

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ДЕТЕКТОР

В работе изучаются основные характеристики полупроводникового детектора и методика обработки экспериментальных данных при регистрации случайных процессов. Работа знакомит с α -спектрометром на базе полупроводникового счетчика, дает представление об амплитудных спектрах импульсов на выходе такого счетчика, когда он регистрирует электроны и γ -кванты.

1. Полупроводниковый детектор

Полупроводниковые детекторы получили широкое распространение как счетчики числа частиц и как приборы для измерения энергии частиц (спектрометры) с высокой разрешающей способностью. Принцип их работы основан на том, что при прохождении через счетчик ионизирующей частицы заряды, образованные в веществе счетчика, собираются на электродах. По сравнению с другими детекторами, работающими на том же принципе, например, с ионизационной камерой, полупроводниковый детектор обладает большими преимуществами. Прежде всего, на образование одной пары носителей заряда в полупроводниковом счетчике требуется в ~ 10 раз меньше энергии, чем в газах. Кроме того, высокая плотность вещества счетчика (в $\sim 10^3$ раз выше, чем плотность газов) позволяет получить существенно больший заряд на единице пути частицы в счетчике.

Вследствие этих причин точность измерения ионизации, создаваемой частицей в полупроводниковом счетчике, значительно выше, чем в ионизационной камере.

Кроме того, благодаря большой плотности и высокой тормозной способности в полупроводниковом счетчике могут полностью затормозиться не только α -частицы, но даже сравнительно длиннопробежные частицы - электроны, протоны с умеренной энергией. В этом случае детектор позволяет измерить их энергию, т.е. работает как спектрометр полного поглощения.

По сравнению со сцинтилляционными детекторами полупроводниковый детектор имеет существенно более высокую способность разделять частицы с близкими энергиями. Это объясняется тем, что в сцинтилляторе на образование одного

фотоэлектрона в системе, состоящей из сцинтиллятора и фотоумножителя, расходуется энергия ~ 300 эВ, т.е. в ~ 100 раз больше, чем в полупроводниковом детекторе. Это одна из причин того, что в полупроводниковых счетчиках относительная флуктуация величины сигнала существенно меньше.

Наконец, важной особенностью полупроводниковых счетчиков являются их малые габариты. Это сильно расширило возможности применения таких детекторов не только в области физического эксперимента, но и в технике – в приборах технологического контроля и в медицине. В атомной физике полупроводниковые счетчики применяются, например, в исследованиях по термоядерному синтезу для изучения рентгеновского излучения плазмы.

2. Механизм работы полупроводникового детектора

Для выяснения работы детектора необходимо понять некоторые основные положения теории переноса заряда в полупроводниках. Как известно, в изолированном атоме любого вещества электроны находятся на определенных энергетических уровнях.

В твердом теле атомы находятся на близких расстояниях друг от друга. Энергетические уровни для каждого изолированного атома расщепляются на N близко расположенных подуровней, так как на движение каждого электрона влияют электрические поля соседних атомов.

Такая совокупность близко расположенных энергетических уровней образует зону. При расщеплении валентного уровня соответствующая ему зона называется валентной. Следующая зона, в которой электроны еще менее, чем в валентной зоне, связаны с атомами кристалла, называется зоной проводимости. Схема расположения этих зон показана на рис.1.

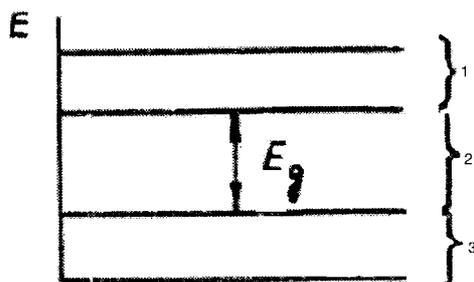


Рис.1. Схема расположения энергетических зон в полупроводнике:
1 – зона проводимости; 2 – запрещенная область; 3 – валентная зона

Структура этих зон и степень заполнения их электронами определяет электрические свойства вещества. Так, в металлах валентная зона перекрывается с зоной проводимости. В диэлектриках зона проводимости и валентная зона разделены энергетическим зазором E_g (запрещенная зона). Если ширина запрещенной зоны меньше 2 эВ, то вещество считается полупроводником, а если больше 2 эВ, то изолятором. Любой электрон внутри твердого тела не является свободным, так как подвержен действию периодического поля ионных остовов кристалла и электрических полей других электронов. Поэтому под действием внешнего электрического поля, в которое помещен кристалл, электрон не будет перемещаться как свободная частица. В зависимости от величины его импульса и от направления движения, внешнее поле в совокупности с внутренними полями может ускорить (или замедлить) электрон сильнее, чем только одно внешнее поле. Однако можно все же рассматривать электрон как свободный, но имеющий некоторую эффективную массу, меньшую (или большую) массы свободной частицы, т.е. в рассмотрение вводится представление об электроне как о квазичастице с некоторой эффективной массой.

Рассмотрим для иллюстрации чистый полупроводник – кремний.

Для кремния ширина запрещенной области $E_g = 1,09$ эВ. При температуре $T = 0^0$ К в кремнии валентная зона заполнена полностью, а в зоне проводимости электронов нет. При повышении температуры за счет теплового движения валентные электроны могут приобрести энергию достаточную для преодоления энергетической щели E_g и перейти в зону проводимости. Такая проводимость называется собственной, в отличие от примесной, о чем будет сказано ниже. Здесь надо подчеркнуть следующее

обстоятельство. В полупроводнике при температуре $T > 0$ носителями тока будут:

а) электроны, находящиеся в зоне проводимости, и

б) электроны, находящиеся в валентной зоне, так как в валентной зоне в полупроводнике имеются свободные (или вакантные) энергетические уровни.

Однако во втором случае характер носителей заряда весьма необычен - это электроны, находящиеся вблизи верхней границы или потолка валентной зоны. Как следует из теории твердого тела, эффективная масса таких квазичастиц отрицательна. Под действием внешнего поля перемещение электронов можно описать как перемещение частицы с положительной массой и положительным знаком электрического заряда. Такую квазичастицу, описывающую процесс переноса заряда у потолка валентной зоны, называли дыркой, а соответствующую проводимость - дырочной или p -проводимостью (p - positive). Обычную или электронную проводимость обозначают n (negative).

Таким образом, в полупроводнике при повышении температуры возникают пары носителей заряда, каждая из пар - это электрон и дырка. При обратном переходе электрона в валентную зону вакантный уровень заполняется, что эквивалентно процессу уничтожения или рекомбинации пары.

Проводимость, о которой шла речь выше, называют собственной проводимостью полупроводника. Число электронов и равное ему число дырок при комнатной температуре, например в кремнии, составляет $\approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Такая концентрация носителей заряда обусловлена двумя конкурирующими процессами - переходом электронов в зону проводимости и рекомбинацией пар.

Рассмотрим теперь так называемую "примесную" проводимость. Если в чистый полупроводник, например, кремний, ввести атомы другого вещества, имеющие большую валентность (например, фосфор), то такие атомы, заместив в кристаллической решетке атомы кремния, принесут с собой в кристалл добавочные электроны. Такие электроны оказываются слабо связанными с атомами примеси, а их энергетический уровень попадает внутрь запрещенной зоны. Как показывает расчет, положение примесного (или донорного) уровня находится вблизи зоны проводимости, как это показано на рис.2.

