

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №3
ОДНОКРИСТАЛЛЬНЫЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ
СПЕКТРОМЕТРЫ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: изучение принципа действия и устройства однокристалльного сцинтилляционного спектрометра гамма-излучения; изучение физических принципов действия и устройства полупроводниковых детекторов, получение навыков работы на современной аппаратуре для спектрометрии гамма-излучения; экспериментальное определение основных параметров гамма-спектров; нахождение энергетического разрешения спектрометра.

Теоретическая часть

*Особенности взаимодействия гамма-излучения
с веществом сцинтиллятора*

Сцинтилляционные спектрометры широко применяются для решения многих задач прикладной ядерной физики. Объясняется это, прежде всего, такими свойствами сцинтилляционных детекторов, как высокая эффективность регистрации многих видов излучений, высокая временная разрешающая способность, способность измерять энергию частиц и фотонов. Аппаратура для сцинтилляционных измерений проста по конструкции и надежна в эксплуатации. Недостатком сцинтилляционного метода исследования излучений является невысокое энергетическое разрешение и сложность обработки результатов измерений.

Так как большинство сцинтилляторов создают световые вспышки по величине пропорциональные поглощенной энергии, то, измеряя величину световой вспышки, т.е. амплитуду импульса на аноде фотоумножителя, можно измерить энергию частицы. Измерение спектрального распределения гамма-излучения сводится к измерению спектра амплитуд импульсов и введению соответствующих аппаратных поправок.

Для получения хороших характеристик сцинтилляционного спектрометра сцинтиллятор должен поглощать гамма-излучение с большой эффективностью. Коэффициент поглощения зависит, в основном, от энергии гамма-излучения и от плотности сцинтиллятора.

Значение коэффициента линейного поглощения μ определяется тремя основными механизмами взаимодействия гамма-излучения с веществом.

При взаимодействии гамма-излучения с энергией $0,5 \leq E \leq 2,5$ МэВ с легкими веществами преобладает явление рассеяния. В результате рассеяния фотон, сталкиваясь с электроном, теряет часть своей энергии и изменяет направление движения.

Изменение энергии фотона с частотой ν_0 в случае комптоновского рассеяния может быть выражено следующей формулой:

$$h\nu' = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{m_0c^2} \cdot (1 - \cos\theta)}, \quad (4.1)$$

где ν' - частота рассеянного фотона; θ — угол между падающим и рассеянным фотонами.

Явление комптоновского рассеяния на электроне характеризуется коэффициентом σ_e .

Величина коэффициента рассеяния, рассчитанная на один атом, пропорциональна концентрации электронов в единице объема поглощающего вещества.

$$\sigma_a = \sigma_e \rho \cdot N_A Z \frac{1}{A}, \quad (4.2)$$

где σ_e - коэффициент рассеяния, отнесенный к одному электрону; ρ - плотность поглощающего вещества; N_A - число Авогадро; Z - порядковый номер элемента, A - атомный вес.

Если известна величина коэффициента σ_a для свинца, которая приводится обычно в таблицах, то для любого элемента

$$\sigma_a = \sigma_{a_{pb}} \frac{\rho}{11,3} \cdot \frac{207,2}{A} \cdot \frac{Z}{82}. \quad (4.3)$$

Для мягкого гамма-излучения преобладающим видом взаимодействия с тяжелыми веществами является фотоэффект, характеризующийся коэффициентом τ . В результате этого явления фотон полностью отдает свою энергию электрону. Энергия фотона E_γ распределяется в соответствии с формулой

$$E_\gamma = I_0 + \frac{m\nu^2}{2}. \quad (4.4)$$

где I_0 - энергия, затрачиваемая на вырывание электрона и электронной оболочки, $\frac{m \cdot \nu^2}{2}$ - кинетическая энергия электрона, если ν меньше скорости света).

Коэффициент поглощения τ выражает долю квантов, поглощаемых на единице пути в веществе. Величина коэффициента поглощения пропорциональна числу атомов поглощающего вещества в 1 см^3 и, отнесенная к одному атому, выражается следующей формулой:

$$\tau_a = a \cdot \left(\frac{1}{h\nu} \right)^{2,8} \cdot Z^4 \text{ (см}^2\text{)} \quad (4.5)$$

где a - постоянная.

Полный коэффициент поглощения в данном веществе

$$\tau = \tau_a \frac{\rho \cdot N_A}{A}. \quad (4.6)$$

Если известна величина коэффициента τ для свинца, то для любого элемента

$$\tau = \tau_{pb} \frac{\rho}{11,3} \cdot \frac{207,2}{A} \left(\frac{Z}{82} \right)^4. \quad (4.7)$$

Для фотонов с энергией, большей 1,02 МэВ, при взаимодействии с тяжелыми веществами может происходить образование пар электрон-позитрон. Это явление не имеет существенного значения для естественных радиоактивных элементов.

Численное значение коэффициента χ , характеризующего явление образования пар, отнесенное к одному атому, выражается формулой

$$\chi_a = bZ^2(h\nu - 2m_0c^2), \quad (4.8)$$

где b — постоянный коэффициент.

Величина коэффициента χ , выражающего долю квантов, поглощенных на единице длины пути, равна

$$\chi = \chi_a \cdot \frac{\rho \cdot N_A}{A}. \quad (4.9)$$

Если известен коэффициент χ_{Pb} свинца, то для получения χ в любом другом веществе можно пользоваться выражением

$$\chi = \chi_{Pb} \cdot \frac{\rho}{11,3} \cdot \frac{207,2}{A} \left(\frac{Z}{82} \right)^2. \quad (4.10)$$

Ослабление гамма-излучения в целом характеризуется коэффициентом, учитывающим все три описанные выше явления, и происходит по экспоненциальному закону:

$$N = N_0 \exp(-\mu \cdot d), \quad (4.11)$$

где N — число фотонов после прохождения слоя поглотителя толщиной d ; N_0 — первоначальное число фотонов; μ — коэффициент ослабления гамма-излучения:

$$\mu = \sigma + \tau + \chi. \quad (4.12)$$

Экспоненциальный закон поглощения достаточно хорошо соблюдается для узкого пучка лучей, выделенного с помощью диафрагмы.

Коэффициент μ возрастает с увеличением плотности вещества в большинстве случаев по линейному закону, поэтому имеет место соотношение

$$\frac{\mu}{\rho} \approx const. \quad (4.13)$$

Основные характеристики однокристалльного сцинтилляционного гамма-спектрометра.

Основными характеристиками сцинтилляционного спектрометра является эффективность, светосила и разрешающая способность. Светосилой спектрометра η называется отношение числа фактически регистрируемых им за единицу времени частиц или квантов одной энергетической группы к полному числу частиц или квантов той же энергетической группы, испускаемых источником. Светосила спектрометра определяется двумя факторами: геометрической эффективностью (эффективным телесным углом) ω , определяющей, какая доля излучения, испускаемого источником, попадает в детектор, и эффективностью регистрации $\bar{\eta}$, определяющей, какая часть поступающего в детектор излучения будет фактически зарегистрирована.

Эффективность регистрации гамма-излучения сцинтилляционным спектрометром определяется из выражения

$$\bar{\eta} \cong 1 - e^{-\mu \cdot x}, \quad (4.14)$$

где μ — линейный коэффициент поглощения гамма-излучения; x — путь, пройденный фотонами в сцинтилляторе.

Для определения разрешения спектрометра рассмотрим две близкие моноэнергетические группы фотонов с энергиями E_i и E_{i+1} , изображенные в энергетическом распределении, полученном на спектрометре (рис. 4.1).

Пусть $E_{i+1} - E_i = \Delta E$, тогда разрешающая способность спектрометра дается следующим выражением:

$$D = \frac{E_i}{\Delta E}. \quad (4.15)$$

В спектроскопии ядерных излучений, как и в оптике, понятие разрешающей способности условно, так как разделение двух линий существенно зависит от их формы. Форма спектральных линий принимается либо лоренцевой, либо гауссовой. Разрешающая способность спектрометра любого типа оценивается по

даваемому им разрешению - величине, обратной разрешающей способности, — и выражается в процентах:

$$d = \frac{1}{D} \cdot 100\% , \quad (4.16)$$

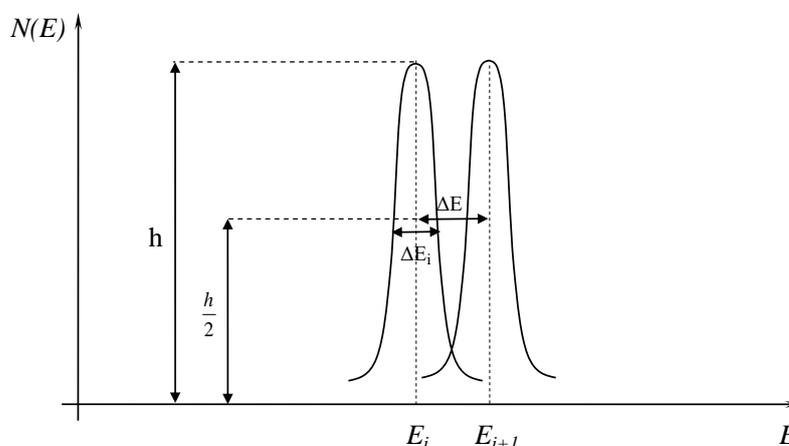


Рис. 4.1. К определению энергетического разрешения сцинтилляционного спектрометра

Принимая условно, что две спектральные линии еще могут наблюдаться раздельно, если они сдвинуты одна относительно другой на половину ширины спектральной линии, т.е. на ширину линии на высоте, равной половине максимальной, ΔE_i (см. рис. 4.1) приходим к определению понятия энергетического разрешения (величину ΔE_i иногда называют полушириной линии E_i)

$$d = \frac{\Delta E_i}{E_i} \cdot 100\% , \quad (4.17)$$

где ΔE_i - полуширина линии с энергией E_i .

