

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Е. Л. Столярова

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы как у нас, так и за границей были разработаны детекторы ядерных излучений нового типа — полупроводниковые детекторы.

Эти детекторы наиболее пригодны для регистрации и спектроскопии тяжелых заряженных частиц (осколков деления, α -частиц, протонов и др.), а также для регистрации и спектроскопии нейтронов.

Спектрометры тяжелых заряженных частиц и нейтронов с полупроводниковыми датчиками обладают рядом ценных качеств. Они обладают хорошим разрешением (десятые доли процента), выдерживают значительные потоки (до 10^{14} $\frac{\text{протонов}}{\text{см}^2}$ и до 10^{11} $\frac{\alpha\text{-частиц}}{\text{см}^2}$), позволяют легко отсеять гамма-фон.

Полупроводниковые детекторы компактны, дешевы, просты в изготовлении и обращении, не требуют высоковольтных источников питания.

В статье излагаются физические основы, конструктивное оформление и основные параметры полупроводниковых детекторов ядерных излучений различных типов, а также перспективы их использования в различных областях ядерной физики.

1. Кристаллические счетчики

Предшественниками полупроводниковых счетчиков являются кристаллические счетчики. Первый кристаллический счетчик, с помощью которого осуществлялась регистрация отдельных ядерных частиц, был описан Ван-Хирденом в 1945 г. (см. ¹), который использовал для этой цели кристаллы хлористого серебра. С помощью счетчиков из AgCl удавалось регистрировать α -, β -частицы и γ -кванты. Импульсы, создаваемые такими счетчиками, имеют фронт (время нарастания импульса) порядка $2 \cdot 10^{-7}$ сек и амплитуду, достигающую 1 мв. Имеются сведения об использовании смешанных кристаллов LiBr — AgBr ² для регистрации нейтронов по реакции $\text{Li}^6 (n, \alpha) \text{He}^3$. Достигнутая эффективность регистрации нейтронов при размерах кристалла $1,2 \times 0,75 \text{ см}^2$ составляла 5%. Автор считает, что при толщине кристалла 2 см и применении обогащенного Li^6 эффективность регистрации нейтронов может быть доведена до 70%.

Имеется ряд работ, где описываются алмазные счетчики ¹, которые особенно интересны для медиков, так как 1) плотность электронов в алмазе близка к плотности их в тканях живых организмов и 2) возможно

изготовить счетчики очень малого размера, пригодные для внутриполостных исследований. Регистрация ядерных излучений монокристаллами CdS была описана в работах ^{3,4} и др. Оказалось, что наблюдается два типа кристаллов CdS; кристаллы первого типа дают короткие импульсы ($t_{\text{нар}} = 10^{-7} - 10^{-8}$ сек) небольшой амплитуды, кристаллы второго типа дают импульсы большей длительности ($t_{\text{нар}} = 10^{-5} - 10^{-3}$ сек) и в 10^4 раз большей амплитуды (так называемый эффект внутреннего усиления сигнала). Инфракрасным облучением этот эффект полностью снимается.

Кристаллами CdS удавалось регистрировать α -частицы Po, β -частицы RaE, γ -кванты MsTh и Co⁶⁰ ⁴.

Процесс регистрации частиц в кристаллическом счетчике сводится к регистрации импульсов напряжения, возникающих в результате возрастания проводимости кристалла под действием поступающих в него заряженных частиц.

На рис. 1, а дана схематическая диаграмма кристаллического счетчика, в котором заряженная частица, например α -частица, создает пары (электрон — дырка). К краям кристалла с помощью металлических пластин A и B приложена внешняя разность потенциалов U , создающая в кристалле электрическое поле $E \approx U/l$. Дырки и электроны перемещаются под влиянием внешнего поля. Это смещение определяется как

$$W = \mu E \tau,$$

где μ — подвижность, E — электрическое поле, τ — время жизни носителей. По мере того как носители зарядов (электроны, дырки) смещаются, они индуцируют заряд на пластинах Q_i , пропорциональный пройденной ими разности потенциалов:

$$Q_i = q \frac{\Delta U}{U}, \quad (1)$$

где q — заряд носителей и ΔU — пройденная ими разность потенциалов (рис. 1, б).

Когда сдвиг $W < l$, носители захватываются внутри кристалла и оседают в ловушках (примесных центрах, дефектах кристалла), образуя объемные заряды, создающие поле, противоположное внешнему полю. Это явление носит название эффекта поляризации. Эффект поляризации уменьшает амплитуду последующего сигнала. При длительной работе кристаллического счетчика в интенсивных радиационных полях среднее количество электронов и дырок, находящихся в ловушках, становится настолько большим, что амплитуды импульсов постепенно уменьшаются вплоть до полного прекращения работы счетчика. Для устранения эффекта поляризации кристаллов разными авторами применялись различные средства: инфракрасное облучение, переменное электрическое поле, чередование периодов счета и деполяризации, активация ультрафиолетовыми лучами или β -излучением, тепловое возбуждение ^{1,5}.

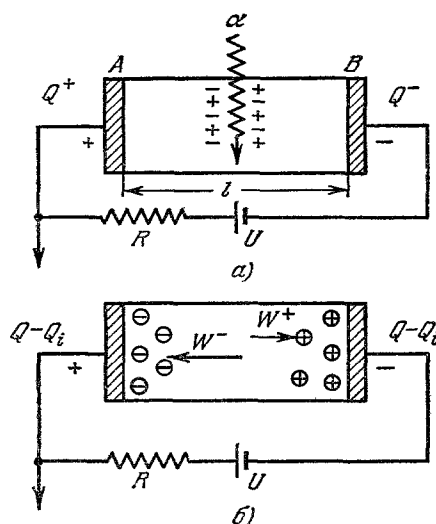


Рис. 1. а) Схематическая диаграмма кристаллического счетчика: U — приложенное напряжение, R — сопротивление, Q^+ и Q^- — заряды на пластинах A и B, α — заряженная частица, создающая пары (электроны и дырки); б) движение носителей зарядов изменяет заряд на пластинках, созданный внешним полем.

2. Полупроводниковые детекторы

Недостатки кристаллических счетчиков побудили искать новые пути, которые привели к созданию германиевых и кремниевых счетчиков. Принцип их действия подобен принципу действия ионизационных камер. Электрическое поле создают в среде с низкой проводимостью. Когда заряженная частица проникает в эту среду, в случае газовой камеры происходят соударения и образуются пары ионов, в случае твердой камеры (полупроводниковые детекторы) — электронно-дырочные пары. В идеальном случае заряды должны разделяться электрическим полем и собираться на границах, производя электрический импульс, который можно усилить и записать.

Требования к хорошему счетчику можно сформулировать так: рекомбинация зарядов до их собирания должна быть исключена, поэтому среда должна обладать высокой подвижностью носителей, должна быть свободна от дефектов и выдерживать высокие градиенты поля без пробоев.

§ 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

В диэлектрике или полупроводнике валентная зона заполнена даже при абсолютном нуле. В зоне проводимости электроны могут свободно перемещаться по кристаллу под действием приложенного электрического поля. Валентная зона и зона проводимости разделены зоной запрещенных энергий.

В реальных кристаллах имеются дефекты, обусловленные смещениями атомов, наличием атомов примесей и пр., благодаря чему электроны могут иметь энергию, запрещенную в идеальном кристалле. Вследствие этого наблюдаемая проводимость диэлектриков или полупроводников определяется в основном ионизацией примесных центров. В проводимости могут принимать участие носители зарядов обоих знаков, но, как правило, подвижность электронов значительно больше, чем дырок.

Когда тяжелая заряженная частица, например α -частица, протон и т. п., попадает в полупроводник, она передает свою энергию электронам через соударения. Энергия, передаваемая α -частицей при каждом соударении, не очень велика из-за большой разницы в массах α -частицы и электрона, а именно — максимальная энергия, которую может получить электрон,

$$E_{\text{макс}} = 4 \frac{m}{M} E, \quad (2)$$

где m — масса электрона, M — масса α -частицы и E — ее энергия.

Электроны, получившие энергию, могут переместиться из валентной зоны в зону проводимости; возможны также случаи перемещения электронов из более глубоко лежащих слоев, занятых электронами, в более высоко лежащие незанятые слои. Этот процесс показан на рис. 2, а. В результате в обычно не занятых зонах появляются электроны, а в обычно заполненных — дырки. Это состояние может существовать лишь в течение $\sim 10^{-12}$ сек, после чего вследствие взаимодействия между электронами и дырками электроны опускаются на дно наиболее низко лежащей незанятой зоны, а дырки поднимаются в верхнюю часть наиболее высоко лежащей заполненной зоны и располагаются так, как это показано на рис. 2, б. В дальнейшем вследствие процессов снятия возбуждения образуется большое количество электронов Оже *).

*) Низкоэнергетические электроны, покидающие атомные уровни энергии за счет энергии, получаемой ими при снятии возбуждения.

В среднем в этом многоступенчатом процессе на образование одной электронно-дырочной пары расходуется так называемая средняя работа ионизации $\bar{\epsilon}$, которая, как показывают эксперименты, практически зависит только от материала, из которого сделан полупроводник.

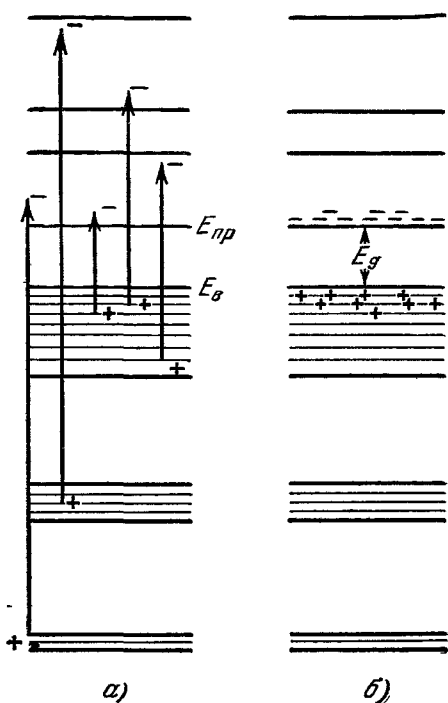
Когда энергия первичной частицы становится меньше энергии, которая необходима для образования пары, основным типом взаимодействия становится упругое рассеяние. Конечная ступень снятия возбуждения представляет собой процесс рекомбинации электронов и дырок.

Пробеги низкоэнергетических электронов малы, $\sim 1000 \text{ \AA}$ *, поэтому путь первичной тяжелой частицы окружен тонким, цилиндрическим слоем плазмы из электронов и дырок*).

Если первичной заряженной частицей является электрон, то вторичные электроны будут обладать большими энергиями и большими пробегами, чем в случае тяжелых частиц, так как вследствие равенства масс первичной и вторичной частиц передача энергии будет значительной. Возникает каскад электронов с большим, чем в случае тяжелых частиц, разбросом энергий, а плотность электронно-дырочных пар будет значительно меньше.

Под действием приложенного к счетчику напряжения электроны и дырки движутся и образуют электрический ток. Собираемый на электродах заряд служит мерой энергии, отданной первичной частицей в детекторе (рис. 3, а).