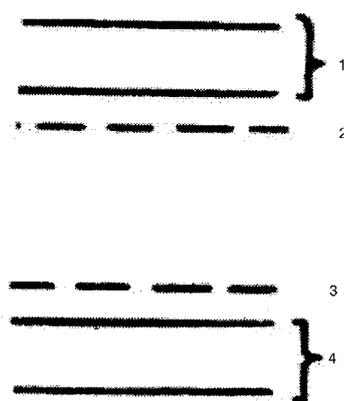


Рис.2. Положение энергетических уровней в полупроводнике при наличии примесей: 1 – зона проводимости; 2 – донорный уровень; 3 – акцепторный уровень; 4 – валентная зона

При температуре $T > 0$ электрон с донорного уровня легко переходит в зону проводимости, не образуя дырок в полупроводнике.

Благодаря наличию в зоне проводимости электронов, полупроводник приобретает способность проводить электричество, причем носителями заряда являются электроны, т.е. получается проводимость n-типа.

Аналогичная картина получается при изготовлении полупроводников с р-типом проводимости. Для этого в чистый полупроводник вводят инородные атомы, имеющие меньшее число валентных электронов, чем у исходного вещества.

Такой примесный атом захватывает из валентной зоны электрон на акцепторный уровень, расположенный в запрещенной зоне вблизи потолка валентной зоны. В результате в полупроводнике образуется дырка, а сам полупроводник способен к проводимости, т.е. к дырочному току.

В реальном полупроводнике обычно имеются примеси как донорного типа, так и акцепторного. Если преобладающей является донорная примесь, то $n_n > n_p$. В таком полупроводнике электроны являются основными носителями, дырки - неосновными носителями, а сам полупроводник называется полупроводником n-типа. Если же преобладающей является акцепторная примесь, то $n_p > n_n$, основными носителями являются дырки - полупроводник р-типа.

На рис.3 показано расположение ионов при наличии в кристаллической решетке кремния примесных атомов бора.

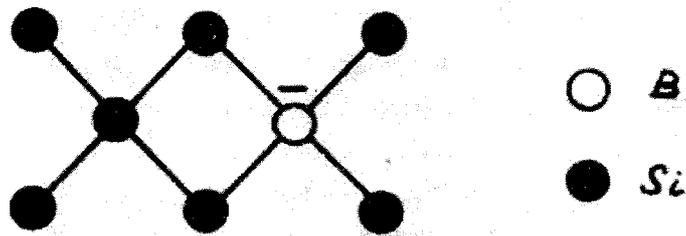


Рис.3 . Расположение ионов в кристаллической решетке кремния при наличии примесных атомов бора

Атомы кремния - четырехвалентные, а бора - трехвалентные. Поэтому, чтобы заместить атом Si, бор присоединяет к себе "чужой" электрон из валентной зоны, тем самым, создавая дырку. Таким образом, благодаря примеси бора кремний становится полупроводником p-типа.

Если теперь в какую-то часть p-кремния ввести также донорные примеси, то в одном и том же полупроводнике будут две разные области, обладающие обоими типами проводимости. Что же происходит в полупроводнике, обладающем обоими типами проводимости? В отсутствие внешнего электрического поля электроны проводимости, поставляемые донорами (например, литием), будут в основном находиться в n-области (см. рис. 4 а), так как электроны притягиваются положительным пространственным зарядом донорных ионов.

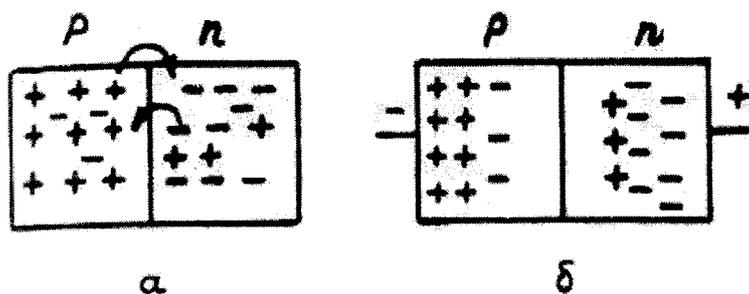


Рис.4 . Расположение электронов и дырок: а – без поля; б – в электрическом поле

Дырки, поставляемые акцепторами (например, атомами бора) в основном находятся в p-области, ибо притягиваются отрицательно

заряженными ионами акцептора. Однако, на границе раздела р- и п-слоев, вследствие диффузии, электроны и дырки будут перемешиваться, т.е. дырки будут уходить в п-область, оставляя за собой отрицательный заряд, некомпенсированный акцептором, а электроны, переходя в р-область, создают на границе п-области положительный заряд ионов доноров.

Таким образом, вследствие диффузии на границе р-п-слоя образуется двойной электростатический слой, электрическое поле которого прекращает дальнейшую диффузию электронов и дырок через границу слоя. Этот эффект в полупроводниковом счетчике значительно усиливается благодаря приложению к кристаллу внешнего электрического поля, такого, чтобы еще более усилить действие двойного электростатического слоя. Для этого к р-области приложено отрицательное напряжение, благодаря чему носители заряда-дырки подтянуты к отрицательному электроду, а электроны из п-слоя - к другому (положительному) электроду. Получаемая картина распределения носителей заряда в этом случае показана на рис.4,б. В результате внутри кристалла образуется сравнительно протяженная переходная область (обедненная область), в которой отсутствуют носители заряда - электроны и дырки. В этой области находятся лишь атомы исходного полупроводника, ионы акцепторов и доноров, образующие двойной электростатический слой.

Именно эта область полупроводника и является рабочей или чувствительной областью детектора. Ширина чувствительной области в кремниевом детекторе зависит от приложенного напряжения и определяется соотношением /1,2 /

$$d = 5,3 \cdot 10^{-5} (\rho V)^{1/2} \text{ см}, \quad (1)$$

где ρ - удельное сопротивление в Ом·см, V – напряжение на счетчике в вольтах.

При прохождении через эту область ионизирующей частицы в ней вновь образуются носители заряда - электроны и дырки. Электрическое поле отсасывает их из чувствительной области. В результате во внешней цепи возникает импульс тока.

На этом принципе основана работа так называемых "поверхностно-барьерных" полупроводниковых детекторов (рис.5).

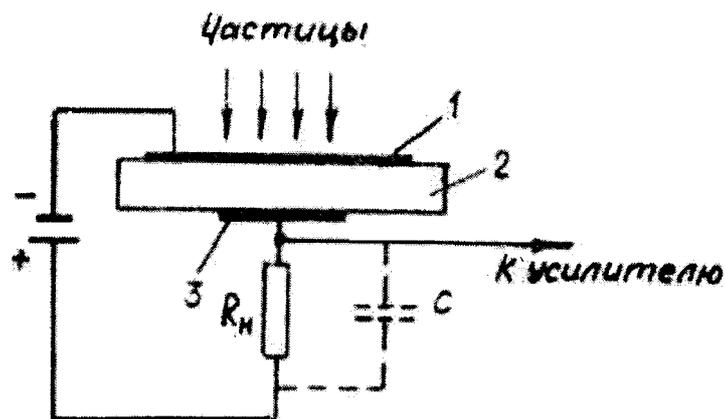


Рис.5. Схема включения поверхностно-барьерного полупроводникового детектора: 1 – тонкий слой золота; 2 – пластина из кремния п-типа; 3 – слой никеля

