрографе [24], где набор детекторов перекрывал часть фокальной плоскости; при изучении процессов деления ядер в реакциях, индуцированных нейтронами и тяжелыми ионами [25]; в исследовании корреляционных спектров α -частиц и осколков деления в реакции $^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th}$ [26]. Непрерывные детекторы находят также применение при регистрации γ -квантов (ПТД из HPGe) [27] и спектрометрии электронов [Si (Li)-детектор] [28]. Определенный интерес могут представлять радиально-чувствительные непрерывные ПТД [29], в частности, с линейной функцией отклика [30].

До сих пор речь шла о съеме заряда непосредственно с резистивного электрода. Однако возможно решение, когда считывание информации осуществляется с помощью внешней системы сигнальных полюсовых электродов — стрипов, на которых индуцируется зарядовое распределение, сформированное RC -линией (рис. 3) [31]. Пространственное разрешение такого прибора (экспериментально получено $\sigma = 25$ мкм при шаге стрипов $0,5$ мм) не уступает микростриповым детекторам (см. разд. 3) при заметно меньшем числе каналов считывающей электроники. Быстродействие такой системы в несколько раз выше, чем стандартных непрерывных ПТД.

Основное преимущество стандартных непрерывных ПТД — простота электроники для считывания информации — не всегда главный

аргумент при выборе трекового детектора. При проведении измерений, где требуются высокая скорость счета, а также временная информация (эксперименты на совпадение), приходится помнить, что в непрерывных ПТД только одно событие может быть обработано в данный момент. При этом время считывания в детекторах с площадью рабочей поверхности 10—20 см² составит несколько микро-секунд. Еще один недостаток — зависимость координатного разрешения от размеров резистивного слоя (т. е. размеров детектора)

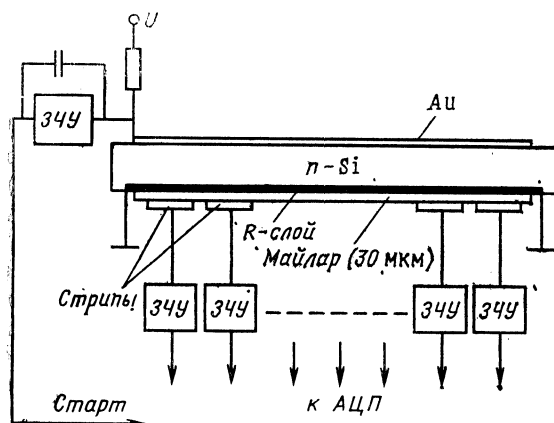


Рис. 3. Непрерывный ПТД с внешней системой сигнальных полосковых электродов (шаг электродов 0,5 мкм, длительность стробирующего импульса плюс время задержки 50—150 нс) [31]

и энергетического сброса частицы в детекторе. Оценки показывают, что для детекторов размерами 50 × 50 мм и толщиной рабочей области $d = 1$ мм можно ожидать координатное разрешение (FWHM) для α -частиц ($E_\alpha = 5$ МэВ) не лучше 0,5 мм, а для релятивистских, т. е. минимально ионизирующих частиц, — не лучше 10 мм. Поэтому в экспериментах, где требуются высокие нагрузочные характеристики, быстрое считывание, а также при регистрации низкоэнергетических излучений более предпочтительны дискретные ПТД.

3. ДИСКРЕТНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

В приборах этого типа отдельные детектирующие элементы (диодные структуры) размещаются на одном базовом материале. Элементы могут размещаться в виде полосок или ячеек. Детекторы с полосковой структурой элементов часто называют стрип-детекторами. Первый стрип-детектор был продемонстрирован еще в 1966 г. [32]. ПТД, имеющие ширину стрипов от 0,5 до 3 мм и изготавливаемые по стандартной технологии получения кремниевых и германиевых детекторов, в основном нашли применение в ядерной физике низких энергий. Детекторы возможны как однокоординатного типа [33], так и двухкоординатного [34] (ортогональное расположение стрипов на передней и задней сторонах кристалла).

Потребности физики высоких энергий, в частности необходимость восстановления с микронной точностью топологии события в исследованиях очарованных и прекрасных частиц, вызвали развитие миниатюрных дискретных ПТД. Наибольший прогресс получили три концепции миниатюрных дискретных ПТД: микростриповые (МСД), детекторы на основе приборов с зарядовой связью (ПЗС-детекторы) и полупроводниковые дрейфовые камеры (ПДК).

Несмотря на различия в принципах действия этих типов детекторов, их объединяет наличие значительного количества регистрирующих элементов. В зависимости от типа детектора это число составляет от 10^2 до 10^6 . Такое «дробление» структуры ПТД связано со стремлением максимально реализовать потенциальные возможности в получении пространственной точности. Очевидно, что встает вопрос оптимального решения проблемы считывания информации. Поэтому помимо пространственного разрешения и разрешения по множественности важной характеристикой миниатюрных ПТД является число каналов считывания и как следствие — быстродействие прибора. Стремление получить максимальное быстродействие требует параллельного съема сигналов, что приводит к большому числу каналов считывающей электроники, и наоборот, желание реализовать считывание возможно меньшим числом каналов ведет к последовательному процессу обработки сигналов и соответственно к увеличению времени считывания. Другой общий для полупроводниковых детекторов важный фактор — соотношение сигнал — шум ($Q_0/\sigma_{ш}$). Этот параметр определяет направление разработки считывающей электроники [36].

Поиск оптимальных соотношений между названными выше характеристиками лежит в основе развития различных концепций создания миниатюрных дискретных ПТД.

Микростриповые детекторы. Микростриповый детектор представляет собой плоскопараллельный ППД, один или два электрода которого выполнены в виде полосок (стрипов), имеющих ширину и периодичность расположения в диапазоне от 10 до 1000 мкм. Основные геометрические параметры МСД, от которых зависит пространственная точность, это: ширина стрипа W , межстриповое расстояние b , шаг (расстояние между центрами стрипов) $S = W + b$, глубина обедненной области d (как правило, это толщина МСД). Немаловажной характеристикой, определяющей геометрическую эффективность детектора, является его активная площадь A .

Первые образцы МСД двух типов были продемонстрированы в 1980 г. [36]. Эти детекторы, созданные по стандартной поверхностно-барьерной методике, имели толщину 400 мкм, рабочую поверхность размером 20×30 мм из 100 стрипов с шириной 140 мкм, длиной 30 мм и шагом 200 мкм. Детекторы одного типа имели золотые стрипы со стороны выпрямляющего контакта и сплошной алюминиевый омический контакт с противоположной стороны. Другой тип имел алюминиевые стрипы и сплошной выпрямляющий электрод.

При напряжении полного обеднения (110 В) детекторы показали суммарные токи утечки: с золотыми стрипами около 2 мкА, с алюминиевыми — около 1 мкА. Испытания, проведенные с этими детекторами на пучке пионов (175 ГэВ/с) в ЦЕРН, показали, что их эффективность составляет 99,6%. К сожалению, поверхностно-барьерная технология не позволяет получать достаточно надежные в длительной работе приборы.

Внедрение в методику изготовления ППД планарной технологии [22] открыло путь для создания более надежных и более точных

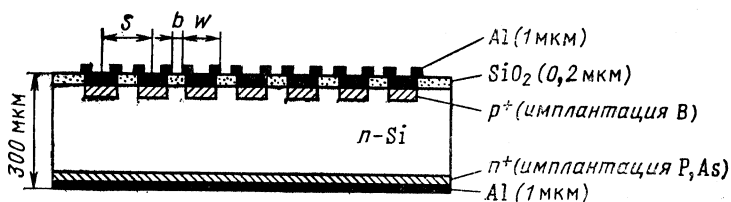


Рис. 4. Структура стандартного микрострипового детектора (S — шаг стрипов; b — межстриповое расстояние; W — ширина стрипа)

МСД. Рисунок 4 дает представление о структуре типичного МСД, выполненного по планарной технологии. Основу МСД составляет пластина кремния (n -типа) с удельным сопротивлением $\rho > 3$ кОм·см, что позволяет иметь полное обеднение детекторов толщиной более 200 мкм при рабочих напряжениях $U \simeq 100$ В [$d = 0,53 (\rho U)^{1/2}$, где d — в мкм; σ — в Ом·см; U — в В].

Последовательность процессов обработки пластины кремния (рис. 5) включает оксидную пассивацию поверхности, фотолитографию, ионную имплантацию и металлизацию стрипов.

Оксидная пассивация — это эффективный метод снижения обратных токов (следовательно, шумов детектора), позволяющий получать токи меньше 10 нА/см² на толщину кремния 100 мкм. Вызвано это тем, что термическое окисление кремния (1000—1100 °С), проходящее в атмосфере кислорода с небольшой добавкой HCl, не только заметно уменьшает поверхностные токи утечки, но и ведет, как указывает автор [22], к увеличению объемного времени жизни τ_q носителей заряда, т. е. к меньшим объемным генерационно-рекомбинационным токам ($I_{\text{ген}}$ обратно пропорционален τ_q).

Ионная имплантация при правильном выборе параметров (энергии внедрения и дозы) позволяет создать резкие p — n -переходы, т. е. тонкие входные окна детекторов. Обычно для выпрямляющих контактов на n — Si используют ионы бора (энергия 10—15 кэВ, доза $5 \cdot 10^{14}$ см⁻²). Омический контакт (n^+) получают имплантацией ионов фосфора или мышьяка (энергия 30 кэВ, доза $5 \cdot 10^{15}$ см⁻²). Толщина имплантированных электродов лежит в диапазоне 0,05—0,1 мкм. Для исключения эффектов каналирования имплантация

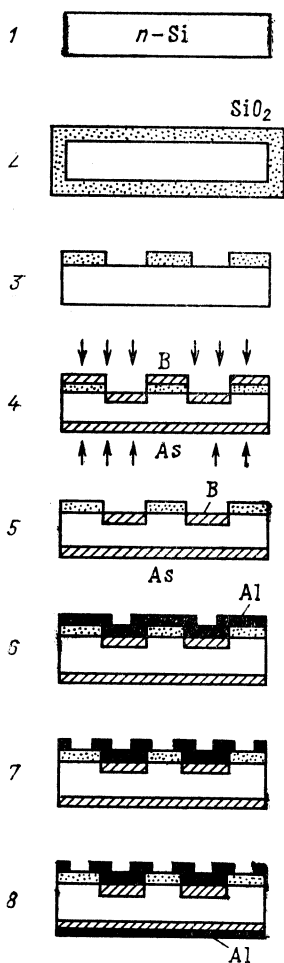
Рис. 5. Последовательность процессов создания МСД по планарной технологии [22]

осуществляется под малыми углами к оси $\langle 111 \rangle$, в направлении которой ориентирован, как правило, слиток кремния.

Металлизация p^+ - и n^+ -электродов МСД позволяет избежать проблем поверхностного сопротивления и улучшить внешние электрические контакты. Фотолитография дает возможность создавать прецизионную конфигурацию стрипов и селективно проводить технологические операции на требуемых участках кремниевго образца.

Важным параметром для экспериментаторов является размер чувствительной области детектора. Площадь рабочей поверхности МСД ограничена диаметром монокристаллов производимого промышленностью кремния, пригодного для создания детекторов. В настоящее время максимальный диаметр кремния не превышает 10 см, что позволяет получить МСД размерами до 70×70 мм. Отметим, что такой кремний с необходимыми удельным сопротивлением и временем жизни носителей заряда пока еще труднодоступен и в технологии в основном используется материал диаметром до 76 мм. Минимальная толщина МСД (без учета механической прочности пластины кремния) определяется требованиями получения на входе предусилителя заряда, достаточного для надежного считывания информации. Типичная толщина МСД, выполненных по планарной технологии, $d = 300$ мкм.

Вопросам создания МСД за последнее десятилетие посвящено значительное число публикаций. Остановимся на некоторых работах, имеющих отличительные от технологии создания стандартных МСД особенности. В [37] представлен МСД с встроенной в него емкостной связью стрип-предусилитель, полученной за счет дополнительного слоя SiO_2 (100 нм) между выпрямляющими p^+ -электродами и металлизацией (Al). Такой подход позволил избежать гальванической связи детектора с зарядочувствительными предусилителями (см. ниже). Это принципиально важно в случае интегрального исполнения предусилителей, так как из-за пространственных ограничений невозможно создать в интегральной схеме большие разделительные емкости. Кроме того, каждый детектирующий элемент имеет инди-



видуальное сопротивление нагрузки (3,2 МОм) из поликремния. В отличие от традиционной планарной технологии, использующей ионную имплантацию, выпрямляющий и омический электроды выполнены с помощью диффузии бора и фосфора соответственно. Стрипы (512) шириной 10 мкм и длиной 23 мм расположены с шагом 25 мкм на пластине n -HPGe толщиной 260 мкм. Значение среднего тока утечки при напряжении полного обеднения (в данном примере 100 В) составило 90 нА/стрип. Пространственное разрешение, полученное таким

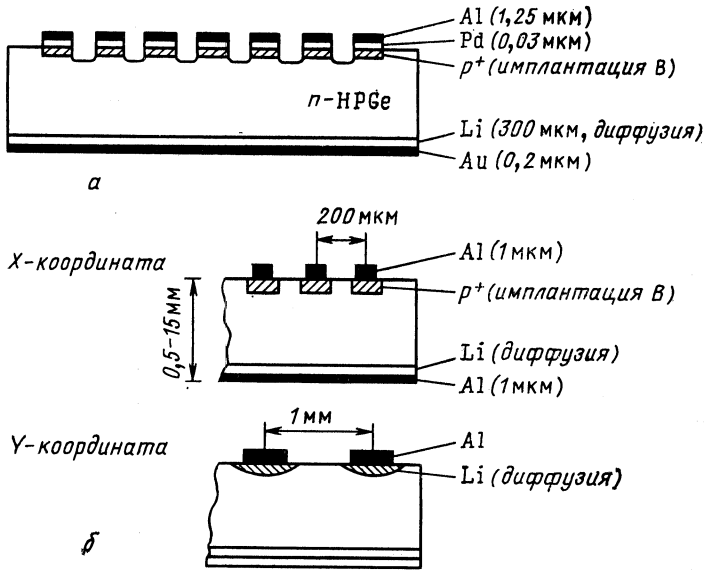


Рис. 6. Структуры микростриповых детекторов из HPGe:

а — МСД, разработанные для активной мишени эксперимента NA1 CERN [38]; б — МСД, выпускаемые фирмой «Intertechnique» (Франция) [39]

детектором, равно $\sigma = 3,5$ мкм. Отметим, что в настоящее время МСД с встроенными разделительными емкостями и резисторами нагрузки завоевывают все большую популярность (см., например, [45, 74]).

В ряде задач, особенно при регистрации γ - и X -излучений, предпочтительным материалом для детекторов является монокристаллический германий. В отличие от кремниевых, детекторы из германия требуют обязательного охлаждения до температуры жидкого азота. МСД из ультрачистого германия (HPGe) n -типа были разработаны для использования в качестве части активной мишени при измерении множественности в экспериментах ЦЕРН по фотоорождению [38]. Детекторы (рис. 6, а) имели 48 стрипов (ширина 50, шаг 100 мкм) и 96 стрипов (ширина 25, шаг 50 мкм), размещенных на пластинках HPGe толщиной 5 мм. Слой Pd (0,03 мкм) — Au

(1,25 мкм) служил в качестве маски при создании стриповой структуры. Детекторы имели обратные токи 10^{-10} А при напряжении полного обеднения 500 В.