Рис. 2. а) Возбуждение электронов в полупроводнике, вызванное прохождением заряженной частицы (α -частицы, протона и т. п.); б) остаточное электронно-дырочное возбуждение спустя 10^{-12} сек. $E_{пр}$ — напряжение в зоне проводимости, E_v — в валентной зоне, E_g — в промежутке между зонами



Вклад в этот ток каждого носителя можно оценить следующим образом. Пусть e и v — заряд и скорость носителя, E — локальное электрическое поле, тогда изменение энергии носителя в поле заряженного конденсатора будет

$$evE = \frac{d}{dt} \left(\frac{Q^2}{2C} \right) = \frac{dQ}{dt} \frac{Q}{C} = iU, \quad (3)$$

где U и C — полное напряжение на конденсаторе и его емкость. Из (3) следует, что

$$i = \frac{evE}{U}. \quad (4)$$

Выражение (4) можно переписать в виде

$$i = e \frac{dx}{dt} \frac{1}{U} \frac{dU}{dx} = \frac{e}{U} \frac{dU}{dt}, \quad (5)$$

*) При потерях энергии в Si около 4 МэВ/см плотность пар в плазме $\approx 10^{16} \text{ пар/см}^3$.

где $\frac{dU}{dt}$ — скорость изменения потенциала, вызванная дрейфом носителей в электрическом поле. Интегрируя (5) по времени, получим

$$\int i dt = Q_{эфф} = \frac{e}{U} \Delta U. \quad (6)$$

Формула (6) дает изменение эффективного заряда на электродах, вызываемое движением одного носителя, обладающего зарядом e в поле с разностью потенциалов ΔU , составляющей определенную долю от полного напряжения конденсатора U . Уравнения (4) — (6) не зависят от формы поля.

В поле плоского конденсатора напряженность

$$E = \frac{U}{d} = \text{const},$$

где d — расстояние между пластинами. Учитывая, что скорость носителя

$$v = \mu E, \quad (7)$$

где μ — подвижность носителя, вклад в полный ток, даваемый каждым носителем, можно записать так:

$$i = \frac{e\mu E^2}{U} = \frac{e\mu U}{d^2}. \quad (8)$$

На рис. 4, б показана форма волны тока, образующейся в результате движения пары носителей в конденсаторе (рис. 4, а).

Первая пара (случай 1) образуется вблизи отрицательного электрода, электрон пересекает поле; в случае 2 активным носителем является дырка, в случае 3 — дырка и электрон, оба являются носителями.

Вклады в ток находятся из соотношения (8), а продолжительность импульса тока определяется временем дрейфа носителей. Интеграл от тока по времени во всех трех случаях одинаков и равен заряду электрона.

Из рис. 4 видно, что в случае одновременного перемещения обоих носителей полный заряд, передаваемый электродам, равен одному заряду электрона. На рис. 3, в представлена эквивалентная схема камеры с генератором тока вместо источника электронов и дырок; C — конденсатор, R — зарядное сопротивление.

Времена нарастания импульсов на рис. 4, в отражают различия во временах прохождения носителей.

Время нарастания импульса в полупроводнике близко по порядку величины ко времени прохождения носителя через счетчик, которое приближенно можно оценить по формуле

$$t = \frac{d}{\mu E}. \quad (9)$$

Как показано в работе ⁷, подвижность носителей не остается постоянной при полях выше 10^3 в/см; это видно также из рис. 5. Это можно объяснить увеличением средней энергии носителей с увеличением электрического поля, а следовательно, уменьшением их среднего свободного пробега.

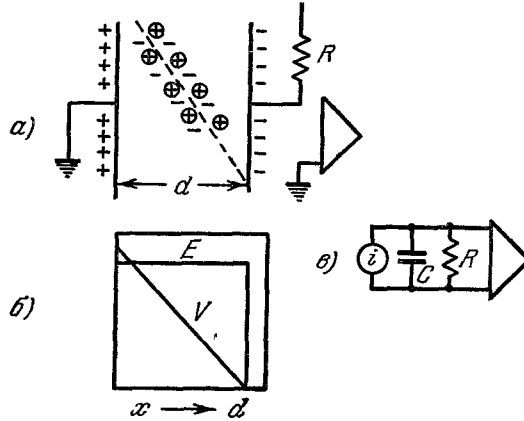


Рис. 3. а) Полупроводниковая ионизационная камера с электронно-дырочными парами, создаваемыми быстрой заряженной частицей; б) потенциал и распределение поля; в) эквивалентная цепь камеры с генератором тока, создаваемым движением заряженных частиц, дырок и электронов, в электрическом поле.

Наличие дефектов и примесей в кристаллах, приводящее к образованию ловушек и центров рекомбинации, может в значительной мере изменить рассмотренную картину.

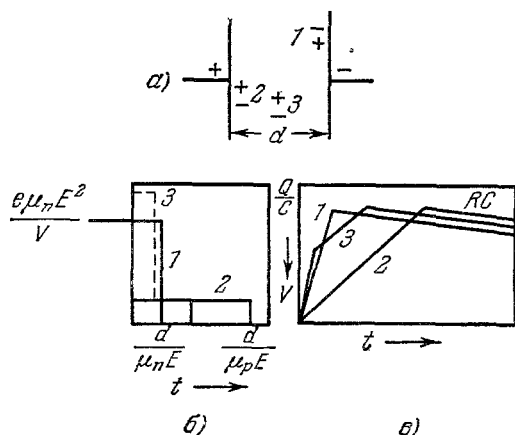


Рис. 4. а) Три электронно-дырочные пары, образовавшиеся в разных местах чувствительного объема полупроводниковой камеры; б) ток, создаваемый каждой парой; в) напряжение на входе усилителя рис. 3, в, вызванное током на рис. 3, б.

Время рекомбинации (время, прошедшее от момента образования электронов и дырок до рекомбинации, или время жизни τ_p) зависит от сечения захвата электронов и дырок, плотности центров захвата N и тепловой скорости электронов v_T ⁹.

Время рекомбинации

$$\tau_p = \frac{1}{N\sigma v_T} \quad (10)$$

Чтобы переход электрона через счетчик произошел без значительного улавливания, необходима высокая чистота материала, при которой концентрация центров захвата N мала; тогда $t \ll \tau_p$. Аналогичные рассуждения справедливы и для дырок.

Для получения достаточно большого электрического поля в полупроводнике важно, чтобы его удельное сопротивление

$$\rho = \frac{1}{ne\mu_n + pe\mu_p} \quad (11)$$

было достаточно велико. В полупроводнике n -типа (например, в Si n -типа) имеются химические загрязнения, доноры, которые обладают уровнями энергии, близкими к краю зоны проводимости⁸.

При попадании электрона в ловушку электрон через некоторое время может быть освобожден. Однако возможен и двухступенчатый процесс, состоящий из захвата электрона и дырки; тогда происходит их рекомбинация, два носителя выходят из игры и полный ток уменьшается.

При освобождении электрона из ловушки он либо возвращается в валентную зону, либо продолжает свой дрейф в поле по направлению к положительному электроду. В последнем случае это приведет к увеличению времени нарастания импульса. Время пребывания электрона в ловушке является функцией температуры. Процессы улавливания (или захвата) и рекомбинации также зависят от температуры.

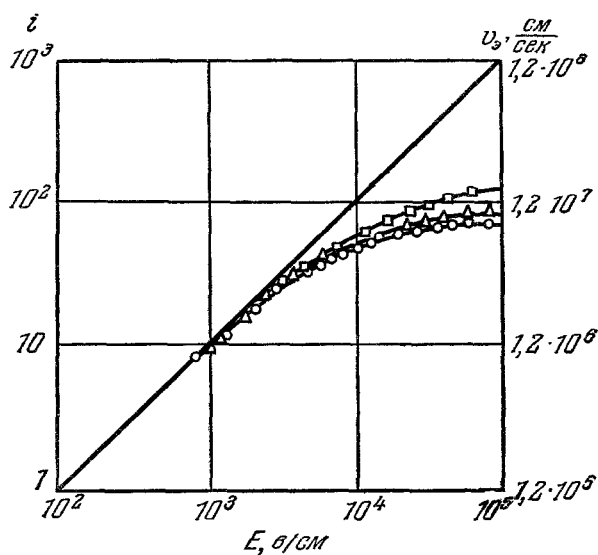


Рис. 5. Зависимость скорости электронов от электрического поля по Приору¹.

i — нормализованная плотность тока, \circ — 4,8, Δ — 80, \square — 300 ом·см.

При комнатной температуре электроны, «ионизованные из доноров», появляются в зоне проводимости. При концентрации доноров $N = 10^{13}$ *доноров/см³* концентрация электронов в зоне проводимости будет близка к

$$n = 10^{13} \text{ эл./см}^3,$$

концентрация дырок будет очень мала, удельное сопротивление будет порядка ⁹

$$\rho = 500 \text{ ом} \cdot \text{см}.$$

Акцепторные загрязнения вполне аналогичны донорным, за исключением того, что их уровни расположены по соседству с валентной зоной и они дают носители другого знака ⁸.

Акцепторы частично компенсируют доноры, часть донорных электронов захватывается ими, вместо того, чтобы попасть в зону проводимости. Тщательная очистка может уменьшить концентрацию электронов и дырок в кремнии до минимально возможной — 10^{10} *носителей/см³* ⁹. Эти носители называются внутренними. Они возникают в результате относительно маловероятного возбуждения электронов через запрещенную энергетическую зону $E_g = 1,1$ эв. Произведение концентраций электронов и дырок *np* зависит от вида полупроводника и температуры, но не зависит от концентрации загрязнений. Концентрация электронов или дырок может быть сильно изменена загрязнениями, но высокая концентрация электронов обязательно сопровождается низкой концентрацией дырок.

Для Si при комнатной температуре $np = 10^{20}$ *эл. дырок/см³*, а минимальная полная концентрация носителей получается при $n = p = 10^{10}$ *эл./см³*.

Зависимость от температуры дается выражением

$$n_T p_T = n_0 p_0 \alpha e^{-\frac{E_g}{kT}}, \quad (12)$$

где n_T и p_T — концентрации электронов и дырок соответственно при температуре T ; E_g — энергия запрещенной зоны в полупроводнике, α — коэффициент пропорциональности. При понижении температуры концентрация электронов проводимости резко падает. При 20° К она достигает $n = 10^5$ *эл./см³*, а удельное сопротивление $\rho \approx 10^{10}$ *ом·см* ⁹. Этот метод получения очень высокого сопротивления ограничен явлением ударной ионизации, возникающей в электрических полях, больших 100 *в/см* ¹⁰, и приводящей к образованию вторичных электронов.

В работе ¹¹ был предложен способ борьбы с ударной ионизацией, который заключается в использовании таких донорных и акцепторных примесей, которые обладали бы уровнями энергии, расположенными достаточно далеко в пределах промежуточной зоны (далеко как от края зоны проводимости, так и от края валентной зоны). Примером такой примеси к Si может служить золото. Золото служит акцептором, захватывая электроны как из зоны проводимости, так и у доноров. Пределом снижения концентрации электронов при комнатной температуре является концентрация внутренних носителей, т. е. 10^{10} *эл./см³*; при охлаждении полупроводника до 78° К концентрация электронов может быть снижена до 10^5 *эл./см³*. Электроны, захваченные примесным золотом, не освобождаются при соударениях, так как энергия ионизации велика. Построенные на этом принципе счетчики работают хорошо ^{12, 13}.

Другой путь получения области с низкой концентрацией носителей в полупроводнике — это использование обедненного слоя в *p* — *n*-переходе, глубина которого может быть сделана достаточно большой путем наложения на *p* — *n*-переход обратного напряжения смещения ^{6, 15, 18, 19, 26}.

На рис. 6, а показано схематически расположение энергетических зон при равновесном переходе (без приложенного смещения). В этом случае переход обусловлен диффузией донорных загрязнений на малую глубину в первоначально высоко очищенный материал p -типа. Слой на поверхности является слоем n -типа с высокой концентрацией электронов. Материал с внутренней стороны — p -типа с относительно низкой концентрацией дырок.