Процесс образования квантов света в сцинтиляторе под действием гамма-фотонов или заряженных частиц является процессом статистическим. Статистический характер носят также и последующие процессы: соби́рание фотонов на фотокатод умножителя, эмиссия фотоэлектронов с фотокатода, соби́рание фотоэлектронов на первый динод, процесс умножения электронов на динодах. В соответствии с этим наблюдается статистический разброс амплитуд выходных импульсов около некоторого среднего значения, что приводит к конечному значению разрешения.

Число фотонов, попадающих из сцинтиллятора на фотокатод, в общем случае

$$m_1 = \frac{E \cdot \chi \cdot F \cdot f}{E_\phi} \quad (4.18)$$

(E - энергия частицы; E_ϕ - средняя энергия фотонов; χ - конверсионная эффективность сцинтиллятора; F - коэффициент оптической прозрачности сцинтиллятора; f - коэффициент светосбора).

В результате поглощения света сцинтиллятора в фотокатод из него выбиваются фотоэлектроны. Число фотоэлектронов G , выбиваемых одним квантом света, зависит от фотоэлектрических свойств фотокатода и от его оптической прозрачности по отношению к падающему световому излучению. Величину G принято называть конверсионной эффективностью фотокатода по отношению к

фотонам с оптимальной для данного фотокатода частотой. При попадании в фотокатод образуется n фотоэлектронов, причем

$$n = m_1 \cdot G \cdot p(\nu), \quad (4.19)$$

где множитель $p(\nu) \leq 1$ учитывает отклонение частоты фотонов от оптимальной для данного фотокатода частоты фотонов ν_0 и зависит от материала фотокатода и его подложки. Произведение $Gp(\nu)$ может быть названо средней эффективностью фотокатода.

Число электронов N , достигшее анода ФЭУ в результате попадания на фотокатод m_1 , световых фотонов, равно

$$N = m_1 G p(\nu) c q^k, \quad (4.20)$$

где c - коэффициент, учитывающий эффективность собирания фотоэлектронов на 1-й динод ФЭУ; q - коэффициент умножения каждого динода, а k - число динодов.

Можно показать, что среднеквадратичное отклонение числа электронов в импульсе на аноде ФЭУ представляется в виде

$$\frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} = \frac{\overline{\Delta n^2}}{n^2} + \frac{1}{n} \left[\frac{\overline{\Delta q_1^2}}{q_1^2} + \frac{\overline{\Delta q^2}}{q_1 q (q-1)} \right], \quad (4.21)$$

где $\overline{\Delta q_1^2}$ - дисперсия коэффициента умножения первого динода, а $\overline{\Delta q^2}$ - дисперсия коэффициента умножения всех остальных динодов.

Если предположить, что эмиссия одного фотоэлектрона из фотокатода происходит независимо от эмиссии любого другого фотоэлектрона, то этот процесс будет подчиняться закону распределения Пуассона и $\overline{\Delta n^2} = n = m_1 G p(\nu) c$. Тогда

$$\begin{aligned} \frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} &= \frac{1}{m_1 \cdot G p(\nu) \cdot c} \left[\frac{\overline{\Delta q_1^2}}{q_1^2} + \frac{\overline{\Delta q^2}}{q^2} \right] = \\ &= \frac{E_\phi}{E \cdot \chi \cdot F \cdot f \cdot G p(\nu) \cdot c} \cdot \left[\frac{\overline{\Delta q_1^2}}{q_1^2} + \frac{\overline{\Delta q^2}}{q_1 \cdot q \cdot (q-1)} \right] \end{aligned} \quad (4.22)$$

Из формулы можно заключить, что относительный разброс амплитуд импульсов можно существенно уменьшить улучшением условий собирания фотоэлектронов на первый динод, увеличением чувствительности фотокатода, улучшением качества сцинтиллятора и условий собирания света на фотокатод. Особенно желательно иметь высокий коэффициент вторичной эмиссии. Однако здесь следует проявлять осторожность, так как $\overline{\Delta q^2}$ - при больших ускоряющих напряжениях может расти быстрее q .

Экспериментально установлено, что распределение импульсов по амплитудам на выходе ФЭУ следует закону Гаусса:

$$g(E) = \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(E_\gamma - E)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (4.23)$$

E_γ — энергия, соответствующая максимуму распределения.

Параметр σ^2 (среднеквадратичная флуктуация величины E) легко связать с экспериментально наблюдаемой шириной распределения на половине высоты $\Gamma \equiv \Delta E$.

$$\sigma^2 = \frac{\Gamma}{2 \cdot \ln 2}. \quad (4.24)$$

Следовательно, квадрат относительной среднеквадратичной флуктуации

$$\frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} = \frac{\Gamma^2}{E_\gamma^2} \cdot \frac{1}{2 \ln 2} = d^2 \frac{1}{2 \ln 2}, \quad (4.25)$$

где d - относительная ширина на половине высоты, т.е. квадрат разрешения спектрометра

$$d^2 = \frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} 2 \cdot \ln 2. \quad (4.26)$$

В практике работы со сцинтилляционными детекторами часто необходимо оценить возможное амплитудное разрешение при измерении спектра частиц с энергией E , тогда, как заранее известно амплитудное разрешение для частиц с энергией E_0 . Грубо можно оценить разрешение, учитывая формулы (4.26) и (4.22),

т.е. $d \approx \frac{1}{\sqrt{E}}$.

Результаты экспериментов со сцинтилляционными детекторами показали, что с достаточной степенью точности величина амплитудного разрешения определяется выражением

$$d = \left[A + \frac{B}{E} \right]^{1/2}, \quad (4.27)$$

где E — энергия регистрируемой частицы; A и B - постоянные, зависящие от фотоумножителя и сцинтиллятора. Коэффициенты A и B постоянны для каждого сцинтилляционного детектора.

К настоящему времени лучшее экспериментально полученное разрешение по энергии гамма-спектрометра с кристаллом $NaI(Tl)$ составляет около 6% для фотонов с энергией 0,661 МэВ.

Для того чтобы с помощью сцинтилляционного спектрометра можно было достаточно точно изучать сложные спектры, необходимо знать интенсивность и вид распределения импульсов на выходе спектрометра для гамма-излучения соответствующей энергии. Тот факт, что фотоны при разных процессах взаимодействия составляют в сцинтилляторе различную долю своей первоначальной энергии, обуславливает появление на выходе гамма-спектрометра импульсов с различными амплитудами, отличающихся от амплитуд импульсов, соответствующих полному поглощению энергии фотонов.

Рассмотрим аппаратную форму линии для фотонов энергии $E_\gamma < 1,02$ МэВ. В качестве примера на рис. 4.2 приведено распределение импульсов от радионуклида ^{54}Mn ($E_\gamma = 0,835$ МэВ), измеренного на сцинтилляционном спектрометре с размерами кристалла $NaI(Tl)$ ϕ 40x40.

Пик в конце распределения импульсов по каналам, связан с полным поглощением энергии фотонов в сцинтилляторе и называется пиком полного поглощения. Происхождение пика полного поглощения связано с процессом фотоэлектрического взаимодействия и многократного рассеяния в сцинтилляторе. Небольшая асимметрия в низко энергетической части пика обусловлена процессами многократного рассеяния, происходящими в детекторе, а также комптоновским рассеянием гамма- фотонов под малыми углами в упаковке кристалла и подложке источника.

Непрерывное распределение импульсов, простирающихся до 50-го канала создается электронами отдачи при комптоновском рассеянии фотонов в сцинтилляторе с последующим вылетом рассеянного кванта из кристалла.