Однокоординатные (минимальный шаг 200 мкм) и двухкоординатные (минимальный шаг 1 мм) МСД из НРGe (рис. 6, б), созданные фирмой «Intertechnique» с использованием оригинальной технологии фотомаскирования, продемонстрированы в [39]. Эта технология позволяет получать стриповые структуры любой геометрической конфигурации, сохраняя суммарный обратный ток на уровне

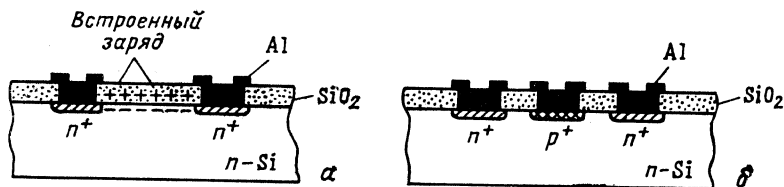


Рис. 7. Иллюстрация проблемы замыкания стрипов в двухкоординатном МСД (а) и ее решения введением разделительных плавающих p^+ -стрипов (б)

десятых долей наноампера в детекторах размерами $40 \times 40 \times 15$ мм. Надо отметить, что создание германиевых МСД представляет сложную технологическую задачу, требующую высокого методического искусства.

Двухкоординатные МСД (двухстороннее считывание информации с ортогонально расположенных стрипов) при использовании стандартной планарной методики сталкиваются с проблемой встроенного положительного заряда у границы Si — SiO_2 [40]. Этот заряд индуцирует слой, аккумулирующий электроны, что приводит к замыканию соседних n^+ -стрипов. Проблема была решена [41] введением разделительных «плавающих» p^+ -стрипов между информационными n^+ -стрипами (рис. 7). Разделительные стрипы эффективно увеличили электрическое сопротивление между информационными стрипами (до 10 МОм), не нарушив механизма емкостного деления (см. ниже). В отсутствие разделительных стрипов сопротивление составляло несколько килоом. Развитие в двухкоординатных МСД идеи создания встроенных разделительных емкостей [37] привело к появлению ряда оригинальных решений, в частности к использованию вместо n^+ -стрипов участков поверхности, аккумулирующих электроны [42].

В настоящее время промышленное производство различных типов кремниевых МСД освоено рядом фирм, например «Intertechnique» (Франция) [43], «Micron Semiconductor» (Великобритания) [44]. МСД из НРGe выпускаются фирмой «Intertechnique» (Франция). В табл. 1—3 приведены параметры наиболее характерных МСД, выпускаемых этими фирмами. Разработки и изготовление МСД осуществляются и у нас в стране, в частности в РНИИРП

Таблица 1. Кремниевые МСД, выпускаемые «Intertechnique»

Тип	Число стрипов	Ширина стрипа, мкм	Шаг, мкм	Рабочая поверхность, мм ²
IPS 50 × 50-300-N12	12	4000	4200	50 × 50
IPS 42 × 50-300-N24	24	2000	2100	42 × 50
IPS 12 × 51-300-N64	64	400	800	12 × 51
IPS 50 × 50-300-N250	250	100	200	50 × 50
IPS 26 × 26-300-N520	520	18	50	26 × 26

Таблица 2. МСД, выпускаемые «Micron Semiconductor»

Тип	Количество стрипов	Число информационных стрипов	Ширина стрипа, мкм	Шаг, мкм	Рабочая поверхность, мм ²
MS F	25	25	1975	2000	50 × 50
MS V	256	256	250	300	77 × 57
MS B	1000	1000	25	50	50 × 50
MS C	1000	296	40	50	50 × 50
MS N	701	176	40	50	91 × 35
DS O	512	512	5	25 (N) 50 (P)	60 × 32

Примечание. DS O — двухкоординатный МСД, имеющий по 256 стрипов с каждой стороны.

Таблица 3. Германиевые МСД, выпускаемые «Intertechnique»

Тип	Рабочая поверхность, мм ²	Толщина, мм	Число стрипов		Шаг, мкм
			X	Y	
EGPS 10 × 10—0,5 N20	10 × 10	0,5	20	—	500
EGPS 40 × 40—3 N200	40 × 40	3	200	—	200
EGPS 45 × 45—15 N20 × 20	50 × 50	15	5	5	10 000
EGPS 40 × 40—10 N20 × 20	40 × 40	10	20	20	2 000

(Рига), ОИЯИ (Дубна), ЛИЯФ (Ленинград) [45—47]. Детекторы имеют размеры до 40 × 40 мм и стрипы с шагом 25—200 мкм.

Считывание информации с МСД. Носителем информации в полупроводниковом детекторе является заряд Q_0 , образованный частицей в процессе ионизации в чувствительном объеме. Приложенное к $p-n$ -переходу обратное смещение U_D позволяет собрать электроны и дырки на соответствующих электродах детектора. Сигнальный импульс имеет нарастание, определяемое временем собирания заряда, которое зависит от подвижности носителей заряда μ

$1350 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ для электронов и $480 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ для дырок в кремнии при 300 К , толщины обедненной области d и напряжения $U_{\text{Д}}$ ($t \approx d^2/\mu U_{\text{Д}}$). Максимальное время собирания в МСД ($d = 300 \text{ мкм}$) при $U_{\text{Д}} 100 \text{ В}$ составляет 10 и 25 нс для электронов и дырок соответственно. При регистрации минимально ионизирующих частиц время нарастания сигнала меньше максимального времени собирания, так как заряд равномерно распределяется по толщине детектора. Таким образом, МСД в принципе имеют быстрый отклик.

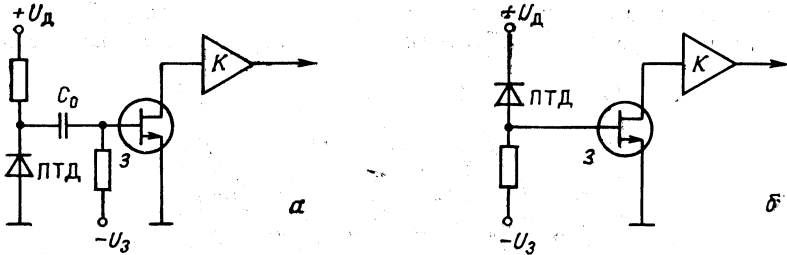


Рис. 8. Схемы подключения детектор — предусилитель:

а — по переменному току; б — по постоянному току

Съем сигналов осуществляется обычно с помощью низкошумящих предусилителей (ПУ), которые имеют связь с МСД либо по постоянному, либо по переменному току (рис. 8). Использование в первом случае низкошумящих усилителей тока с биполярными высокочастотными транзисторами (см., например, [36]) позволяет максимально реализовать быстродействие МСД, обеспечивает лучшую защиту от помех из-за низкого входного импеданса ПУ и меньшую по сравнению с зарядочувствительными ПУ рассеиваемую мощность, что немаловажно при значительном числе информационных каналов МСД. Однако такое подключение требует условий, когда обратные токи стрипов детектора настолько малы, что не вызывают изменения режима работы входного транзистора ПУ. Более того, возникновение пробоя на стрипе может привести к выходу из строя всего ПУ. Поэтому в настоящее время чаще используется подключение зарядочувствительных ПУ к МСД по переменному току. Этот факт находит отражение и в технологических решениях (как было показано выше) при разработке стриповых структур с встроенными разделительными емкостями [37, 45, 74].

В зависимости от требований эксперимента к пространственной точности, двухтрековому разрешению и возможностей реализации системы съема информации используются различные методы съема сигналов с МСД (рис. 9).

1. Параллельное считывание сигналов с каждого стрипа. Метод реализует максимальное быстродействие и максимально достижимое двухтрековое разрешение. Недостатком является большое число

информационных выходов для детекторов с высокой дискретностью (шаг стрипов 10—25 мкм).

2. Параллельное считывание с шагом информационных выходов, превышающим шаг стрипов (см. выходы 1, 2 на рис. 9) с использованием метода деления заряда на регулярных емкостных структурах, которыми являются МСД [48]. При этом межстриповая емкость должна значительно превышать емкость отдельного стрипа ($C_b \gg C_s$). Стрипы, с которых не происходит съема сигнала, называются плавающими. Отметим, что напряжение смещения на плавающих стрипах возникает за счет существования некоторой проводимости в межстриповой области. Максимальный интервал между

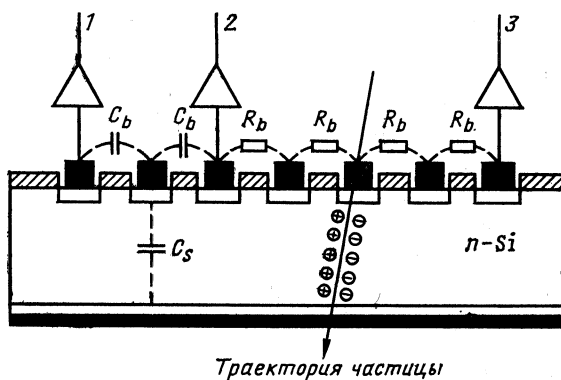


Рис. 9. Методы съема информации с МСД (каналы 1, 2 — емкостное деление; каналы 2, 3 — резистивное деление)

сигнальными стрипами ограничивается соотношением сигнал/шум. Как правило, при дискретности стрипов 10—25 мкм используют интервал считывания не более 4—5 шагов стрипов. При этом необходимо иметь отношение сигнал/шум $Q_0/\sigma_{ш} \geq 15$, если хотим выделять сигнал с плавающих стрипов на уровне $3\sigma_{ш}$. Емкостное деление позволяет сократить число информационных каналов (в 2—4 раза) без существенного снижения пространственной точности. Недостатком метода является снижение двухтрекового разрешения по сравнению с методом считывания с каждого стрипа.

3. Считывание информации с использованием метода резистивного деления заряда между стрипами (см. выходы 2, 3 на рис. 9) [49]. В этом случае МСД можно представить в виде распределенных RC -структур аналогично непрерывным ПТД (см. разд. 1). Резистивный слой может быть образован за счет неполного обеднения приповерхностного слоя [50, 51] или нанесением специального резистивного покрытия между стрипами. Метод резистивного деления позволяет уменьшить число сигнальных каналов, но по ряду причин не находит широкого применения, в частности, из-за дополнительного шумового

вклада межстрипового резистора и худшего быстродействия по сравнению с другими методами считывания.

Пространственная точность. Основное назначение МСД, вызвавшее их появление, — это регистрация релятивистских (минимально ионизирующих) частиц. В этом случае заряд, образованный в процессе ионизации, равномерно распределен вдоль трека по всей толщине МСД. Предельное пространственное разрешение детектора определяется размером области поперечного распределения заряда (предполагается прохождение частицы по нормали к плоскости детектора). Электроны, освобожденные в процессе ионизации, имеют очень короткий пробег в кремнии (энергия большинства менее 10 кэВ), и стандартное отклонение поперечного распределения заряда составляет приблизительно 1 мкм [6]. Надо заметить, что «хвост» распределения за счет энергетичных δ -электронов может достигать 5 мкм.

Наиболее вероятные потери энергии в МСД определяются распределением Ландау и составляют в кремнии 29 кэВ на толщине кремния 100 мкм [52]. Таким образом, в МСД толщиной ≈ 300 мкм индуцируется $2,4 \cdot 10^4$ электрон-дырочных пар или заряд порядка $4 \cdot 10^{-15}$ Кл.

В процессе собирания заряда пространственное распределение уширяется за счет диффузии носителей и их взаимного отталкивания. При этом среднее квадратичное отклонение σ пространственного распределения достигает 5 мкм для дырок и 8 мкм для электронов на толщине собирания 300 мкм [7].

При шаге стрипов, превышающем 50 мкм, собирание заряда от нормально падающей частицы происходит на один стрип. В этом случае пространственное разрешение МСД определяется только шагом стрипов:

$$\sigma = S/\sqrt{12}.$$

Для МСД с шагом стрипов 25 мкм собирание заряда происходит на несколько стрипов. Распределение заряда (соответственно амплитуд снимаемого сигнала) по стрипам определяет понятие «кластер». На рис. 10 показаны распределения амплитуд в кластере (а) и вероятность числа стрипов, образующих кластер для МСД с шагом 25 мкм (б) [53]. Видно, что наиболее вероятно собирание заряда на два стрипа.

Образование кластеров позволяет использовать для определения координаты метод поиска центра тяжести амплитудного распределения [49, 54] и получать пространственное разрешение σ лучше, чем задаваемое шагом стрипов. Разрешение в этом случае определяется в основном только отношением сигнал/шум:

$$\alpha = \alpha S_{\text{ш}}/Q_0,$$

где α — константа, зависящая от способа вычисления амплитудного распределения. Для кластеров из трех стрипов $\alpha = 2$ [5]. В ка-

честве одного из примеров применения центроидного поиска в МСД можно указать получение в [54] $\sigma = 3$ мкм для детекторов с шагом стрипов 20 мкм ($S/\sqrt{12} = 5,8$ мкм). Использование центроидного поиска в условиях емкостного деления при считывании с каждого третьего стрипа (интервал считывания 60 мкм) позволяет получить разрешение $\sigma = 4,5$ мкм, а при считывании с каждого шестого стрипа (интервал 120 мкм) — 8,7 мкм [55].

Как уже отмечалось, применение метода резистивного деления менее предпочтительно из-за худшего соотношения сигнал/шум.

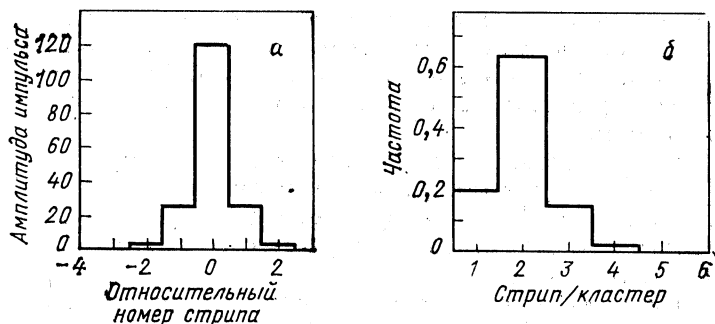


Рис. 10. Характеристики кластеров в МСД с шагом 25 мкм

Резистивное деление целесообразно использовать, если есть возможность увеличить снимаемый сигнал. Это имеет место в случае увеличения толщины детектора или при регистрации частиц, у которых сброс энергии в детекторе значительно больше, чем у минимально ионизирующих частиц. Так, в детекторе толщиной 900 мкм, использующем резистивное деление, в межстриповом промежутке 330 мкм получено при регистрации заряженных частиц с энергией 140 ГэВ разрешение $\sigma = 22$ мкм (ожидалось из расчетов 18—19 мкм) [51]. Обращаем внимание на то, что в отличие от межстриповой области разрешение в области стрипа будет определяться только шириной стрипа, $\sigma = W/\sqrt{12}$.

Остановимся на вопросе о том, как влияет соотношение между шириной стрипа W и межстриповым расстоянием b на характеристики МСД. Подробное исследование, представленное в [56], дает право утверждать, что для минимально ионизирующих частиц пространственное разрешение определяется только значением шага стрипов S . При этом предпочтительнее иметь как можно большее межстриповое расстояние (т. е. минимально тонкие стрипы, позволяемые технологией). Такой подход ведет, с одной стороны, к уменьшению межстриповой емкости, следовательно, к уменьшению взаимных электрических помех между сигнальными каналами, с другой — к уменьшению емкости стрипов и соответственно уровня

шумов. Некоторым недостатком большого межстрипового расстояния может оказаться появление поверхностных эффектов: дополнительных токов утечки, центров рекомбинации и захвата зарядов. В случае регистрации сильноионизирующих короткопробежных частиц, создающих большое количество электрон-дырочных пар в приповерхностной области МСД, происходит рекомбинация дырок (при их движении к собирающим электродам) с электронами на поверхности. Встроенный положительный заряд на границе $\text{SiO}_2 - \text{Si}$, аккумулирующий электроны, увеличивает эту возможность. Попадание, например, α -частиц в межстриповый промежуток ведет к появлению

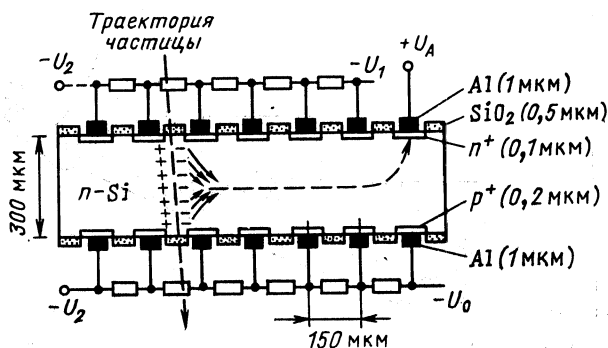


Рис. 11. Структура ПДК

сателлитного пика [56], который с увеличением межстрипового расстояния сдвигается от основного пика в низкоэнергетическую область и при этом уширяется.