Тенденция электронов диффундировать направо, а дырок — налево приводит к образованию потенциального барьера для такого тока. Образуется

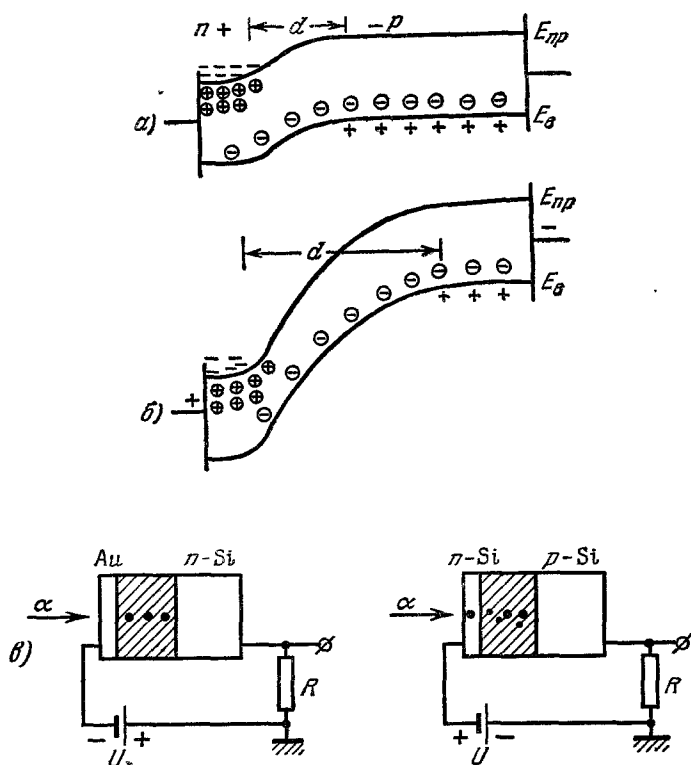


Рис. 6. а) Расположение энергетических зон в равновесном n — p -переходе; б) то же при наложении на переход смещения U ; в) схема полупроводникового счетчика.

искусственно область пространственного заряда на одной стороне из доноров без соответствующего числа электронов, на другой стороне из акцепторов без соответствующего числа дырок (т. е. слой, обедненный носителями). Эта область должна содержать равное число доноров и акцепторов разных знаков, а так как концентрация акцепторов гораздо ниже, чем доноров, то область пространственного заряда гораздо шире на p -стороне, чем на n -стороне. Разность потенциалов между p - и n -сторонами достигает 0,5 в, а ширина обедненного слоя $\sim 10^{-3}$ см.

Обратное смещение расширяет слой, обедненный носителями, создавая достаточный чувствительный эффективный объем для детектирования частиц (рис. 6, б). Ионизирующая частица, поступающая в чувствительный объем счетчика, в результате неупругих столкновений с электронами отдает им свою энергию и образует пары электрон — дырка. В среднем на образова-

ние одной пары, независимо от вида излучения и его энергии, расходуется

в германии $\bar{\mathcal{E}} = (2,94 \pm 0,15) \text{ эв}$, в кремнии $\bar{\mathcal{E}} = (3,5 \pm 0,07) \text{ эв}$.

Емкость чувствительного слоя C является также важным параметром, так как от ее значения зависит амплитуда импульса. Зная C , можно оценить ширину обедненного слоя l , представив C как емкость плоского конденсатора; тогда $l = \epsilon S / 4\pi C$, где S — площадь кристалла, ϵ — его диэлектрическая проницаемость. Так как для данного счетчика $l \sim \sqrt{U_0 - U}$, то

$$C \sim \frac{1}{\sqrt{U_0 - U}},$$

что согласуется с экспериментом.

Амплитуда импульса пропорциональна собранному на емкости заряду; так как заряд

$$Q = Ne = \frac{E\epsilon}{\bar{\mathcal{E}}}, \text{ то } \Phi = \frac{E\epsilon}{\bar{\mathcal{E}}(C + C_m)},$$

где N — число пар, образованных при ионизации, и $\bar{\mathcal{E}}$ — средняя энергия, идущая на образование одной пары.

Число пар N , образованных при ионизации, пропорционально энергии частицы E .

Облучая счетчик частицами одного типа, но разной энергии, например α -частицами разной энергии, и собирая весь заряд, получим линейную зависимость амплитуды импульса от энергии α -частиц (рис. 7, а).

Большее смещение ведет к меньшей емкости, большему диапазону линейной чувствительности и большей амплитуде сигнала. Если заряженные частицы обладают энергией настолько большой, что проникают за пределы чувствительного объема, то амплитуда импульса резко падает. Это хорошо видно из рис. 7, б.

Эти пары разделяются электрическим полем слоя объемного заряда (обедненного слоя), и на суммарной емкости, состоящей из емкости слоя C и емкости монтажа C_m , собирается освобожденный ионизацией заряд Q . При этом емкость заряжается до потенциала

$$\Phi = \frac{Q}{C + C_m}. \quad (13)$$

Импульс напряжения, снимаемый с нагрузочного сопротивления R , регистрируется электронной схемой. Ионизирующие частицы обычно поступают в кристалл перпендикулярно к поверхности перехода (рис. 6, в).

Линейная зависимость амплитуды импульса от энергии ионизирующей частицы и хорошее амплитудное разрешение получаются тогда, когда весь пробег частицы укладывается внутри обедненного слоя l . Ширина обедненного слоя l может быть представлена в виде ¹⁵

$$l = k \sqrt{\epsilon(U_0 - U) \rho \mu}, \quad (14)$$

где ϵ — диэлектрическая постоянная полупроводника, U_0 — контактная разность потенциалов n - и p -областей в вольтах, U — обратное напряжение (смещение) в вольтах, ρ — удельное сопротивление кремния или германия в $\text{ом}\cdot\text{см}$, μ — подвижность носителей.

Из последней формулы видно, что для получения хороших параметров n — p -перехода важно возможно более высокое удельное сопротивление исходного кристалла ρ и достаточно большое напряжение смещения U .

В общем случае при прохождении частиц через счетчик носители будут создаваться как в пределах обедненного слоя, так и вне его. В соответствии с этим результирующие импульсы напряжения будут иметь два компонента — быстрый и медленный. Быстрый компонент дает электронно-дырочные пары, возникающие внутри обедненного слоя, медленный — вне его ¹⁶.

Временные характеристики полупроводниковых счетчиков определяются подвижностью носителей. Подвижность электронов в кремнии при комнатной температуре $\mu_n = 1300 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$; подвижность дырок в три раза меньше, $\mu_p = \sim 430 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$. Для заданной глубины барьера и смещения время собирания заряда можно вычислить. В первом приближении пренебрегают временем, идущим на разделение электронов и дырок, т. е. временем, в течение которого носители зарядов диффундируют до тех пор, пока собирающее поле превзойдет их взаимное притяжение. Времена нарастания импульсов напряжения, вычисленные в первом приближении, лежат в пределах 10^{-8} — 10^{-9} сек. Экспери-

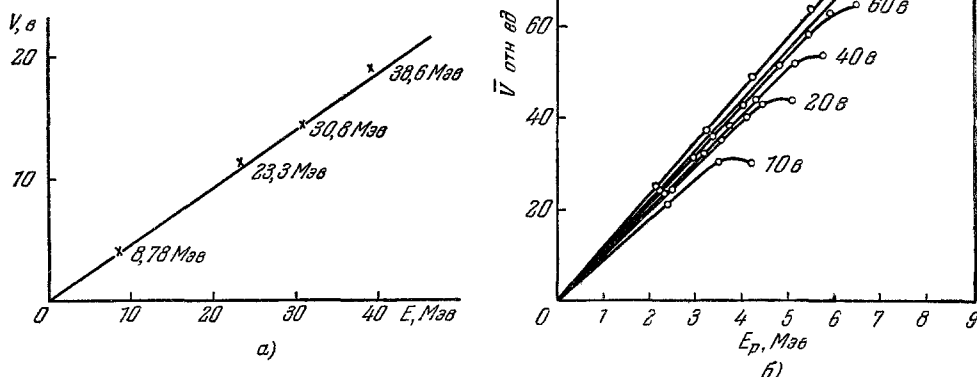


Рис. 7. а) Линейная зависимость амплитуды импульсов от энергии α -частиц; б) зависимость амплитуды сигнала V от энергии протонов E_p , Мэв. Параметром служит напряжение смещения U , в.

Из рисунка видно, что глубина барьера $\frac{1}{2}$ (область линейной зависимости V от E_p) возрастает с увеличением напряжения смещения U . Значения $U = 10$ и 20 в показаны на рисунке.

ментальное значение времени нарастания импульсов от α -частиц с энергией $E_\alpha = 5 \text{ Мэв}$, при глубине барьера в золото-кремниевом поверхностно-барьерном счетчике $l = 120 \text{ мк}$, образованной смещением $U = 72 \text{ в}$ при удельном сопротивлении кремния $\rho = 1000 \text{ ом} \cdot \text{см}$, было получено равным $t_{\text{экср}} = 6 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$. Вычисленное для этого случая время нарастания

$$t_{\text{выч}} = 3 \cdot 10^{-9} \text{ сек}.$$

В связи с тем, что подвижность электронов в германии еще больше,

$$\mu_{\text{Ge}} = 1.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек},$$

время нарастания импульса в германиевом счетчике еще меньше, чем в кремниевом:

$$t_{\text{нар}} = 5 \cdot 10^{-10} \text{ сек}.$$

При таком крутом фронте импульса для быстрого компонента ограничение

на время нарастания импульса обычно накладывается в большей степени возможностями электронной схемы, чем реакцией детектора. Спад импульса определяется постоянной RC электронной схемы и регулируется величиной нагрузочного сопротивления.

§ 2. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЧЕТЧИКОВ

Так как весь чувствительный объем должен быть доступен заряженным частицам, а ширина «мертвого слоя» должна быть минимальной, $n - p$ (или $p - n$)-переход следует создать вблизи поверхности кристалла. Это осуществляется двумя основными способами.

Первый способ. Поверхностная диффузия вещества с добавочной примесью одного типа внутрь кристалла, имеющего слабую концентрацию примесей другого типа¹⁵⁻¹⁷.

Второй способ. Образование искусственного поверхностного барьера путем использования химических свойств поверхности в чистом n -кремнии или n -германии^{14, 18, 19}.

Следует отметить, что подвижность носителей в германии больше, чем в кремнии, и средняя энергия, идущая на образование одной пары, в германии ниже, чем в кремнии, однако уровень шумов столь высок, что германиевые детекторы используются успешно только при низких температурах, обычно при температуре жидкого азота^{14, 19, 20}. Поэтому кремниевые детекторы получили большее применение в практике.

Счетчики с диффузионными переходами, полученные путем диффузии фосфора в кристаллы p -кремния, были успешно использованы многими авторами. Фосфор можно диффундировать либо из газообразного состояния, либо из твердого. В последнем случае P_2O_5 наносится непосредственно на поверхность кремниевого бочка, после чего последний помещается в печь. Глубина проникновения примеси может регулироваться температурой, при которой производится процесс диффузии, и его продолжительностью.

Если основным телом счетчика служит материал n -типа и на него нужно нанести покрытие p -типа, можно поступить аналогично. Однако в этом случае предпочтительнее, вследствие большей простоты изготовления, вместо того чтобы создавать поверхностный слой p -типа термической диффузией химических загрязнений, использовать химические свойства поверхности самого Si или Ge.