Приведем здесь типичные характеристики для поверхностно-барьерных детекторов:

$\rho = 300 \text{ Ом}\cdot\text{см}$
(низкоомный кремний)

$V = 100 \text{ В}$

$d = 85 \text{ мкм}$

$\rho = 3000 \text{ Ом}\cdot\text{см}$
(высокоомный кремний)

$V = 100 \text{ В}$

$d=270 \text{ мкм.}$

Чтобы с помощью детектора можно было измерить энергию частиц, их пробег должен полностью укладываться в чувствительном объеме. Для этого требуются детекторы с большой толщиной обедненной области, что может быть достигнуто либо повышением напряжения обратного смещения на детекторе, либо путем использования детектора из материала с большим удельным сопротивлением. Повышение напряжения на детекторе влечет за собой увеличение шумов. Выполнение второго условия означает получение материала с очень малой концентрацией примесей, что связано с очень большими техническими трудностями. Увеличение рабочей области детектора может быть достигнуто путем компенсации примесной проводимости введением другой примеси с противоположной проводимостью. Детекторы, изготовленные по этому принципу, называются диффузионно-дрейфовыми.

3. Временное и энергетическое разрешение полупроводникового детектора

Рассмотрим кратко вопрос о том, что препятствует полному собиранию носителей заряда на электродах. Пусть в момент времени $t = 0$ регистрируемая счетчиком частица образовала n_0 электронно-дырочных пар. В отсутствие внешнего поля электронно-дырочные пары начнут рекомбинировать по закону $n = n_0 e^{-t/\tau}$, где τ - время жизни носителей заряда. При наличии внешнего электрического поля происходит разделение образовавшихся вдоль траектории частицы пар и собирание разноименных зарядов на электродах. Для полного собирания заряда необходимо, чтобы время жизни $\tau \gg t$ времени движения зарядов до электродов. В свою очередь, это время определяется подвижностью электронов и дырок в кристалле. Подвижность определяется как скорость дрейфа в единичном электрическом поле напряженностью 1 В/см. Например, для собственного кремния

$$\begin{aligned}\mu_n &= 1350 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с} \quad \text{при } T = 300 \text{ К}, \\ \mu_p &= 480 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}.\end{aligned}$$

Видно, что подвижности электронов и дырок хотя и различны, но одного порядка величины. Этим полупроводники отличаются от газов, в которых подвижность электронов в $\sim 10^3$ раз больше подвижности ионов. Сделаем оценку минимального времени собирания для носителей с меньшей подвижностью, т.е. для дырок,

$$t \approx \frac{d}{\mu E},$$

где $d \approx 5,3 \cdot 10^{-5} (\rho V)^{1/2}$ для поверхностно-барьерного детектора, а напряженность поля $E = V/d$, где V – напряжение, подаваемое на детектор. Получаем $t \approx 6 \cdot 10^{-12} \rho$ (с), т.е. для поверхностно-барьерного детектора время собирания носителей не зависит от напряжения смещения, поскольку с изменением напряжения изменяется и толщина обедненной области. Для "высокоомного" кремния $\rho = 3000 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ и $t \approx 1,8 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, в то время как τ для кремния $\sim 1-100 \text{ мс}$. Временный захват носителей ловушками (такого рода ловушками являются локальные уровни в запрещенной зоне, образованные либо

примесями, либо дефектами кристаллической решетки полупроводника) может в несколько раз увеличить время собирания по сравнению с рассчитанным нами минимальным. Однако, даже в этом случае полное время собирания носителей зарядов обоих знаков в полупроводниковом детекторе, как в поверхностно-барьерном, так и диффузионно-дрейфовом, оказывается одного порядка со временем собирания электронов в газовом ионизационном детекторе.

Именно малое время собирания зарядов t обеспечивает высокую временную разрешающую способность полупроводникового счетчика, т.е. возможность разделить во времени два близких импульса.

Рассмотрим теперь энергетическую разрешающую способность полупроводникового детектора.

При облучении детектора пучком моноэнергетических частиц, т.е. частиц, имеющих одинаковую энергию E_0 , в полупроводниковом детекторе создается $N \pm \Delta N$ электронно-дырочных пар. Дисперсия $(\Delta N)^2$ зависит от переданной энергии и материала детектора. Она меньше дисперсии, соответствующей закону Пуассона, на фактор F , называемый фактором Фано, т.е.

$$(\Delta N)^2 = FN.$$

Фактор Фано для кремния $F = 0,1$.

Обычно при спектрометрических измерениях вместо среднеквадратичного отклонения пользуются так называемой "шириной" линии η (ширина линии на половине высоты). Величина η связана со среднеквадратичным отклонением σ соотношением /3-5/:

$$\eta = 2,36 \cdot \sigma .$$

Таким образом, энергетическое разрешение равно $2,36 \sqrt{FN} \cdot \omega$, где ω - энергия, которая затрачивается на образование электронно-дырочной пары. Определим энергетическое разрешение для частиц с энергией 1 МэВ для кремниевого детектора:

$$2,36 \cdot \sqrt{0,1 \cdot E/\omega} \cdot \omega = 1,5 \text{ кэВ},$$

т.е. идеальный полупроводниковый детектор имеет разрешающую способность для частиц с энергией 1 МэВ $\sim 0,15\%$, в то время как самое хорошее разрешение, полученное со сцинтилляционными спектрометрами, $\sim 5\%$. Энергетическое разрешение детектора, определяемое флуктуацией числа пар созданных носителей, является теоретическим пределом. Однако, на разрешение детектора оказывают влияние и другие факторы, основными из которых

являются шумы детектора. Шумы детектора обусловлены существованием в чувствительной области детектора неосновных носителей, которые под действием приложенного напряжения создают в нем так называемый "обратный" ток. Флуктуации этого тока (шумы детектора) дают дополнительный разброс в амплитуду выходных импульсов. При больших значениях обратного тока (тока утечки детектора) шумы детектора вносят основной вклад в энергетическое разрешение.

4. Спектрометрия тяжелых заряженных частиц, электронов и γ -квантов

Тяжелые заряженные частицы - α -частицы с энергией до нескольких десятков МэВ, осколки деления (кинетическая энергия порядка сотен МэВ) - чаще всего являются объектами спектрометрии на полупроводниковых детекторах. Для этих короткопробежных частиц, как правило, реализуется условие

$$R < d, \quad (2)$$

где R - пробег частицы в веществе детектора. В спектрометрах короткопробежных частиц обычно используют кремниевые поверхностно-барьерные детекторы, для которых величина d определяется формулой (1). Альфа-спектрометры с такими детекторами позволяют получать высокое энергетическое разрешение (порядка нескольких кэВ) и выявлять детали тонкой структуры α -спектров. Условие (2) обеспечивает высокую линейность кривой энергетической градуировки α -спектрометров. С техникой получения энергетических спектров α -источников и калибровки α -спектрометров знакомит упражнение 2.