Наряду с использованием МСД в области физики высоких энергий следует также отметить перспективность их применения для регистрации частиц низких и промежуточных энергий. Хорошие спектротметрические характеристики МСД позволяют получать для таких частиц достаточно полную информацию о координате, энергии, удельных потерях и, таким образом, иметь возможность идентификации [57].

Полупроводниковые дрейфовые камеры. Поиск путей уменьшения числа каналов считывания информации в миниатюрных трековых детекторах привел к созданию прибора, получившего название «полупроводниковая дрейфовая камера» (ПДК).

Идея ПДК состоит в использовании нового принципа сбора заряда в полупроводнике под воздействием двух независимых электрических полей в объеме детектора [58]: поля, создающего обеднение, и поля, осуществляющего направленный дрейф носителей заряда параллельно поверхности прибора.

На рис. 11 представлена упрощенная схема ПДК. Материал подложки — высокоомный кремний n -типа. Технология планарная,

аналогичная производству микростриповых детекторов. Толщина подложки 300 мкм, определяемая, как и в случае МСД, необходимой величиной сигнала от минимально ионизирующих частиц. На обеих сторонах подложки формируются выпрямляющие контакты (p^+) в виде стрипов. Полное обеднение достигается через n^+ -контакт, который выполняет роль считывающего анода. Используется возможность обеднения достаточно большой полупроводниковой подложки (порядка 1 см²) при малой емкости n^+ -контакта (единицы

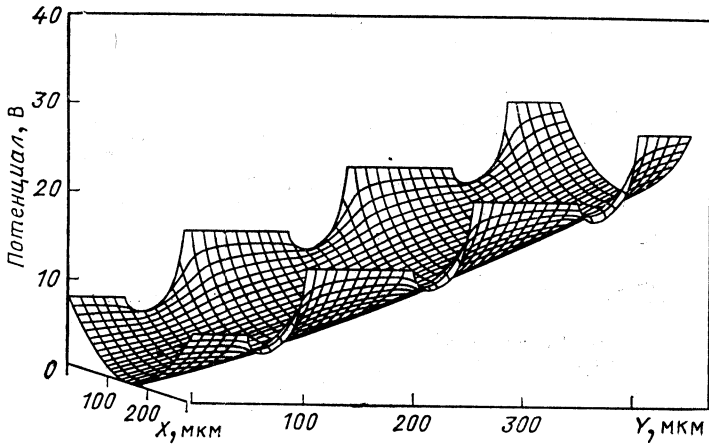


Рис. 12. Распределение электрического поля внутри ПДК [59]

пикофард). Важно, что обеднение достигается напряжением в 4 раза меньшим по сравнению с МСД той же толщины.

В центральной области рабочего объема создается минимум потенциала для основных носителей (электронов). Потенциал продольного дрейфового поля ПДК создается линейно нарастающим потенциалом, приложенным к p^+ -стрипам. На рис. 12 представлено распределение потенциалов, рассчитанное для суперпозиции электрических полей в объеме ПДК [59]. Существование области минимума потенциала для основных носителей заряда является отличительной особенностью ПДК. Надо отметить, что ПДК требует достаточно высокой однородности материала в продольном направлении для получения постоянной или монотонно изменяющейся дрейфовой скорости. Прежде всего это необходимо для реализации простой и точной калибровки.

Считывание информации с ПДК. Процесс собирания заряда в ПДК осуществляется следующим образом. Электроны, высвобождаемые в процессе ионизации при прохождении частицы, в первый момент под воздействием поперечного поля дрейфуют в область минимума потенциала (центральная часть детектора), при этом их

собственное поле экранируется p^+ — n -переходом. Время дрейфа электронов в центральную область составляет единицы наносекунд. Далее электроны под воздействием продольного градиента поля дрейфуют вдоль поверхности подложки к считывающему n^+ -электроду. Динамика дрейфа электронов в ПДК подробно рассмотрена в [60]. Время между прохождением ионизирующей частицы и возникновением сигнала на аноде из-за конечной скорости дрейфа электронов пропорционально расстоянию между местом прохождения ионизирующей частицы и n^+ -электродом (как в обычной газовой дрейфовой камере) и служит для получения координатной информации.

Так как координатная информация в ПДК определяется временем задержки прихода электронов на считывающий электрод, в идеальном случае (если пренебречь диффузией электронов и влиянием их взаимного отталкивания) можно положить, что составляющая скорости дрейфа электронов в направлении считывающего электрода не зависит от места их образования в треке. Электроны, образованные в процессе ионизации, должны достигать считывающего электрода практически одновременно, давая острый пик, амплитуда которого определяется ионизационными потерями, а положение максимума на временной оси — координатой частицы. Зная время прихода ионизирующей частицы и скорость дрейфа электронов в полупроводнике, можно по измерению времени появления пика получить эту координату. Скорость дрейфа лежит в диапазоне 1—10 мкм/нс. Поперечный дрейф электронов и их собственное отталкивание, увеличивающие пространственную область собираемого заряда, а также токи утечки детектора и шумы считывающей электроники приводят к неоднозначности в получении координаты.

Снижение влияния динамики носителей на выходной импульс можно достичь повышением дрейфовой скорости, т. е. увеличением напряженности продольного поля. Максимальное дрейфовое поле, практически допускаемое при планарной технологии, составляет 300 В/мм [60].

Пространственная точность. Проблема влияния электронных шумов на определение временной отметки сигнала полупроводникового детектора достаточно хорошо известна в ядерной спектроскопии. Традиционным методом является использование линейного фильтра, оптимизирующего параметры выходного сигнала, для определения времени прихода по пересечению порога. Оптимальный процесс обработки сигнала для полупроводниковой дрейфовой камеры состоит, таким образом, в реализации линейного фильтра, который минимизирует флуктуации времени пересечения порога.

Результаты измерений, проведенных с ПДК (толщина 300 мкм, шаг p^+ -стрипов 150 мкм, дрейфовый промежуток 4 мм), представлены на рис. 13 [59]. В качестве возбудителя сигнала использовался пучок (диаметр 20 мкм) инфракрасного света от GaAs-светодиода. Интенсивность импульсов выбиралась такой, чтобы генерировать

около 24 000 электрон-дырочных пар (аналог минимально ионизирующей частицы при прохождении Si толщиной 300 мкм). Измерения проводились для различных полей дрейфа при одном и том же фильтре, который идеален только для поля 130 В/см (кривая А). Кривая В (результат расчета) показывает поведение пространственной точности, если для каждого дрейфового поля выбирать оптимальную фильтрацию. Исследования этой ПДК в реальных условиях на пучке π -мезонов (100 ГэВ/с) ускорителя SPS CERN дали $\sigma = 11$ мкм. Разбиение анода ПДК на отдельные выводящие ячейки дает возможность организовать двухкоординатный съем информации.

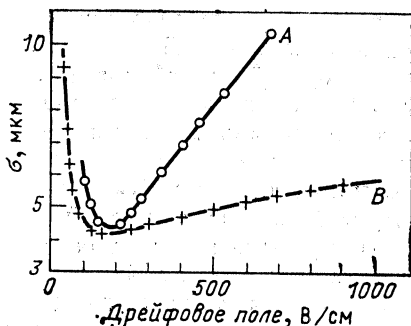


Рис. 13. Зависимость пространственной точности ПДК от значения дрейфового поля [59]

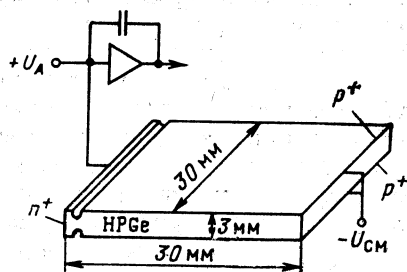


Рис. 14. Структура ПДК из HPGе [62]

Такое сегментирование анода на 41 элемент [59] позволило получить в испытаниях на пучке π -мезонов двухкоординатное разрешение $\sigma_{x,y} = 18 \times 24$ мкм в ПДК размером 17×11 мм.

Определенный интерес представляет создание германиевого детектора ($30 \times 30 \times 3$ мм), основанного на принципе ПДК [62] (рис. 14). Дрейфовое поле в нем образовано за счет градиента электрически активных примесей вдоль кристалла HPGе. Полученное пространственное разрешение было лучше 0,5 мм. Предлагается использование подобного прибора для γ -томографии [62].

Следует сказать, что ПДК пока не нашли применения в реальном эксперименте в качестве координатного детектора релятивистских частиц. Однако идея ПДК оказалась весьма плодотворной для появления ряда разработок специальных полупроводниковых детекторов: низкоемкостных фотодиодов ($1,5$ пФ/см²), обладающих рекордно малыми шумами по сравнению с обычными ППД той же площади, совмещенных dE/E -детекторов, новых типов полностью обедняемых ПЗС-детекторов и др. (более подробно можно познакомиться в [64—67]).

Детекторы на основе приборов с зарядовой связью. ПЗС-детекторы. Полупроводниковые приборы с зарядовой связью (ПЗС) извест-

ны с 1970 г. [68]. Их основу составляет матрица из МДП-структур (металл — диэлектрик — полупроводник), каждый элемент которой может действовать как временная ловушка заряда. Подавая соответствующие управляющие потенциалы, можно осуществлять построчное считывание заряда. Различные виды ПЗС (одно- и двумерные, двух-, трех- и виртуальнофазные, с поверхностным и объемным каналом) нашли широкое применение в качестве преобразователей изображения, получаемых в инфракрасном, видимом, ультрафиолетовом или рентгеновском излучении, а также как аналоговая или цифровая память.

Возможность использования ПЗС в качестве детекторов минимально ионизирующих частиц была показана в 1980 г. [69]. Проведенные в дальнейшем испытания телескопа из ПЗС-детекторов на пучке релятивистских частиц с использованием аппаратуры эксперимента NA-32 в ЦЕРН [70] подтвердили высокие регистрирующие параметры ПЗС: получено пространственное (двухкоординатное) разрешение $\sigma = 5$ мкм и двухтрековое разрешение 20 мкм. Чувствительная поверхность отдельного ПЗС имела размер $12,7 \times 8,5$ мм, полное время считывания 75 мс. Для получения отношения сигнал/шум до 20—30 ПЗС-детекторы охлаждались до 170 К.

На рис. 15 представлены схематический вид и сечение ПЗС, использованных в [70]. Основу составляет подложка из низкоомного *p*-кремния (10^{18} — 10^{19} акцепторов/см³) толщиной 300 мкм с эпитаксиальным слоем (10^{14} акцептор/см³) около 25 мкм. В эпитаксиальном слое с помощью имплантации образован *n*-канал (10^{16} донор/см³) толщиной около 1 мкм. Поверх окисленной поверхности (SiO₂) сформированы прямоугольные электроды. Каждая тройка электродов образует ячейку, так называемый пиксел, размером 22×22 мкм. К *n*-каналу, имеющему омический контакт, прикладывается положительный потенциал, и, таким образом, в эпитаксиальном слое создается обедненная зарядами область.

Носители заряда (электроны), образованные ионизирующей частицей, собираются в *n*-канале в областях минимума потенциальной энергии. Между пикселями по оси *X* встроены специальные стопорные каналы — имплантированные *p*-области, которые препятствуют распространению заряда в направлении *X*. По оси *Y* пикселы электрически разделены барьерами, образованными управляющими потенциалами Φ_1 — Φ_3 . Такой тип ПЗС-детектора называют трехфазным прибором с объемным каналом. Стандартные ПЗС-детекторы имеют площадь 1 см², на которой размещено 10^5 — 10^6 пикселов.

Считывание информации с ПЗС-детекторов. Считывание зарядов с ПЗС-детекторов осуществляется (по команде триггерного сигнала запуска) последовательной подачей на затворы с определенной тактовой частотой синхронизированных потенциалов Φ_1 , Φ_2 и Φ_3 (см. рис. 15). При изменении последовательности потенциалов на один такт (три фазы) все заряды одной строки пикселов сместятся по *Y* на один пиксел в следующую строку. Заряды с нижней

строки пикселей передаются на выходную линейную структуру — выходной регистр R , в котором под действием аналогичных тактовых потенциалов R_1, R_2, R_3 происходит сдвиг зарядов по оси X на выходной элемент. Сигналы с выходного элемента попадают на

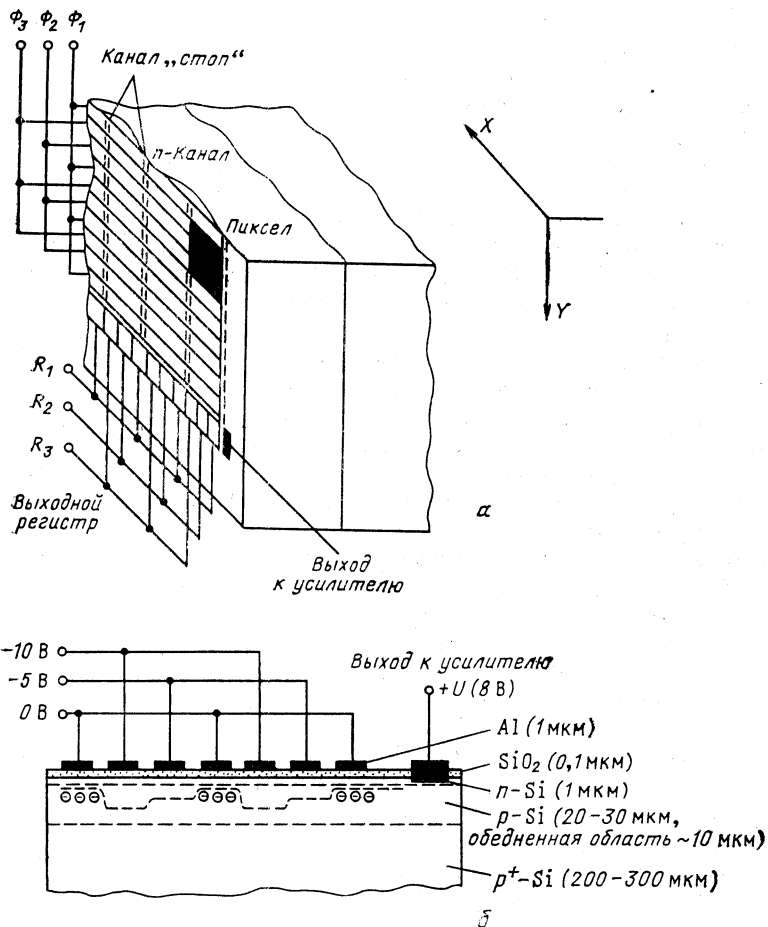


Рис. 15. Общий вид (а) и сечение (б) стандартного ПЗС-детектора

вход низкошумящего усилителя, интегрированного на той же подложке, что и сам детектор. После того как информация с выходного регистра считана, в него под воздействием следующего такта (Φ_1, Φ_2, Φ_3) поступает информация со следующей строки. Время полного считывания при частоте управляющих потенциалов 1 МГц составляет десятки миллисекунд.