Поверхностный слой Si или Ge легко окисляется и ведет себя как электронный акцептор (p -слой). Электрический контакт с поверхностным слоем (областью инверсии) осуществляется с помощью тонкого слоя металла (обычно золота), который наносится на поверхность полупроводника испарением в вакууме. Обратное смещение, приложенное к счетчику, расширяет слой, обедненный носителями до значительной глубины, достигающей миллиметра.

Методика изготовления кремниевых счетчиков с золотым покрытием настолько проста, что может быть осуществлена в любой физической лаборатории. Необходимо только иметь монокристаллы кремния n -типа высокой чистоты. В основу технологии изготовления таких счетчиков может быть положена методика, изложенная в работе¹⁸.

Монокристаллы кремния n -типа, обладающие сопротивлением $140 \text{ ом}\cdot\text{см}$, разрезаются алмазной дисковой пилой на пластинки размерами $5 \times 5 \times 1 \text{ мм}^3$ или $2 \times 2 \times 1 \text{ мм}^3$ так, чтобы большая сторона соответствовала кристаллографической ориентации (111) или, иными словами, чтобы большая сторона пластинок была перпендикулярна к направлению роста кристалла. После этого производят следующие операции.

1. Образец полируют до зеркального блеска на вращающемся круте, обтянутом шелком, с применением в качестве абразива мелкого порошка карбида кремния.

2. Промывают кристалл в чистой воде и затем кипятят в течение 10 минут в концентрированной азотной кислоте.

3. Травят в смеси кислот следующего состава: две части концентрированной (90%) азотной кислоты, одна часть ледяной уксусной кислоты, одна часть 40%-ной плавиковой кислоты. Объем травителя составляет 20 см³ на кристалл.

Смесь охлаждают до температуры тающего льда. Травление ведут в течение 10 минут при непрерывном помешивании раствора для удаления пузырей, образующихся на кристалле.

4. Промывают образец последовательным разбавлением травителя дистиллированной водой. Разбавленный раствор сливают, не допуская контакта кристаллов с воздухом.

На последних стадиях промывки применяют бидистиллят.

5. Промытый кристалл осушают фильтровальной бумагой и переносят в сушильный шкаф (100° С).

6. К кристаллу с двух сторон приклеивают клеем БФ-2 листочки из медной фольги толщиной 100 мк. Медные листочки заходят на кристалл на 1 мм. Полимеризуют клей в сушильном шкафу.

7. Кристалл с приклеенными медными листочками зажимают между двумя слюдяными пластинками, в одной из которых имеется прямоугольное отверстие.

8. Через отверстие в слюдяной пластинке на кристалл и фольгу напыляют слой золота. Напыление производится в вакууме под давлением 10⁻⁵ мм рт. ст.

Для контроля толщины напыленного слоя золота рядом с кристаллом устанавливают пластинку с медными контактами, служащую для измерения сопротивления напыленного слоя золота. По величине сопротивления определяют толщину слоя, которая должна быть 20—40 мкг/см².

9. На вторую сторону кристалла напыляют золото точно так же, как на первую.

10. После напыления золота измеряют энергетическое разрешение при облучении кристалла α -частицами известной энергии и определяют максимальное смещение, которое можно без пробоя подавать на детектор. В результате этих измерений выбирают лучшую из двух подготовленных сторон кристалла в качестве рабочей.

11. Готовый детектор заделывают в пластмассовую оправу. В качестве клея используют обычно клей БФ-2, полимеризуемый в сушильном шкафу.

Основным преимуществом счетчиков с поверхностным барьером является простота их изготовления.

Толщину пленки золота легко изготовить однородной, причем входное окно поверхностно-барьерного счетчика легко изготовить очень тонким, тогда как при изготовлении счетчиков с диффузным переходом поверхностную диффузию приходится тщательно контролировать, чтобы получить счетчик с тонким окном.

Объемные токи утечки в поверхностно-барьерных счетчиках меньше, особенно в счетчиках с большой счетной площадью (изготавливают Au — Ge-счетчики со счетной площадью до 6 см² и Au — Si со счетной площадью до 3 см² ¹⁹).

Простота метода испарения позволяет изготавливать счетчики различных конструкций для специальных задач:

1. Детекторы для анализа осколков деления, описанные в ¹⁹. Тонкий слой делящегося вещества, например,

такого, как окись U^{235} , наносится испарением в вакууме на слой золота. Два таких счетчика помещаются на близком расстоянии друг от друга, регистрируются совпадения, соответствующие собиранию обоих осколков. Применение твердых счетчиков позволяет обойтись без специальной подложки для тонкой пленки делящегося вещества, необходимой при работе с ионизационной камерой.

2. Тонкие dE/dx -счетчики, описанные в § 6.

3. Детекторы нейтронов, описанные в § 7.

Главным преимуществом счетчиков с диффузионными переходами является то, что доступный в настоящее время материал для их изготовления имеет значительно большее удельное сопротивление, чем материал, используемый для поверхностно-барьерных $p-n$ -счетчиков, что расширяет возможность применения $n-p$ -переходов для слабо ионизирующих излучений и высокоэнергетических тяжелых частиц. Эти возможности еще более расширяются при использовании так называемой структуры nIp ²¹. Структура nIp представляет собой пластину из высокоомного кремния — I -слой, на противоположных сторонах которой путем диффузии созданы тонкие n - и p -слои (рис. 8). При достаточно большом приложенном смещении область объемного заряда расширяется по всему I -слою. α -частицы поступают параллельно плоскости перехода, в отличие от предыдущих типов счетчиков. В результате возможно более глубокое проникновение частиц в счетчик без выхода их за пределы обедненного слоя.

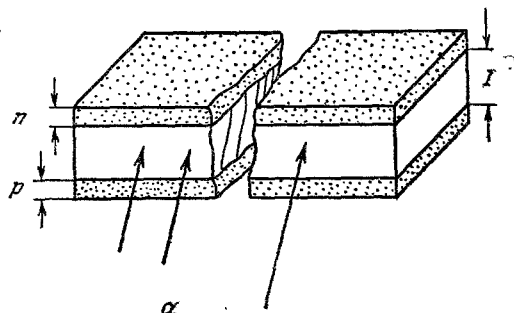


Рис. 8. Структура nIp при достаточно большом напряжении смещения, область объемного заряда расширяется по всему I -слою. α -частицы поступают параллельно плоскости перехода.

Исключительно ценным вариантом структуры nIp являются литиево-кремниевые детекторы, изготовленные методом компенсации, разработанным Неллом²². Технология их изготовления сводится к следующим операциям:

1. Создать диффузией тонкий слой фосфора в кремнии p -типа.
2. Испарить тщательно контролируемый слой лития сверху на слой фосфора.
3. Положить тонкую пластинку алюминия на слой лития.
4. Диффундировать литий при температуре 400°C через кремний.
5. Приложить обратное смещение в несколько сотен вольт и нагревать диод до 150°C . Тогда под действием электрического поля ионы лития (промежуточные доноры n -типа) будут дрейфовать глубже внутрь p -кремния и компенсировать положительные ионы-акцепторы p -типа.

В результате образуется вещество с компенсированной плотностью загрязнений, практически обладающее только термически генерируемой плотностью носителей. Максимально достижимое сопротивление при этом методе есть внутреннее сопротивление чистого кремния при комнатной температуре, $\rho \approx 250\,000\text{ ом}\cdot\text{см}$. Есть и другие варианты этой технологии²³. Эти детекторы обнаружили очень ценные качества при регистрации электронов, γ -квантов и смешанного излучения радиоактивных изотопов.

Преимущества этого типа детекторов таковы:

1. Детекторы изготавливаются из низкоомного кремния.

2. Глубина обедненного слоя, соответствующего области компенсации, достаточно велика — до 6 мм в детекторе, имеющем форму кубика с ребром 1 см ²⁴.

3. Емкость счетчиков, имеющих большую глубину обедненного слоя, очень низка (2—10 пф). Их можно изготовить с довольно большими счетными площадями (1 см² и более), а поэтому чувствительность таких счетчиков высока.

4. Техника изготовления проста.

5. Счетчики обладают хорошей стабильностью в работе и при хранении сохраняют свои параметры.

§ 3. СПЕКТРОМЕТРЫ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ СЧЕТЧИКАМИ

Для получения аппаратного спектра заряженных частиц с помощью полупроводниковых счетчиков нужно усилить и затем проанализировать по амплитудам создаваемые ими при прохождении заряженных частиц импульсы, иными словами, получить их амплитудные распределения. Это осуществляется с помощью электронной схемы, состоящей из предусилителя, усилителя с низким уровнем шумов и амплитудного анализатора, желательно многоканального. При использовании анализатора типа АИ-100 ²⁵ следует вводить экспандер.

Выходное напряжение зависит от емкости детектора и, следовательно, для различных счетчиков при том же собираемом заряде будет различным, что неудобно. Поэтому ряд авторов рекомендуют пользоваться предусилителем и усилителем, реагирующими на заряд ²⁶⁻²⁹. Схемы зарядовых предусилителя и усилителя даны, например, в работе ²⁹.

1. Основные характеристики спектрометров

Разрешающая способность спектрометра определяется статистическими процессами образования электронно-дырочных пар. Статистический разброс числа образованных пар определяется их количеством (среднеквадратичное отклонение $\sim \sqrt{N}$) и зависит от энергии частицы, среднего значения энергии, расходуемой на образование пары, и эффективности собирания носителей. Как видно из рис. 9, эффективность сбора носителей зарядов является функцией приложенного к переходу напряжения смещения. Она близка к 100% при условии, что пробеги всех частиц исследуемых энергий укладываются в пределах чувствительного объема. Верхний предел приложенного напряжения ограничен уровнем собственных шумов.

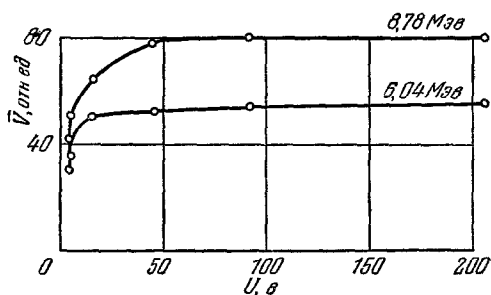


Рис. 9. Эффективность сбора носителей зарядов как функция напряжения смещения для двух α -частиц с различной энергией.

На рис. 10 показано влияние напряжения смещения на разрешение. По оси абсцисс отложены номера каналов, по оси ординат — скорость счета в соответствующем канале, параметром служит напряжение смещения. Амплитудные распределения даны для α -частиц Sm^{244} и Sm^{242} ¹⁸.

При нулевом смещении α -частицы обоих изотопов проникают за пределы области обеднения и поэтому разрешение неудовлетворительное. При напряжении смещения, равном $U = 6$ в, α -частицы Sm^{244} с энергией 5,8 Мэв теряют, по существу, всю энергию внутри области обеднения, и детали тонкой структуры могут быть разрешены, тогда как для α -частиц Sm^{242} с энергией 6,1 Мэв они еще не проявляются. При дальнейшем увеличении напряжения разрешение (определяемое, как обычно, шириной пика на половине его высоты) улучшается и наблюдается тонкая структура для α -частиц Sm^{242} . Наилучшее в данном примере разрешение $d = 0,3\%$ и наблюдается для α -частиц Sm^{244} при оптимальном значении $U = 16$ в. Дальнейшее увеличение напряжения смещения приводит к возрастанию обратного тока и увеличению собственных шумов счетчиков, и разрешение снова ухудшается.

Увеличение напряжения смещения, как уже указывалось, с другой стороны, уменьшает емкость перехода, тем самым увеличивая амплитуду полезного сигнала. Конкуренция этих двух эффектов позволяет получить достаточно широкую рабочую область прибора без ухудшения его параметров.