В гамма-спектре ^{54}Mn , в районе 50-го канала на непрерывное комптоновское распределение накладывается широкий пик несимметричной формы, обусловленный рассеянием гамма-излучения от окна фотоумножителя, стенок защитного кожуха и стеклянного торца контейнера, в котором упакован кристалл NaI(Tl) . Этот пик принято называть пиком обратного рассеяния. В его формировании участвуют те рассеянные кванты, которые попадают в кристалл в интервале углов $90 - 180^\circ$. Энергия таких фотонов очень слабо зависит от угла и заключена, поэтому в относительно небольшом энергетическом интервале, что и приводит к образованию пика.

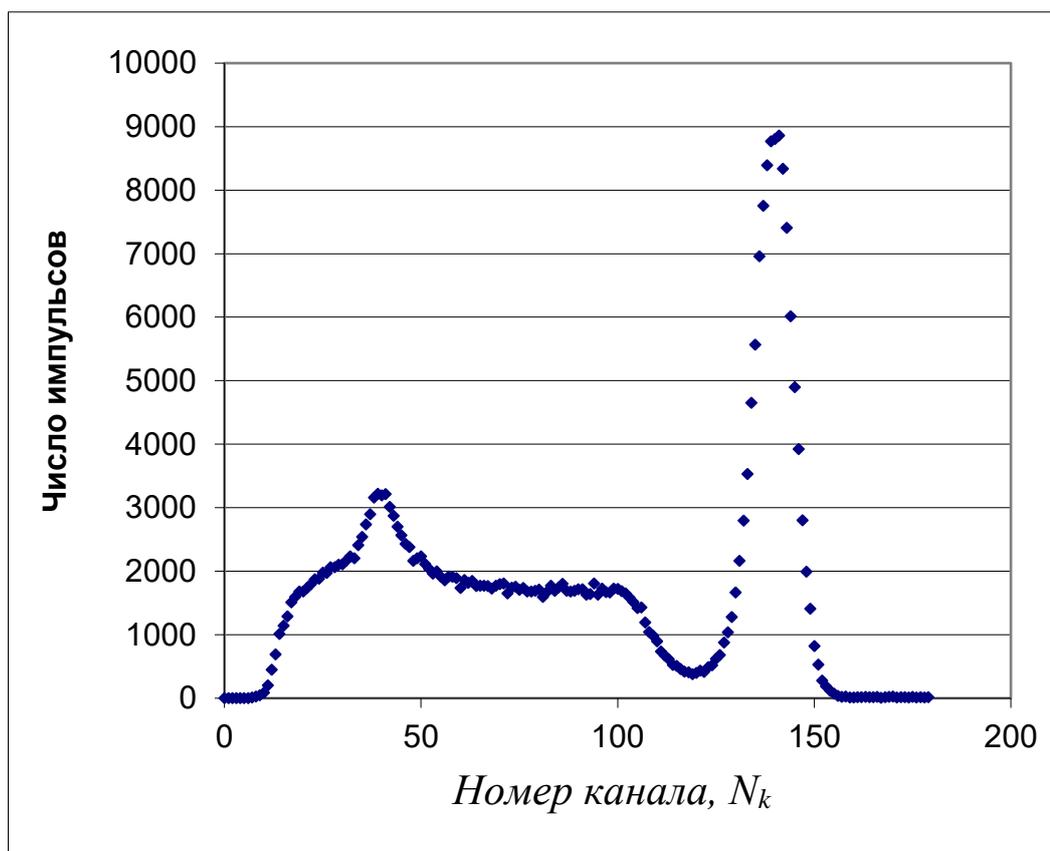


Рис. 4.1. Вид спектра гамма-излучения от источника ^{54}Mn

Источником паразитного излучения, обуславливающего значительные искажения мягкой части спектра, является характеристическое излучение от окружающего материала. Очень часто в качестве защитного материала используется свинец, что приводит к образованию характеристического излучения с энергией 72 кэВ. В спектре ^{54}Mn , пик характеристического излучения от свинца расположен в области 20-го канала.

Соотношение площадей под непрерывным распределением и пиком полного поглощения является важной характеристикой спектрометра и зависит от размеров сцинтиллятора, энергии регистрируемого излучения и геометрии пучка. С увеличением размеров сцинтиллятора площадь под пиком полного поглощения растет за счет многократного рассеяния гамма-излучения, приводящего к полной

потере их энергии в детекторе. Этот процесс происходит тем эффективнее, чем меньше энергия первичных квантов и чем больше размеры сцинтиллятора.

Согласно общепринятому определению, отношение числа импульсов в пике полного поглощения к числу импульсов под всем спектром называется фоточастью спектрометра P . Другой важной характеристикой спектрометра является эффективность фоторегистрации (фотоэффективность) η_ϕ , представляющая собой отношение числа импульсов в пике полного поглощения к числу гамма- фотонов, падающих на кристалл. Отношение фотоэффективности к фоточасти дает полную эффективность регистрации фотонов спектрометром $\bar{\eta}$, т. е.

$$\frac{\eta_\phi}{P} = \bar{\eta}. \quad (4.28)$$

Принцип действия и устройство полупроводниковых детекторов излучения

Полупроводниковые детекторы (ППД) представляют собой твердотельные ионизационные камеры, в которых носители заряда, образовавшиеся при поглощении излучения, собираются на электродах камеры. Возникающие импульсы тока служат для регистрации излучений. Число образовавшихся носителей заряда зависит только от энергии, потерянной излучением в материале детектора, и не зависит от вида излучения. Это обуславливает характерное для ионизационных камер линейное соотношение между амплитудой импульса и потерянной энергией для всех видов излучений. Следовательно, такими детекторами удобно определять энергию излучений.

Полупроводниковые детекторы обладают рядом преимуществ по сравнению с газонаполненными ионизационными камерами. Благодаря большой плотности и большой тормозной способности вещества детектора в них полностью теряют энергию частицы с высокой энергией, например электроны и протоны. Пробеги их в воздухе часто превышают 1 м , но они полностью поглощаются в кремнии толщиной 1 мм . По этой же причине велика эффективность регистрации гамма излучения ППД. При необходимости можно создать очень тонкие счетчики, тогда они поглощают лишь небольшую часть энергии частиц и применяются для измерения удельных потерь энергии dE/dx . Если затем измерить полную энергию частиц E с помощью детектора, в котором они полностью поглощаются, то таким образом можно идентифицировать частицы. Кроме того, точность измерения энергии E с помощью ППД выше, чем с помощью газонаполненных ионизационных камер или сцинтилляционных счетчиков. Это объясняется тем, что для ППД средняя энергия, расходуемая на образование одной пары ионов, мала: для кремния она равна $\sim 3,5\text{ эВ}$. Для сравнения отметим, что в газах она равна $\sim 30\text{ эВ}$, а на образование одного фотоэлектрона, приходящего на размножающую систему фотоумножителя, в сцинтилляционном детекторе расходуется $\sim 300\text{ эВ}$. Поэтому в ППД сигнал примерно на порядок выше, чем в других детекторах, а статистические флуктуации меньше. По этой же причине ППД имеет очень высокую разрешающую способность по энергиям.

Однако для того, чтобы полностью реализовать возможности ППД, необходимо преодолеть трудности при изготовлении ППД. Во-первых, полупроводники обладают некоторой собственной электропроводностью, поэтому любое электрическое поле, приложенное к счетчику для регистрации импульсов от заряженных частиц, вызовет постоянный ток через детектор. Если этот ток имеет заметную величину, он будет мешать работе ППД, образуя шумы, сравнимые с

полезными сигналами. Поэтому материал, из которого изготавливаются ППД, должен содержать как можно меньше свободных носителей, т.е. иметь высокое удельное электросопротивление. Во-вторых, полупроводники содержат ловушки и другие локальные центры, в которых неравновесные носители заряда могут захватываться или рекомбинировать, что приводит к уменьшению величины импульса. Наконец, для работы с ППД требуется сложная электронная аппаратура, имеющая малый уровень собственных шумов.

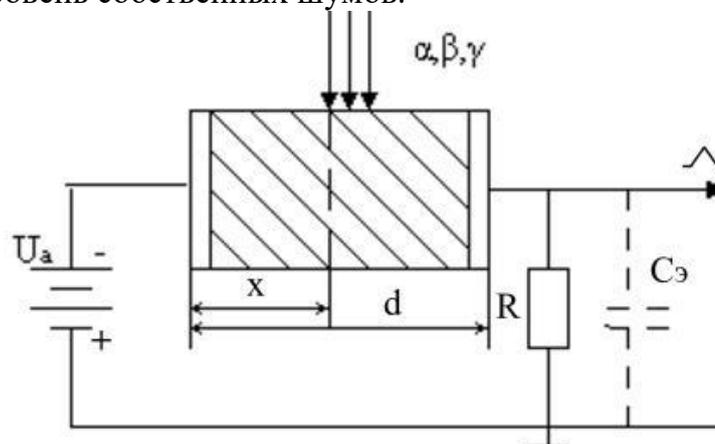


Рис. 5.1. Схема включения ППД

Полупроводниковые детекторы можно разделить на два больших класса - однородные и неоднородные. Однородные детекторы представляют собой кристаллы с одинаковым по всему объему типом проводимости. Неоднородные детекторы представляют собой полупроводник, в котором имеются области с различным типом проводимости - электронным и дырочным. В свою очередь, неоднородные ППД по способу получения $p-n$ перехода делятся на поверхностно-барьерные и диффузионно-дрейфовые. На практике чаще применяются неоднородные ППД. Схема включения ППД представлена на рис. 5.1.

