

**ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5**  
**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ СПЕКТРОМЕТР ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ**

Цель работы: изучение физических принципов действия и устройства полупроводниковых детекторов, получение навыков работы на современной аппаратуре для спектрометрии гамма-излучения; экспериментальное определение энергетического разрешения и эффективности регистрации спектрометра с ОЧГ-детектором.

5.1. Теоретическая часть

*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  $1\text{ м}$ , но они полностью поглощаются в кремнии толщиной  $1\text{ мм}$ . 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  $\sim 3,5$  эВ. Для сравнения отметим, что в газах она равна  $\sim 30$  эВ, а на образование одного фотоэлектрона, приходящего на размножающую систему фотомножителя, в сцинтилляционном детекторе расходуется  $\sim 300$  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.

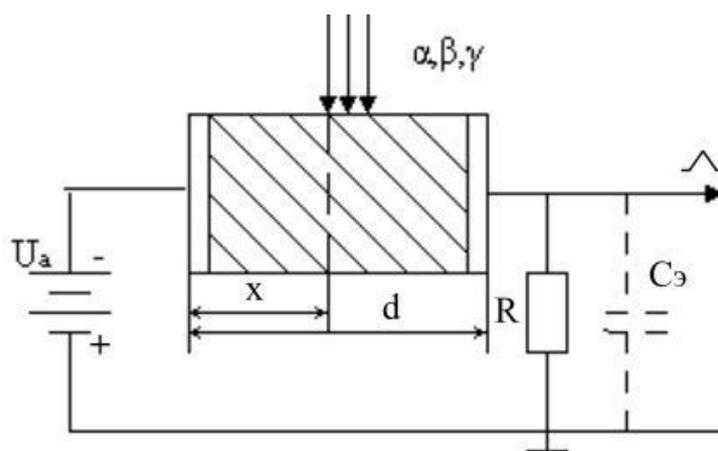


Рис. 5.1. Схема включения ППД

Полупроводниковые детекторы можно разделить на два больших класса - однородные и неоднородные. Однородные детекторы представляют собой кристаллы с одинаковым по всему объему типом проводимости. Неоднородные де-

текторы 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  $0\text{ K}$ , 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  $0\text{ K}$ , в чистом полупроводнике показана на рис. 5.2.

При  $0\text{ K}$  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  $\varepsilon$ - 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  $\Delta n$  и  $\Delta p$  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:

$$E_g = E_n + E_p$$

и

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

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.

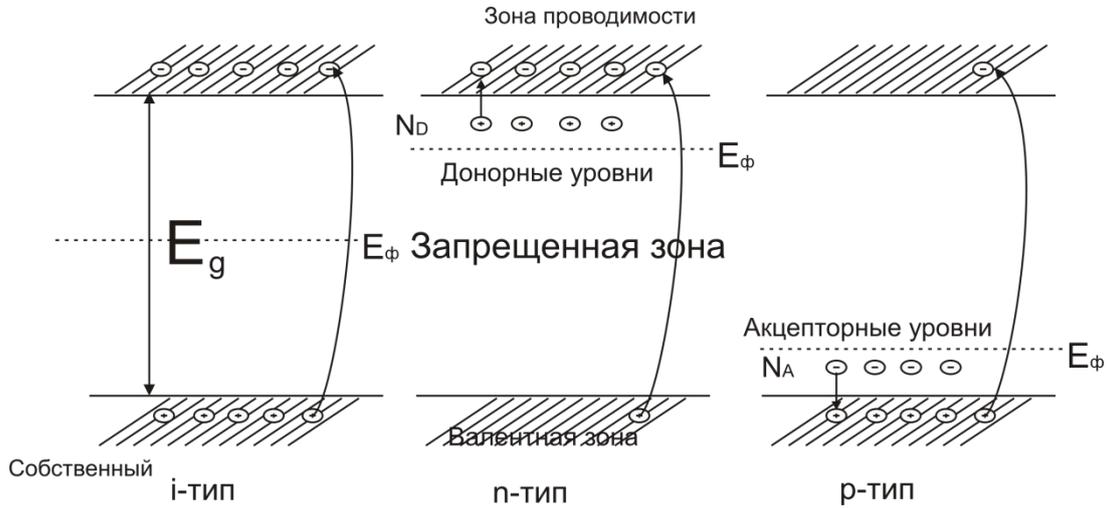


Рис. 5.3. Схема энергетических зон примесных полупроводников: 1 -  $n$ -тип; 2 -  $p$ -тип,  $N_D$ ,  $N_A$  – число донорных и акцепторных атомов, соответственно,  $E_F$  – положение уровня Ферми

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).