Пространственная точность. Быстродействие. Особенностью стандартных ПЗС является тонкая чувствительная (обедненная носителями заряда) область 25 мкм. Для минимально ионизирующих частиц заряд Q_0 , образованный в процессе ионизации в ПЗС-детекторе, составит в среднем 2000 электронов. Поперечная диффузия

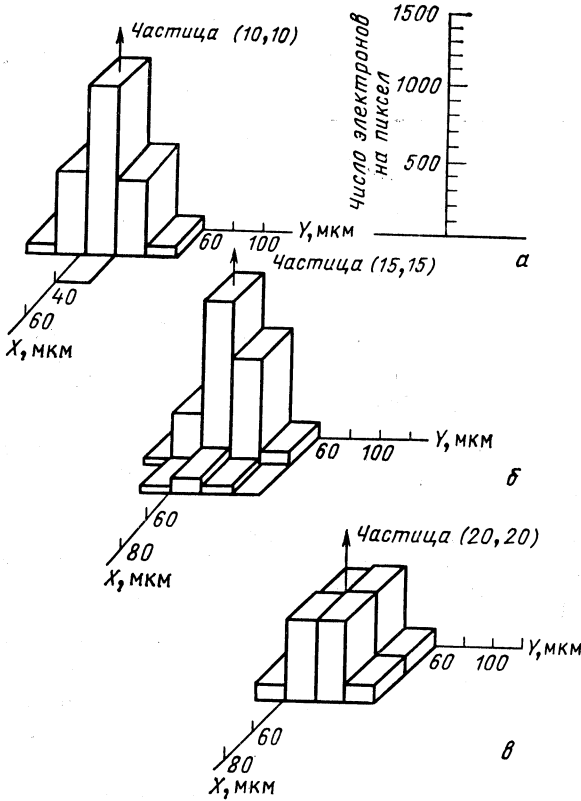


Рис. 16. Распределение заряда по пикселям в кластере для различных координат (X, Y) прохождения частицы:

а — частица прошла в центре пикселя; б, в — частица прошла ближе к одному из краев пикселя [70]

и взаимное отталкивание в процессе собирания приводят к уширению области распределения заряда и попаданию заряда на несколько пикселей, обычно на четыре [69]. Дополнительным процессом, увеличивающим амплитуду сигнала и ширину распределения, является диффузия носителей из части обедненной области. На рис. 16 представлены результаты моделирования распределения заряда на соседних пикселях (образование кластера) для трех различных координат прохождения трека частицы через пиксел [70]. Распре-

деление заряда на несколько пикселей позволяет использовать метод поиска центра тяжести распределения и тем самым получать пространственное разрешение лучше, чем задаваемое дискретностью пикселей.

Рисунок 17 иллюстрирует ожидаемую пространственную точность (при использовании метода центроидного поиска) в зависимости от уровня шумов. Охлаждение ПЗС до 120—170 К, малая емкость выходного элемента ПЗС (около 0,2 пФ) и использование в интегрированном на ПЗС усилителе принципа коррелированного двойного

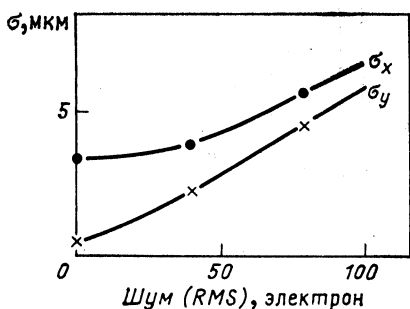


Рис. 17. Зависимость пространственной точности ПЗС-детектора от уровня шумов [70]

отбора (см., например, [71]) позволяют иметь при считывании на частоте порядка 1 МГц уровень шумов $\sigma_{ш} = 30 \div 50$ электрон/пиксел [70, 72].

Возможность использования стандартного ПЗС в качестве детектора частиц, работающего на частоте 7,16 МГц при комнатной температуре, представлена в [73]. Уровень шумов составил $\sigma_{ш} = 87$ электрон/пиксел.

Пространственное разрешение $\sigma < 5$ мкм и двухтрековое разрешение 20—40 мкм реализуется для частиц, зарегистрированных ПЗС-детектором в результате отклика на триггерный сигнал запуска. Возникает вопрос, как исключить сигналы от частиц, прошедших в детектор раньше триггера или во время считывания. Первые, в отсутствие управляющих потенциалов, спадают из-за диффузии вдоль n -канала с характерным временем 500 нс. Рисунок 18 иллюстрирует этот процесс. Видно, что эти кластеры могут быть исключены. Кроме того, в отсутствие триггера возможно осуществлять быструю очистку ПЗС-детектора с частотой порядка 10 МГц. Частицы, попавшие в детектор во время процесса считывания, могут быть также исключены, так как они образуют очень узкие (по оси Y) кластеры — заряд в этом случае распределяется на один или два пикселя.

Значительное время считывания сигналов с ПЗС-детектора создает заметное «мертвое» время экспериментальной установки. Поэтому для получения времени считывания, адекватного типичным электронным экспериментам, необходимо создавать ПЗС-детекторы не с одним выходом (как в стандартных оптических ПЗС-детек-

торах), а делить выходной регистр на несколько секций. Так, при разделении на 20 секций время считывания становится 4 мс [69].

Полностью обедняемые pn-ПЗС-детекторы. В последние годы стремительно развивается методика создания полностью обедняемых

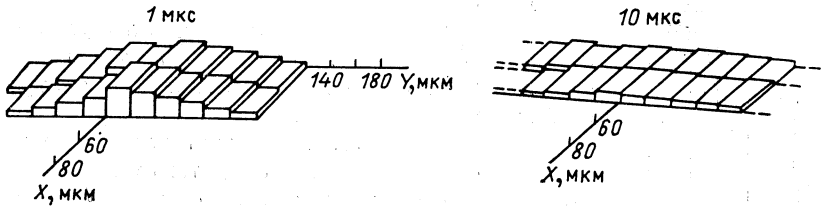


Рис. 18. Распределение заряда по пикселям в кластере через 1 и 10 мкс после прохождения частицы в отсутствие управляющих потенциалов (ср. с рис. 16)

pn-ПЗС-детекторов (см., например, [64, 66]), в основе которых лежит принцип полупроводниковой дрейфовой камеры.

Рисунок 19 дает представление о структуре pn-ПЗС-детекторов. В пластине высокоомного кремния ($\rho \geq 2$ кОм·см) толщиной 280 мкм создается полное обеднение по аналогии с ПДК (выше)

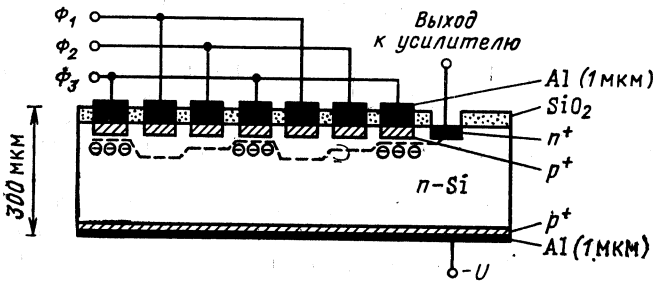


Рис. 19. Структура полностью обедняемого pn-ПЗС-детектора, основанного на принципе дрейфовой камеры

за счет сплошного p^+ - и полосковых p^+ -контактов, расположенных на противоположных поверхностях, а также n^+ -анода. Вблизи верхней поверхности образуется потенциальный минимум для электронов, образованных в процессе ионизации. Выбирая соответствующие потенциалы (Φ_1 , Φ_2 и Φ_3) на сдвигающие регистры, можно создать локальные минимумы потенциала. Изменение этих потенциалов во времени позволяет дискретно сдвигать сигнальный заряд по направлению к считывающему аноду. Поперек сдвигающих p^+ -стрипов образованы стопорные каналы (по аналогии со стандартными двухкоординатными ПЗС-детекторами), которые препятствуют растеканию заряда в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка. Эти стоп-каналы создаются имплантацией глубоких n -

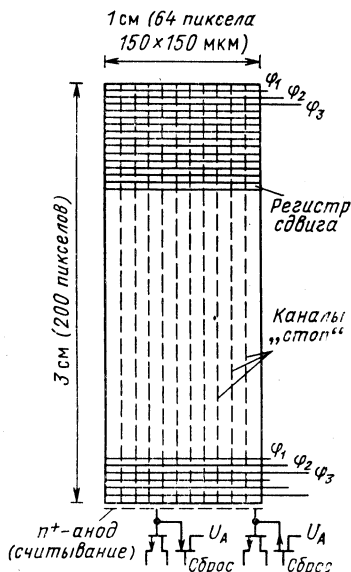


Рис. 20. Схематический вид pn -ПЗД-детектора, разрабатываемого для астрономического X -телескопа [74]

областей. Как показано в [64], можно получить отношение сигнал/шум порядка 100 для pn -ПЗС-детекторов, работающих при комнатной температуре и частоте 1 МГц.

На рис. 20 представлен схематический вид pn -ПЗС-детектора, разрабатываемого для астрономического телескопа X -лучей [74]. В фокальной плоскости предполагается расположить матрицу из 12 таких pn -ПЗС-детекторов толщиной чувствительной области 280 мкм каждый. Каждый ПЗС (1×3 см) имеет 64×200 пикселей размером 150×150 мкм. Считывание информации будет осуществляться 64-канальными усилителями в интегральном исполнении (CAMEX 64, см. разд. 5).

4. МНОГОКРИСТАЛЛЬНЫЕ ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИЕ КООРДИНАТНЫЕ УСТРОЙСТВА

Многослойные телескопические устройства в качестве координатных детекторов применяются для измерения продольной плотности ионизации как функции координаты вдоль направления пучка, а также для измерения изменений зарядовой множественности.

Телескопические детекторы, часто используемые в качестве так называемой живой мишени, представляют собой набор тонких кремниевых детекторов, толщиной около 300 мкм и с чувствительной площадью до 25 см^2 , упакованных плотно в модуль (расстояние между детекторами 100—200 мкм). Для снижения емкости детекторов используют сегментирование чувствительной области на несколько (5—10) участков.

На рис. 21 представлены событие с изменяющейся множественностью, зарегистрированное многослойным кремниевым телескопом (40 детекторов), и его отображение в сигналах (ΔE), поступивших с отдельных слоев (N_D) [75]. Высокоэнергетический фотон, проходя первые детекторы без взаимодействий, не вырабатывает сигнал, и детекторы дают на выходе эквивалентный шумовой заряд. В одном из детекторов γ -квант образует пару мезонов — взаимодействие характеризуется большим энергосбросом из-за ядер отдачи. Ионизационные потери двух образовавшихся частиц измеряются несколькими детекторами. Затем при распаде частиц образуется

еще один скачок амплитуды сигналов (т. е. множественности) и так далее вдоль всего телескопа. Пространственная точность телескопических детекторов определяется толщиной слоев чувствительной области; для толщины 300 мкм $\sigma \approx 100$ мкм.

Развитие дискретных телескопических детекторов привело к созданию «живых» непрерывных мишеней из HPGe [38] (см. рис. 6), где роль отдельных детекторов играют стрипы. Ионизационная плотность регистрируется как функция координаты вдоль оси, перпендикулярной стрипам. Германиевый объемный детектор имеет преимущества в пространственном разрешении перед кремниевыми телескопическими детекторами (примерно 50—100 мкм вдоль направления пучка), кроме того, имеется выигрыш в амплитуде сигнала из-за отсутствия промежутков между детекторами и большего зарядового числа германия.

Другим применением многокристалльных телескопов является их использование в качестве триггера первого уровня. Слоистая структура позволяет определять скачки множественности от вторичных взаимодействий детекторов и реализовать триггер, критерием отбора в котором служат различия в множественности, зарегистрированные двумя телескопами детекторов, как, например, в [76].

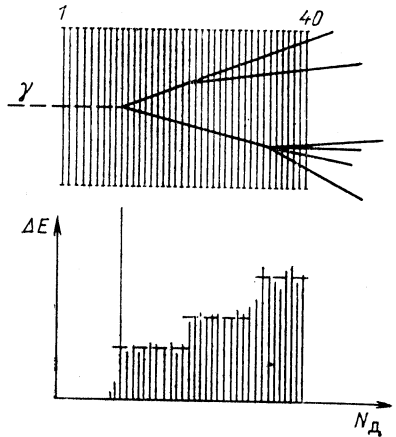


Рис. 21. Иллюстрация работы многокристалльного телескопа (40 Si-детекторов) в качестве детектора множественности [75]

5. ЭЛЕКТРОННОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТРЕКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Получение информации с полупроводниковых трековых детекторов сталкивается с альтернативой выбора между числом каналов обработки сигналов и конечным временем получения информации. Произведение числа последовательных каналов обработки и времени преобразования постоянно для данного типа систем съема и определяется структурой системы считывания, т. е. при максимальном числе каналов (параллельное считывание) получаем минимальное время обработки, а при минимальном числе каналов (последовательное считывание) максимальное время обработки. Это в значительной степени повлияло на развитие как непосредственно аналоговых каналов обработки сигналов, так и самих структур систем считывания. Потребовалось привлечение методов преобразования спектральной информации, отличающихся от традиционно приня-

тых в полупроводниковой спектрометрии, а также новейших достижений электронной техники.

Основными функциями систем считывания информации с полупроводниковых трековых детекторов являются:

усиление сигналов с возможно минимальным шумом перед преобразованием и фильтрацией аналогового сигнала (оптимизация соотношения сигнал/шум);

запоминание и мультиплексирование;

аналого-цифровое преобразование.

Первые две функции выполняет первичная детекторная электроника.

Важнейший вопрос электронного обеспечения полупроводниковых трековых детекторов — это мощностные ограничения, возникающие из-за малой пространственной области размещения первичной детекторной электроники.

Входные элементы первичной электроники. Несмотря на существенные различия в принципах получения и обработки информации в рассмотренных типах полупроводниковых трековых детекторов, общей характеристикой для всех является соотношение сигнал/шум. Этот параметр определяет взаимосвязь между собственно детектором и последующей считывающей и обрабатывающей электроникой: так, в МСД отношение сигнал/шум определяет максимальный интерполяционный фактор или шаг считывания сигналов; в детекторах на основе ПЗС — максимальную скорость передачи сигналов и соответственно быстродействие; в ПДК — точность определения времени дрейфа носителей и т. д. Таким образом, достижение максимального соотношения сигнал/шум есть наиболее общая задача электронного обеспечения полупроводниковых трековых детекторов и может быть рассмотрена независимо от типа детектора и структуры системы считывания.

В настоящее время наблюдается значительный прогресс в области разработки специальных низкошумящих транзисторов для первичной детекторной электроники. Рассмотрим основные соотношения для шумовых характеристик транзисторов, используемых в качестве входного элемента считывающей электроники. Характеристики различных типов транзисторов приведены в табл. 4 [77].

Таблица 4. Параметры транзисторов для первичной электроники

Параметр	Биполярный	JFET	MOSFET
Предельная частота шума $1/f$, кГц	≤ 1	≤ 1	$\leq 100-100$
Эквивалентное напряжение теплового шума ($u/\sqrt{Гц}$), нВ	1	< 1	10
Ток стока (или коллектора), мА	0,2	5	10
Ток затвора (или базы), мкА	1	10^{-3}	$< 10^{-6}$
Быстродействие, мкс	0,01—0,1	0,1—10	0,1—10

В высокочастотной области преобладает вклад тепловых шумов. Эквивалентное напряжение теплового шума биполярных транзисторов в частотном интервале Δf определяется равенством

$$U_{\text{eq}} = \sqrt{4kT(r_b + 1/2h)\Delta f},$$

где h — коэффициент передачи транзистора; r_b — сопротивление базы.