Образование свободных носителей заряда в полупроводниках под действием излучений

Для понимания механизма работы ППД необходимо рассмотреть некоторые положения зонной теории и процессы переноса заряда в полупроводниках.

Энергетические зоны в полупроводниках образуются из разрешенных электронных энергетических уровней отдельных атомов, составляющих решетку кристалла. У изолированного атома энергетические уровни дискретны, при образовании кристалла атомные энергетические уровни расщепляются в зависимости от расстояния между атомами, а также в соответствии с величиной и характером электрического поля ядер. Дискретные энергетические уровни изолированных атомов расщепляются в зоны, причем каждая из них не локализована, а относится ко всему кристаллу. Полупроводники и изоляторы обладают тем свойством, что при температуре 0 K , когда электроны заполняют наинизшие свободные энергетические уровни, одна или несколько энергетических зон должны быть целиком заполненными. Наивысшая заполненная зона отделена от следующей более высокой зоны запрещенной зоной, шириной E_g , в которой отсутствуют разрешенные уровни. Схема этих зон при 0 K , в чистом полупроводнике показана на рис. 5.2.

При 0 K проводимость отсутствует, так как в зоне проводимости нет электронов, а валентная зона полностью заполнена. При более высоких температурах электроны могут переходить из валентной зоны в зону проводимости в результате теплового возбуждения. В результате возникает новое распределение электронов в обеих зонах, которое описывается функцией Ферми, дающей вероятность заполнения энергетического уровня E :

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - \varepsilon}{kT}\right)}$$

где ε - уровень Ферми (или энергия Ферми).



Рис. 5.2. Схема энергетических зон в чистом полупроводнике при 0 K

Энергия Ферми имеет следующий физический смысл: это - энергия, для которой вероятность заполнения разрешенного уровня равна $1/2$ (при $\varepsilon = E$ $f(E) = 1/2$). Вероятность того, что это состояние свободно, т. е. занято дыркой, равна $1 - f(E)$. Распределение Ферми симметрично относительно $E = \varepsilon$, т.е. сумма вероятностей пребывания электрона на энергетическом уровне, находящемся на расстоянии выше или ниже уровня Ферми, равна 1 .

Чтобы получить число электронов в зоне проводимости (и равное ему число недостающих электронов в валентной зоне), необходимо умножить функцию Ферми на функцию плотности состояний $N(E)$. Плотность состояний $N(E)$, являющаяся другой характеристикой зонной структуры полупроводников, представляет собой просто число разрешенных энергетических уровней в единичном интервале энергии.

Для чистого беспримесного полупроводника (собственного) уровень Ферми f всегда находится в середине запрещенной зоны, поэтому $(E - \varepsilon) = E_g/2$ для уровней, лежащих у дна зоны проводимости. Если же $E_g > kT$, что обычно выполняется, то функция Ферми сводится к распределению Больцмана, т.е. вероятность заполнения электронных и дырочных состояний описывается выражением

$$f(E) = \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

Число электронов в зоне проводимости можно определить по формуле

$$n = N(E) \cdot \exp\left(\frac{E_g}{2kT}\right)$$

Число свободных уровней p в валентной зоне равно числу электронов в зоне проводимости: $p = n$ (для собственных полупроводников). Можно показать, что для собственных полупроводников суммарная концентрация $n + p$ носителей заряда минимальна, следовательно, и проводимость имеет минимальное значение (собственная или i -проводимость).

При взаимодействии с твердым телом заряженная частица теряет свою энергию на ионизацию, возбуждение и тормозное излучение; часть энергии передается атомам вещества, приводя к возникновению радиационных дефектов. В результате этого в рабочем объеме детектора образуется некоторое избыточное количество носителей заряда — электронов и дырок.

Можно считать, что образование неравновесных носителей приводит только к изменению концентрации свободных равновесных носителей. Если концентрации свободных электронов и дырок (равновесных носителей) до облучения были n и p соответственно, то после прохождения заряженной частицы: $n + \Delta n$ и $p + \Delta p$. Неравновесные концентрации Δn и Δp зависят от энергии или интенсивности излучений и времени жизни носителей.

Если излучение теряет в ППД энергию E_n при этом образуется N пар носителей. Тогда средняя энергия w , необходимая для образования одной пары носителей, равна

$$w = \frac{E_n}{N}$$

Величина w не зависит ни от природы заряженных частиц, ни от их энергии, а определяется шириной запрещенной зоны E_g . Экспериментальные данные описываются выражением

$$w = 2.67E_g + 0.87 \text{ [эВ]}$$

Приближенно можно считать $w \approx 3E_g$. Для Ge $w \approx 2,5$ эВ; для Si $w \approx 3,5$ эВ. Следует отметить, что для полупроводников ширина запрещенной зоны уменьшается с ростом температуры по линейному закону:

$$(E_g)_T = (E_g)_0 - 4 \cdot 10^{-4} T$$

Мы рассмотрели собственные полупроводники, в которых концентрации электронов и дырок равны. В реальном кристалле примеси или дефекты структуры существенно нарушают это равенство. Примеси и дефекты создают локальные энергетические уровни в кристалле, расположенные обычно в запрещенной зоне, и от их количества зависит концентрация свободных электронов и дырок. Атомы примеси могут отдавать электроны в зону проводимости (доноры) или захватывать электроны из валентной зоны (акцепторы). При этом примесные атомы ионизируются: донор - положительно, акцептор - отрицательно. Энергия, необходимая для этого, меньше ширины запрещенной зоны E_g . При любом из этих процессов в зонах образуется только один вид свободного носителя заряда, поэтому равенство между концентрациями электронов и дырок нарушается. Такие полупроводники называются примесными, с n - и p -типами проводимости, схема их зон представлена на рис. 5.3. На этом же рисунке приведена структура уровней беспримесно полупроводника с собственным, i - типом проводимости.

Введение донорных примесей увеличивает число электронов в зоне проводимости, что приводит к смещению уровня Ферми вверх. Введение акцепторных примесей увеличивает число дырок в валентной зоне, в результате чего уровень Ферми смещается вниз. Следует отметить, что для данной температуры произведение концентраций носителей есть постоянная величина независимо от того, имеются ли в кристалле донорные или акцепторные примеси. Это следует из равенства:

$$E_g = E_n + E_p$$

$$n \cdot p = N_e \cdot N_v \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) = n_i^2$$

где N_e и N_v плотности электронных концентраций в зоне проводимости и в валентной зоне. Поэтому можно всегда определить концентрацию одних носителей, если известна концентрация других. В чистом кристалле $E_n = E_p$ и $n = p$ имеет наименьшее значение. Введение примесей, приводящих к отклонению от этого условия, увеличивает суммарную концентрацию носителей за счет увеличения n или уменьшения p , или наоборот. Если $n > p$, то это проводник n -типа, если $n < p$, то p -типа.

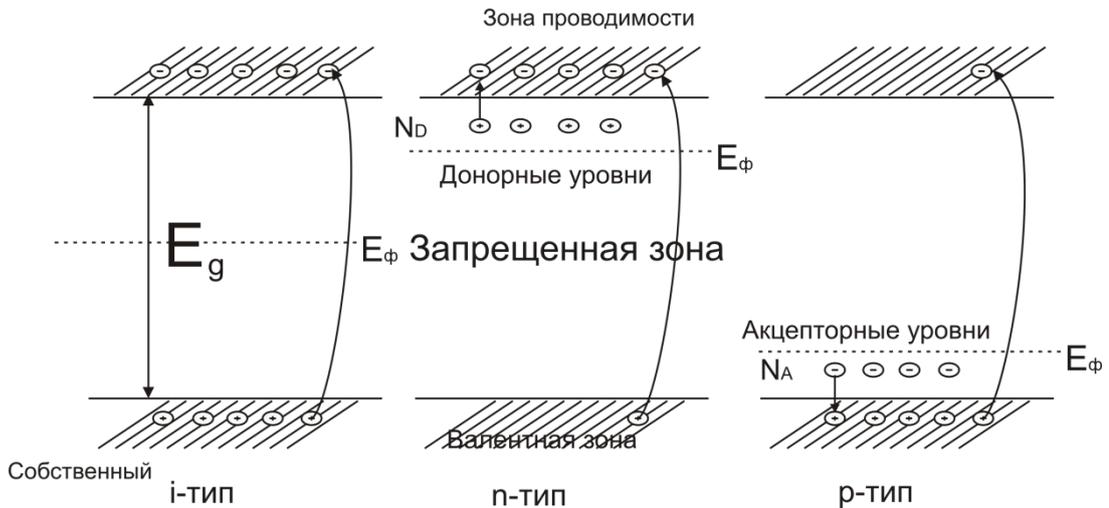


Рис. 5.3. Схема энергетических зон примесных полупроводников: 1 - n -тип; 2 - p -тип, N_D , N_A – число донорных и акцепторных атомов, соответственно, E_f – положение уровня Ферми

Если ввести акцепторы в полупроводник n -типа или доноры в полупроводник p -типа, то концентрация носителей при этом уменьшится. Поэтому введение акцепторов в полупроводник n -типа или доноров в полупроводник p -типа смещает уровень Ферми к середине запрещенной зоны. Примесные полупроводники, у которых концентрации примесей подобраны так, что уровень Ферми расположен посередине запрещенной зоны, называются скомпенсированными. Концентрация носителей в таких полупроводниках минимальна и равна концентрации носителей в чистом полупроводнике без примесей (полупроводник имеет i -проводимость) (рис. 5.4).

