

## Лекция №1

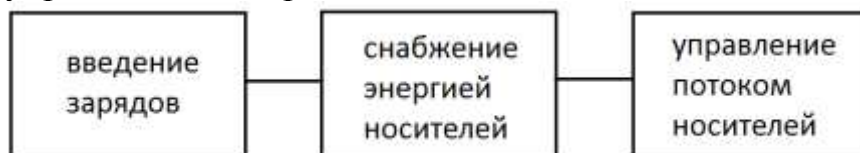
**Электроника** – область науки, техники и производства, охватывающая исследование, разработку электронных приборов и принципы их действия.

Электроника включает в себя два направления **физическую электронику и техническую**. **Физическая электроника** – наука об электронных процессах в вакууме, газах, жидких и твердых телах, в плазме, а также на их границах. **Техническая электроника** – область техники, занимающаяся разработкой, производством и применением электронных приборов.

**Электронный прибор** – прибор, действие которого основано на физических явлениях в движущихся потоках электронов, которые могут двигаться в вакууме (электровакuumные приборы), в твердом теле (полупроводниковые приборы), в жидкостях и газах (газоразрядные приборы).

Работа любого электронного прибора сводится к следующему:

- создание электронного потока;
- снабжение его энергией;
- управление электронным потоком.



Современная электроника- полупроводниковая электроника. Поэтому в данном курсе мы будем рассматривать физические явления в электронных потоках, двигающихся в твердом теле, т.е в полупроводниках.

### ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ПОЛУПРОВОДНИКАХ

К **полупроводникам** относятся вещества, которые по своим электрическим свойствам занимают промежуточное положение между проводниками и диэлектриками, но при строгой классификации полупроводники относят к диэлектрикам. Например, удельное сопротивление меди  $\rho = 0,017 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ , для полупроводника кремния  $\rho = 2 \cdot 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ , а для диэлектрика полиэтилена  $\rho = 10^{15} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ .

Главным отличительным признаком полупроводников является сильная зависимость их электропроводности (удельного сопротивления) от температуры, концентрации примесей, воздействия светового и ионизирующего излучений (может изменяться на 6-7 порядков). С повышением температуры оно, как правило, уменьшается на 5...6% на градус, в то время как у металлов удельное электрическое сопротивление с повышением температуры растет на десятые доли процента на градус. Хотя из практики электронной промышленности хорошо известны случаи, когда легированные полупроводники имеют температурную зависимость сопротивления, подобную металлам. Удельное сопротивление полупроводника также резко уменьшается при введении в него незначительного количества примеси.

Большинство применяемых в настоящее время полупроводников относится к кристаллическим телам, атомы которых образуют пространственную решетку. Взаимное притяжение атомов кристаллической решетки полупроводников осуществляется за счет ковалентной связи, т. е. общей пары валентных электронов, вращающихся по одной орбите вокруг этих атомов. Согласно принципу Паули, общую орбиту могут иметь только два электрона с различными спинами, поэтому число ковалентных связей атома определяется его валентностью.

## ***ОСНОВЫ ЗОННОЙ ТЕОРИИ***

Зонная теория является основой современных представлений о механизмах различных физических явлений, происходящих в твердом кристаллическом веществе при воздействии на него электромагнитного поля. Зонная теория твердого тела – это теория валентных электронов, движущихся в периодическом потенциальном поле кристаллической решетки.

В изолированном атоме электроны способны занимать лишь дискретные энергетические уровни, определяемые силами притяжения к ядру и силами отталкивания от других электронов. В твердом теле атомы расположены настолько близко друг к другу, что между ними возникают новые силы взаимодействия – это силы отталкивания между ядрами и между электронами соседних атомов и силы притяжения между всеми ядрами и всеми электронами. Под действием этих сил энергетические состояния в атомах изменяются: энергия одних электронов увеличивается, других – уменьшается. В результате вместо дискретных уровней изолированного атома образуются энергетические зоны, состоящие из очень близко расположенных энергетических уровней, плотность которых возрастает по мере удаления от краев зоны по параболическому закону, достигая максимума в середине зоны.

Механизм образования энергетических зон схематически показан на рисунке 1.1.