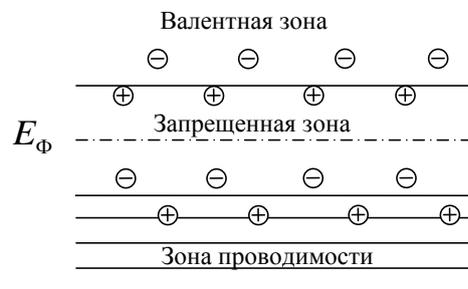


Рис. 5.4. Схема энергетических зон скомпенсированного полупроводника ( $i$ -проводимость)

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  $\text{см}^3$ .

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  $\tau$  — 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  $\varepsilon$ ,

$$v = \mu_e \varepsilon,$$

где  $\mu_e$  — подвижность электрона.

Если среднее время жизни электрона равно  $\tau$ , 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,

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

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:

$$V = \frac{q}{C_3},$$

где  $C_3$  – эквивалентная емкость.

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

$$V = \frac{Ne l}{C_3 d} (1 - e^{-d/l}).$$

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.

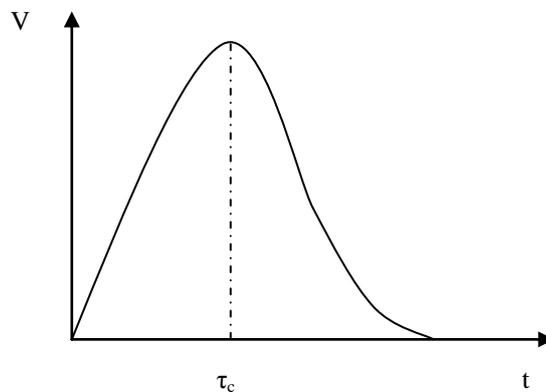


Рис. 5.5. Форма импульса тока на выходе ППД

### 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  $\sigma$  данной группы измерений. Чем меньше  $\sigma$ , тем лучше спектрометр.

Наиболее важный вклад в значение  $\sigma$  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  $\sigma$  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  $\sigma$ :

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

Для частиц с  $E = 1$  МэВ разрешение  $P_{abs}$  *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  $P_{abs}$ , 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

$$P_{ш} = \Delta E_{ш} = \frac{w}{e} \sqrt{kTC} [\text{эВ}] \quad (5.3)$$

где  $C$  - емкость.

Например, для Si при  $t = 20^\circ\text{C}$   $\Delta E_{ш} = 1.4\sqrt{C} [\text{эВ}]$ , где  $C$  [ $n\phi$ ]. Емкость однородного ППД  $C_D = 1 - 2 n\phi$ , поэтому  $C$  определяется в основном паразитной емкостью, равной  $C \approx 10 \div 20 n\phi$ , в этом случае вклад шумов будет мал. В то же время емкость  $C_D$  у счетчиков неоднородных (с  $p$ - $n$ -переходом) может достигать значений  $C = 1000 n\phi$  и более. При этом величина  $\Delta E_{ш}$  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).