При регистрации электронов полупроводниковые детекторы могут применяться либо просто как счетные приборы (например, в широко используемых промышленностью β -реле), либо как составной регистрирующий элемент магнитного спектрометра, либо в качестве самостоятельного спектрометрического устройства. Для электронов - частиц малой массы - заметную роль играет обратное рассеяние, которое приводит к уменьшению амплитуды импульсов счетчика. Поэтому в случае моноэнергетических электронов, пробег которых целиком укладывается в обедненном слое (т.е. выполняется условие (2)), спектр амплитуд импульсов состоит из пика полного поглощения и спектра уменьшенных по амплитуде импульсов, имеющего практически постоянный уровень. В целом такой спектр можно грубо аппроксимировать модельной кривой типа "пик +

"хвост" постоянной амплитуды" ("хвост" простирается в сторону меньших энергий). С ростом энергии электронов E , когда условие (2) перестает выполняться, пик полного поглощения остается, что обусловлено многократным рассеянием электронов внутри чувствительного слоя. Однако, с увеличением E высота пика полного поглощения непрерывно убывает, и все большая часть электронов оставляет в детекторе энергию, близкую к средним потерям для электронов с минимальной ионизацией. Эффективность счета по пику полного поглощения непрерывно уменьшается.

Поэтому энергия моноэнергетических электронов (например, электронов внутренней конверсии) может быть определена по пику полного поглощения даже в том случае, когда условие (2) не выполняется, что характерно для поверхностно-барьерных счетчиков. Но изучение непрерывных энергетических спектров электронов (например, β -спектров) с помощью таких детекторов нецелесообразно. Спектр сильно деформируется, обогащаясь импульсами малых амплитуд. При этом определение, например, граничной энергии β -спектра, становится затруднительным. Для целей β -спектрометрии обычно используют толстые диффузионно-дрейфовые детекторы. Тонкие полупроводниковые детекторы удобно использовать для измерения удельных ионизационных потерь. Они часто применяются при идентификации частиц в составе ($\Delta E - E$)-телескопов в качестве ΔE -счетчиков.

Большой прогресс в спектрометрии γ -квантов связан в основном с созданием германиевых полупроводниковых детекторов, которые не изучаются в данной работе. Эти детекторы позволяют получать энергетическое разрешение на один-два порядка выше, чем у сцинтилляционных детекторов с кристаллами NaI(Tl). В германиевых детекторах энергия E_γ γ -кванта определяется по фотопику.

В кремниевых детекторах из-за их относительно низкого Z фотопик практически не наблюдается. Но энергия γ -квантов может быть определена и с помощью этих детекторов либо за счет регистрации электронов внутренней конверсии, когда исследуются γ -переходы в ядрах, либо в общем случае за счет наблюдения максимальной энергии E_γ в спектре комптоновских электронов. При комптоновском рассеянии справедливо следующее соотношение

$$E_K = E_\gamma(2E_\gamma/E_e)(1 + 2E_\gamma/E_e)^{-1}, \quad (3)$$

где E_e - энергия покоя электрона.

В детекторах с большой толщиной чувствительного слоя в

соответствии с теорией Клейна-Нишины энергетический спектр комптоновских электронов резко обрывается, причем вблизи E_K может наблюдаться особенность типа несимметричного широкого пика. В поверхностно-барьерных счетчиках эти особенности не обнаруживаются, но значение E_K также может быть измерено.

5. α -распад

С целью лучшего понимания особенностей α -спектров, исследуемых в этой работе, в двух следующих параграфах даны основы теории α -распада.

Явление α -распада состоит в том, что тяжелые ядра с $Z > 83$ самопроизвольно испускают α -частицы (ядра гелия). Ядро может разделиться, если масса исходного ядра больше суммы масс образующихся частей

$${}^A_Z M \geq {}^{A-4}_{Z-2} M + {}^4_2 m \quad (4)$$

Запишем закон сохранения энергии для α -распада:

$${}^A_Z M c^2 = \{ {}^{A-4}_{Z-2} M + {}^4_2 m \} c^2 + T_\alpha + T_{\text{я.о.}} \quad (5)$$

где T_α и $T_{\text{я.о.}}$ - кинетическая энергия α -частицы и ядра отдачи соответственно. Обычно до распада исходное ядро находится в состоянии покоя, так как его тепловым движением при комнатной температуре можно пренебречь. Поэтому закон сохранения импульса дает

$$\begin{matrix} \rightarrow & \rightarrow \\ |p_\alpha| & = & |p_{\text{я.о.}}| \end{matrix} \quad (6)$$

Решая эти уравнения, получаем

$$T_{\text{я.о.}} = T_\alpha \frac{m_\alpha}{M_{\text{я.о.}}} \quad (7)$$

$$T_\alpha = \left\{ {}^A_Z M - {}^{A-4}_{Z-2} M - {}^4_2 m \right\} c^2 \frac{M_{\text{я.о.}}}{M_{\text{я.о.}} + m_\alpha} \quad (8)$$

Так как $M_{\text{я.о.}} \gg m_\alpha$, то основную долю энергии уносит α -частица, оставшуюся энергию (около 2%) уносит ядро отдачи. Из приведенных формул может быть найдена энергия, уносимая α -

частицей при распаде конкретного ядра. В этом случае, если распадающееся и конечное ядра находятся в основном состоянии, т.е. не возбуждены, то испускаются α -частицы с одной определенной энергией. Например: ядро ${}^{214}_{84}\text{Po}$, распадаясь, испускает α -частицы с кинетической энергией $T_{\alpha} = 7,68$ МэВ. Однако, если α -распад осуществляется в одно из возбужденных состояний конечного ядра, или, наоборот, из возбужденного состояния исходного ядра, то энергия α -частиц будет соответственно меньше или больше основной. Таким образом, энергетический спектр α -частиц отражает энергетические состояния исходного и конечного атомного ядра. Известно, что энергетические состояния атомных ядер являются дискретными. На рис.6 показана типичная схема энергетических уровней для ядра $\text{ThC}''({}^{208}_{81}\text{Th})$, образующегося при α -распаде атомного ядра $\text{ThC}({}^{212}_{83}\text{Bi})$. Ядро ThC при этом находится в основном состоянии (горизонтальная линия справа вверху). Цифры у горизонтальных линий показывают энергию возбужденного ядра в мегаэлектронвольтах. Линии с индексом α_i соответствуют распаду ThC в одно из i -х состояний ядра ThC'' .

Получающийся энергетический спектр α -частиц состоит из нескольких моноэнергетических линий близких по энергии друг к другу. Такова природа возникновения тонкой структуры α -спектра.

Тонкая структура α -спектров встречается довольно часто. Наибольшее число линий тонкой структуры наблюдается при переходах на возбужденные уровни несферических ядер; у таких ядер имеются уровни с небольшой энергией возбуждения, связанные с вращением ядра. Обычно линии тонкой структуры α -спектра имеют малую интенсивность. Так, например, ядро радия ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ испускает 96% (от общей интенсивности) α -частиц с энергией 4,8 МэВ и только 4% с энергией 4,68 МэВ.