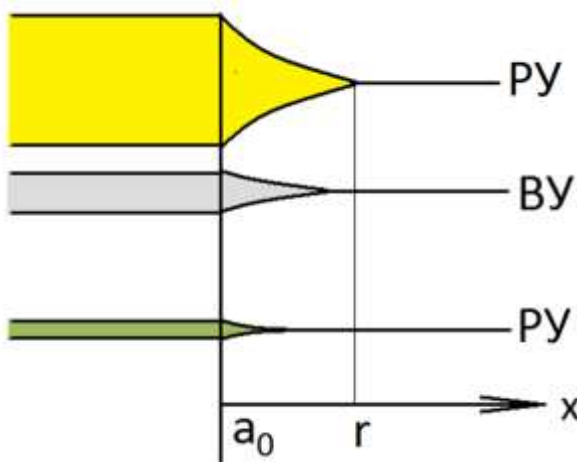


Рис.1.1–Схематическое изображение образования энергетических зон в ПП

По мере сближения атомов (уменьшения расстояний) сначала расщепляются самые высокие энергетические уровни, затем, при дальнейшем сближении –

более низкие. Число уровней в энергетической зоне определяется числом взаимодействующих атомов, т.е., атомов, составляющих твердое тело. А это значит, что в кристалле конечных размеров расстояние между уровнями обратно пропорционально числу атомов. В соответствии с принципом Паули на каждом энергетическом уровне может находиться не более двух электронов, причем с противоположным направлением спинового момента. Поэтому число электронных состояний в зоне оказывается конечным и равным числу соответствующих атомных состояний.

При сближении атомов на расстояние  $a_0$  образуется устойчивая кристаллическая структура, которой соответствует энергетическая диаграмма, показанная в левой части рисунка. Разрешенные зоны отделены друг от друга **запрещенными зонами**, в которых отсутствуют разрешенные уровни. Ширина разрешенных зон по мере перемещения вверх по энергетической шкале возрастает, а ширина запрещенных зон соответственно уменьшается. Во многих случаях может иметь место перекрытие разрешенных энергетических зон. Подобно энергетическим уровням в изолированных атомах, энергетические зоны могут быть полностью заполненными электронами, частично заполненными и свободными. Все зависит от структуры электронных оболочек изолированных атомов и межатомных расстояний в кристалле. Внутренние оболочки изолированных атомов полностью заполнены электронами, поэтому соответствующие им зоны также оказываются заполненными (рис.1.2).

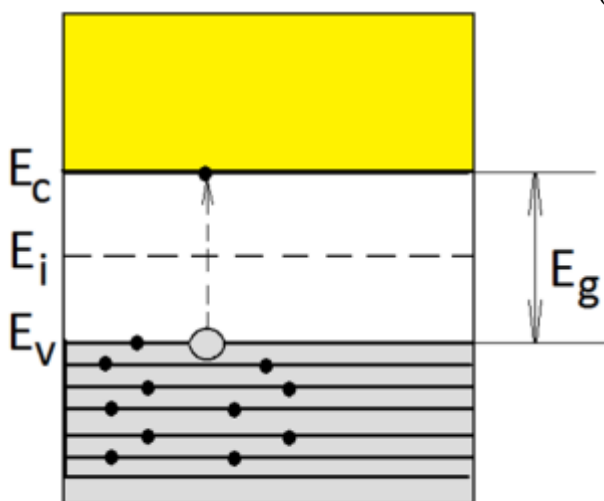
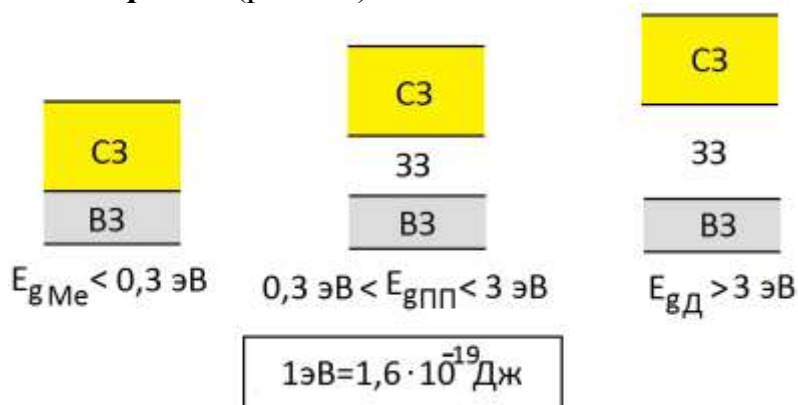


Рис.1.2. – Зонная диаграмма собственного полупроводника

Самую верхнюю из разрешенных зон, частично или полностью заполненную электронами, называют **валентной зоной**, а ближайшую к ней незаполненную – **зоной проводимости** или **свободной зоной**. Взаимное положение этих зон зависит от структуры оболочек изолированных атомов и определяет большинство процессов в твердом теле.