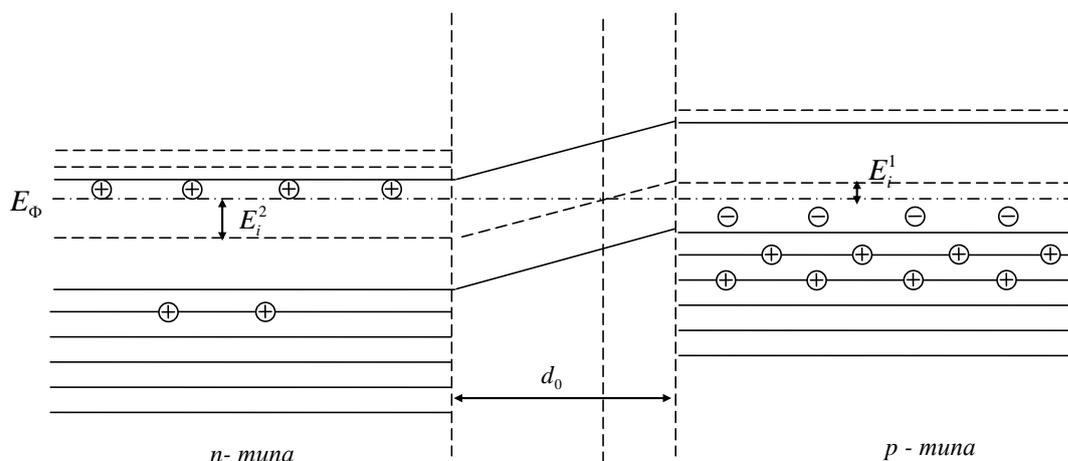


Рис. 5.6. Схема энергетических зон полупроводника с  $p$ - $n$ -переходом

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

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

где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Интегрируя уравнение два раза, получаем

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

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 приблизительно 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  $\rho$ - 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)

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

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.

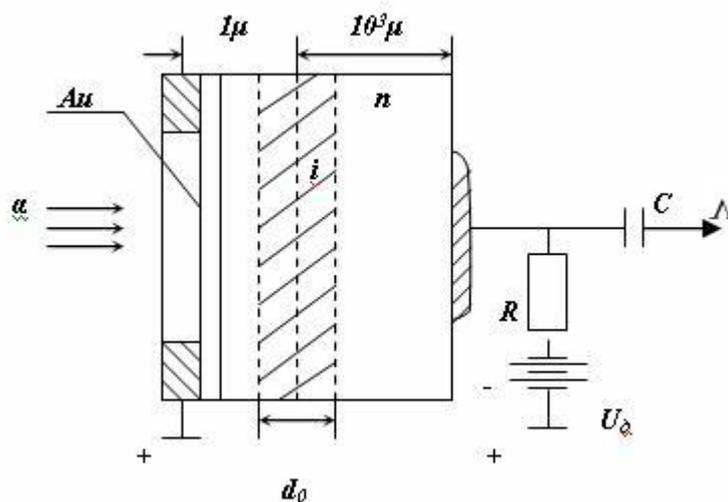


Рис. 5.7. Схема включения поверхностно-барьерного ППД

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  $\sim 30$ -  $50$  кэВ (0,6 - 0,8%) для  $\alpha$ -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 ( $V = 10$  -  $100$  см<sup>3</sup>), 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.

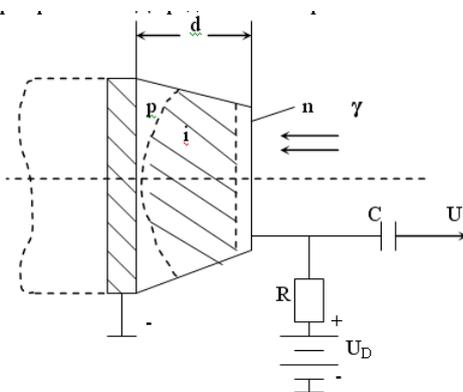


Рис. 5.8. Схема включения диффузионно-дрейфового ППД

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  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  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  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  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  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  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  $10^{-11} \text{ А}$ ). Поэтому энергетическое разрешение таких детекторов лучше, чем у  $Ge(Li)$ . На рис.5.9. в качестве примера приведен аппаратурный спектр гам-

ма –излучения, полученный с помощью коаксиального о. ч. г. детектора с энергетическим разрешением 1.9 кэВ по линии 1173 кэВ.