Разрешение, получаемое для α -частиц с энергией 5,5 Мэв, достигает $d = 0,3\%$ при площади перехода 25 мм^2 ¹⁹ *). В работе ²⁰ для протонов с энергией 3 Мэв получено разрешение $d = 0,7\%$.

Диапазон измеряемых энергий для тяжелых частиц достаточно широк ²⁰: α -частицы — до 50 Мэв, дейтроны — до 25 Мэв, протоны — до 12 Мэв. Нижний порог определяется собственными шумами и по порядку величины равен 20—30 кэв.

Следует иметь в виду, что эти данные, касающиеся диапазона измеряемых энергий, получены экспериментально и отнюдь не являются пределом. В отношении расширения диапазона измеряемых энергий особенно перспективны $nI\text{p}$ -детекторы; с их помощью, как показано в ²¹, возможно измерять энергии α -частиц до 100 Мэв при эффективном телесном угле $\Omega = 2,5 \cdot 10^{-2}$ стер при 100%-ном сборе носителей зарядов. Эффективность регистрации детектора $\varepsilon = 100\%$.

Литиево-кремниевые детекторы с глубиной слоя компенсации $l = 6 \text{ мм}$ позволяют еще более расширить диапазон измеряемых энергий для тяжелых частиц. С этим счетчиком можно исследовать частицы с пробегом 1 см в кремнии, что соответствует диапазону измеряемых энергий

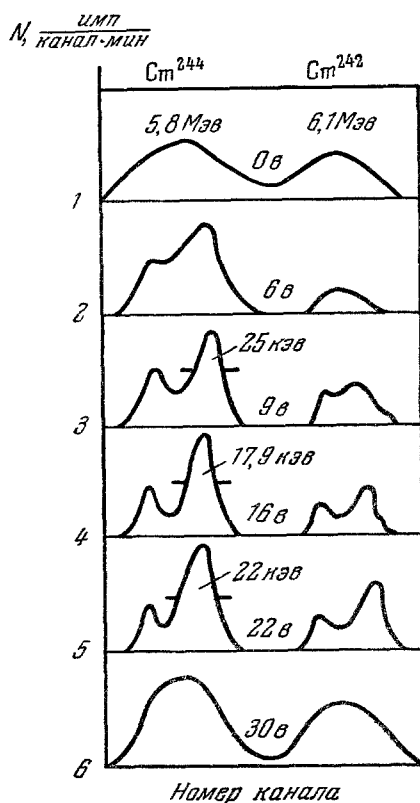


Рис. 10. Зависимость разрешения спектрометра с полупроводниковыми датчиками от напряжения смещения. 1 — $U = 0$; 2 — $U = 6$ в; 3 — $U = 9$ в, $d = 25 \text{ кэв}$ (6,1 кэв/канал); 4 — $U = 16$ в, $d = 17,9 \text{ кэв}$ (15,6 кэв/канал); 5 — $U = 22$ в, $d = 22 \text{ кэв}$ (5,9 кэв/канал); 6 — $U = 30$ в.

*) Временное разрешение поверхностно-барьерных детекторов было измерено И. В. Барановым и оказалось $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ сек ³⁹.

для α -частиц до 190 Мэв, для протонов — до 50 Мэв, для электронов — до 5 Мэв.

Большинство исследований структуры ядра укладываются в этот диапазон энергий. Разрешение, полученное для α -частиц с энергией 42,7 Мэв, оказалось равным $d = 0,2\%$ ²⁴.

2. Фон от посторонних излучений

Вследствие того, что кремний обладает сравнительно низким атомным номером, он является почти чистым комптоновским рассеивателем γ -излучения. Образующиеся электроны отдачи в тонких барьерах отдают лишь малую часть своей энергии. В результате γ -лучи образуют на выходе детектора импульсы очень малой амплитуды. От высокого фона таких импульсов малой амплитуды можно освободиться путем регулирования глубины барьера, а также путем применения малого нагрузочного сопротивления и усилителей с малыми постоянными времени^{19, 30, 31}.

Нейтроны могут образовывать импульсы в детекторах с поверхностными барьерами тремя возможными способами: возбуждение ядерных реакций в кремнии, возбуждение ядерных реакций в золотом покрытии и образование протонов отдачи при упругом рассеянии нейтронов в водородсодержащих загрязнениях (пленка влаги на детекторе). Из ядерных реакций, возбуждаемых нейтронами в Si, наиболее важна реакция

$$\text{Si}^{28}(n, p): Q = 3,86 \text{ Мэв.}$$

Относительная вероятность реакции этого типа — 92%.

Эффективное сечение возрастает от $\sigma = 0,02$ барн при $E_n = 5$ Мэв до $\sigma = 0,40$ барн при $E_n = 8$ Мэв и снова убывает до $\sigma = 0,22$ барн при $E_n = 14$ Мэв.

Упомянем также реакцию $\text{Si}^{28}(n, \alpha): Q = -2,66$ Мэв. Относительная вероятность реакции этого типа равна 4,7%; $\sigma = 0,1$ барн при $E_n = 14$ Мэв и почти то же, что и у основной реакции при $E_n = 6,3$ Мэв, т. е. порядка $\sigma = 0,3$ барн.

В слое золота благодаря его высокому атомному номеру возможен только захват нейтронов с эмиссией γ -излучения с энергией $E_\gamma = 412$ кэв. Однако интенсивность этого излучения крайне мала для пленок золота толщиной 50 мкг/см². Из поглощенного водорода и водяных паров на поверхности детектора и в соседних близко расположенных поверхностях под действием нейтронов могут выбиваться протоны отдачи. Они будут регистрироваться детектором. Поэтому нужно принимать меры против возможных загрязнений детектора водородсодержащими веществами (прокаливание всех деталей в вакууме, хранение в сухом месте).

Таким образом, наиболее важными в создании фона от быстрых нейтронов являются реакции $\text{Si}^{28}(n, p)$ и $\text{Si}^{28}(n, \alpha)$, которые накладывают известное ограничение на применение кремниевых детекторов любого типа в потоке быстрых нейтронов, особенно в области энергий около 8 Мэв. Однако, как и в случае фона от γ -излучения, регулировкой глубины барьера чувствительность детекторов к нейтронам можно свести к минимуму. Кроме того, поскольку реакции на кремнии и их сечения известны, при обработке спектров их можно учесть.

Все полупроводниковые детекторы чувствительны к видимому свету и обладают фотопроводимостью, поэтому они должны помещаться в светонепроницаемые контейнеры.

Счетчики не чувствительны к магнитному полю. В соответствии с¹⁹ и²⁴ ощутимый эффект в кремнии не должен наблюдаться в полях, меньших 50 000 гс.

§ 4. О ПРИМЕНЕНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ И СПЕКТРОМЕТРИИ ЭЛЕКТРОНОВ

На основании анализа физических процессов в полупроводниках под действием заряженных частиц следует ожидать, что амплитуда импульсов, создаваемых электронами, будет значительно меньше, а разрешение значительно хуже, чем это наблюдается в том случае, когда возбуждающими частицами являются тяжелые заряженные частицы. Поэтому естественно, что вопросам регистрации и спектрометрии электронов с помощью полупроводниковых счетчиков и спектрометров до последнего времени уделялось сравнительно мало внимания.

В работе ²⁶ отмечается, что пики конверсионных электронов Co^{57} с энергиями 115 и 121 *кэв* хорошо разрешаются; там же приводится довольно подробное исследование полупроводникового детектора диаметром 3 *мм* с очень тонким окном, изготовленного путем диффузии фосфора на основу из *p*-кремния с удельным сопротивлением 12 000 *ом·см*.

Из изложенного в ²⁶ можно сделать заключение, что полупроводниковые детекторы с тонкими барьерами для регистрации и спектрометрии электронов менее перспективны, чем для тяжелых частиц, вследствие низкого разрешения, малой амплитуды сигналов и узкого диапазона измеряемых энергий.

Дальнейшее развитие спектрометрии электронов с помощью полупроводниковых детекторов шло по двум основным направлениям:

1. Разработка толстых поверхностно-барьерных детекторов с охранным кольцом ^{24, 34}.

2. Разработка литиево-кремниевых детекторов ^{23, 24}.

Борковский и Фокс ³⁵ показали, что считавшееся максимальным значение напряжения смещения $U_{\text{max}} = 200$ *в* при комнатной температуре отнюдь не является пределом. Оно может быть значительно увеличено путем улучшения технологии изготовления поверхностно-барьерных счетчиков (уничтожение выпуклостей, острых краев, введение защитных электродов) и доведено до $U_{\text{max}} = 4000$ *в* при глубине обедненного слоя в несколько *мм*. С такими детекторами при комнатной температуре авторы получили разрешение $d = 1,5\%$ для конверсионных электронов Bi^{207} с энергией 0,976 *Мэв*.

По рис. 11 можно проследить влияние охлаждения детектора на качество разрешения и снижение фона. При комнатной температуре выявляются *K*- и *L*-пики конверсионных электронов (рис. 11, *а*), при 0°С выявляется конверсионная линия *M*-оболочки (рис. 11, *б*), при температуре жидкого азота проявляется тонкая структура *L*-линии (рис. 11, *с*).

При глубине обедненного слоя в несколько *мм* характеристики литиево-дрейфовых кремниевых счетчиков близки к описанным поверхностно-барьерным. В обоих случаях можно получать почти безоконные детекторы (мертвый слой < 100 *мкг/см²*).

§ 5. ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ И СПЕКТРОМЕТРИИ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Поскольку определение энергетического состава γ -излучения с помощью спектрометров с полупроводниковыми детекторами производится косвенно, путем измерения энергии вторичных электронов, создаваемых γ -квантами в веществе детектора (фотоэлектронов, комптоновских электронов отдачи, пар электрон — позитрон), детекторы с тонкими барьерами для этой цели малопригодны. Лучшие результаты можно получить с детекторами, обладающими структурой *nIpr*, описанными в ²¹.

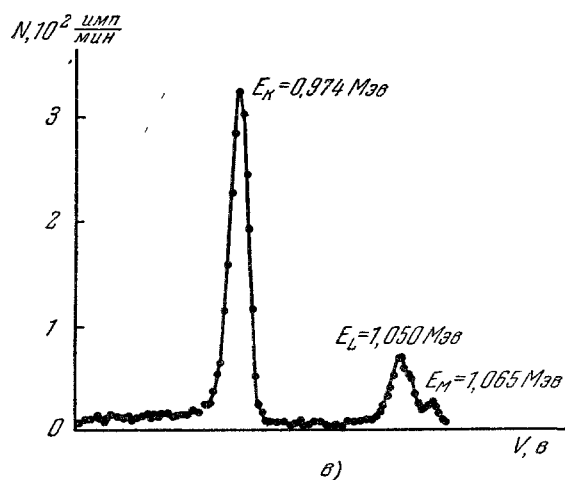
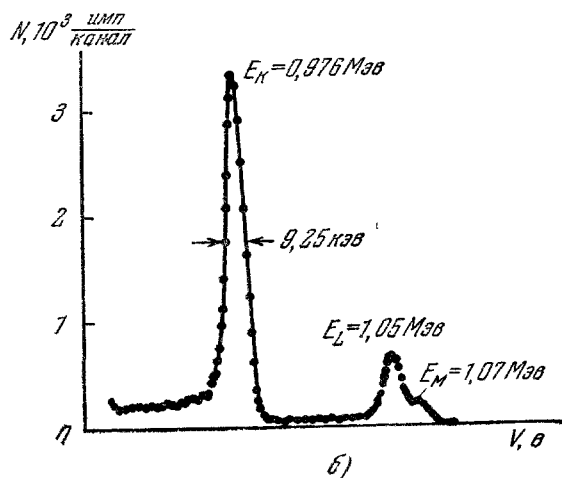
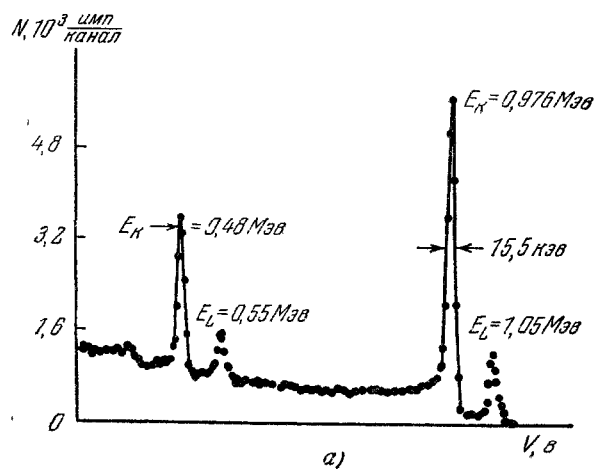


Рис. 11. Спектр электронов внутренней конверсии Bi^{207} , полученный с поверхностно-барьерным детектором с охраняющим электродом (площадь детектора 20 мм^2 , $q = 6000 \text{ о.м. см}$).