Энергия α -частиц известных α -активных ядер заключена в узких пределах

$$4 \text{ МэВ} \leq T_{\alpha} \leq 9 \text{ МэВ}. \quad (9)$$

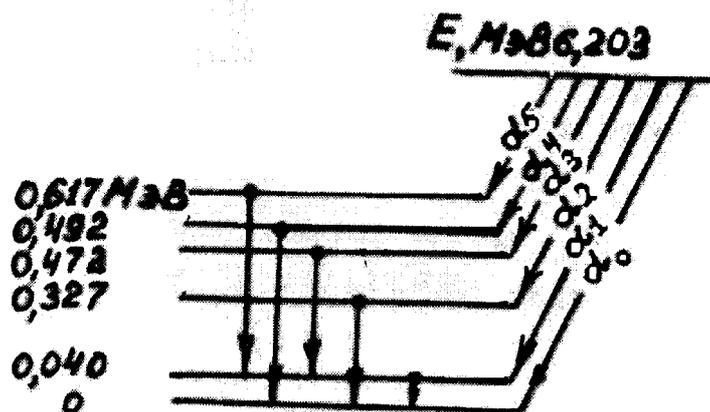


Рис. 6. Схема энергетических линий для α -распада ядра $\text{ThC} \rightarrow \text{ThC}'' + \alpha$

В том случае, если испускание α -частиц соответствует переходу из возбужденного состояния исходного ядра в основное состояние ядра-продукта, образуются длиннопробежные α -частицы. К таким ядрам относятся $\text{ThC}'(^{214}_{84}\text{Po})$ и $\text{RaC}'(^{214}_{84}\text{Po})$. Энергия α -частиц при их распаде ~ 10 МэВ.

Энергетическое рассмотрение α -распада позволяет объяснить ряд экспериментальных закономерностей этого процесса, например, возникновение тонкой структуры энергетических спектров и образование длиннопробежных α -частиц.

Рассмотрим другую важную характеристику этого процесса - период полураспада радиоактивного ядра.

Как известно, период полураспада при радиоактивном превращении атомного ядра является характерной константой данного процесса, которая не зависит от внешних условий (температуры, давления и т.п.).

По определению, период полураспада равен интервалу времени, в течение которого распадается половина от общего числа радиоактивных ядер. Период полураспада обычно обозначают $T_{1/2}$. Эта величина прямо связана со временем жизни радиоактивных ядер, т.е. интервалом времени, в течение которого распадается 63% исходных ядер.

Изменение dN числа ядер N из-за распада за промежуток времени dt определяется только количеством радиоактивных ядер N в момент t и пропорционально промежутку времени dt

$$dN = -\lambda N dt, \quad (10)$$

где λ - постоянная, характеризующая скорость распада. Интегрируя

это уравнение и учитывая, что при $t = 0$, $N = N_0$, получаем

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (11)$$

Связь константы λ с $T_{1/2}$ получаем из соотношения

$$N_0/2 = N_0 \exp(-\lambda T_{1/2}), \quad (12)$$

логарифмируя которое, получаем

$$T_{1/2} = \ln 2/\lambda. \quad (13)$$

Найденный нами закон радиоактивного распада (11) имеет статистический характер. Как видно из вывода этого закона, он получен лишь при одном допущении, что величина λ , характеризующая неустойчивость ядра, является константой, не зависящей ни от каких внешних условий. Поясним смысл статистического характера распада.

Рассмотрим еще раз малый промежуток времени dt . Определим вероятность распада как величину, пропорциональную

$$q = \lambda dt. \quad (14)$$

Именно это допущение означает, что вероятность испытать распад за единицу времени $dt = 1$ равна λ и она не зависит от времени, т.е. от предыдущей истории ядра.

Вероятность прожить в течение времени dt , т.е. не испытать распад, будет поэтому

$$p = 1 - \lambda dt.$$

Вероятность прожить время $t = kdt$ (здесь k - произвольное число) можно написать как сложное событие, состоящее из выживания от 0 до dt , затем от dt до $2dt$ и т.д. Искомая вероятность будет тогда равна произведению $(1-\lambda dt)^k = (1-\lambda dt)^{t/dt}$, что можно представить в виде

$$\left[(1 - \lambda dt)^{-1/dt} \right]^{-\lambda t}$$

Устремляя dt к нулю, в пределе получим

$$p = \lim_{dt \rightarrow 0} \left[(1 - \lambda dt)^{-\frac{1}{\lambda dt}} \right]^{-\lambda t} = e^{-\lambda t} \quad (15)$$

т.е. экспоненту в формуле (11).

Из статистического характера радиоактивного распада (11) следует, что закон строго выполняется лишь в том случае, когда N очень велико. При не очень больших N , как и во всех статистических явлениях, должны наблюдаться отклонения - флуктуации от этого закона, т.е. он справедлив для средних $N(t)$ (см. Приложение).

6. Квантово-механическое описание α -распада

Как уже говорилось, энергетическое рассмотрение α -распада позволяет определить энергию α -частиц, но не дает ответа на вопрос об интенсивности α -частиц, обладающих разной энергией. Классическое рассмотрение не дает никакой информации о величине периода полураспада, который для разных ядер заключен в очень широком диапазоне - от $1,5 \cdot 10^{-4}$ с для RaC' ($^{214}_{84}\text{Po}$) до $4,5 \cdot 10^9$ лет для урана ^{238}U .

Только квантово-механическая теория α -распада дала полное описание этого процесса. Согласно квантовой механике, протоны и нейтроны внутри ядра удерживаются ядерными силами. Как известно, средняя энергия связи на нуклон ~ 8 МэВ. Особенно велика она, например, у четно-четных ядер, каким является ^4_2He . В результате взаимодействия протонов и нейтронов внутри ядра возникают их объединения в α -частицы. На рис.7 изображена зависимость потенциальной энергии α -частицы от расстояния до центра ядра $U(r)$. В области $r < R_0$, где R_0 - радиус исходного ядра, в первом приближении потенциальная энергия постоянна и отрицательна (притяжение), в области $r \geq R_0$ потенциальная энергия определяется кулоновским отталкиванием α -частицы от ядра. Область $r < R_0$ называют "потенциальной ямой", а область $r > R_0$ - кулоновским барьером. По квантово-механическим представлениям, α -частица в "потенциальной яме" может находиться на одном из дискретных энергетических уровней, условно показанных сплошными горизонтальными линиями на рис.7 в области $r < R_0$.

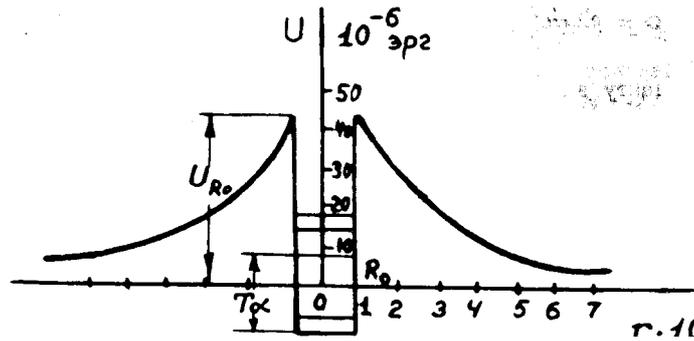


Рис. 7. Зависимость потенциальной энергии α -частицы от ее расстояния до центра ядра r

Согласно представлениям классической физики, для вылета α -частицы из ядра необходимо, чтобы ее энергия была больше высоты потенциального барьера

$$U_{R_0} = \frac{Z_0(Z-2)e^2}{R_0} \quad (16)$$

где R_0 - радиус исходного ядра, Ze - его заряд, $Z_\alpha e$ - заряд α -частицы. Для ядра урана, например, $U_{R_0} \approx 30$ МэВ. Как уже говорилось выше, средняя энергия наблюдаемых при распаде α -частиц $T_\alpha \approx 6$ МэВ, т.е. она существенно меньше величины U_{R_0} и, следовательно, по классической физике испускание α -частиц невозможно.