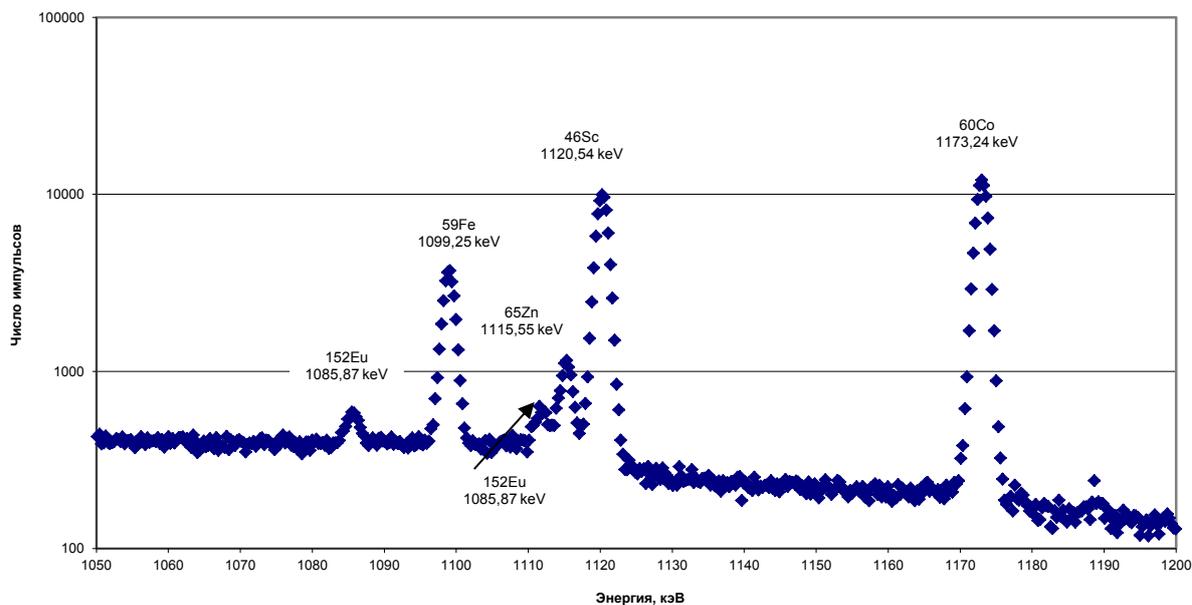


Рис. 5.9. Часть спектра наведенной активности образца горной породы, облученной тепловыми нейтронами в реакторе МИФИ при времени охлаждения 180 дней.

## 5.2. Экспериментальная часть

Детектор, используемый в данной работе, относится к полупроводниковым детекторам с *p-i-n* переходом из особо чистого германия (так называемые ОЧГ-детекторы).

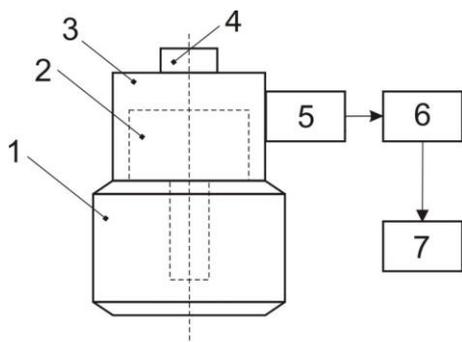


Рис.5.10. Общая схема и внешний вид гамма-спектрометра на основе ОЧГ-детектора: 1-сосуд Дьюара; 2-ОЧГ ППД; 3-криостат; 4-место установки исследуемых образцов; 5-предусилитель; 6- анализатор (специализированная плата SBS-50, вставляемая в ПК); 7-устройство ввода и вывода информации (ПК).

Полупроводниковый 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.

Чувствительная часть детектора (сам кристалл из ОЧГ) расположен в верхней части корпуса детектора, и представляет собой вертикально ориентированный цилиндр диаметром 50,5 мм и высотой 31,3 мм. Расстояние от верхней плоскости кристалла ОЧГ до внутренней стенки корпуса детектора составляет 3 мм. Толщина стенки корпуса 1,27 мм (алюминий).

Анализируемый радиоактивный источник помещается сверху на крышке криостата 4.

Сигнал с детектора поступает на предусилитель 5, встроенный в единый корпус с детектором.

На входе предусилителя используются низкошумящие полевые транзисторы, работающие как при комнатной, так и при низкой температуре. Сигнал с предусилителя поступает на основной усилитель 6, входящий в состав спектрометрической платы SBS-50. В усилителе, кроме усиления сигнала, до необходимого уровня осуществляется его формирование с помощью RC-цепочек.

Высоковольтное питание детектора осуществляется с помощью источника высокого напряжения, встроенного в плату анализатора SBS-50, управляемого программным способом с персонального компьютера. Питание предусилителя детектора также осуществляется с помощью выхода на плате анализатора. Плата спектрометрического анализатора управляется с помощью программы набора и обработки спектров eSBS. Описание правил работы с программой набора и обработки спектров приведено в приложении к описанию данной лабораторной работы. Наиболее важная информация, с которой студенту необходимо ознакомиться касательно данной программы обработки, является информация о характеристиках набранного спектра и способах его первичной обработки.

На рис. 5.11. показан пример спектра, отображаемого в окне данной программы. Данная форма отображения позволяет выделять интересующие исследователя пики полного поглощения (посмотреть интегральное число импульсов под

каждым из пиков, произвести учет фона, и т.д.), узнать текущее мертвое время, загрузку, и другие характеристики набора.