Для FET эквивалентное напряжение шума можно записать как

$$U_{\text{eq}} = \sqrt{4kT(2/3)(1/g_m)\Delta f},$$

где $g_m = dI_d/dU_{gs}$ — крутизна характеристики (I_d — ток стока транзистора, U_{gs} — напряжение затвор — исток). Для MOSFET-транзисторов крутизна g_m определяется размерами элементов прибора:

$$g_m \approx \sqrt{WI_d/t_{\text{ок}}L},$$

где W — ширина затвора; $t_{\text{ок}}$ — толщина оксидного слоя (может быть порядка 50 нм); L — длина затвора.

В низкочастотной области эквивалентный сигнал шума для биполярных транзисторов пропорционален току базы и может быть значительным. Эквивалентный сигнал шума для FET-транзисторов пропорционален току затвора и незначителен.

Шумы вида $1/f$ в основном влияют на динамические характеристики съема сигналов и в нашем случае существенны только для MOSFET-транзисторов. Для улучшения этих характеристик используют технологии, при которых можно уменьшить пространственные размеры полупроводниковых структур до микрометров.

Анализ показывает, что в настоящее время наиболее соответствуют требованиям работы в качестве входного элемента FET-транзисторы, обеспечивающие наименьший вклад шумов (в частности, JFET-транзисторы). Однако решающим фактором повсеместного использования в детекторной электронике MOSFET-структур является их технологическая совместимость с последующими элементами детекторной электроники. FET-транзисторы активно используются как в дискретных, так и в интегральных схемах совместно с аналоговой частью детекторной электроники. В [78] представлены кремниевые MOSFET-транзисторы с пространственными структурами около 0,5 мкм, малыми шумами и крутизной $g_m = 60$ мА/В. В принципе такие транзисторы могут быть выполнены в интегральном исполнении, однако требуемые для этого LSI (Large Scale Intergration)-технологии с пространственными структурами 0,2—0,5 мкм пока еще находятся на стадии экспериментальной проверки.

Подробный анализ FET-структур, используемых в качестве входного элемента детекторной электроники, можно найти в [77].

Необходимо отметить появление в последнее время сообщений о создании биполярных микроволновых транзисторов с очень малым сопротивлением базы ($r_b \simeq 15 \text{ Ом}$), что определяет их эффективное использование в качестве входного элемента детекторной электроники [79]. Перспективными являются полупроводниковые усилительные структуры на основе GaAs [80], обладающие также значительно большей радиационной стойкостью.

Усиление сигналов. Основные соотношения. Рассмотренные характеристики входных элементов первичной детекторной электроники принципиальны для усиления и оптимизации обработки зарядовых сигналов и создания усилительных схем.

В основе первоначального усиления сигнала лежат три типа усилительных схем: зарядочувствительная, токовая и усилитель напряжения [81].

Зарядочувствительные предусилители, обладая высоким входным сопротивлением и сопротивлением обратной связи порядка 1 ГОм, позволяют существенно снизить влияние источников шума. Другая важная особенность зарядочувствительных схем — возможность получения так называемого охлажденного резистора [81], имеющего шумовые характеристики значительно лучше характеристик физического сопротивления. Быстродействие зарядочувствительной схемы определяется входной постоянной времени, которая может быть достаточно малой.

Токовая схема предусилителя имеет большой шумовой сигнал по сравнению с зарядочувствительной схемой, что объясняется невозможностью увеличения резистора обратной связи. Однако для быстрых сигналов шумовые условия могут быть достаточно приемлемыми. Токовые предусилители имеют высокое быстродействие.

Усилители напряжения в качестве предусилителей представляют интерес при использовании полупроводниковых детекторов в режиме полного обеднения, когда емкость детектора можно считать постоянной, и интегрировать зарядовый сигнал можно непосредственно на емкости детектора. Усилитель напряжения имеет большой уровень шума по сравнению с зарядочувствительным усилителем, однако на этой схеме можно достичь высокого быстродействия даже при значительных емкостях детектора.

Среднее квадратичное значение эквивалентного шумового заряда (ENC) зарядочувствительного предусилителя для последовательных шумов FET-транзистора и полупроводникового детектора можно представить в виде

$$ENC_s = 2 \sqrt{2/3} (kTC_d)^{1/2} [(C_a/C_d)^{1/2} + (C_d/C_a)^{1/2}] (\tau_a/t_m)^{1/2} \xi_s,$$

где C_d , C_a — емкости детектора и предусилителя; $\tau_a = C_a/g_m$ — постоянная времени входного элемента; g_m — крутизна характеристики входного элемента; t_m — постоянная времени формирования; $\xi_s = (1 + R_{ext}/R_s)^{1/2}$ — составляющая белого шума (R_s — соб-

ственное R_{ext} — собственное сопротивление входного элемента, сопротивление входного элемента, шумовое сопротивление базы или затвора).

Выражение в квадратных скобках является оптимизирующим фактором, связывающим детектор и предусилитель. Минимальный эквивалентный шум (ENC) в том случае обеспечивается при $C_d = C_a$:

$$\text{ENC}_{s \text{ opt}} = 4 \sqrt{2/3} (kTC_d)^{1/2} (\tau_a/t_m)^{1/2} \xi_s.$$

Очевидно, что для детекторов с малыми емкостями это соотношение достижимо.

Значение постоянной времени τ_a выражается через частотную полосу коэффициента усиления, время прохождения электронов через канал и параметры входного элемента. Для FET-транзисторов

$$\tau_a = C_a/g_m \approx 1/f_a \approx \mu_e W_0/L^2,$$

где μ_e — подвижность электронов; W_0 — потенциал; L — длина канала.

Влияние источников параллельного шума (резисторы, шунтирующие детектор и вход предусилителя, а также ток утечки детектора и ток затвора) может быть определено уже с учетом оптимальной постоянной времени формирования. При условии равенства последовательных и параллельных эквивалентных шумов ($\text{ENC}_s = \text{ENC}_p$) можно получить оптимальные соотношения для постоянной времени формирования:

$$t_{m \text{ opt}} = 4\tau_a^{1/2} (R_p C_a)^{1/2} \xi_s \quad (\text{для тепловых шумов}),$$

$$t_{m \text{ opt}} = 4\tau_a^{1/2} \left(2 \frac{kT}{e} C_a/I_d \right)^{1/2} \xi_s \quad (\text{для токов утечки детектора}).$$

При $t_m = t_{m \text{ opt}}$ полный эквивалентный шумовой зарядовый сигнал $\text{ENC}_{\text{min}} = \sqrt{2} \text{ENC}_s$. Таким образом, при исключении источников параллельного шума (снижение токов утечки детектора и исключение сопротивления на входе) эквивалентный шумовой заряд может быть снижен в $\sqrt{2}$ раз.

Соответствующие последовательные шумы могут быть подавлены увеличением постоянной времени формирования t_m , однако это снижает загрузочную способность и временное разрешение предусилителей.

Эквивалентный шумовой заряд (ENC) для шумов вида $1/f$ сильно зависит от постоянной времени формирования

$$\text{ENC}_{1/f} \sim 2 (A_f C_a)^{1/2} C_d^{1/2} [(C_a/C_d)^{1/2} + (C_d/C_a)^{1/2}]$$

и также минимизируется при условии $C_d = C_a$:

$$\text{ENC}_{1/f \text{ opt}} \sim 4 (A_f C_a)^{1/2} C_d^{1/2},$$

где A_f , C_a — параметры, характеризующие входной элемент предусилителя и постоянную времени формирования.

Анализ соотношений оптимального усиления показывает значительную роль емкости детектора в образовании шумового сигнала. Емкость ПТД определяется в основном пространственными размерами чувствительной области и технологией изготовления детектора. Для МСД (толщина детектора около 300 мкм) емкость на входе предусилителя (при расположении первичной детекторной электроники в непосредственной близости от детектора) в зависимости от размеров стрипов лежит в диапазоне 1—30 пФ. Для ПЗС-детекторов и ПДК емкость C_d составляет приблизительно 0,1 пФ и менее. Оценки эквивалентного шумового заряда для этих типов детекторов с зарядочувствительным предусилителем при $\tau_a = C_d/g_m = 0,5$, $\xi_s = 1$ и $t_m = 50$ нс представлены в табл. 5.

Таблица 5. Оценки эквивалентного шумового заряда

Тип ПТД	ПЗС, ПДК	МСД (малой площади)	МСД
C_d , пФ ENC_{opt} , электроны	0,1 41	1,0 129	30 706

Отдельную группу с существенно более сложными условиями работы предусилителей представляют детекторы с большой площадью (полупроводниковые телескопические детекторы). Емкость таких детекторов C_d может достигать 500 пФ и более.

Многоканальная интегральная первичная электроника. При конструировании структуры считывания с целью минимизировать число каналов передачи информации на последующую систему обработки используют метод параллельного запоминания аналоговых сигналов с каждого канала детектора и мультиплексирование для организации последовательного или группового считывания сигналов [82].

Многоканальная первичная электроника для ПТД имеет много существенных особенностей, однако основными из них являются ограниченность пространства размещения детекторной электроники и соответственно ограничения по рассеиваемой мощности. Эти условия вызывают необходимость создания первичной детекторной электроники в интегральном исполнении и реализацию функций преобразования сигналов на принципах, соответствующих интегральной технологии.

Наиболее известной детекторной электроникой для МСД является интегральная схема MICROPLEX, первоначально разрабатываемая в рамках проекта DELPHI [83]. Интегральная схема содержит 128 усилительных каналов с параллельной аналоговой памятью и последовательным считыванием. Размеры интегральной схемы $6,3 \times 4,6$ мм, шаг считывающих выводов 50 мкм. На рис. 22 приведена функциональная схема каналов считывания MICROPLEX.

Начальное преобразование осуществляется зарядочувствительным предусилителем (ЗЧУ) с ключом разряда в обратной связи. Необходимость использования интегральной технологии привела к отказу от традиционных методов фильтрации сигналов на основе $RC - CR$ -цепей, так как реализация их в интегральной технологии очень сложна. В данной схеме фильтрация сигналов (оптимизация соотношения сигнал/шум) осуществлена на времявариантных фильтрах (Time Variant Filter) с использованием интегрирующих свойств емкостей аналоговой памяти (см., например, [71, 84]).

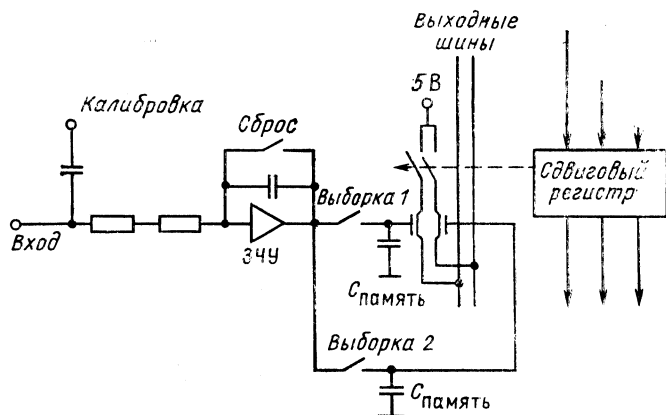


Рис. 22. Функциональная схема каналов считывания MICROPLEX

Простейшим времявариантным фильтром является схема, состоящая из транзисторного ключа и запоминающей емкости (рис. 23, а). Заряд, инжектированный через емкость затвора C_{gs} , оптимизируется благодаря транзистору с большим входным сопротивлением и емкости аналоговой памяти. Заряд аналоговой памяти (выборка) по отношению к инжектированному заряду пропорционален постоянной времени $\tau = R_{оп}C_m$. Для FET-транзисторов постоянная времени обратно пропорциональна граничной частоте коэффициента передачи и может составлять десятки — сотни пикосекунд. Преимущество данной схемы — известное время считывания сигнала. Использование нескольких коррелированных выборок сигналов (на нескольких запоминающих емкостях) позволяет реализовать весовые функции преобразования сигналов, аналогичные традиционным фильтрам на $RC - CR$ -схемах или фильтрам на линиях задержки. На рис. 23, б, в приведены сигналы и вид весовых функций времявариантных фильтров. В схеме MICROPLEX реализованы времявариантные фильтры с двойной коррелированной выборкой, а в более поздних разработках — с тройной коррелированной выборкой сигнала. Эквивалентный шумовой заряд составил $ENC = 350 + + 100 C_d$ (ENC — в электронах, C_d — в пФ).

Считывающий режим MICROPLEX — последовательный с использованием аналогового мультиплексора и управляющего регистра на 128 бит. Частота считывания сигналов порядка 10^5 Гц.

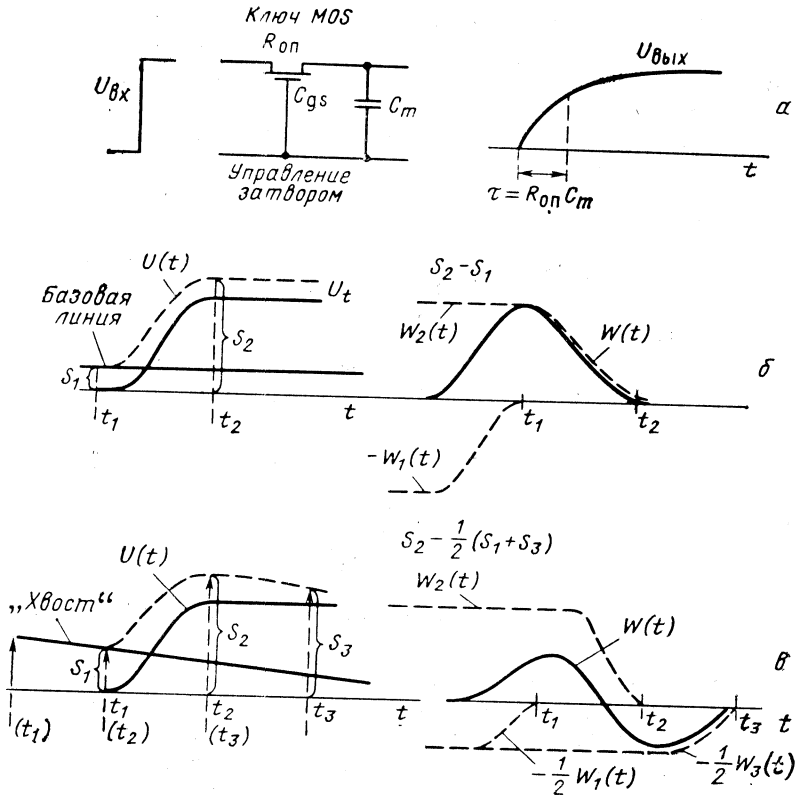


Рис. 23. Времявариантные фильтры (выборка, запоминание и мультиплексирование):

a — схема работы простейшего времявариантного фильтра; *б, в* — вид формы сигнала $U(t)$ и весовой функции $W(t)$ для случая двойной и тройной выборки соответственно (весовая функция определяется интервалами выборки $t_2 - t_1$ и $t_3 - t_2$, а также откликом усилителей с учетом интегрирования сигнала на элементах $R_{оп} C_m$. [5])

Схема MICROPLEX выполнена по 5 мкм- NMOS-технологии, потребляемая мощность около 17 МВт на канал. Основные характеристики схемы MICROPLEX приведены в табл. 6. Недостаток MICROPLEX — ее относительно большая рассеиваемая мощность, что связано с используемой технологией.

Развитием интегральной структуры детекторной электроники является разработка микросхем МХ1, МХ2, МХ3, SVXIC [85, 86] на основе 3 мкм-СМОS-технологии. CMOS позволяет улучшить характеристики считывающей детекторной электроники: значи-

тельно снизить потребляемую мощность, получить больший коэффициент усиления, регулировать потребляемую мощность внешним приложенным напряжением. Основные характеристики микросхем МХЗ и SVXIC представлены в табл. 6.