Из всего вышеизложенного следует, что с точки зрения зонной теории все твердые тела можно разделить на две основные группы: материалы, у которых валентная зона перекрывается зоной проводимости и материалы, у которых валентная зона и зона проводимости разделены запрещенной зоной. В первом случае незначительное внешнее энергетическое воздействие переводит электроны

на более высокие энергетические уровни, что обуславливает хорошую электропроводность материалов. Во втором случае переходы на более высокие энергетические уровни связаны с необходимостью внешнего энергетического воздействия, превышающего ширину запрещенной зоны. Материалы, в энергетической диаграмме которых отсутствует запрещенная зона, относятся к категории **проводников**, материалы с узкой запрещенной зоной (менее 3 эВ) – к категории **полупроводников** и материалы с широкой запрещенной зоной (более 3 эВ) – к категории **диэлектриков** (рис.1.3).



Ри.1.3 – Классификация материалов по ширине запрещенной зоны

### **СОБСТВЕННЫЕ (ЧИСТЫЕ) ПОЛУПРОВОДНИКИ**

В полупроводниковой электронике широкое применение получили германий ( $\Delta E_g = 0,67 \text{ эВ}$ ) и кремний ( $\Delta E_g = 1,12 \text{ эВ}$ ) - элементы 4-й группы периодической системы. На плоскости кристаллическую решетку этих элементов изображают так, как показано на рисунке 1.4, а.

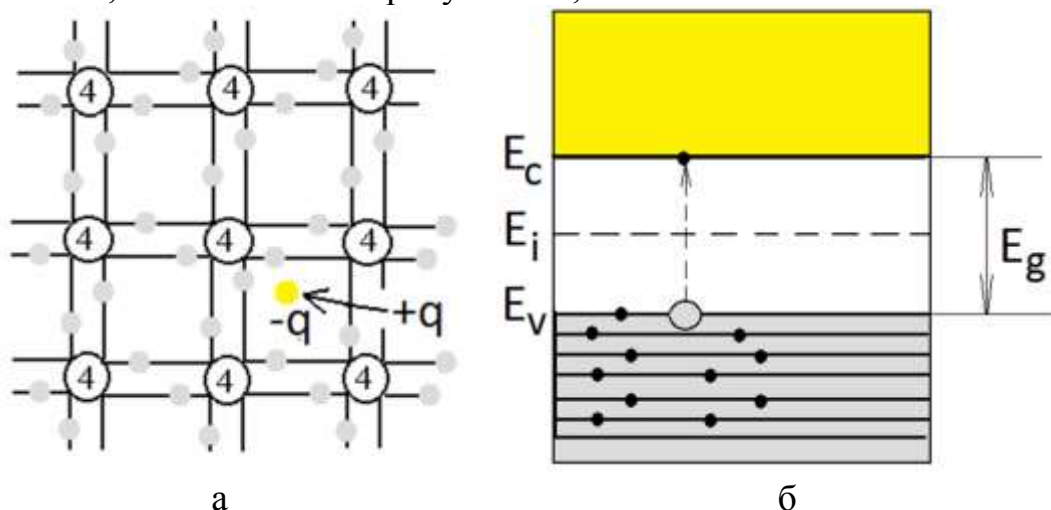


Рис.1.4 – Условное обозначение кристаллической решетки (а) и энергетическая диаграмма (б) полупроводника с собственной электропроводностью

Здесь кружками с цифрой 4 обозначены атомы без валентных электронов, называемые атомным остатком с результирующим зарядом  $+4q$  ( $q$  - заряд электрона, равный  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл). При температуре абсолютного нуля ( $0^\circ$  К) все электроны находятся на орбитах, энергия электронов на которых не превышает энергетических уровней валентной зоны. Свободных электронов нет, и полупроводник ведет себя, как диэлектрик.

При комнатной температуре часть электронов приобретает энергию, достаточную для разрыва ковалентной связи. При разрыве ковалентной связи в валентной зоне появляется свободный энергетический уровень (рис. 1.4, б). Уход электрона из ковалентной связи сопровождается появлением в системе двух электрически связанных атомов единичного положительного заряда, получившего название **дырки**, и свободного электрона.