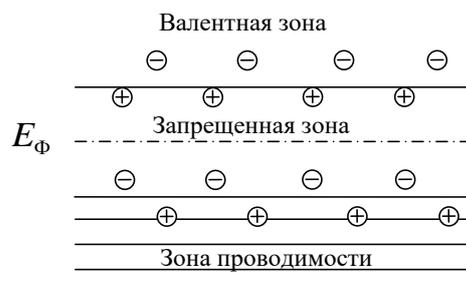


Рис. 5.4. Схема энергетических зон скомпенсированного полупроводника (i - проводимость)

Локальные уровни играют важную роль в ППД, так как в одних условиях они увеличивают концентрацию носителей, а в других - уменьшают. Такие центры могут действовать как ловушки, в которых дырки или электроны локализируются (захватываются) на некоторое время, а затем возвращаются в зону, где они снова участвуют в проводимости. Кроме того, в этих центрах электроны и дырки могут рекомбинировать. Центры рекомбинации определяют время жизни и концентрацию свободных носителей, а центры прилипания (захвата) влияют только на переходные процессы. Время жизни свободного носителя относительно рекомбинации в стационарных условиях

$$\tau = \frac{1}{V_t \cdot S \cdot N}$$

где V_t — скорость теплового движения носителя; S — эффективное сечение захвата; N — число центров рекомбинации в см^3 .

Величина S определяется характером потенциала центра рекомбинации (формой потенциальной ямы). Она определяет тип центра - притягивающий, нейтральный или отталкивающий. Форма потенциальной ямы изменяется при наложении внешнего электрического поля. Число центров рекомбинации N определяется многими факторами, в частности температурой и интенсивностью облучения, это приводит к тому, что время жизни τ — величина постоянная для данного материала. Локализованными центрами являются либо атомы примесей, находящиеся в узлах или междоузлиях решетки, либо дефекты решетки различного типа, из которых самыми простыми являются вакансии или атомы в междоузлиях. Следует отметить, что ядерное излучение может создавать в ППД локализованные центры за счет ударных процессов или ядерных превращений, что ухудшает свойства детектора.

Процессы собирания заряда в полупроводниковых детекторах

Дырки и электроны, созданные в ППД заряженной частицей, во многих отношениях подобны ионам и электронам, создаваемым излучением в обычной ионизационной камере. Носители зарядов движутся в электрическом поле и обуславливают индуцированный ток во внешней цепи. Интеграл от тока (или собранный заряд) может служить мерой энергии, потерянной частицей в счетчике. Механизм образования импульса при прохождении заряженной частицы в ППД подобен механизму формирования импульса в импульсных ионизационных камерах. Рассмотрим для примера работу однородного плоско параллельного ППД, изображенного на рис.5.1.

Ток во внешней цепи образуется отдельными электронами (и дырками), как равновесными (шумовыми), так и образовавшимися под действием излучения - неравновесными. Скорость электрона в электрическом поле, имеющем напряженность ε ,

$$v = \mu_e \varepsilon,$$

где μ_e — подвижность электрона.

Если среднее время жизни электрона равно τ , то среднее смещение

$$l = \tau v = \tau \mu_e \varepsilon$$

Если среднее смещение $l \gg d$, то время пролета (время собирания) носителей

$$\tau_c = \frac{d}{\mu_e \varepsilon}.$$

Параметры схемы выбирают так, чтобы величина $\tau_c \ll RC$ — постоянной времени интегрирующей цепочки. Тогда при полном собирании каждая электронно-дырочная пара образует заряд e на емкости C_e . Если носители собираются неполностью, этот заряд уменьшается пропорционально отношению l/d :

$$q = e \frac{l}{d}.$$

Если в счетчике отсутствует рекомбинация и захват носителей ловушками и заряженная частица образовала N пар ионов на расстоянии x от анода, то во внешней цепи возникает суммарный заряд Ne . При этом заряд, обусловленный дырками,

$$q_+ = N_e \frac{d-x}{d},$$

он собирается за время

$$\tau_c = \frac{d-x}{\mu_p \varepsilon};$$

заряд, обусловленный электронами,

$$q_- = Ne \frac{x}{d},$$

он собирается за время

$$\tau_c = \frac{x}{\mu_n e}.$$

Величина импульса, как обычно, может быть найдена:

$$V = \frac{q}{C_s},$$

где C_s — эквивалентная емкость.

Если импульс образуется только электронами, то на аноде создается импульс напряжения

$$V = \frac{Ne l}{C_s d} (1 - e^{-d/l}).$$

В ППД эффективность собирания зарядов и форма наблюдаемого импульса сложным образом зависят от среднего времени жизни носителей, времени собирания зарядов и постоянной RC .

Если все носители собираются полностью, то форма импульса тока на выходе ППД имеет вид, показанный на рис. 5.5.

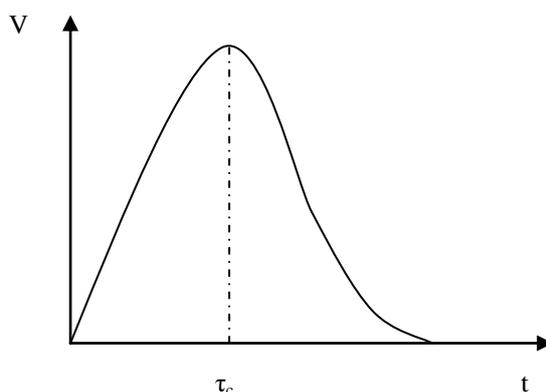


Рис. 5.5. Форма импульса тока на выходе ППД

Энергетическое разрешение и шумы полупроводниковых детекторов

Важной областью применения ППД является спектрометрия ядерного излучения, в этом случае амплитуда сигнала служит мерой энергии частиц. Для таких измерений идеальным был бы детектор, в котором частицы с одинаковой энергией всегда обуславливали сигналы одинаковой амплитуды, но практически это никогда не выполняется. При облучении детектора моноэнергетическими частицами всегда имеется некоторый разброс амплитуд импульсов, который вызывает неопределенность в измерении энергии. Удобно характеризовать этот разброс среднеквадратичным отклонением σ данной группы измерений. Чем меньше σ , тем лучше спектрометр.

Наиболее важный вклад в значение σ вносится флуктуациями числа N пар ионов, созданных излучением. Если на электродах счетчика после прохождения одной заряженной частицы собирается заряд $\bar{q} = Ne$ для случая, когда все носители собираются полностью, то σ может быть выражено так: $\sigma = e\sqrt{N}$

Для тяжелых заряженных частиц удобно определить энергетическое разрешение как

$$P = \frac{\sigma}{\bar{q}} = \frac{1}{\sqrt{N}}.$$

Если выразить N через энергию частицы E и среднюю энергию, расходуемую на образование одной пары ионов, w , то :

$$P = \frac{\sigma}{\bar{q}} = \sqrt{\frac{w}{E}} \cdot 100 \cdot [\%]. \quad (5.1)$$

Разрешение улучшается при увеличении E и уменьшении w , так как при этом возрастает N . Например, в *Si* $w=3,6$ эВ и при $E = 1$ МэВ, $P = 0,2\%$. В этом случае разрешение определяется в процентах. Другой способ определения разрешения состоит в том, что его можно выразить через энергию частицы, образующей сигнал, равной величине σ :

$$P_{abc} = \frac{\sigma w}{e} = \sqrt{wE} [\text{эВ}] \quad (5.2)$$

Для частиц с $E = 1$ МэВ разрешение P_{abc} *Si* детектора равно 1,9 кэВ.