а) Температура $t = 22^\circ \text{C}$, $U = 1800 \text{ в}$; б) температура $t = 0^\circ \text{C}$, $U = 1200 \text{ в}$;
в) температура жидкого азота, $U = 200 \text{ в}$; площадь детектора 25 мм^2 .

В этой работе приводятся спектры Hg^{203} и Cs^{137} . Разрешение, полученное для γ -излучения Hg^{203} ($E_\gamma = 279 \text{ кэВ}$), составило $d = 8\%$ (по фотопикку).

Из полученного значения максимальной амплитуды импульса, соответствующей фотоэлектронам, была вычислена средняя потеря энергии электроном, идущая на образование одной пары (электрон + дырка). Она оказалась равной

$$\bar{\mathcal{E}} = 3,53 \pm 0,07 \text{ эВ в случае } \text{Hg}^{203}$$

и

$$\bar{\mathcal{E}} = 3,55 \pm 0,07 \text{ эВ в случае } \text{Cs}^{137}.$$

Это значение соответствует опубликованному ранее значению средней энергии, идущей на образование электронно-дырочной пары в кремнии для α -частиц и протонов, а именно:

$$\bar{\mathcal{E}}_\alpha = \bar{\mathcal{E}}_p = 3,50 \pm 0,05 \text{ эВ}.$$

В работе ²¹ высказывается предположение, что в действительности при прохождении тяжелых заряженных частиц через кристалл большая часть электронно-дырочных пар образуется δ -электронами с энергией в несколько кэВ .

Очень хорошие результаты были получены с литиево-кремниевыми детекторами. С их помощью можно определять энергию γ -квантов как по пикам фотопоглощения в кремнии, так и по отчетливо выраженным краям комптоновских распределений электронов отдачи. Были сняты γ -спектры Cr^{51} , J^{131} , Cs^{137} , Co^{60} . Разрешение по фотопикку для Cs^{137} составило $d = 1,5\%$, что превосходит разрешение, получаемое со сцинтилляционными счетчиками ^{23, 24}.

§ 6. ТОНКИЕ dE/dx -СЧЕТЧИКИ

В основном полупроводниковые счетчики применялись для измерения энергий относительно низкоэнергетических частиц, пробеги которых меньше ширины обедненного слоя. Кроме использования структуры nI_p существует другой путь увеличения диапазона измеряемых энергий, который заключается в применении полупроводниковых детекторов в качестве dE/dx -счетчиков ^{19, 27}.

В dE/dx -счетчиках используется тот экспериментальный факт, что соотношение между потерями энергии на единице длины пути dE/dx и энергией частицы имеет отчетливо выраженный минимум.

В кремниевых dE/dx -счетчиках потери энергии при минимальной ионизации для любых частиц с малой плотностью ионизации порядка 400 кэВ/мм . Здесь возникают свои трудности. Поскольку детектор действует в области минимальной ионизации, амплитуды импульсов малы и требуют значительного усиления, а разброс импульсов по амплитудам, обусловленный статистическими флуктуациями, достигает $\sim 20\%$ и более.

§ 7. ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИИ НЕЙТРОНОВ

Поверхностно-барьерные кремниевые счетчики применялись для регистрации и спектрометрии как быстрых, так и медленных нейтронов. Для этой цели были разработаны две основные конструкции счетчиков.

В одной конструкции использовалась ядерная реакция $\text{Li}^6 (n, \alpha) T$. Тонкий слой Li^6F наносился напылением в вакууме на поверхность одного

из Au — Si-счетчиков ^{32, 20}. На малом расстоянии от этого счетчика (0,05 мм) укреплялся второй, аналогичный первому, Au — Si-счетчик. Конструкция сдвоенного счетчика «сэндвича» представлена на рис. 12. Нейтроны детектировались путем наблюдения $(\alpha + T)$ -пар. Импульсы от двух счетчиков суммировались, суммарный импульс усиливался и записывался многоканальным анализатором. Амплитуда суммарного импульса

пропорциональна энергии нейтрона + энергии реакции ($E_n + Q$), что видно из рис. 13.

Примеры записанных амплитудных распределений от медленных и моноэнергетических быстрых нейтронов с энергиями 1,99 и 14 Мэв представлены на рис. 14, 15 и 16 соответственно.

На рис. 14 дан спектр медленных нейтронов, полученных замедлением в парафине быстрых нейтронов от Po — Ве-источника или полученных по реакции $T(p, n) \text{He}^3$ на генераторе Ван-де-Граафа. Левее пика медленных нейтронов наблюдается «одночастичный пик», получающийся в результате регистрации одних тритонов (краевой эффект). Пик от одних α -частиц не наблюдается из-за больших потерь энергии при прохождении α -частицами слоя золота и Li^6F ²⁰. Краевой эффект можно снять напылением Li^6F на меньшую площадь, чем полная счетная площадь детектора.

На рис. 15 виден пик медленных нейтронов, 2 (кроме основного, 1); одночастичный пик не заметен, слева появляется распределение протонов отдачи, 3. На рис. 16 дан спектр быстрых нейтронов с энергией 14,7 Мэв, по-

лученных по реакции $T(d, n) \text{He}^4$. Сплошная кривая получена с помощью счетчика, содержащего Li^6F , пунктирная — с помощью счетчика без такого слоя. Из рисунка ясно видно, что фон возникает от реакций в Si и Au, но не в Li^6F .

Эффективность счетчика ограничена. Она зависит от сечения реакции и толщины слоя Li^6F . При толщине слоя Li^6F в 150 мкг/см^2 эффективность для тепловых нейтронов $\epsilon_T = 3 \cdot 10^{-3}$ и для быстрых нейтронов с энергией 2 Мэв $\epsilon = 1 \cdot 10^{-6}$ (при нормальном падении пучка нейтронов на счетчик). Разрешение мало зависит от энергии нейтронов.

Второй тип конструкции представлен на рис. 17 ¹⁹. Счетчик работает по методу ядер отдачи. Он состоит из кремниевого диска Si, на который испарением в вакууме (через маску) нанесены два полукруговых слоя золота Au. Контакты А и В прикреплены обычным путем. Обе половины, оба счетчика, должны давать идентичные показания при снятии спектра импульсов фона.

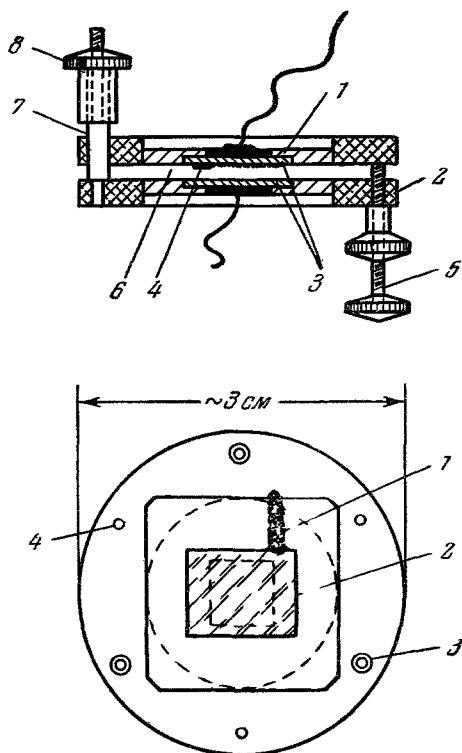


Рис. 12. Детектор быстрых нейтронов со слоем Li^6F .

1 — Si; 2 — Al; 3 — Au; 4 — Li^6F ; 5 — установочный винт; 6 — воздушный промежуток — 0,01 мм; 7 — ведущий стержень; 8 — крепежная шайба.

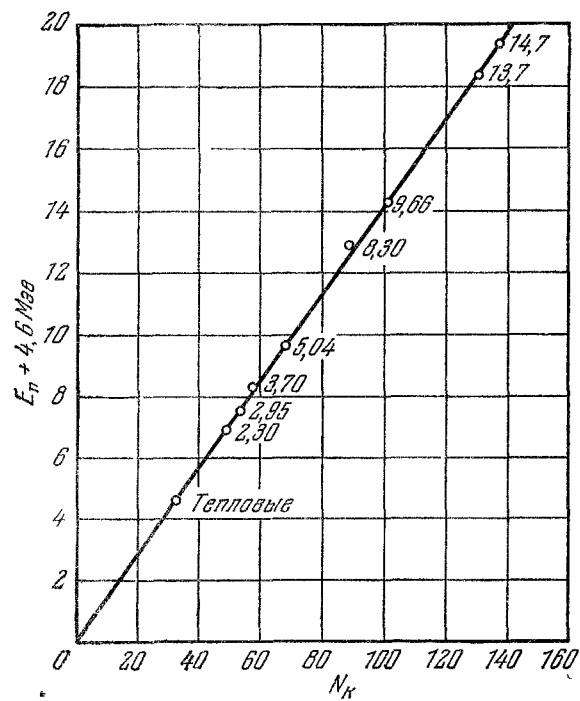


Рис. 13. Зависимость амплитуды импульса от энергии нейтронов.

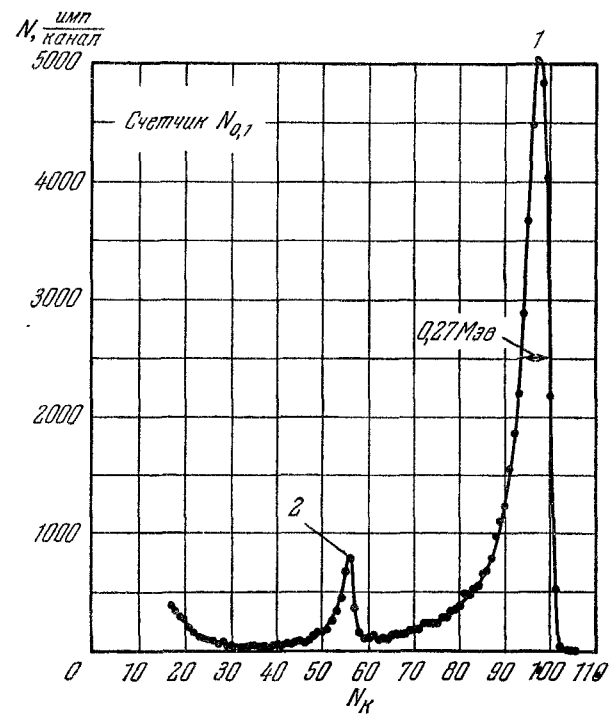


Рис. 14. Спектр медленных нейтронов,
1 — Основной пик; 2 — одностичный пик.