Таблица 6. Параметры интегральных схем первичной электроники

Параметр	MICROPLEX	МХЗ	SVX IC	CAMEX	AMPLEX
Число каналов считывания	128	128	128	64	16
Диапазон входных сигналов, фКл	0—200	0—200	0—100	0—100	0—200
Время нарастания сигнала, нс	15	200	200	70	700
Эффективная входная емкость, пФ	25	50	50	200	100
Шум (ENC rms), электроны (C—в пФ)	$350 + 100 C_d$	$600 + 50 C_d$	$200 + 80 C_d$	$300 + 50 C_d$	1000 (для $C_d = 20$ пФ)
Линейность, %	1	5	1	2	2
Время считывания одного канала, нс	500	200	1000	330	1000
Рассеиваемая мощность, мВт	3000	70	150	120	20
Размер микросхемы, мм	$6,4 \times 4,5$	$6,28 \times 6,86$	$6,4 \times 4,2$	$6,35 \times 4,95$	$4,1 \times 4$
Технология	NMOS (5 мкм)	CMOS (3 мкм)	CMOS (3 мкм)	CMOS (3 мкм)	CMOS (3 мкм)

Успешной разработкой многоканальной детекторной электроники для МСД является интегральная схема CAMEX, создаваемая в рамках проекта ALPH [87]. Основными требованиями при ее разработке были снижение рассеиваемой мощности, минимизация шумов и максимальная скорость передачи на низкоомную линию. За основу была принята 3 мкм-CMOS-технология. На начальном этапе была создана интегральная схема зарядочувствительного усилителя с передатчиком на кабель (50 Ом). В дальнейшем была создана интегральная схема DCPLEX на 60 каналов с времявариантным фильтром с двойной коррелированной выборкой, параллельным запоминанием аналогового сигнала и последовательным считыванием [87]. Стремление максимально оптимизировать процесс преобразования аналогового сигнала, в частности отношение сигнал/шум дало толчок к разработке новой схемы времявариантного фильтра на основе коррелированных выборок, использованной в схеме CAMEX [88]. Функциональная схема считывающих каналов CAMEX приведена на рис. 24. Начальное преобразование осуществляется зарядочувствительным предусилителем с ключом сброса в обратной связи ЗЧУ1. Второй усилитель ЗЧУ2 вместе с запоминающими емкостями $C_1 - C_4$, ключами $S_1 - S_4$ и ключом S_5 в обратной связи реализует времявариантный фильтр с четырехкратной выборкой.

При определенной последовательности подключения ключей S_1 — S_4 и S_5 можно получить на выходе ЗЧУ2 4-кратный сигнал и $\sqrt{4}$ -кратный шум. Отношение сигнал/шум улучшается в 2 раза. Эквивалентный шумовой сигнал, полученный для данной интегральной схемы, составил

$$ENC = 300 + 50 C_d,$$

где ENC — в электронах; C_d — в пФ.

Интегральная схема CAMEX в настоящее время реализована на 64 канала для МСД с шагом считывания 100 мкм с запоминанием

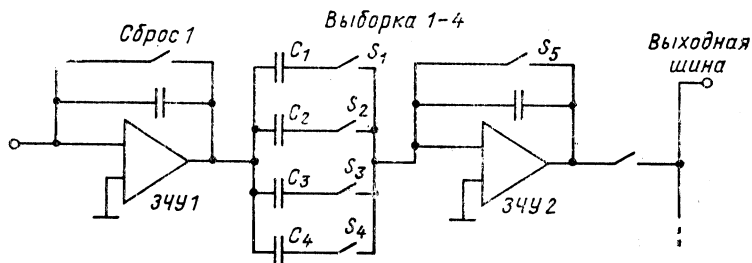


Рис. 24. Функциональная схема каналов считывания схемы CAMEX

и последовательным считыванием каналов (имеется вариант на 128 каналов для шага 50 мкм). Размеры схемы $6,35 \times 78$ мм. Выделяемая мощность 1,6 мВт на канал. Основные характеристики интегральной схемы CAMEX приведены в табл. 6.

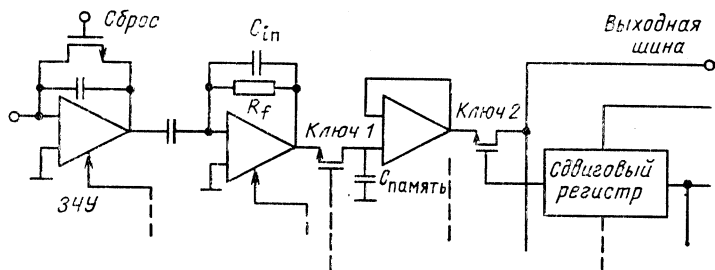


Рис. 25. Канал считывания схемы AMPLEX

Представляют интерес последние разработки многоканальной считывающей электроники для ПТД, элементы которых имеют достаточно большую емкость (порядка 100 пФ). Примером может служить микросхема AMPLEX [89], которая реализована на основе традиционных методов обработки сигналов с полупроводниковых детекторов. Функциональная схема показана на рис. 25. Входным усилителем служит зарядочувствительный предусилитель с ключом

сброса в обратной связи. Фильтрующий усилитель выполнен по традиционной схеме временноинвариантного фильтра, реализующего псевдогауссово формирование сигнала. Чтение последовательное, с запоминанием на аналоговой памяти. Число каналов равно 16. Основные характеристики схемы AMPLEX представлены в табл. 6. В последнее время имеются попытки непосредственного включения считывающей электроники в структуру детектора [90].

Очевидно, что при работе с высокими нагрузками желательно иметь в МСД параллельное считывание информации без запоминания и мультиплексирования. Примером такой быстрой электроники считывания в интегральном исполнении может служить схема, разработанная для МСД-эксперимента CDF (FNAL) [91]. В ней интегрированы 128 каналов токовых усилителей.

Создание считывающей электроники для детекторов на основе ПЗС не представляет таких сложностей, как для МСД, так как эти детекторы непосредственно осуществляют возможность последовательного считывания сигналов и дают значительно меньшую входную емкость. Примером считывающей электроники для детектора на основе ПЗС может служить схема, описанная в [69].

Считывающая электроника для ПДК, как отмечено выше, принципиально отличается от электроники МСД- и ПЗС-детекторов, так как информационным сигналом в ПДК служит время появления импульса. Такая электроника достаточно хорошо исследована и широко используется во временных измерениях (см., например, [92]).

6. ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ПТД ОТ ВНЕШНИХ УСЛОВИЙ

Для полупроводниковых детекторов важным условием сохранения стабильности их характеристик во время длительной эксплуатации является чистота поверхности. Так как высокочистые полупроводниковые материалы имеют тенденцию к захвату молекул (кислорода, ионов тяжелых металлов или органических соединений) из окружающей среды, это может изменить поверхностную проводимость детекторов. По этой причине при создании полупроводниковых детекторов используют различные способы защиты $p-n$ -переходов: пассивацию поверхности с помощью оксидов кремния, нанесение диэлектрических пленок, например Si_3N_4 , Al_2O_3 , и т. п. Очевидно, что работа полупроводниковых детекторов в инертной среде или в вакууме представляется более предпочтительной.

Влияние магнитных полей. Одно из преимуществ полупроводниковых детекторов, применяемых для регистрации энергии частиц, — это нечувствительность к влиянию магнитных полей. Однако в случае миниатюрных трековых полупроводниковых детекторов (особенно МСД) необходимо учитывать влияние магнитного поля на точность получения координатной информации. При напряженности поля (приложенного параллельно стрипам) несколько тесла сила Лоренца сдвигает носители заряда более чем на 10 мкм.

Исследование процессов собирания зарядов в МСД в условиях магнитного поля было выполнено для детектора толщиной 280 мкм со стрипами шириной 20 и шагом 40 мкм [54]. Считывание осуществлялось с каждого стрипа. Магнитное поле было ориентировано параллельно горизонтально расположенным стрипам и перпендикулярно пучку регистрируемых частиц (200 ГэВ/с). Исследовались эффекты собирания дырочной и электронной составляющей заряда.

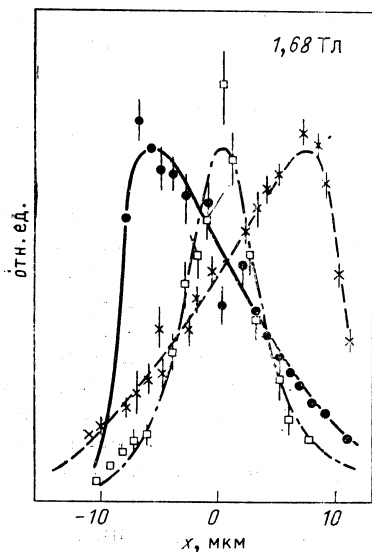


Рис. 26. Распределение зарядов в МСД:

□ — без магнитного поля; ×, ● — в присутствии поля 1,68 Тл и -1,68 Тл соответственно [54]

мая по методу центра тяжести, увеличилась до 12 мкм.

Радиационная стойкость. Эффектам, связанным с радиационными повреждениями полупроводниковых детекторов (в том числе ПТД), посвящено немало исследований и публикаций (см., например, [23, 93—97]). Структуры большинства ПТД, а также сопутствующей электроники включают в себя базовый материал (в основном кремний) и оксидные изоляционные слои SiO_2 . Поэтому изменение характеристик приборов в результате радиационной нагрузки связано с изменением свойств этих материалов. При прохождении ионизирующей частицы с энергией выше 250 кэВ в базовом материале могут возникать нарушения кристаллической решетки: смещения и выбивания атомов из узлов решетки, изменения изотопного состава в результате ядерной реакции. Такие процессы приводят к появлению центров захвата и рекомбинации носителей заряда, к изменению эффективной донорной или акцепторной концентрации

На рис. 26 показано влияние магнитного поля на распределение заряда в МСД. В отсутствие поля распределение симметрично с $\text{FWHM} = 6$ мкм при напряжении на детекторе $U = 120$ В и с $\text{FWHM} = 4,5$ мкм при $U = 200$ В (распределение согласуется с теоретическим распределением). Магнитное поле вызывает дрейф зарядов в направлении, составляющем угол Θ_L с направлением электрического поля в детекторе. Угол дрейфа, как ожидается, должен составлять

$$\text{tg}\Theta_L = \mu H \cdot 10^{-4},$$

где μ — подвижность носителей; H — магнитное поле, Тл.

При напряженности магнитного поля 1,68 Тл наблюдался систематический сдвиг измеряемой координаты на 10 мкм (для дырок). Кроме того, FWHM распределения, определяемая

в объеме полупроводника (при определенных дозах возможно изменение типа проводимости) [93]. Образующиеся в слое SiO_2 в результате ионизации носители зарядов могут из-за малой их подвижности долгое время оставаться (не «рассасываться») в слое, что ведет к изменению электрических свойств прибора.

Наиболее характерными эффектами, сопровождающими радиационные повреждения полупроводниковых детекторов, являются:

а) увеличение обратного тока (увеличение шумов) из-за уменьшения времени жизни неосновных носителей заряда;

б) уменьшение амплитуды сигнала (отношения сигнал/шум) из-за неполного собирания заряда;

в) ухудшение временного разрешения из-за снижения подвижности носителей заряда;

г) изменение напряжения обеднения детектора из-за изменения эффективной примесной концентрации (удельного сопротивления) материала.

Названные эффекты могут привести к заметным ухудшениям точности измерения координат частиц, а при определенных дозах вывести детектор из строя. Большинство исследований показывает, что МСД способны выдерживать дозы (не потеряв полностью регистрирующих свойств) до нескольких мегарад (сотых долей мегаррея). Такая доза вносится релятивистскими частицами с $F \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Рассмотрим результаты некоторых исследований радиационной стойкости микростриповых детекторов. В рамках эксперимента NA11/NA32 в ЦЕРН исследовались характеристики МДС в телескопе, состоящем из детекторов, изготовленных из n -кремния с удельным сопротивлением $\rho = 3 \text{ кОм} \cdot \text{см}$ [94]. Толщина детекторов 280 мкм, ширина стрипов 20 мкм. Пучок представлял собой несепарированные адроны с энергией 200 ГэВ, сфокусированные на Be- или Si-мишени. Положение пучка относительно детекторов показано на рис. 27, а.

В течение периода 1982—1984 гг. телескоп получил облучение $2,3 \cdot 10^{12}$ частиц (площадь облучения $4,8 \text{ мм}^2$). Зависимость на рис. 27, б повторяет распределение профиля пучка: обратный ток стрипов в центре распределения пучка приблизительно в 20 раз превышает темновой ток на краю (для сравнения — обратный ток до облучения составлял 1 нА/стрип). Увеличение тока подчиняется зависимости

$$I_d = I_0 + \alpha F,$$

где I_d — в нА/см²; F — в см⁻²; $\alpha = 1,3 \cdot 10^{-8} \text{ нА/см}$. Аналогичное поведение токов детектора наблюдалось в других исследованиях:

в [95] значение $\alpha = 3 \cdot 10^{-8}$ нА/см, в [96] $\alpha = 9 \cdot 10^{-8}$ нА/см. Расхождения в значениях α , видимо, связаны с различием температурных условий измерения токов, а также возможным отжигом дефектов

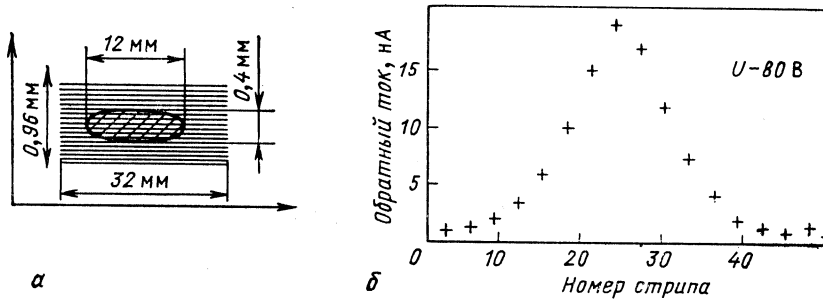


Рис. 27. Влияние радиационных повреждений ($2,3 \cdot 10^{12}$ частиц) на значение обратных токов МСД:

а — положение пучка адронов (200 ГэВ) относительно стрипов МСД (шаг 20 мкм); б — обратные токи отдельных стрипов (повторяют профиль интенсивности пучка) [94]

при комнатной температуре. Как показано в [96], со временем даже при комнатной температуре происходит уменьшение токов поврежденного МСД по закону $I_d = I_0 t^{-0,07}$. Отжиг при 80°C в течение 24 ч дал уменьшение токов на 12 %.

В дополнение к увеличению обратного тока для стрипов с радиационными повреждениями наблюдалось обеднение детектора при относительно меньшем напряжении (снижение эффективной концентрации доноров) [94]. Отмечается также уменьшение межстрипового сопротивления в поврежденной области за счет поверхностных эффектов с 50 до 2 ГОм. Детекторы, облученные в пучке протонов (15 ГэВ) и накопившие дозу в несколько сотых долей мегагрея [95], показали уменьшение амплитуды снимаемого сигнала на 10 и 20 % при регистрации γ -излучения (59,5 кэВ ^{241}Am) и электронов (^{90}Sr) соответственно.