Однако чаще значение энергетического разрешения находят экспериментально. Для этого строят график спектра амплитуд импульсов, получаемых от детектора при облучении его моноэнергетическими частицами, и

измеряют полную ширину амплитудного распределения на половине максимальной высоты (ширину линии). Измеренную ширину можно выразить либо через энергию, получив P_{abc} , либо через отношение энергий в процентах:

$$P = \frac{\Delta E}{E} \cdot 100[\%].$$

Связь численных значений разрешения, найденного из измерения ширины линии, с определенными по формулами (5.1) и (5.2) зависит от формы амплитудного спектра. Если спектр имеет гауссову форму, то ширина линии в 2,35 раза ($2 \cdot \ln 2$) больше величины разрешения, полученного из среднеквадратичного отклонения.

Существует ряд других причин, по которым энергетическое разрешение ППД может ухудшаться. Главное из них - неполное собирание зарядов; часть носителей может рекомбинировать, не доходя до электродов счетчика. Среднеквадратичное отклонение, обусловленное этой причиной, зависит от времени жизни носителей, размеров счетчика и направления движения частицы, оно может иметь величину, сравнимую с флуктуациями числа N . Различные виды электрических шумов в счетчике могут обуславливать флуктуации сигнала, и поэтому влиять на энергетическое разрешение счетчика. Шумы возникают в основном потому, что материал в ППД не является изолятором, и в нем имеются электроны и дырки, находящиеся в тепловом равновесии - равновесные носители. Удобнее всего характеризовать шумы энергией ионизирующей частицы, которая создает сигнал, равный среднеквадратичной величине напряжения шумов. Можно найти, что величина шумов, выраженная указанным способом

$$P_w = \Delta E_w = \frac{w}{e} \sqrt{kTC} [\text{эВ}] \quad (5.3)$$

где C - емкость.

Например, для Si при $t = 20^\circ\text{C}$ $\Delta E_w = 1.4\sqrt{C} [\text{эВ}]$, где C [нФ]. Емкость однородного ППД $C_D = 1 - 2$ нФ, поэтому C определяется в основном паразитной емкостью, равной $C \approx 10 \div 20$ нФ, в этом случае вклад шумов будет мал. В то же время емкость C_D у счетчиков неоднородных (с $p-n$ -переходом) может достигать значений $C = 1000$ нФ и более. При этом величина ΔE_w составляет почти 50 кэВ и дает заметный вклад в энергетическое разрешение счетчика. Из выражения (5.3) следует, что при охлаждении ППД энергетическое разрешение существенно улучшается.

Неоднородные полупроводниковые детекторы

Свойства $p-n$ -переходов. Обедненный носителями слой $p-n$ -переход - образуется на границе раздела монокристалла полупроводника с электронной и дырочной проводимостями в результате диффузии электронов в p -область, а дырок - в n -область. Диффузионный ток быстро прекращается из-за появления напряжения на $p-n$ -переходе, обусловленного существованием ионизированных примесей в каждой области. Вблизи границы раздела p - и n -областей образуется двойной электрический слой, состоящий из положительных ионов и дырок в n -области и отрицательных ионов и электронов в p -области. При равных концентрациях электронов и дырок распределение образовавшегося электрического поля симметрично относительно границы раздела, при различных - поле проникает глубже в объем полупроводника с меньшей концентрацией носителей заряда. После установления равновесия уровень Ферми должен быть одинаков для обеих областей, и схема энергетических зон полупроводника с $p-n$ -переходом имеет вид, показанный на рис. 5.6.

Величина образовавшейся разности потенциалов (потенциальный барьер $\varphi_k = E_i^1 - E_i^2 = eU_k$) равна сумме расстояний от середины каждой из зон до уровня Ферми:

$$U_k = \frac{kT}{e} \ln \frac{1}{e^2 n_i^2 \mu_n \mu_p \rho_n \rho_p}$$

Высота потенциального барьера обычно значительно меньше ширины запрещенной зоны. В области p - n -перехода расстояния от уровня Ферми до края основных зон больше, чем в исходных n - и p -полупроводниках, следовательно, концентрация носителей в области p - n -перехода меньше, поэтому он называется обедненной областью. По величине проводимости обедненная область близка к проводимости собственных полупроводников (i -проводимости).

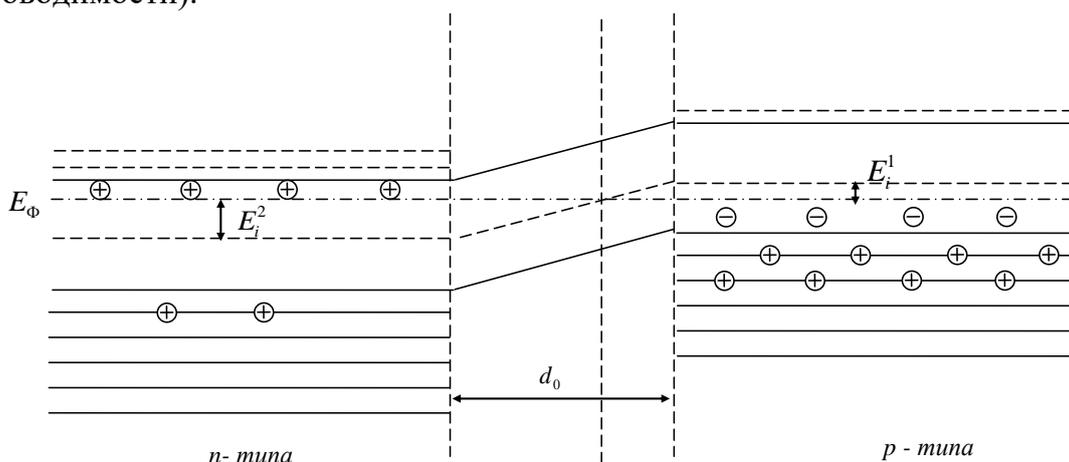


Рис. 5.6. Схема энергетических зон полупроводника с p - n -переходом

Если приложенное к p - n -переходу электрическое поле направлено противоположно полю, возникшему на p - n -переходе, то через детектор протекает ток в прямом направлении и такой кристалл нельзя использовать в качестве ППД излучений. Кристалл приобретает необходимые свойства только в том случае, когда напряжение смещения приложено в обратном направлении.

Если на область n -типа подано положительное напряжение смещения, то оно способствует удалению свободных носителей из области вблизи, p - n -перехода. Здесь в обедненном слое появляются условия для регистрации ядерных излучений, так как под действием обратного смещения концентрация свободных носителей снижается до величины, меньшей равновесной концентрации, что приводит к существенному уменьшению шумов, возникающих в обедненном слое. Кроме того, в кристалле устанавливается постоянное распределение поля, соответствующее уравнению непрерывности тока:

$$I = e(n\mu_n + p\mu_p), \quad (5.4)$$

поэтому падение приложенного напряжения происходит в основном на обедненном слое, что способствует применению его для регистрации излучения. Однако такой счетчик имеет ограниченный рабочий объем, поскольку существует предельная толщина области, в которой приложенное поле уменьшает концентрацию носителей. Поэтому для оценки свойств ППД с p - n -переходом необходимо вычислить толщину обедненного слоя, которая определяет не только рабочий объем детектора, но также его емкость и тепловые шумы.

Глубину, на которую обедненный слой входит в каждую область кристалла, можно найти, решив уравнение (5.4) совместно с уравнением Пуассона, которое для области p -типа имеет вид

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} \cdot N_A (x - x_p)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Интегрируя уравнение два раза, получаем

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} \cdot N_A (x - x_p); \quad V = \frac{4\pi e}{\varepsilon} \cdot N_A (x^2 - x \cdot x_p) + V_0$$

где V_0 - потенциал на p - n -переходе, при $x=0$; x_p - граница обедненного слоя, на которой $N_A=0$ (резкая граница). Если $x=x_p$ и $V-V_0=V_p$ (разность потенциалов на границах области p -типа), то

$$x_p^2 = \frac{V_p \cdot \varepsilon}{2\pi e N_A}$$

Аналогично определяется глубина, на которую обедненный слой входит в область n -типа;

$$x_n^2 = \frac{V_n \cdot \varepsilon}{2\pi e N_D}$$

Эта задача решена при условии, что неравновесный заряд, образовавшийся в области n -типа, равен по величине и обратен по знаку заряду, возникаемому в области p -типа (симметричный p - n -переход, и все поле сосредоточено в обедненном слое), Поэтому $x_p \cdot N_A = x_n \cdot N_D$.