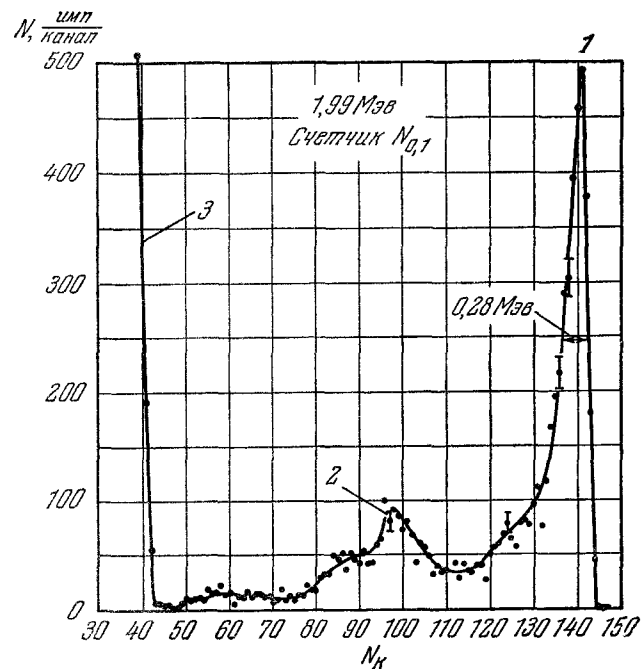


Рис. 15. Спектр моноэнергетических нейтронов с энергией 1,99 Мэв.

1 — Основной пик, 2 — пик медленных нейтронов, 3 — пик протонов отдачи.

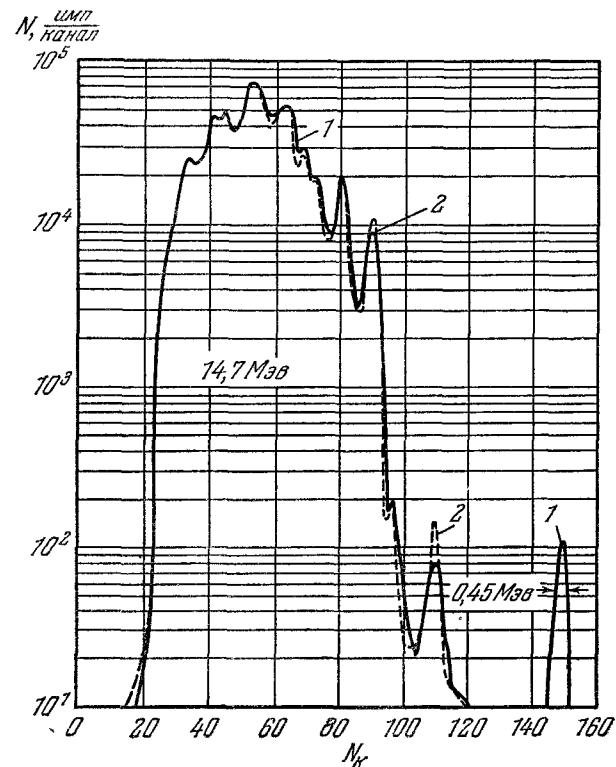


Рис. 16. Спектр нейтронов с энергией 14,7 Мэв, полученный по реакции $T(d,n) He^4$: снятый поверхностно-барьерным счетчиком со слоем Li^6F — сплошная кривая 1 и без слоя — пунктирная кривая 2.

Затем на золотой слой одного из счетчиков наносится слой рассеивателя (глицеролтристеарата или полиэтилена — R), служащего источником протонов отдачи при облучении счетчика быстрыми нейтронами.

При включении счетчиков на схему вычитания получается чистый спектр протонов отдачи от рассеивателя.

На рис. 18 представлен спектр протонов отдачи, полученный с помощью этого метода. Счетчики облучались моноэнергетическими нейтронами с энергией $3,7 \text{ Мэв}$. Нейтронный спектр находится, как обычно, дифференцированием полученного амплитудного распределения протонов отдачи.

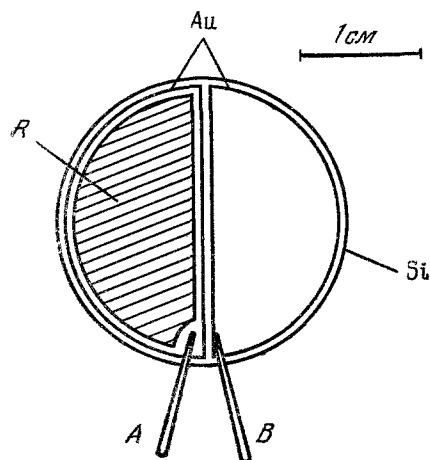


Рис. 17. Кремниевый детектор нейтронов.

Si — кремниевый диск; Au — нанесенные слой золота; R — слой глицерол тристеарата; A и B — контакты.

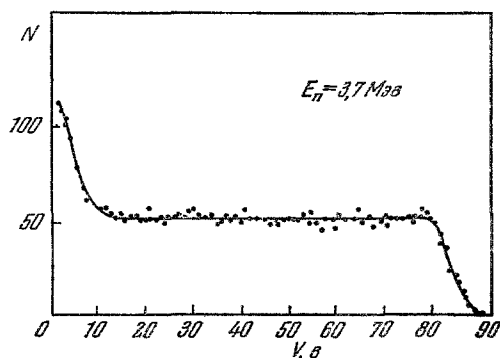


Рис. 18. Спектр протонов отдачи, полученный с использованием счетчика, изображенного на рис. 8, от моноэнергетического пучка нейтронов с энергией $E_n = 3,7 \text{ Мэв}$.

При измерении больших потоков нейтронов вопросы эффективности не играют существенной роли. Основную роль здесь играет возможность загрузки детектора большими потоками нейтронов без заметного его повреждения.

Этот вопрос исследовался в работах ³⁷ и ³⁸. Результаты исследований, выполненных в работе ³⁸, представлены на рис. 19 и 20. Из этих рисунков видно, что полупроводниковые детекторы достаточно устойчивы, а также что по изменению обратного тока и формы спектра можно судить о весьма больших дозах быстрых нейтронов.

К сожалению, не вполне ясно, насколько обратимы повреждения, вызываемые облучением большими дозами быстрых нейтронов. Возможно, что при очень больших дозах, 10^4 рад и более, прибор может быть использован только однократно.

§ 8. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ СПЕКТРОМЕТРОВ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ

Наиболее важной областью применения спектрометров с полупроводниковыми датчиками является спектрометрия тяжелых заряженных частиц и осколков деления.

1) α -с п е к т р о м е т р и я. При достаточно широком использовании спектрометров с полупроводниковыми детекторами α -спектрометрия должна получить очень быстрое развитие. До последнего времени эта область спектрометрии развивалась крайне медленно. Причиной этому было

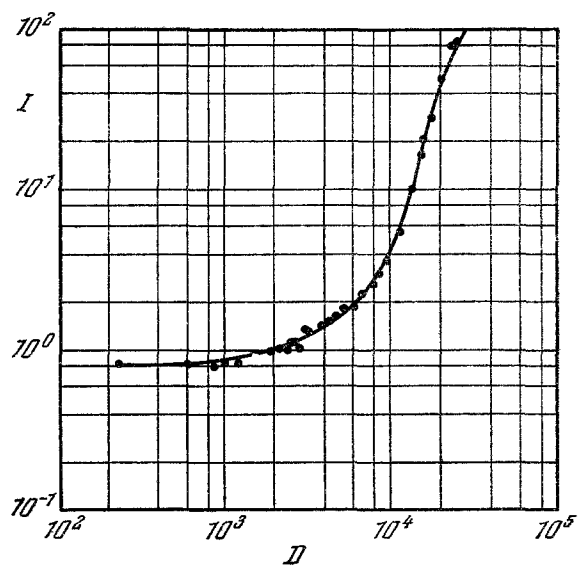


Рис. 19. Зависимость обратного тока от интегральной дозы быстрых нейтронов для золото-кремниевоегo детектора.

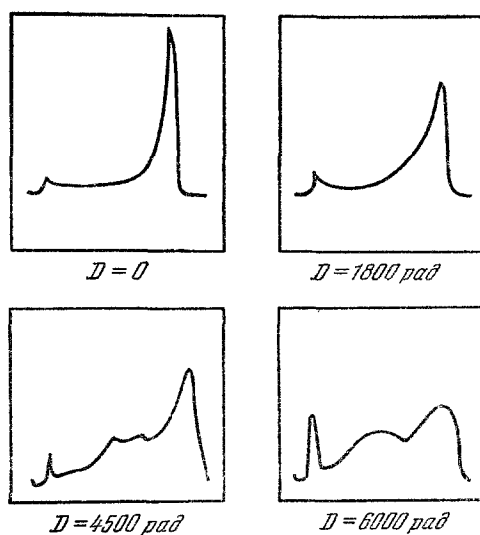


Рис. 20. Изменение спектра α -частиц Pu^{239} , полученного с золото-кремниевым детектором в зависимости от дозы быстрых нейтронов.

Величина дозы (в *радах*) указана на рисунке.

то, что ионизационные и сцинтилляционные методы α -спектрометрии давали сравнительно низкое разрешение. Магнитные же α -спектрометры, хотя и обладают хорошим разрешением, чрезвычайно дороги, громоздки, требуют стабильных магнитных полей порядка десятков тысяч гаусс; процесс снятия спектра на магнитных α -спектрометрах весьма трудоемок.

2) Спектрометрия продуктов ядерных реакций на мишенях ускорителей. С помощью спектрометров с полупроводниковыми датчиками можно наблюдать сразу весь спектр.

Линейная зависимость чувствительности прибора от энергии облегчает калибровку спектрометра и упрощает расшифровку спектра. Малые размеры датчика позволяют легко перемещать его вокруг мишени вплоть до углов, близких к 180° (что обычно не удается сделать с магнитным прибором), и получить новые экспериментальные данные для таких углов.

В качестве примера на рис. 21 приведен спектр, полученный в результате бомбардировки тонкой мишени, содержащей углерод, бор и кислород, дейтронами с энергией $E_d = 5$ Мэв.

3) Разделение и идентификация различных частиц по пробегам. Проводятся путем изменения и контроля ширины чувствительного слоя l , при этом изменение управляющего смещения U можно производить на расстоянии. Следует отметить, что изменение управляющего смещения меньше влияет на разрешение, чем применявшиеся ранее тормозящие фольги. Кроме того, благодаря устойчивости к перегрузкам ($\sim 10^{14}$ протонов/см²) полупроводниковые детекторы с успехом могут быть использованы для контроля протонных и дейтронных пучков в ускорительной технике.

4) Измерение спектров нейтронов в присутствии γ -фона. Благодаря тому, что полупроводниковые детекторы могут выдерживать значительные потоки нейтронов (до 10^{14} быстр. нейтр./см² и более)^{37,38, 39, 42, 43}, они могут оказаться исключительно полезными при измерениях потоков и энергий быстрых нейтронов в активной зоне маломощных реакторов, при просачивании нейтронов сквозь щели и отверстия в защите реактора⁴⁰. До настоящего времени эти задачи решались в основном расчетным путем⁴¹, так как возможные эксперименты с помощью пороговых детекторов позволяли производить лишь весьма грубые оценочные измерения потоков и особенно спектров быстрых нейтронов.