Локальное снижение эффективной донорной концентрации вызывает появление поперечной компоненты электрического поля в рабочем объеме детектора. Ситуация внутри полностью обедненного детектора представлена на рис. 28. «Дырки», возникающие вдоль трека частицы (которые затем следуют по линиям поля), будут смещаться внутри поврежденной области. Рисунок 28 показывает поведение средней разницы между измеренной и предсказанной координатой в поврежденном детекторе (для отдельных событий

неопределенность в предсказании положения частицы составляет 2 мкм, и случайная погрешность измерения координаты составляет 5 мкм). Измеренная координата сдвинута внутрь центральной области детектора, где радиационные повреждения больше. В [94] приведены выражения для описания этих процессов, а также методика расчета поправок для координатных измерений. Полученные результаты позволяют утверждать, что допустимое увеличение

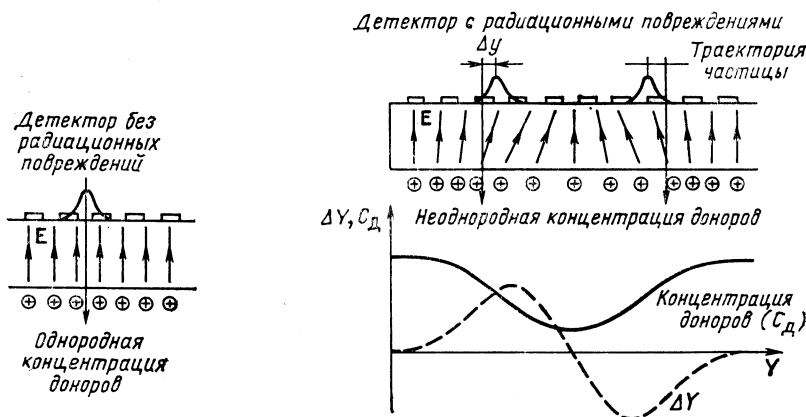


Рис. 28. Влияние локальных, неоднородных по площади радиационных повреждений МСД на точность определения координаты частицы [94]

токов МСД может не учитываться до уровня доз 0,01 МГр ($F \sim \sim 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$). Однако, если облучение неоднородно по площади МСД, потоки порядка 10^{13} см^{-2} могут давать ощутимые неточности в измерении координаты.

Вопросы радиационной стойкости координатных детекторов на основе ПЗС и дрейфовых камер экспериментально исследованы еще недостаточно, но, вероятно, во многом выводы, полученные для микростриповых детекторов, справедливы и для этих детекторов. Отметим, что приборы, использующие стандартные МДП-структуры (ПЗС-детекторы и электроника в MOS-технологии), более чувствительны к радиационным нагрузкам и способны выдерживать дозы не более 0,1 кГр [93]. Однако, как показано в [97], радиационная стойкость первичной электроники может быть увеличена до 0,1 МГр (Si), если использовать специальные технологии, повышающие радиационную стойкость SiO_2 -слоя. Кроме того, использование кремниевых JFET и GaAs-MESFET может позволить выдерживать радиационные нагрузки до 1 МГр.

7. ПРИМЕНЕНИЕ МИНИАТЮРНЫХ ПТД В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКЕ

Появление миниатюрных полупроводниковых детекторов (МСД, ПДК) привело к созданию в экспериментальных установках комплексных полупроводниковых систем («живых» мишеней, вершинных детекторов, пучковых спектрометров и т. д.), наиболее полно удовлетворяющих требованиям для внутренних детекторов высокого разрешения. Кроме того, с их использованием возможно улучшение разрешения по импульсу в центральных детекторах.

Рассмотрим некоторые конкретные области и экспериментальные установки с использованием полупроводниковой трековой методики.

Эксперименты с фиксированной мишенью. Одним из первых успешных экспериментов с использованием полупроводниковых трековых детекторов стал эксперимент NA1 (сотрудничество FRAMM) [98] — измерение времени жизни D^+D^- на ускорителе SPS CERN. Анализ экспериментальной методики показал возможность измерения времени жизни короткоживущих очарованных частиц с помощью телескопа из тонких кремниевых детекторов. Мишень установки представляет собой многослойный кремниевый детектор: 40 планарных детекторов размером 20×20 мм, толщина чувствительной области 300 мкм, чувствительная область сегментирована на четыре элемента для снижения общей емкости детектора (5×20 мм с промежутком 100 мкм). Результатом эксперимента явилось выделение приблизительно 100 событий с рождением D^+D^- .

Наиболее широко полупроводниковая методика применялась в экспериментах по исследованию очарованных частиц (NA11/NA33, CERN, SPS) [99]. Исследование очарованных частиц с временем жизни порядка 10^{-10} с требует детекторов с очень высоким пространственным разрешением (единицы микрон). В эксперименте использовалось несколько полупроводниковых методик: измерение пространственных характеристик входного пучка, регистрация изменения множественности в процессе взаимодействия и измерение траекторий вторичных частиц из вершин. Треки по измерениям аппроксимируются к вершинам для нахождения когерентных событий. Полупроводниковая часть экспериментальной установки — «вершинный детектор» — схематически представлена на рис. 29.

Монитор входного пучка состоит из семи плоскостей микростриповых детекторов $B_1 - B_7$ (ориентация детекторов приведена на рис. 29, а) с шагом стрипов 20 мкм, размером чувствительной поверхности 26×26 мм и толщиной 300 мкм. Точность измерения положения входного пучка (200 ГэВ/с) составила 5 мкм по вертикали и 20 мкм по горизонтали. Активная мишень (рис. 29, б) представляет собой 14 плоскостей микростриповых детекторов с расстояниями между ними 500 мкм. МСД активной мишени имеют шаг стрипов 20 мкм, толщину чувствительной области 280 мкм, размеры 26×26 мм. Сигналы с активной мишени используются для организации триггера первого уровня.

Вершинный детектор состоит из восьми плоскостей МСД V_1 — V_8 (ориентация показана на рис. 29, а) и двух детекторов на основе ПЗС (рис. 29, в). Микростриповые детекторы имеют шаг стрипов 25 мкм и размеры 24×36 мм. Детекторы на основе двухкоординатных ПЗС имеют размеры пикселов 22×22 мкм, площадь чувствительной поверхности 1 см^2 и эффективную толщину 15 мкм. Пространственное разрешение детекторов на основе ПЗС составило

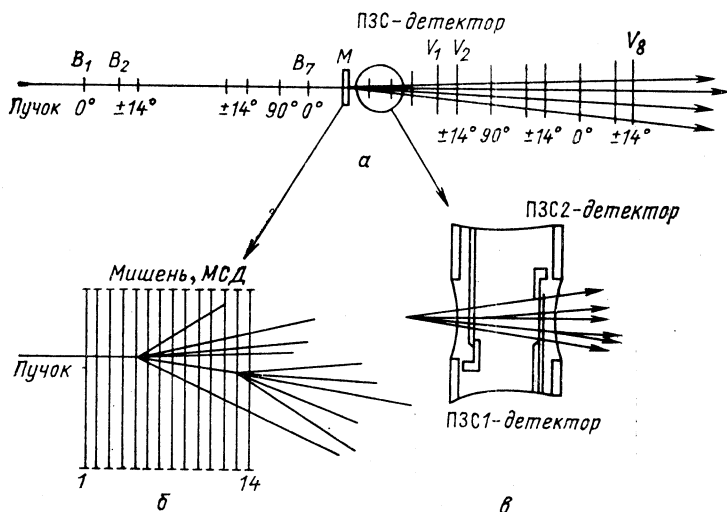


Рис. 29. Схематический вид вершинного детектора установки NA11/NA32 CERN [99]:

а — вершинная часть; б — активная мишень; в — вершинный ПЗС-детектор

$\sigma \approx 5$ мкм, микростриповых детекторов $\sigma \approx 5 \div 10$ мкм. Считывание информации с МСД производилось с использованием метода емкостного деления заряда. Данная экспериментальная установка позволила провести точную пространственную реконструкцию как первичных, так и вторичных вершин взаимодействия, значительно снизить влияние фоновой подложки.

Аналогичные по структуре вершинные детекторы на основе полупроводниковых трековых детекторов были реализованы во многих экспериментальных установках с фиксированными мишенями. В табл. 7 приведены обобщенные данные по использованию полупроводниковой трековой методики в ряде современных экспериментов.

Эксперименты на встречных пучках. В области физики сверхвысоких энергий, исследования в которой развиваются в настоящее время на коллайдерах, полупроводниковые трековые детекторы также занимают видное место.

Таблица 7. Примеры экспериментов с использованием миниатюрных ППД

Эксперимент	Мишень	Трековый детектор	Триггер на ППД
NA1, CERN	40 МСД-активная мишень	—	—
NA11/32, CERN	10—14 МСД-активная мишень	7 МСД-пучковый монитор (2 ПЗС-детектора + 8 МСД) — вершинный детектор	Микропроцессор активной мишени
NA19, CERN	Эмульсия	6 МСД-пучковый монитор 7 МСД-вершинный детектор	—
WA71, CERN	Эмульсия + 2 телескопа по 5 ППД	2 МСД-пучковый монитор 6 МСД-вершинный детектор	По изменению множественности (2 ППД-телескопа)
P696, Fermilab	40 МСД-активная мишень + 2 ППД-телескопа	2 МСД-пучковый монитор 8 МСД-вершинный детектор	То же
E653, Fermilab	Эмульсия	2 МСД-пучковый монитор 24 МСД-вершинный детектор 9 МСД-детектор малых углов	—

Вершинный детектор DELPHI (CERN, LEP) [100]. Детектор представляет собой две соосные цилиндрические поверхности, составленные из МСД, охватывающих область взаимодействия

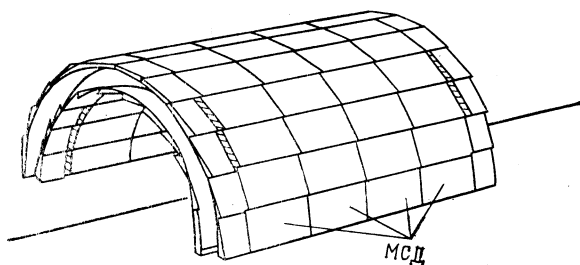


Рис. 30. Фрагмент вершинного детектора установки DELPHI, CERN (96 МСД, шаг стрипов 20 мкм, шаг считывания 60 мкм, полная площадь чувствительной поверхности 0,332 м²) [100]

(рис. 30). Каждая цилиндрическая поверхность содержит 24 модуля (по четыре МСД в каждом модуле). Характеристики МСД: чувствительная область 58 × 32 и 58 × 25,6 мм, толщина 300 мкм, шаг

стрипов 20 мкм, шаг считывания 60 мкм. Считывание с МСД осуществляется с использованием схем MICROPLEX и метода емкостного деления заряда. Полная площадь чувствительной поверхности вершинного детектора DELPHI 0,332 м², общее число каналов считывания 55 296, число интегральных схем считывания MICROPLEX 432. Пространственное разрешение детектора 5 мкм.

Вершинный детектор MARK II (SLAC, SLC) [101]. Основные требования, которые принимались во внимание при создании вершинного детектора MARK II: получение высокой эффективности

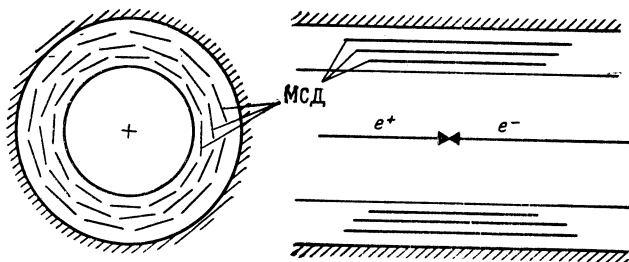


Рис. 31. Схема вершинного детектора установки MARK II, SLAC (36 МСД размером $14 \times 74 - 18 \times 94$ мм и шагом 25—33 мкм) [101]

регистрации частиц с импульсами 1—2 ГэВ/с, пространственного разрешения не хуже 20 мкм, двухчастичного разрешения не хуже 150 мкм и минимальной пространственной области размещения детектора (параметры вершинной области взаимодействия на SLC следующие: радиус вакуумной камеры 26 мм, длина 280 мм, внешний диаметр детектора ограничивается внутренними габаритами вершинной дрейфовой камеры 44 мм).

Схематический вид вершинного детектора MARK II представлен на рис. 31. Он состоит из трех цилиндрических слоев МСД (36 детекторных модулей). Радиусы цилиндров 28, 33 и 37 мм. Шаг стрипов 25, 29 и 33 мкм. Стрипы ориентированы параллельно оси пучка. Считывание информации производится с помощью схем MICROPLEX, конструктивно размещенных на торцах цилиндрических плоскостей. Общее количество считываемых каналов 18 000.

Создается проект вершинного детектора MARK II с использованием детекторов на основе ПЗС [102]. Детектор представляет собой пространственную структуру из 24 плоскостей, каждая состоит из пяти координатных детекторов на основе ПЗС.

Вершинный детектор в эксперименте ALEPH (CERN, LEP) [42, 103] имеет два цилиндрических слоя радиусом 90 и 120 мм, которые установлены непосредственно на вакуумную камеру коллайдера в области взаимодействия встречных пучков. Особенностью вершинного детектора ALEPH является использование двухкоординатных полупроводниковых микростриповых детекторов. Общее число МСД

равно 112. Считывание информации осуществляется детекторной электроникой в интегральном исполнении (СAMEX 64). Общее количество каналов считывания 81 000, число используемых интегральных схем СAMEX 64 равно 1344. Пространственное разрешение вершинного детектора 6 мкм.

Рекордным пока представляется проект полупроводникового вершинного детектора для экспериментов на сооружаемом в США

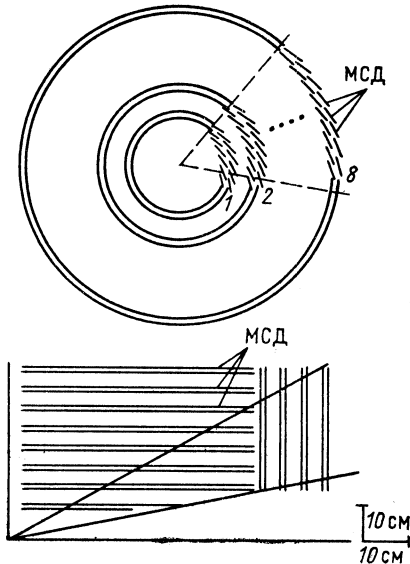


Рис. 32. Схема одного из предлагаемых проектов вершинного детектора для экспериментов на создаваемом в США коллайдере SSC (активная площадь восьми парных цилиндров из двухкоординатных МСД составляет 30 м^2) [104]

суперколлайдере SSC [104]. Основу его составляет восемь парных цилиндрических поверхностей (рис. 32) из двухкоординатных микростриповых детекторов (дискретность МСД 25 мкм) общей площадью 30 м^2 . Ожидаемое пространственное разрешение 6 мкм, двухтрековое разрешение 100 мкм, загрузочная способность 10^8 событий/с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ представленных в обзоре результатов в области разработок полупроводниковых координаточувствительных детекторов излучений и сложившихся концепций использования ПТД в экспериментальной физике позволяет высказать некоторые итоговые положения и оценки будущего развития таких приборов.

1. В 80-е годы произошел качественный скачок в области традиционно сложившегося использования и в методике создания ПТД. Стремительное внедрение ПТД в эксперименты по физике высоких энергий в силу их рекордного пространственного разрешения (при высокой скорости счета и возможности электронного триггера) пов-

лекло за собой поток исследований и разработок новых типов ПТД, в частности миниатюрных ПТД (МСД, ПДК, ПЗС-детекторов с глубоким обеднением и др.), позволивших получать пространственную точность регистрации до нескольких микрон.

2. Наибольшую популярность получили МСД, прежде всего, из-за большей по сравнению с другими типами ПТД активной площади (10—30 см²). В то же время очевидные преимущества ПЗС-детекторов [двумерное изображение места прохождения частицы с $\sigma \leq 5$ мкм, лучшее двухтрековое разрешение и минимальное число каналов считывания (1—50) с числом элементов порядка 10⁵] может оказаться решающим фактором их выбора, особенно в задачах, где интегральные дозы не превышают 0,1—10 кГр.