Расстояния, на которые обедненный слой входит в обе области, обратно пропорциональны отношению концентраций ионизированных примесей в этих областях или прямо пропорциональны отношению удельных сопротивлений p - и n -областей вблизи p - n -перехода. Обычно концентрации ионизированных примесей по обе стороны от p - n -перехода сильно различаются, что обусловлено способом изготовления ППД. В этом случае обедненный слой почти полностью лежит в полупроводнике с высоким удельным сопротивлением (несимметричный p - n -переход). Если это материал p -типа, то толщина обедненного слоя приближенно определяется формулой

$$x^2 = \frac{V_p \cdot \varepsilon}{2\pi e N_A}$$

Если все акцепторы ионизированы, удельное сопротивление полупроводника

$$\rho = \frac{1}{N_A e \mu_p}$$

Следовательно

$$x = d_{op} = \sqrt{\frac{\varepsilon(V_0 + V_p)}{2\pi e N_A}} = \sqrt{\frac{\varepsilon \mu_p \rho}{2\pi}} (V_0 + V_p). \quad (5.5)$$

Аналогично, для полупроводника n -типа

$$x = d_{on} = \sqrt{\frac{\varepsilon(V_0 + V_n)}{2\pi e N_D}} = \sqrt{\frac{\varepsilon \mu_n \rho}{2\pi}} (V_0 + V_n). \quad (5.6)$$

Для приближенных расчетов можно использовать формулы (кремний p -типа)

$$d_{op} \cong 3.2 \cdot 10^{-5} \sqrt{\rho V} [\text{см}] \quad (5.7)$$

и (кремний n -типа):

$$d_{on} \cong 5.3 \cdot 10^{-5} \sqrt{\rho V} [\text{см}], \quad (5.8)$$

где ρ - выражено в $\text{Ом} \cdot \text{см}$; V - в вольтах.

Емкость перехода равна приближенно емкости заполненного диэлектриком плоского конденсатора

$$C_D = \frac{eS}{4\pi x}, \quad (5.9)$$

где S - площадь p - n -перехода. Подставив значения x из формулы (5.5), получим

$$C_D = S \sqrt{\frac{\varepsilon}{8\pi \mu_p \rho V}} \quad (5.10)$$

или емкость p - n -перехода при $S = 1 \text{ см}^2$ приближенно равна (Si p -типа)

$$C_D \cong \frac{3.0 \cdot 10^4}{\sqrt{\rho V}} \left[\frac{n\phi}{\text{см}^2} \right]. \quad (5.11)$$

Поверхностно-барьерные ППД по сравнению с другими типами ППД, относительно просты в изготовлении и работают при комнатной температуре. Они используются в основном для регистрации и спектрометрии тяжелых заряженных частиц, пробеги которых укладываются в области p - n -перехода. Схема поверхностно-барьерного ППД представлена на рис. 5.7.

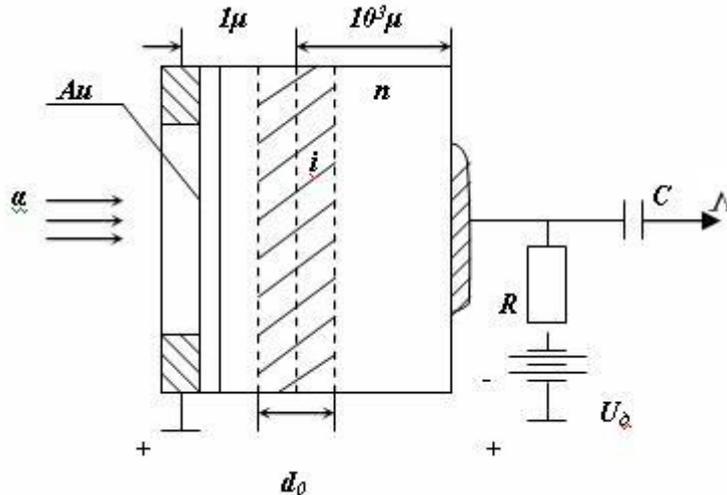


Рис. 5.7. Схема включения поверхностно-барьерного ППД

Чаще всего поверхностно-барьерные ППД изготавливаются из высокоомного Si n -типа, поверхностный p - n -переход создается нанесением на одну из его поверхностей золота, создающего акцепторные уровни в кремнии. Слой золота должен быть очень тонким, так как является "окошком", где может поглощаться энергия излучения. Ширина обедненной области, а также емкость p - n -перехода зависят от напряжения смещения, прикладываемаемого к детектору. Значения d_0 и C_D для поверхностно-барьерных ППД находят из выражений (5.5) - (5.11).

К недостаткам поверхностно-барьерных ППД следует отнести нестабильность в работе и шумы на контактах, что отражается на энергетическом разрешении, составляющем величину ~ 30 - 50 кэВ (0,6 - 0,8%) для α -частиц с энергией 5 МэВ.

Кроме того, ввиду малой ширины обедненного слоя, поверхностно-барьерные ППД имеют низкую эффективность регистрации гамма-излучения.

Диффузионно-дрейфовые ППД. По сравнению с поверхностно-барьерными ППД, диффузионно-дрейфовые ППД имеют значительно большую ширину обедненной области ($\sim 10 - 20$ мм) и большой рабочий объем ($V = 10 - 100$ см³), что позволяет с успехом применить их для регистрации и спектрометрии гамма-излучения.

Диффузионно-дрейфовые ППД изготавливают по специальной технологии, основанной на диффузии ионов лития в электрической поле. Ионы Li^+ , которые являются донорами, очень легко диффундируют в Si и Ge и компенсируют акцепторы в материале p -типа. Ширина обедненной области (i — проводимость) зависит от условий изготовления. Схема диффузионно-дрейфового ППД представлена на рис. 5.8.

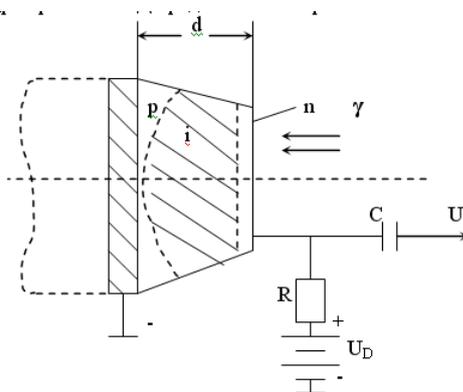


Рис. 5.8. Схема включения диффузионно-дрейфового ППД

Наиболее часто на практике используют $Ge(Li)$ ППД, однако необходимо помнить, что, в отличие от $Si(Li)$ ППД, эти детекторы должны храниться и работать при низких температурах ($-196^\circ C$), иначе происходит нарушение i -области из-за диффузии ионов из этой области. Поэтому они постоянно находятся в специальном криостате, помещенном в сосуд Дьюара.

Детекторы с $p-i-n$ -переходом из особо чистого германия (о. ч. г.). Разработка детекторов большого объема из о. ч. г. с концентрацией электрически активных атомов примесей менее 10^{10} см⁻³ является главным достижением за последние годы в технологии ППД. Если концентрация электрически активных примесей в полупроводнике мала, то при его охлаждении сопротивление проводника возрастает настолько, что становится возможным изготовление из него детекторов большого объема с $p-i-n$ -переходом. При концентрации примесей в германии около 10^{10} см⁻³ и менее удается создать обедненную носителями область в переходе шириной около 1 см. Основным преимуществом детекторов из о. ч. г. является то, что они могут храниться без охлаждения. В настоящее время ППД из о. ч. г. вытесняют литий-дрейфовые детекторы. Сдерживает их распространение сложная и дорогая технология получения о. ч. г. Методы производства детекторов из о. ч. г. подобны методам производства литий-дрейфовых детекторов, исключая стадию дрейфа. При изготовлении детектора на внешнюю поверхность цилиндрического образца напыляют литий, который диффундирует в глубь образца на глубину порядка 10^{-4} см. Слой лития является n^+ контактом, p^+ контакт создается имплантацией ионов-акцепторов (чаще бора) в стенки центрального отверстия.

Радиус такого коаксиального детектора может составлять 2-3 см, высота –6-7 см. Изготавливаются и плоские ППД из о. ч. г. Толщина обедненной носителями области зависит от концентрации примесей в исходном монокристалле и приложенного напряжения смещения. Так, при смещении 600 В и концентрации атомов примесей 10^{10} см^{-3} ширина обедненной зоны достигает 1 см. Максимальная концентрация атомов примесей в германии, при которой еще можно изготавливать детекторы без компенсации с шириной обедненной зоны 1 см, составляет $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Детекторы из о. ч. г. отличаются исключительно малым уровнем токов утечки (около 10^{-11} А). Поэтому энергетическое разрешение таких детекторов лучше, чем у *Ge(Li)*.

4.2. Экспериментальная часть

Описание однокристалльного сцинтилляционного спектрометра гамма-излучения
 Схема однокристалльного сцинтилляционного спектрометра гамма-излучения приведена на рис. 4.3.