При квантово-механическом рассмотрении распад возможен вследствие так называемого "туннельного эффекта" или прохождения частицы через потенциальный барьер. Мы не будем приводить здесь расчетов, связанных с таким переходом, укажем лишь, что постоянная распада λ определяется в теории α -распада соотношением / 6,7 /

$$\lambda = K D, \quad (17)$$

где K - число соударений α -частицы о границы ядра (границы потенциального барьера), испытываемых α -частицей за 1 с; D - прозрачность барьера. Согласно оценке, сделанной Ландау, величина K приравнивается частоте осциллятора, расстояние между уровнями которого равно среднему расстоянию δ между энергетическими уровнями α -частицы в исходном ядре. В этом случае

$$K = \frac{D}{2\pi h} \quad (18)$$

Прозрачность потенциального барьера D определяется соотношением

$$D = \exp\left\{-\frac{2}{h} \int_{R_0}^r \sqrt{2m_0 \left(\frac{(Z-2)Z_0 e^2}{r} - T_0 \right)} dr\right\} \quad (19)$$

где r - расстояние от центра ядра, остальные обозначения прежние.

Из формул (17), (18), (19) видно, что постоянная распада сильно зависит от энергии α -частицы T_α и величины потенциального барьера ядра U , так как эти величины определяют показатель экспоненты.

7. Схема установки и упражнения

В работе используется кремниевый поверхностно-барьерный детектор. Амплитуда импульса, снимаемого с детектора, $U=q/c$. Емкость поверхностно-барьерного детектора зависит от напряжения обратного смещения, так как с изменением напряжения смещения изменяется толщина чувствительной области d (см. формулу (1)). Таким образом, нарушается однозначная связь амплитуды импульса с величиной заряда, образованного в обедненной области ионизирующей частицей, т.е. нарушается линейная зависимость амплитуды импульса от энергии частицы. Избежать этого позволяет усилитель (точнее предусилитель), чувствительный не к величине напряжения, а к величине заряда (см. техническое описание усилителя). Такая чувствительность к заряду достигается введением емкостной отрицательной обратной связи. На рис.8 показана схема подключения детектора к усилителю.

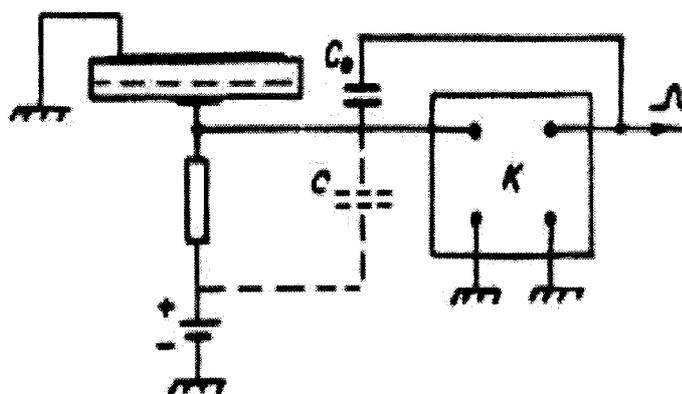


Рис. 8. Схема подключения детектора к усилителю

Если коэффициент усиления усилителя без обратной связи равен k , то $U_{\text{ВЫХ}} = -kU_{\text{ВХ}}$. Емкость обратной связи C_0 оказывается включенной параллельно емкости C , так что заряд, образованный ионизирующей частицей, распределяется между этими двумя емкостями:

$$q = q_{C_0} + q_C,$$

$$q_{C_0} = C(U_{\text{ВХ}} - U_{\text{ВЫХ}}), \quad q_C = CU_{\text{ВХ}}.$$

Отсюда получаем

$$q = C_0(U_{\text{ВХ}} - U_{\text{ВЫХ}}) + CU_{\text{ВХ}} = -(C_0/K)U_{\text{ВЫХ}} - C_0U_{\text{ВЫХ}} - (C/K)U_{\text{ВЫХ}},$$

$$U_{\text{ВЫХ}} = -q/(C/K + C_0/K + C_0)$$

Если $C/K \ll C_0$, тогда $U_{\text{ВЫХ}} \approx -q/C_0$, т.е. не зависит от емкости детектора. Величина обратной связи C_0 выбирается достаточно малой (единицы пикофарад при $k \sim 500$) и к ней предъявляются высокие требования в отношении стабильности.

Блок-схема установки показана на рис. 9.

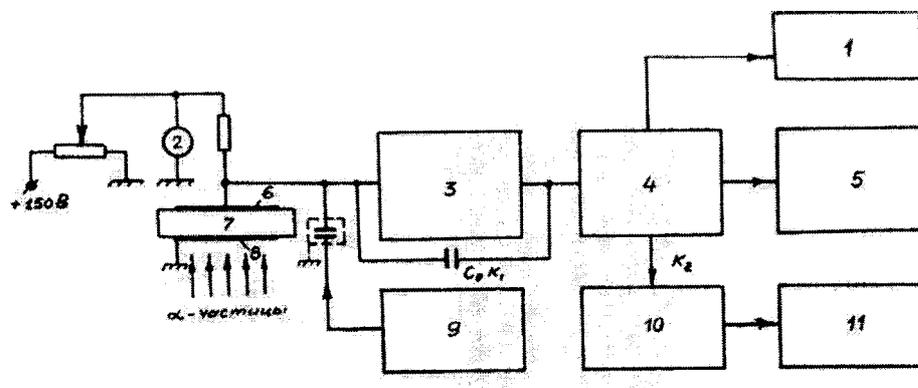


Рис. 9. Блок-схема установки: 1 – осциллоскоп; 2 – вольтметр; 3 – предусилитель; 4 – основной усилитель; 5 – многоканальный амплитудный анализатор; 6 – слой никеля; 7 – пластина кремния n-типа; 8 – тонкий слой золота; 9 – генератор импульсов; 10 – формирователь; 11 – пересчетный прибор

В работе используются две камеры с радиоактивными препаратами. В первой камере закреплен кремниевый детектор, против которого может устанавливаться любой препарат из набора α -источников. Импульс напряжения усиливается

зарядочувствительным предусилителем и подается на основной усилитель. Затем его можно подать либо на осциллограф, либо на многоканальный анализатор, либо через формирователь на пересчетный прибор. Во второй камере установлен другой кремниевый полупроводниковый детектор, против которого можно фиксировать поочередно источники ^{204}Tl и ^{137}Cs .

Электронный блок включает в себя блок питания детектора, усилитель, генератор импульсов и многоканальный амплитудный анализатор. Управление блоком может производиться как вручную, так и через персональный компьютер с помощью специальной программы.

Предполагается, что студенты, выполняющие задачу, будут управлять блоком с компьютера. В этом случае нормальное положение переключателей блока и подключение к нему кабелей выглядит следующим образом (все три тумблера управления П2, П3, П4 – в нижнем положении (РС), тумблер П4 также в нижнем положении).

В работе используется осциллограф С1-75, имеющий цифровой вольтметр, с помощью которого можно измерять, в зависимости от положения переключателя П1, напряжение на полупроводниковом детекторе или амплитуду импульсов генератора (точнее, постоянное напряжение, равное амплитуде импульсов).

Экран монитора компьютера выглядит так:

Задание напряжения смещения на детекторе производится путем нажатия клавиши «Д» (здесь и далее все буквы русские). При этом на экране появляется окно, в которое надо ввести число от 0 до 255, после этого нажать на клавишу «Enter». Напряжение меняется от 0 до примерно 50В пропорционально введенному числу.