3. ПДК (в их первоначально предложенном варианте) пока не используются в конкретных экспериментах. Однако сама идея ПДК оказалась весьма плодотворной и вызвала к жизни много оригинальных разработок, в частности, матричных приборов, совмещающих в отдельной ячейке детектор — транзистор (см., например, [64]). Перспективность развития таких детекторов, на наш взгляд, не оставляет сомнения.

4. Разработки миниатюрных ПТД и проведенные с ними исследования сильно повлияли как на технологию создания полупроводниковых детекторов в целом, так и на развитие многоканальных малошумящих систем считывания информации. Растет популярность дискретных ПТД в физике промежуточных и низких энергий.

5. Проекты будущих экспериментов в области физики высоких энергий, где планируется использование ПТД, в частности на коллайдере SSC (США), сталкиваются с двумя немаловажными сдерживающими факторами: суммарной рассеиваемой мощностью первичной электроники (планируемое число каналов считывания более 10 приводит к рассеиваемой мощности не менее 50 кВт) и радиационной стойкостью как самих ПТД, так и первичной электроники (ожидаемая доза, Гр/год, от вторичных частиц в коллайдере составляет $3 \cdot 10^5 / r^2$ при светимости 10^{33} см⁻²·с⁻¹, где r — расстояние от пучка, см) [95].

6. В отличие от Запада, где наблюдается заметный прогресс в создании и использовании миниатюрных ПТД, исследования с такими детекторами у нас в стране находятся на начальной стадии. Имеется небольшое число сообщений о разработках микростриповых детекторов (см. например, [45—47]). При этом остается проблема адекватной считывающей электроники.

В заключение авторам приятно выразить благодарность М. Г. Горнову, Л. С. Барабашу и Ю. Б. Гурову за полезные обсуждения и замечания, С. В. Бесфамильному за помощь и проверку некоторых результатов и положений, приводимых в работе, В. А. Станкевичу за предоставленную возможность исследовать отдельные вопросы технологии и спектрометрии на конкретных образцах микростриповых детекторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lassgaard E. // Nucl. Instrum. and Method. 1979. Vol. 162. P. 93—111.
2. Сандуковский В. Г. Препринт ОИЯИ 13-82-90. Дубна, 1982.
3. Акимов Ю. К., Игнатьев О. В., Калинин А. И., Кушнирук В. Ф. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике. М.: Энергоатомиздат, 1989.
4. Rancoita P. G. // J. Phys. G. 1984. Vol. 10. P. 299—311.
5. Radeka V. // Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 226. P. 209—219.
6. Damerell C. // Ibid. 1984. Vol. 226. P. 26—33.
7. Klanner R. // Ibid. 1985. Vol. 235. P. 209—215.
8. Rancoita P. G., Seidman A. // La Revista del Nuovo Cimento. 1982. Vol. 5, N 7.
9. Menzione A. Reprint INFN PI/AE 86/8. Pisa, 1986.
10. Walenta A. H. // Nucl. Instrum. and Methods. 1987. Vol. 253. P. 558—571.
11. Чилингаров А. Г. Препринт ИЯФ СО АН СССР 90-113. Новосибирск, 1990.
12. Rancoita P. G., Seidman A. Preprint CERN-EP/86-113. Geneva, 1990.
13. Rehak P. // Nucl. Instrum. and Methods 1983. Vol. 211. P. 323—329.
14. Coon D., Engels E., Plants J. D. e.a. // Ibid. 1984. Vol. 226. P. 169—173.
15. Vernon W. // Proc. of Workshop «Silicon Detectors for High Energy Physics». Fermilab, 1981. P. 185—188.
16. Heijne E. H. M., Jarron P. // Nucl. Instrum. and Method. 1989. Vol. A275. P. 467—471; Krummenacher F., Enz C. C., Declercq M. e.a. // Ibid. 1990. Vol. A288. P. 176—179.
17. Haller E. E. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1982. Vol. NS-29. P. 1109—1115; Walton J. T. // Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 226. P. 1—11.
18. Lauterjung K. H., Pokar J., Schimmer B. e.a. // Ibid. 1963. Vol. 22. P. 117—126; Bock R. // Ibid. 1966. Vol. 41. P. 190—195.
19. Mathieson E. // Ibid. 1971. Vol. 97. P. 171—176.
20. Owen R. B., Awock M. L. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1968. Vol. NS-15, N. 3. P. 290—297; Kabitzer S., Melzer W. // Ibid. 1967. Vol. 56. P. 301—304.
21. Doehring A., Kalbitzer S., Melzer W. e.a. // Ibid. 1968. Vol. 59. P. 40—46; Gigante J. R. // Ibid. 1973. Vol. 111. P. 345—353; Alberi J. L., Radeka V. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1976. Vol. NS-23. P. 251—258.
22. Kemmer J. // Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 169. P. 499—502; Ibid. 1984. Vol. 226. P. 89—93.
23. Barbiellini C., Buksh P., Cecchet G. e.a. // Ibid. 1985. Vol. 235. P. 216—223.
24. Daenick W. W. // Phys. Rev. 1969. Vol. 177. P. 1763—1774.
25. Andersen J. U., Nielsen K. O., Skak-Nielsen J. e.a. // Nucl. Phys. 1975. Vol. A241. P. 317—331; Andersen J. U. // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 36. P. 1539—1551.
26. Augustyniak W., Borcea C., Lewitowicz M. e.a. // Z. Phys. A-Atomic Nuclei. 1989. Vol. 332. P. 209—217.
27. Berlinger W. H. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1974. Vol. NS-21. P. 374—379.
28. Adam J., Venos D., Kuklik A. e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1985. Vol. 228. P. 79—82.
29. Feuerstein A., Kalbitzer S. // Ibid. 1973. Vol. 109. P. 601—603; Strikanti-ah R. V. // J. Phys. E. 1982. Vol. 15. P. 171—174.
30. Бельцаж Е., Осипенко Б. П., Сандуковский В. Г. Препринт ОИЯИ 13-82-91. Дубна, 1982; Амов Б., Джаков А., Осипенко В. П. и др. // Приборы и техника эксперимента. 1985. Вып. 3. С. 57—59.
31. Barabash L. S., Belcarz E., Gurov Y. B. e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1990. Vol. A288. P. 375—378.

32. Hofker W. K., Oosthoek D. P., Hoeberechts A. M. E. e.a.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1966. Vol. NS-13. P. 208—213.
33. Fleming J. S.//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 150. P. 417—421; Riepe G., Protic D.//Ibid. 1984. Vol. 226. P. 103—106.
34. den Boer J. A., Hoeberechts A. M. E., Hofker W. K. e.a.//Ibid. Vol. 92. P. 173—176; Davinson T., Shotter A. C., Macdonald E. W. e.a.//Ibid. 1990. Vol. A288. P. 245—249.
35. Gatti E., Manfredi P. F.//La Revista del Nuovo cimento. 1986. Vol. 9, N 1. P. 25—37.
36. Heijne E. H. M., Hubbeling L., Hyams B. D. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1980. Vol. 178. P. 331—343.
37. Caccia M., Evensen L., Hansen T. E. e.a. Preprint CERN-EP/87-81, Geneva, 1987.
38. Amendolia S. R., Bedeschi F., Bertolucci E. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 226. P. 117—121.
39. Gutknecht D.//Ibid. 1990. Vol. A288. P. 13—18.
40. Deal B.//IEEE Trans. ED. 1980. Vol. Ed-27. P. 606—613.
41. Bagliesi G., Batignani G., Bosio L. e.a. Preprint INFN PI/AE 86/10. Pisa, 1986; Bosio L., Focardi E., Forti F. e.a. Preprint INFN PI/AE 87/2. Pisa, 1987.
42. Holl P. e.a.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1988. Vol. NS-36, N 1. P. 251—256.
43. Henck R.//Nucl. Instrum. and Methods. 1990. Vol. A288. P. 278—281.
44. Micron Semiconductor LTD, 1989.
45. Барков И. П., Газизов И. М., Курчанинов Л. Л. и др. Препринт ИФВЭ 90-65. Протвино, 1990.
46. Астахов В. И., Бишофф А., Водопьянов А. С. и др. Препринт ОИЯИ P13-90-7. Дубна, 1990.
47. Дворников Б. Д., Коченова А. А., Курятков В. Б. и др. Препринт ЛИЯФ 1646. Л. 1990.
48. England J. B. A., Hyams B. P., Hubbeling L. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 185. P. 43—47.
49. Radeka V., Boie R.//Ibid. 1980. Vol. 178. P. 543—554.
50. Apollinari G., Bedeschi F., Bellettini G. e.a.//Ibid. 1987. Vol. A253. P. 537—541.
51. Amendolia S. R., Bedeshi F., Bertolucci E.//Ibid. 1984. Vol. 226. P. 82—86.
52. Heijne E. H. M. Preprint CERN 83-06. Geneva, 1983.
53. Adolphsen C., Litke A., Schwarz A. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods 1987. Vol. A253. P. 444—449.
54. Belau E., Klanner R., Lutz G. e.a.//Ibid. 1983. Vol. 214. P. 253—259.
55. Hyams B., Kotz U., Belau E. a.e.//Ibid. 1983. Vol. 205. P. 99—107.
56. Ten Kate W. R. Th.//Ibid. 1987. Vol. A253. P. 333—349.
57. Anghinolfi M., Castoldi M., Rottura A.//Nuovo cimento. 1987. Vol. 98A, N 5. P. 551—558.
58. Gatti E., Rehak P.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 225. P. 608—613.
59. Rehak P., Gatti E., Longoni A. e.a.//Ibid. 1985. Vol. A235. P. 223—234.
60. Gatti E., Rehak P., Walton J. T.//Ibid. 1984. Vol. 226. P. 129—141.
61. Rehak P., Walton J., Gatti E.//Ibid. 1986. Vol. A248. P. 367—378.
62. Luke P. N., Madden N. W., Goulding F. S. e.a.//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1985. Vol. NS-32. P. 457—462.
63. Gatti E., Rehak P., Kemmer J.//Nucl. Instrum. and Methods. 1987. Vol. A253. P. 511—518.
64. Kemmer J., Lutz G.//Ibid. 1987. Vol. A253. P. 365—377; Kemmer J., G. Lutz, Prectel U. e.s.//Ibid. 1990. Vol. A288. P. 92—98.
65. Rawlings K. J.//Ibid. 1986. Vol. A253. P. 85—92; Ibid. 1987. Vol. A256. P. 297—304; Ibid. 1987. Vol. A260. P. 346—352.

66. **Struder L., Holl P., Lutz G., Kemmer J.** Preprint MPI-PAE/Exp. E1. 166, Munich, 1986.
67. **Kemmer J.**//Nucl. Instrum. and Methods. 1990. Vol. A288. P. 282—286.
68. **Boyle W. S., Smith G. E.**//Bell System Techn. J. 1970. Vol. 49. P. 587—593; **Amelio G. F., Tompsett M. F., Smith G. E.**//Ibid. P. 593—601.
69. **Damerell C. J. S., Farley F. J. M., Gillman A. R., Wickens F. J.**//Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 185. P. 33—42.
70. **Bailey R., Damerell C. J. S., English R. L. e.a.**//Ibid. 1983. Vol. 213. P. 201—207.
71. **White M. H., Lampe D. R., Blaha F. C., Mack I. A.**//IEEE Journal of Solid-State Circuits. 1974. Vol. SC-9. P. 1—9.
72. **Damerell C. J. S., English R. L., Gillman A. R. e.a.**//Nucl. Instrum. and Methods. 1990. Vol. A288. P. 236—239.
73. **Benetello A., Calvelli G., Zanella G. e.a.**//Ibid. 1987. Vol. 258. P. 235—241.
74. **Struder L., Brauningner H., Meier M. e.a.**//Ibid. 1990. Vol. A288. P. 227—235.
75. **Bellini G., Angelo P., Iuzani P. e.a.**//Ibid. 1982. Vol. 196. P. 149—158; **Menzione A.** Preprint INFN PI/AE 86/8. Pisa. 1986.
76. **Benso S., Dameri M., Diambri-Palazzi G. e.a.**//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 291. P. 351—359.
77. **Heijne E. H. M., Jarron P.**//Ibid. 1984. Vol. 226. P. 12—15; **Buttler W., Lutz G., Liberali V. e.a.**//Ibid. 1990. Vol. A288. P. 140—149.
78. **Ogava K.**//Bell System. Tech. J. 1983. N 62. P. 1181—1187.
79. **Honthoff J., Uittenbogard T. H.**//Electr. Components Appl. 1982. N 1. P. 42—48.
80. **Alessangrello A., Brafferio C., Camin P. V. e.a.**//Nucl. Instrum. and Methods. 1990. Vol. A289. P. 426—437.
81. **Gatti E., Manfredi P. F.**//Ibid. 1984. Vol. A226. P. 142—155.
82. **Hosticka B. J.**//Ibid. 1984. Vol. A226. P. 185—198.
83. **Walker J. T., Parker S., Hyams R. e.a.**//Ibid. 1984. Vol. A266. P. 200—203.
84. **Buttler W., Hosticka B. J., Lutz G. e.a.**//Ibid. 1990. Vol. A288. P. 187—190.
85. **Stanton J. C.**//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1989. Vol. NS-36. N 1. P. 522—531.
86. **Caritners W. C., Ely R. P., Haber C. e.a.**//Nucl. Instrum. and Methods. 1990. Vol. A289. P. 338—349.
87. **Lutz G., Buttler W., Bergmann H. e.a.**//Nucl. Instrum. and Methods. 1988. Vol. A263. P. 163—173.
88. **Buttler W., Lutz G., Bergmann H.** Preprint MPI-PAE/Exp. E1. 178. Munich, 1987.
89. **Benoille E., Borer K., Chesi E. e.a.**//Nucl. Instrum. and Methods. 1990. Vol. A288. P. 157—167.
90. **Rehak P., Rescia S., Radeka V. e.a.**//Ibid. 1990. Vol. A288. P. 168—175.
91. **Yarema R. J., Zimmerman T.**//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1990. Vol. NS-37, N 2. P. 430—432.
92. **Gollin G., Isailo M. V., Shoemaker F. C. e.a.**//Ibid. 1979. Vol. NS-26, N 1. P. 59—63.
93. **Van Lint V. A. J.**//Nucl. Instrum. and Methods. 1987. Vol. A253. P. 453—459.
94. **Dietl H., Gooch T., Kelsey D. e.a.**//Ibid. 1987. Vol. A253. P. 460—466.
95. **Ohsugi T., Taketani A., Noda M. e.a.**//Ibid. 1989. Vol. A265. P. 105—111.
96. **Borgeaud P., McEwen J. G., Rancoita P. G., Seidman A.**//Ibid. 1983. Vol. 211. P. 363—369.

97. Dawes W. R. (Jr).//Ibid. 1990. Vol. A288. P. 54—61.
98. Albin E. Preprint CERN-EP/82-12. Geneva, 1982.
99. Weilhammer P. Preprint CERN-EP/86-54. Geneva, 1986.
100. Dijkstra H., Horisberger R., Hubbeling L. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1990. Vol. A289. P. 400—405.
101. Litke A., Adolphsen C., Schwarz A. S. e.a.//Ibid. 1988. Vol. A265. P. 93—98; Adolphsen C., Gratta G., Labarga L. e.a.//Ibid. 1990. Vol. A288. P. 257—264.
102. Akerlef C. W., Charpman J. W., Gialas I. e.a.//Ibid. 1987. Vol. A260. P. 80—100.
103. Holl P., Dietl H., Fent J. e.a.//Ibid. 1987. Vol. A257. P. 587—590.
104. Hartmut F., Sadrozinski W. CERN Report, CERN 89-10, ECFA 89-124, 1989. P. 297—310.