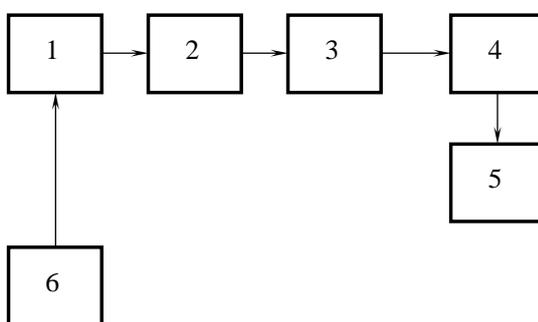


Рис. 4.3. Схема однокристалльного сцинтилляционного спектрометра: 1 - сцинтилляционный детектор, 2 - согласующее устройство; 3 - линейный усилитель; 4 - амплитудный анализатор (спектрометрическая плата, вставляемая в компьютер) 5 – устройство вывода информации; 6 - высоковольтный выпрямитель.

Фотоны от стандартных закрытых источников излучений регистрируются спектрометрическим сцинтилляционным детектором с кристаллом 1 *NaI(Tl)*, размером 40x40 мм. Высокое напряжение для питания ФЭУ подается от стабилизированного выпрямителя 6. В качестве согласующего устройства служит эмиттерный повторитель 2, он согласует высокое выходное сопротивление ФЭУ с низким волновым сопротивлением кабеля, соединяющего блок детектора с линейным спектрометрическим усилителем 3. Линейный усилитель, расположенный в корпусе амплитудного анализатора, предназначен для усиления импульсов, поступающих с детектора. Амплитудный анализатор 4, в качестве которого в работе применена спектрометрическая плата, вставляемая в компьютер, предназначен для анализа по амплитудам импульсов, поступающих с усилителя. Результаты анализа выводятся на монитор компьютера и могут быть выведены на любой другой тип вывода информации из компьютера с помощью программы Parsec. Ввод программы Parsec осуществляется запуском файла pv2aspt.exe.

Изменение режима работы программы осуществляется нажатием клавиши «Enter». В начале работы при нажатии клавиши «Enter» появляется табло с пятью режимами работы спектрометра:

- «Старт» - осуществляет запуск режима набора спектра,
- «Стоп» - прекращает набор спектра,
- «Канал» - задает время набора спектра,
- «Вн. Устройство» - осуществляет вывод информации на принтер,

«Измерить» - определяет номер канала, соответствующий максимуму пика полного поглощения, и энергетическое разрешение спектрометра.

Устройство полупроводникового **Ge(Li)**-спектрометра гамма-излучения
Для выполнения лабораторной работы служит экспериментальная установка, схема которой приведена на рис. 5.10,

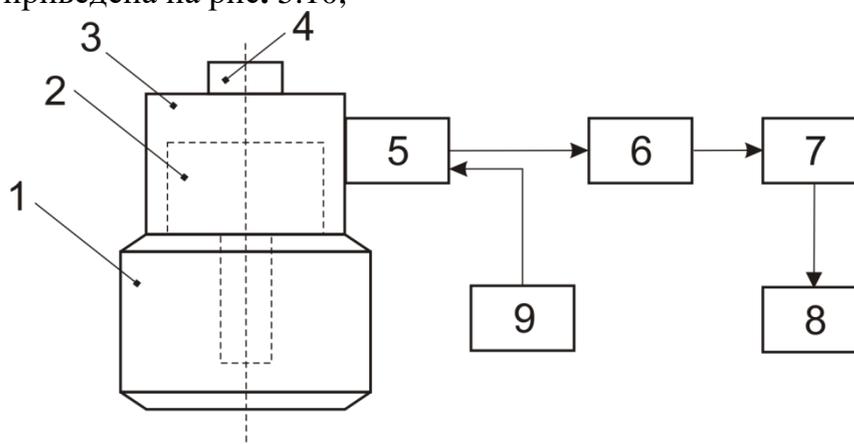


Рис. 5.10 . Схема полупроводникового спектрометра:

1-сосуд Дьюара; 2-**Ge(Li)** ППД; 3-криостат; 4-радиоактивный препарат; 5-предусилитель; 6-усилитель; 7-анализатор (специализированная плата SBS_50, вставляемая в компьютер); 8-устройство вывода информации; 9-источник высокого напряжения (входит в состав SBS_50).

Полупроводниковый **Ge(Li)** детектор 2 находится в специальном криостате 3, помещенном в сосуд Дьюара 1 с жидким азотом. Внутри криостата с помощью сорбционного насоса поддерживается вакуум $\sim 10^{-2}$ Па. Назначение криостата - защищать поверхность детектора от воздействия внешней среды, а также создать на кристалле температуру, близкую к температуре жидкого азота. Анализируемый радиоактивный источник 4 помещается сверху на крышке криостата.

Сигнал с детектора поступает на предусилитель 5. Для уменьшения входной емкости предусилитель размещают в непосредственной близости от детектора.

На входе предусилителя используются низкошумящие полевые транзисторы, работающие как при комнатной, так и при низкой температуре. Энергетический эквивалент шума предусилителя ~ 1 кэВ. Сигнал с предусилителя поступает на основной усилитель 6, входящий в состав SBS_50. В усилителе, кроме усиления сигнала, до необходимого уровня осуществляется его формирование с помощью дифференцирующих и интегрирующих RC-цепочек.

Полупроводниковый детектор

Для регистрации гамма-излучения в работе используется германиевый диффузионно-дрейфовый детектор ДГДП-32А-3. Основные характеристики детектора;

1. Энергетическое разрешение для линии $E\gamma = 1332$ кэВ ^{60}Co - 2,5 кэВ.
2. Отношение высоты пика полного поглощения к комптоновскому распределению для энергии $E\gamma = 1332$ кэВ - 6.
3. Абсолютная эффективность регистрации при полном поглощении - $0,5 \cdot 10^{-3}\%$.
4. Оптимальное рабочее напряжение - 1800 В.

Задание 2. Снять амплитудное распределение импульсов для 7 источников гамма-излучений (^{60}Co , ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{113}Sn , ^{139}Ce , ^{241}Am). Время измерения каждого спектра 3 мин. Результаты измерения занести в таблицу.

Задание 3. Построить градуировочный график энергетической зависимости спектрометра $N_m = f(E_\gamma) = a + k \cdot E_\gamma$.

Задание 4. Исследовать зависимость разрешения спектрометра от энергии гамма-излучения. Разрешение определять по формуле $d = (R \cdot 100\%) / (E_\gamma \cdot k)$.

Задание 5. Определить зависимость абсолютной фотоэффективности, ε , от энергии фотонов. Абсолютную фотоэффективность спектрометра определять по формуле $\varepsilon = (N - N_f) / (A \cdot t \cdot \eta \cdot \exp(-0.693 \cdot T \cdot T_{1/2}))$, где $N - N_f = N - (N_1 + N_2) \cdot (n_2 - n_1) / 2$ – число импульсов в пике полного поглощения, A – активность источника по паспорту, $t = 180$ с – время набора спектра, η – выход фотонов, T – время распада источников ОСГИ и $T_{1/2}$ – период полураспада.

Задание 6. Измерить спектр неизвестного источника и рассчитать по градуировочной зависимости энергию фотонов этого источника.

Контрольные вопросы

1. Механизмы взаимодействия гамма-излучения со сцинтиллятором.
2. Основные характеристики сцинтилляционного спектрометра.
3. Механизмы люминесценции сцинтилляторов.
4. Причины, вызывающие уширение линий амплитудного спектра.
5. Механизм образования импульса напряжения на выходе ФЭУ.
6. Зависимость разрешения спектрометра от энергии фотонов.
7. Вклады различных процессов взаимодействия гамма-излучения со сцинтиллятором в амплитудный спектр.
8. Форма амплитудного спектра для $E_\gamma < 1$ МэВ и $E_\gamma > 1$ МэВ.
9. Принцип действия и устройство ППД.
10. Схемы включения ППД.
11. Зонная структура полупроводников.
12. Физический смысл энергии Ферми.
13. Как определить концентрацию электронов в зоне проводимости полупроводника?
14. Механизм образования свободных носителей заряда в ППД.
15. Величина энергии, необходимая для образования одной пары носителей в полупроводниках.
16. Собственная и примесная проводимости полупроводников.
17. Скомпенсированные полупроводники.
18. Время жизни носителей зарядов в полупроводниках.
19. Диффузия и дрейф носителей заряда в полупроводниках.

20. Время собирания заряда в полупроводниках.
21. Форма импульса на выходе ППД.
22. Энергетическое разрешение ППД.
23. Способы определения энергетического разрешения ППД.
24. Шумы ППД.
25. Влияние шумов на энергетическое разрешение ППД.
26. Свойства *p-n*-переходов.
27. Ширина и емкость *p-n*- перехода.
28. Поверхностно-барьерные ППД, их устройство, основные характеристики и области применения.
29. Диффузионно-дрейфовые ППД, их устройство, основные характеристики.
30. Устройство полупроводникового спектрометра гамма-излучения.