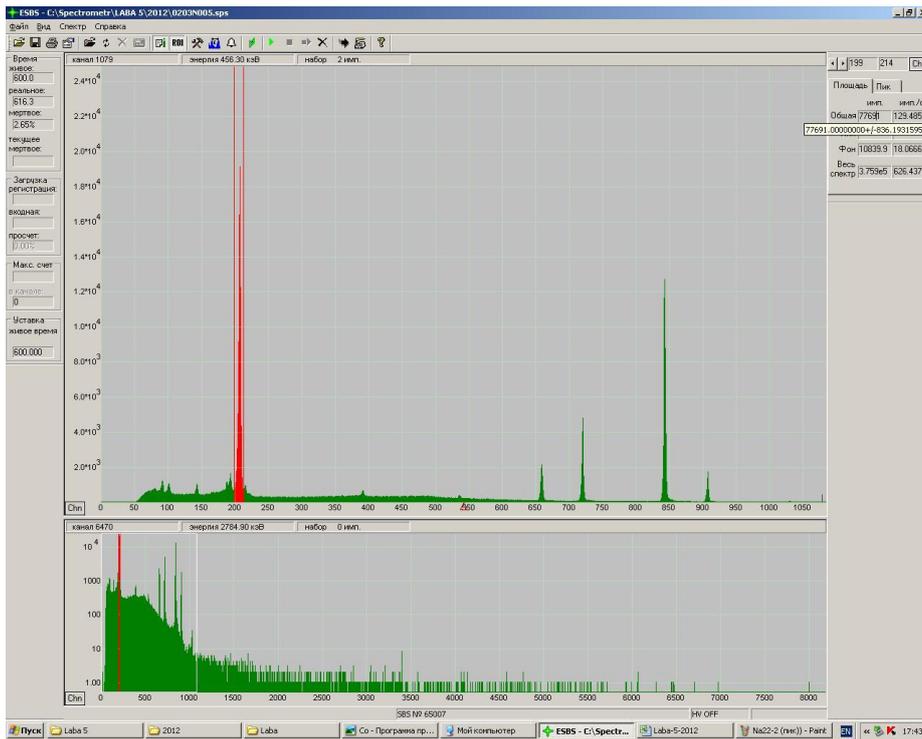


Рис.5.11. Пример спектра источника Ва-133 из программы eSBS

Для регистрации гамма-излучения в работе используется детектор из особо чистого германия модели GEM 10P4 производства фирмы ORTEC. Основные характеристики детектора:

1. Оптимальное рабочее напряжение -  $1800\text{ В}$ .
2. Площадь чувствительной поверхности -  $5\text{ см}^2$ .
3. Толщина чувствительной области -  $8\text{ мм}$ .

#### Правила работы с детектором

1. Включать, выключать и регулировать напряжение питания детектора можно только при включенном питании предусилителя. Напряжение питания на усилитель автоматически подается после включения компьютера, при наличии подключения детектора к соответствующему выходу платы анализатора SBS-50 (разъем тип DE-9).

2. Устанавливать и уменьшать рабочее напряжение на детекторе можно со скоростью не более  $100\text{ В/мин}$ .

3. Выключать напряжение питания предусилителя можно не ранее, чем через пять минут после выключения питания детектора.

## Проведение эксперимента

**ВНИМАНИЕ!!! Включение установки и размещение источника ионизирующего излучения осуществляются только в присутствии преподавателя**

Задание 1. Снять амплитудное распределение импульсов для 5-ти источников гамма-излучений ( $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ). Время измерения каждого спектра 10 мин. Результаты измерения занести в таблицу 1.

Таблица 1. Исследование полупроводникового спектрометра.

Радионуклид	$E_\gamma$ , кэВ	$k$ , %	$N$ имп.	$n_1$ канал	$n_2$ канал	$N_1$ имп.	$N_2$ имп.	$N_m$ канал	$R$ , кан	$R$ , %

Записать количество импульсов под площадью пика без вычитания фона  $N$ . Далее записать положение маркеров выделения пика полного поглощения (номер канала,  $n_1$ ,  $n_2$ ) и число импульсов в этих каналах,  $N_1$ ,  $N_2$ .

Записать номер канала,  $N_m$ , соответствующий максимуму пика полного поглощения, и энергетическое разрешение спектрометра,  $R$ , в каналах. Вычислить значение разрешения в процентах как отношение полной ширины на половине высоты к центру пика полного поглощения.