Задание коэффициента усиления производится нажатием клавиши «У», введением в появляющемся окне числа от 0 до 255 и нажатием клавиши «Enter».

Сброс содержимого памяти анализатора: нажать клавишу «С».

Начало/продолжение работы спектра: нажать клавишу «Н».

Остановка набора спектра (пауза): нажать клавишу «П».

Задание амплитуды импульсов генератора производится нажатием клавиши «Г», введением в появляющемся окне числа от 0 до 255 и нажатием клавиши «Enter». Амплитуда меняется от 0 до примерно 4В пропорционально введенному числу.

Сохранение содержимого памяти анализатора в файл: нажать

клавишу «Запись», ввести имя файла в появившемся окне и нажать клавишу «Enter».

Загрузка в память анализатора содержимого ранее сохраненного файла со спектром: нажать клавишу «Чтение», ввести имя существующего файла и нажать клавишу «Enter».

Содержимое памяти анализатора сбрасывается (заполняется нулями) только если нажать клавишу «С» или при выходе из программы (клавиша «В»). Поэтому можно продолжать набор статистики, нажав клавишу «Н», после паузы (остановки набора клавишей «П»).

Менять вертикальный масштаб спектра на экране можно клавишами «+» и «-».

Рекомендуемые значения параметров:

-для α -упражнения: усиление $K=100$, напряжение на детекторе $V=0 - 255$ (0 - 54В), амплитуда генератора (при усилении 100) 0 - 197.
-для β -упражнения: усиление $K = 255$.

УПРАЖНЕНИЕ 1

1. Исследование амплитуды и длительности импульса напряжения при прохождении α -частицы через кремниевый поверхностно-барьерный детектор

Включить установку (см. Инструкцию включения установки). Рекомендуемые значения параметров установки, вводимые с клавиатуры, даны в дополнительном описании. Подать на предусилитель сигнал с детектора, укрепленного в первой камере. Против полупроводникового детектора установить источник α -частиц ^{238}Pu . Такой источник испускает 72% α -частиц с энергией 5499 кэВ и 28% с энергией 5456 кэВ. Получить на экране осциллографа импульсы напряжения при прохождении α -частиц через кремниевый детектор.

Исследовать зависимость амплитуды и формы импульса от напряжения смещения, подаваемого на полупроводниковый детектор. С этой целью рекомендуется при напряжении смещения 0, 15, 30, 40, 50 В измерить на осциллографе амплитуду в вольтах и длительности переднего и заднего фронтов импульса в секундах.

2. Определение энергии, идущей на образование одной

электронно-дырочной пары в кремнии

Амплитуда импульса напряжения на экране осциллографа $V = K_{o.y.} Q / C_o$, где K - коэффициент усиления "основного усилителя"; Q - заряд, образованный при прохождении α -частицы через детектор, причем $Q = ne$, где $n = E\alpha/\omega$ - число электронно-дырочных пар, e - заряд электрона, а ω - средняя энергия образования пары носителей в кремнии. Эту энергию можно определить, если известны $E\alpha$, C_o и $K_{o.y.}$. В нашем случае $C_o = 4,6$ пф и $K_{o.y.} \approx 50$ при коэффициенте усиления 255.

УПРАЖНЕНИЕ 2

Исследование энергетических спектров α -источников при помощи многоканального амплитудного анализатора импульсов

1. Прежде чем приступить к исследованию энергетических спектров α -источников, нужно убедиться в том, что многоканальный анализатор работает в нужном диапазоне амплитуд. Известно, что максимальная энергия при α -распаде ~ 10 МэВ, а $E\alpha$ для $^{238}\text{Pu} \sim 5,5$ МэВ. Поэтому следует включить генератор стандартных амплитуд (см. рис.9) и подобрать от него такой сигнал, чтобы его величина на экране осциллографа совпала с величиной сигнала от ^{238}Pu .

Надо добиться того, чтобы эта амплитуда попадала бы приблизительно в средний канал анализатора, а вдвое большая - в один из последних.

2. Проверить линейность усилительного тракта. Для этого обычно производят калибровку тракта генератором стандартных амплитуд, изменяя напряжение от генератора вплоть до амплитуды, эквивалентной энергии α -частицы ~ 10 МэВ. Вся информация следует записывать запоминающим устройством анализатора, а затем в виде текстовых файлов в память компьютера. По этим данным нужно построить зависимость номера канала от амплитуды напряжения. При этом необходимо определить положение нуля анализатора.

Теперь нужно приступить к исследованию спектров:

- 1) спектры от известных α -источников;
- 2) спектры от неизвестных α -источников.

Определить при помощи двух известных α -источников цену

деления анализатора.

Определить энергетический спектр от неизвестного α - источника. Найти энергетическое разрешение спектрометра $\Delta E_{1/2} / E_0$, как это показано на рис.10. $\Delta E_{1/2}$ - ширина амплитудного распределения на половине высоты для моноэнергетической частицы, имеющей энергию E_0 . Число частиц в максимуме для данной энергии $N(E_0)$ должно быть получено с погрешностью не хуже, чем 3%.

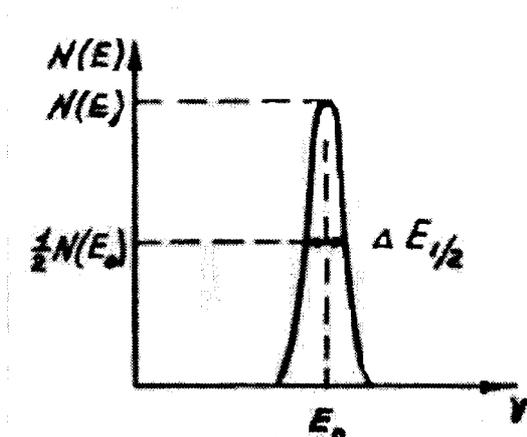


Рис. 10. Экспериментальное энергетическое распределение для частиц с энергией E_0

УПРАЖНЕНИЕ 3

Изучение энергетических спектров импульсов от β - и γ - источников

Подать на предусилитель сигнал с детектора, укрепленного во второй камере. Увеличить коэффициент усиления электронного тракта, учитывая, что импульсы с детектора под действием электронов и γ -квантов от источников ^{204}Tl и ^{137}Cs должны быть на порядок меньшей амплитуды, чем от α -частиц.

Использовать градуировочную кривую электронного тракта, полученную в упражнении 2, приведя ее в соответствие со вновь установленным коэффициентом усиления. Против детектора установить в камере источник ^{204}Tl , являющийся чистым β -излучателем (максимальная энергия β -спектра $E_0 = 0,76$ МэВ). Набрать амплитудный спектр импульсов. Далее те же операции проделать с источником ^{137}Cs . Построить и проанализировать оба спектра. Можно считать, что при β -распаде ядра ^{137}Cs испускаются электроны с максимальной энергией $E_0 = 0,52$ МэВ (незначительным

вкладом β -спектра с $E_0 > 1$ МэВ можно пренебречь). При этом дочернее ядро ^{137}Ba образуется в возбужденном изомерном состоянии, при разрядке которого испускается γ -квант с $E_\gamma = 0,66$ МэВ. Полупроводниковый детектор регистрирует эти γ -кванты по комптоновским электронам отдачи. Кроме того, детектируются электроны внутренней конверсии, вырывающиеся в основном из К-оболочки.