В работе⁴⁴ для этой цели предлагаются кремнево-углеродные детекторы деления, которые, как указывают авторы, способны выдерживать

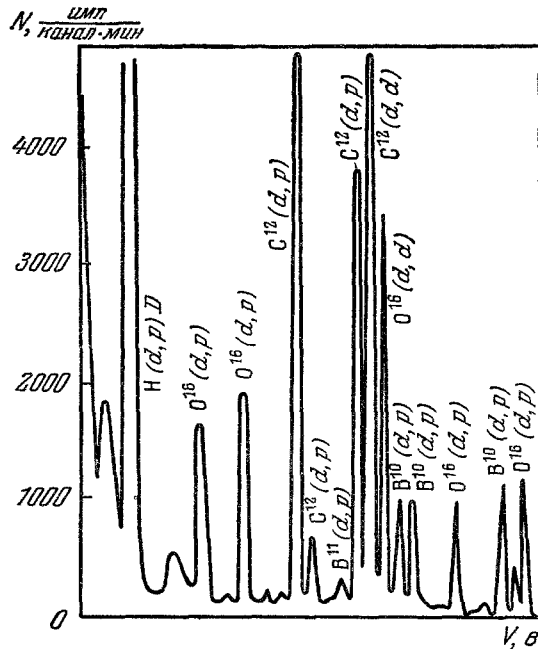


Рис. 21. Спектр, полученный с помощью поверхностно-барьерного кремниевого счетчика с золотым покрытием от тонкой мишени, содержащей углерод, бор и кислород.

наиболее высокие температуры охлаждающих реактор жидкостей и гораздо более устойчивы к радиационным повреждениям, чем кремниевые счетчики деления.

5) **И с с л е д о в а н и е** п р о ц е с с о в д е л е н и я. Отсутствие мертвого слоя, входного окна и зависимости результатов от удельной ионизации позволяют применять полупроводниковые счетчики к исследованию процессов деления.

Поверхностно-барьерные полупроводниковые детекторы покрывались слоем исследуемого делящегося вещества (U^{235} , U^{233} , Pu^{239}) и вместе с предусилителями, выполненными на транзисторах, опускались целиком на несколько часов в тепловую колонну, где поток тепловых нейтронов был $\sim 10^9$ *тепл. нейтр/см²сек.* Выход присоединялся к анализатору для измерения энергии осколков деления. Авторы отмечают, что вследствие высокой статистической точности измерений была получена тонкая структура в происходящем делении, что привело к новому представлению о механизме деления ²⁴.

6) **Э к с п е р и м е н т ы** в к о с м и ч е с к о м п р о с т р а н с т в е. Вследствие малых размеров и веса, применения низковольтных источников питания и слабой реакции на воздействие магнитных полей полупроводниковые детекторы незаменимы при проведении экспериментов в космическом пространстве (для анализа состава и энергии космических лучей, определения радиационных поясов, исследования вспышек на Солнце и т. п.).

Для проведения подобных экспериментов уже построен ряд систем. Имеются комбинированные системы; например, телескоп для космических лучей, описанный в ⁴⁵, скомбинирован из полупроводниковых детекторов и сцинтилляционных счетчиков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спектрометры тяжелых заряженных частиц с полупроводниковыми датчиками обладают рядом ценных качеств.

Благодаря тому, что заряженные частицы (протоны, α -частицы, тяжелые ионы) тормозятся в тонком слое вещества, порядка сотен микрон, в этом слое возможно создать электрическое поле $\sim 10^4$ *в/см* с помощью небольшого напряжения смещения — сотен вольт и менее. Вследствие этого возникающие в датчике импульсы обладают крутым фронтом ($\sim 10^{-9}$ *сек*). На образование одной пары зарядов в полупроводниковом датчике расходуется в 10 раз меньшая средняя энергия, чем в газовой ионизационной камере, поэтому в датчике возникает большое число пар ионов, общий заряд которых полностью может быть собран; этим обеспечивается хорошее разрешение, порядка десятых долей процента. Большие импульсы от тяжелых частиц при очень малом воздействии на полупроводниковый датчик гамма-излучения позволяют производить регистрацию тяжелых заряженных частиц в присутствии значительного фона гамма-излучения.

Линейность полупроводниковых детекторов в широком диапазоне энергий (от десятков *кэв* до ста и более *Мэв* для α -частиц) обеспечивает достаточно широкий диапазон измеряемых энергий, упрощает калибровку спектрометров и расщепление спектров.

Полупроводниковые спектрометры компактны, дешевы, просты в изготовлении и обращении. Они удобны в сложных условиях эксперимента при низких температурах, в вакууме, в сильных магнитных полях. Несомненно, что в ближайшее время спектрометры с полупроводниковыми датчиками найдут самое широкое применение в спектрометрии тяжелых заряженных частиц и осколков деления. Они могут найти применение

в спектрометрии электронов низких энергий, мягкого рентгеновского и гамма-излучения, а также в нейтронной спектрометрии.

Основным недостатком спектрометров с полупроводниковыми детекторами является их низкая геометрическая эффективность, определяемая малыми размерами детекторов, что при 100%-ной эффективности регистрации детекторов приводит к очень низкому коэффициенту использования источника.

Вследствие того, что изготовление детекторов с большими счетными площадями приводит к ухудшению качества разрешения детекторов, ряд авторов пробовали применять мозаики. Гринберг использовал параллельные включения 32 элементов, образующих мозаику, и применил эту систему для анализа тяжелых ионов в работах по кулоновскому возбуждению. Общее разрешение системы, полученное им, оказалось равным 6%.

Штейнберг пользовался системой, состоящей из 10 последовательно соединенных детекторов для анализа нейтронных потоков.

Дискретные мозаики с индивидуальными регистрирующими устройствами применялись в измерениях по анализу угловых распределений заряженных частиц, а также в фокальной плоскости магнитного спектрометра в качестве динамической замены фотопленки.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Б. М. Головин, Б. П. Осипенко, А. И. Сидоров, ПТЭ, № 6, 5 (1961).
2. K. A. Jamakawa, Phys. Rev. 75, 1774 (1949).
3. H. Kallman, R. Warminsky, Ann. Phys. 4, 69 (1948).
4. G. J. Goldsmith, Klark-Horovitz, Phys. Rev. 75, 526 (1949).
5. С. М. Рывкин, ЖТФ 26, 2667 (1956).
6. И. П. Степаненко, Основы транзисторной техники, ч. I, литографское изд. МИФИ, 1958; М. Стретт, Полупроводниковые приборы, Госэнергоиздат, 1956.
7. A. C. Prior, J. Chem. Phys. Solids 12, 175 (1960).
8. Г. А. Тягунов, Электровакуумные и полупроводниковые приборы, М., Госэнергоиздат, 1962.
9. W. L. Brown, IRE Trans. Nucl. Sci. 8 (1), 2 (1961).
10. W. Kaiser, G. H. Wheatley, Phys. Rev. Letts. 3, 334 (1959).
11. C. B. Collins, R. O. Carlson, Phys. Rev. 108, 1409 (1957).
12. W. D. Davis, Phys. Rev. 114, 1006 (1959).
13. J. D. Van Putten, I. C. Van de Velde, Bull. Am. Phys. Soc. 5, 3 (1960).
14. F. J. Walter, J. W. T. Dabbs, L. D. Roberts, Rev. Sci. Instr. 37, 7 (1960).
15. С. М. Рывкин, Л. В. Маслова, О. А. Матвеев, Н. Б. Строкан, Д. Б. Тархин, Атомная энергия 11 (3), 217 (1961).
16. S. Stefan, Fridland, U. James, W. Mayer, U. John, S. Wiggins, Nucleonics 18, 2 (1960).
17. M. Halbert, J. Blankenship, Nucl. Instr. and Meth. 8 (1), 106 (1960).
18. В. В. Бредель, В. Л. Михеев, С. М. Поликанов, ПТЭ, № 6, 44 (1961).
19. G. Dearnaley, A. B. Whitehead, Nucl. Instr. and Meth. 12 (2), 206 (1961).
20. F. A. Love, R. B. Murray, IRE Trans. Nucl. Sci. 8 (1), 91 (1961).
21. L. Koch, J. Messier, J. Valin, IRE Trans. Nucl. Sci. 8 (1), 43 (1961).
22. E. M. Pell, J. Appl. Phys. 31, 291 (1960).
23. N. A. Baily, J. W. Mayer, IRE Trans. Nucl. Sci. 9 (1), 91 (1962).
24. D. Allan Bromley, Nucleonics 20 (5), 55 (1962).
25. А. А. Санин, Электронные приборы в ядерной физике, М., Физматгиз, М., 1961.
26. J. L. Blankenship, C. J. Borkowski, IRE Trans. Nucl. Sci. 8 (1), 17 (1961).
27. E. Fairstein, IRE Trans. Nucl. Sci. 8 (1), 129 (1961).
28. R. L. Chase, W. A. Higinbotam, G. L. Müller, IRE Trans. Nucl. Sci. 8 (1), 197 (1961).

29. Л. В. Маслова, О. А. Матвеев, С. М. Рывкин, Н. Б. Строкан, Д. В. Тархин, В. Г. Хозов, Изв. АН СССР, серия физ. 26 (12), 1498 (1962).
 30. J. M. McKenzie, G. T. Ewans, IRE Trans. Nucl. Sci. 8 (1), 50 (1961).
 31. C. Cottini, E. Gatti, G. Grianelli, G. Rossi, Nuovo Cimento, 473 (1961).
 32. F. A. Love, R. B. Murray, ORNL Report C. F. 60, 5 (1960).
 33. J. M. McKenzie, G. T. Ewans, IRE Trans. Nucl. Sci. 8 (1) (1961).
 34. Л. А. Зубрицкий, Г. П. Чурсин, В. Ю. Гончар, Н. И. Залюбовский, Поверхностно-барьерные полупроводниковые счетчики с защитным электродом, Доклад на XIII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии 21/I—2/II 1963 г.
 35. R. J. Fox, C. J. Borkowski, Доклад на VIII Симпозиуме по сцинтилляционным и полупроводниковым счетчикам, состоявшемся в марте 1962 г., IRE Trans. Nucl. Sci. 9(3), 213 (1962).
 36. H. E. Wegner, IRE Trans. Nucl. Sci. 8 (1), 103 (1961).
 37. R. V. Babcock, IRE Trans. Nucl. Sci. 8 (1), 204 (1961).
 38. R. W. Klingensmith, IRE Trans. Nucl. Sci. 8 (1), 112 (1961).
 39. И. В. Баранов, Измерение временного разрешения полупроводниковых детекторов, Доклад на XIII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии 25/I—2/II 1963 г.
 40. Е. Л. Столярова, Методы спектрометрии быстрых нейтронов и перспективы их применения в нейтронной дозиметрии. Доклад на Международном симпозиуме по регистрации нейтронов, нейтронной дозиметрии и стандартизации, № 20, Лондон, Харуэлл (10—14 декабря 1962 г.), Neutron Dosimetry, vol. 2, Intern. Atomis Energy Agency, Vienna, 1963, стр. 67.
 41. В. Н. Миронов, Атомная энергия 12 (3), 21 (1962).
 42. R. Steinberg, IRE Trans. Nucl. Sci. 9 (1), 97 (1962).
 43. R. V. Babcock, Nucleonics 17 (4), 116 (1959).
 44. R. V. Babcock, H. C. Chang, SiC Neutron Detectors for High Temperature Operation Symposium on Neutron Detection, Dosimetry and Standardisation. Harwell, United Kingdom, 10—14 декабря 1962 г.
 45. Сообщение о VIII Симпозиуме по сцинтилляционным и полупроводниковым счетчикам, Nucleonics 20(5), 53 (1962).
-