Все необходимые в работе значения можно получить в информационном поле обработки набранного спектра (см. руководство к программе набора и обработки).

Набранные спектры необходимо сохранить в соответствующую папку на рабочем столе в формате файлов программы набора и обработки, а также в виде снимков с экрана для дальнейшего использования в отчете. При процедуре сохранения в формате файлов программы, существует возможность произвести сохранение в формате .SPE, который можно редактировать или читать с помощью текстового редактора. Сам файл представляет собой набор данных, соответствующий записанному спектру: в шапке в начале и в конце файла идет общая информация о наборе, а между ними находится столбец данных, каждая строчка в котором соответствует числу отсчетов зарегистрированных в каналах спектрометра. Отсчет каналов ведется от нулевого значения. Файлы спектров в приве-

денном формате в дальнейшем можно использовать для построения спектров в сторонних программах обработки данных (Excel, Mathcad, Origin и др.)

Задание 2. Построить градуировочный график энергетической зависимости спектрометра  $N_m = f(E_\gamma) = a * E_\gamma + b$ .

Задание 3. Исследовать зависимость разрешения спектрометра от энергии гамма-излучения. Разрешение определять по формуле  $d = (R * 100\%) / (E_\gamma * a)$ . Построить график разрешения в зависимости от энергии.

Задание 5. Определить зависимость абсолютной фотоэффективности,  $\varepsilon$ , от энергии фотонов. Абсолютную фотоэффективность спектрометра определять по формуле

$$\varepsilon = \frac{(N - N_f)}{A * t * k * e^{-0.693 * \frac{t}{T_{1/2}}}}$$

где  $N - N_f = N - (N_1 + N_2) * (n_2 - n_1) / 2$  – число импульсов в пике полного поглощения,  $A$  – активность источника по паспорту,  $t = 180$  с – время набора спектра,  $k$  – квантовый выход фотонов,  $t$  – время распада источников ОСГИ, прошедшее с момента паспортизации их активности до момента измерения и  $T_{1/2}$  – период полураспада.

#### Контрольные вопросы

1. Принцип действия и устройство ППД.
2. Схемы включения ППД.
3. Зонная структура полупроводников.
4. Физический смысл энергии Ферми.
5. Как определить концентрацию электронов в зоне проводимости полупроводника?
6. Механизм образования свободных носителей заряда в ППД.
7. Величина энергии, необходимая для образования одной пары носителей в полупроводниках.
8. Собственная и примесная проводимости полупроводников.
9. Скомпенсированные полупроводники.
10. Время жизни носителей зарядов в полупроводниках.

11. Диффузия и дрейф носителей заряда в полупроводниках.
12. Время собирания заряда в полупроводниках.
13. Форма импульса на выходе ППД.
14. Энергетическое разрешение ППД.
15. Способы определения энергетического разрешения ППД.
16. Шумы ППД.
17. Влияние шумов на энергетическое разрешение ППД.
18. Свойства *p-n*-переходов.
19. Ширина и емкость *p-n*- перехода.
20. Поверхностно-барьерные ППД, их устройство, основные характеристики и области применения.
21. Диффузионно-дрейфовые ППД, их устройство, основные характеристики.
22. Устройство полупроводникового спектрометра гамма-излучения.

#### Список рекомендуемой литературы

1. Абрамов А.И., Казанский Ю. А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. - М.: Энерго-атомиздат, 1985.
2. Калашникова В.И., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц. - М.: Наука, 1966.
3. Столярова Е.Л. Прикладная спектрометрия ионизирующих излучений. - М.: Атомиздат, 1964.

Данные по источникам излучения, используемым в работе.

Источник	A <sub>0</sub> , кБк	E <sub>γ</sub> , кэВ	к, %	T <sub>1/2</sub> , сут.	Дата паспортизации активности
<sup>137</sup> Cs	113,5	661,660	85,1	11020	31.12.2001 г.
<sup>60</sup> Co	99,66	1173,238	99,86	1925,5	
		1332,502	99,98		
<sup>22</sup> Na	123,1	511	180,76	950,8	
		1274,54	99,9		
<sup>241</sup> Am	110,4	59,54	36	157899	
<sup>133</sup> Ba	117	79,631	2,5	3862	
		80,998	34,11		
		276,398	7,147		
		302,853	18,30		
		356,017	61,94		