Энергия конверсионного электрона

$$E_{\text{к.э.}} = E_\gamma - E_{\text{св}},$$

где $E_{\text{св}}$ - энергия связи испускаемого электрона (для К-оболочки атома Ва. значение $E_{\text{св}}$ равно ~ 35 кэВ). При анализе спектров следует найти пик, отвечающий электронам внутренней конверсии, и определить $E_{\text{к.э.}}$ и E_γ . Далее надо получить значение максимальной энергии комптоновских электронов $E_{\text{к}}$. С этой целью из полного амплитудного спектра импульсов для ^{137}Cs следует вычесть спектр, обусловленный конверсионными электронами. Рекомендуется вблизи $E_{\text{к.э.}}$ использовать для последнего спектра модель "пик + "хвост" постоянной амплитуды". В предлагаемой процедуре β -спектр ^{137}Cs слабо влияет на точность определения $E_{\text{к}}$, так как амплитудный спектр β -электронов вблизи E_0 дает малый вклад в полный спектр и стремится к нулю очень плавно (производная при E_0 близка к нулю).

Полученные экспериментально величины $E_{\text{к.э.}}$, E_γ и $E_{\text{к}}$ сравнить со значениями, следующими из схем распада ^{137}Cs и ^{137}Ba .

УПРАЖНЕНИЕ 4

Статистика отсчетов при регистрации частиц детектором.

Биномиальное распределение и распределение Пуассона

В этом упражнении сигнал от полупроводникового детектора, облучаемого источником α -частиц, после усиления поступает на виртуальный пересчетный прибор. Переход в режим пересчетного прибора из режима анализатора происходит при нажатии на клавишу «Т», обратный переход при нажатии на клавишу «А». Установка интервала времени и числа интервалов производится после нажатия на клавишу «У» клавишами стрелками. Возврат к режиму ожидания из режима установки производится клавишей «Стоп». Случайные

числа сохраняются в памяти компьютера в файле с именем, которое выбирает студент (DOS- стандарт, имя не более восьми символов, возможна точка и расширение до трех символов). Полученный массив можно проанализировать двумя способами. Выбор способа обработки предлагается студенту.

1. Изучение распределения Пуассона

Распределение Пуассона играет важную роль в статистике отсчетов при регистрации ядерных и атомных частиц (см. /3-5 /, а также Приложение к задаче).

При обработке полученного в упражнении массива следует построить спектр частотностей $\hat{W}_n = f(n)$

$$\hat{W} = \frac{\text{число случаев с отсчетами в интервале } n \div (n+\Delta n)}{\text{полное число измерений} \cdot \text{величина интервала } \Delta n}$$

Если выбрать $\Delta n = 1$, то экспериментальный спектр частотностей \hat{W}_n аппроксимирует распределение Пуассона $\hat{W}(n)$ со средним значением $\hat{n} = \nu$ (см. формулу (5) Приложения). Из экспериментальной гистограммы \hat{W}_n определить среднее число $\hat{n} = \nu$. Далее найти дисперсию полученного распределения по формуле

$$D = \sum_n (n - \nu)^2 \hat{W}_n$$

Сравнить полученное значение D с величиной дисперсии, предсказываемой распределением Пуассона. Определить также дисперсию графически по полуширине распределения \hat{W}_n (см. Приложение).

Найти среднеквадратичную ошибку экспериментальной величины ν .

Определить процент случаев, когда отклонение от среднего значения n превышает σ , 2σ , и 3σ , и сравнить с теоретическими предсказаниями (см. Приложение "Ошибки измерений при счете частиц").

2. Изучение биномиального распределения.

Проводя статистическую обработку экспериментов, часто приходится сталкиваться с биномиальным распределением /3,4/. Если рассматривать результаты измерений как события и классифицировать их по какому-либо признаку на "благоприятные" и "неблагоприятные", то частота K появления "благоприятного"

результата (при полном числе испытаний n) подчиняется биномиальному распределению. Пусть вероятность "благоприятного" результата, в одном испытании равна P , тогда вероятность обнаружить "благоприятный" исход в K из n испытаний дается формулой

$$W(k) = \frac{n!}{k!(n-k)!} \cdot p^k (1-p)^{(n-k)} \quad (k = 0, 1, \dots, n). \quad (20)$$

Очевидно, что $\sum_{k=0}^n W(k) = 1$

Для знакомства с биномиальным распределением в эксперименте можно полученный массив данных разбить на m серий из n чисел. Для лучшей статистической точности, которая тем выше, чем больше число серий m , число n лучше выбирать небольшим (например, $n = 4$). Будем классифицировать числа массива по признаку делимости (без остатка) на какое-либо число S . Удобно в качестве S выбрать одно из минимальных целых чисел 2, 5, 4 и т.д. (выбор S предоставляется студенту). Далее строим спектр частотностей $\hat{W}(k)$ следующим образом. Пусть в некоторой серии без остатка на S делятся k (из n) чисел. Тогда эта серия должна быть зафиксирована как одиночное событие в k -м канале ($k = 0, 1, \dots, n$) спектра (гистограммы). После учета всех серий экспериментальный спектр следует нормировать на полное число серий. Таким образом $\hat{W}(k) =$ число серий с K "благоприятными" исходами из n испытаний, отнесенное к полному числу серий m .

Далее определяем экспериментальную величину параметра P

$$\bar{p} = \frac{1}{n} \bar{k} = \frac{1}{n} \sum_{k=0}^n k \cdot \tilde{W}(k)$$

и дисперсию

$$D = \sum_{k=0}^n (k - \bar{k})^2 \tilde{W}(k),$$

а также среднеквадратичное отклонение $d\sqrt{D}$ для K .

На экспериментальной гистограмме спектра D для $\hat{W}(K)$ следует указать теоретическое значение вероятности биномиального распределения (см. формулу (20)), а также сравнить экспериментальные величины P и δ с теоретическими значениями P и $\sqrt{np(1-p)}$ соответственно. Теоретическое значение p , очевидно,

равно $1/S$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Пользуясь законами сохранения энергии и импульса, объясните образование основной энергетической группы α -частиц тонкой структуры, длиннопробежных α -частиц.
2. Напишите и объясните формулы закона Пуассона и биномиального распределения.
3. Что значит "получить результат со статистической погрешностью 3%?"
4. Что такое "обедненная область" в полупроводниковом детекторе и для чего ее нужно создавать?
5. Как с изменением энергии регистрируемого излучения будет меняться энергетическое разрешение полупроводникового детектора, если пренебречь всеми остальными процессами в детекторе кроме статистического характера энергетических потерь?
6. Каковы особенности спектрометрии электронов и γ -квантов с помощью полупроводниковых детекторов?

ЛИТЕРАТУРА

1. Меликов Ю.В. Экспериментальная техника в ядерной физике. Курс лекций. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1973.
2. Акимов Ю.К. и др. Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение. - М.: Атомиздат, 1967.
3. Гольданский В.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. - М.: Физматгиз, 1959.
4. Худсон Д. Статистика для физиков. - М.: Мир, 1967.
5. Гришин В.К. Статистические методы анализа результатов измерений (учебное пособие). - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1973.
6. Ракобольская И.В. Ядерная физика. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1971.
7. Мухин К.Н. Введение в ядерную физику. - М.: Атомиздат. 1965.