Разрыв ковалентной связи на энергетической диаграмме характеризуется появлением в валентной зоне свободного энергетического уровня (см. рис. 1.4, б), на который может перейти электрон из соседней ковалентной связи. При таком перемещении первоначальный свободный энергетический уровень заполнится, но появится другой свободный энергетический уровень. Другими словами, заполнение дырки электроном из соседней ковалентной связи можно представить как перемещение дырки. Следовательно, дырку можно считать подвижным свободным носителем элементарного положительного заряда. Процесс образования пар электрон-дырка называют **генерацией** свободных носителей заряда. Очевидно, что количество их тем больше, чем выше температура и меньше ширина запрещенной зоны. Одновременно с процессом генерации протекает процесс **рекомбинации** носителей, при котором электрон восстанавливает ковалентную связь. Если на длительное время предоставить полупроводник самому себе, то в нем установится тепловое или **термодинамическое равновесие**, в состоянии которого из-за процессов генерации и рекомбинации носителей зарядов при данной температуре устанавливается определенная концентрация электронов в зоне проводимости  $n_i$ , и равная ей концентрация дырок  $p_i$  в валентной зоне. Индекс  $i$  (от intrinsic- собственный) указывает на концентрацию собственных носителей.

## **ПРИМЕСНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ**

### **Полупроводники с донорными примесями**

При введении в 4-валентный полупроводник примесных 5-валентных атомов (фосфора Р, сурьмы Sb) атомы примесей замещают основные атомы в узлах кристаллической решетки (рис. 1.5, а).

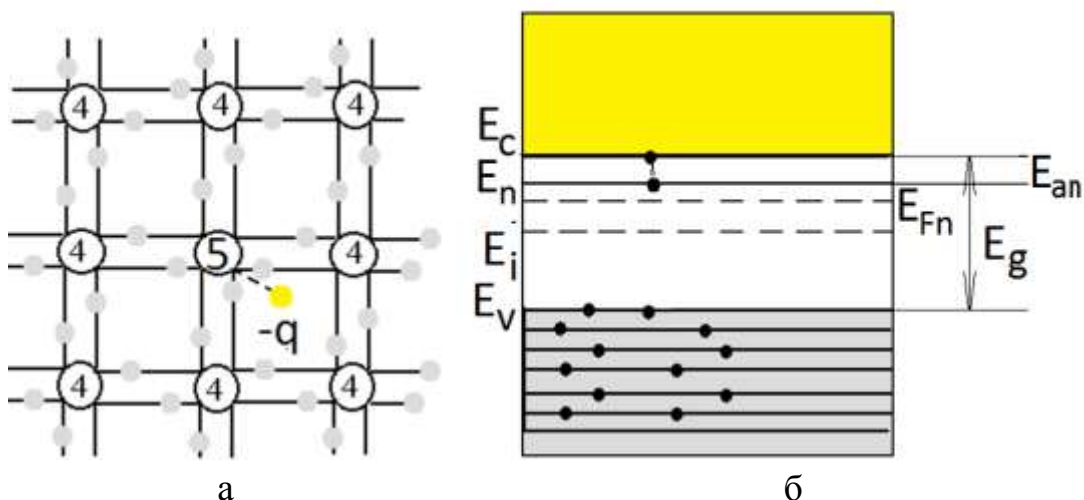


Рис.1.5 – Условное обозначение кристаллической решетки (а) и энергетическая диаграмма (б) полупроводника с электронной электропроводностью.

Четыре электрона атома примеси вступают в связь с четырьмя валентными электронами соседних атомов основного полупроводника. Пятый валентный электрон слабо связан со своим атомом и при сообщении ему незначительной энергии, называемой энергией активации, отрывается от атома и становится свободным. Примеси, увеличивающие число свободных электронов, называют донорными или просто донорами. Доноры подбирают таким образом, чтобы их энергетические уровни  $W_d$  располагались в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости основного полупроводника (рис. 1.5, б). Поскольку концентрация доноров в большинстве случаев не превышает  $10^{15} \dots 10^{17}$  атомов в  $1 \text{ см}^3$ , что составляет  $10^{-4} \%$  атомов основного вещества, то взаимодействие между атомами доноров отсутствует и их энергетические уровни не разбиваются на зоны.

Малая энергия активации примесей, равная 0,04-0,05 эВ для кремния и 0,01-0,03 эВ для германия, уже при комнатной температуре приводит к полной ионизации 5-валентных атомов примесей и появлению в зоне проводимости свободных электронов. Поскольку в этом случае появление свободных электронов в зоне проводимости не сопровождается одновременным увеличением дырок в валентной зоне, в таком полупроводнике концентрация электронов оказывается значительно больше концентрации дырок. Дырки в полупроводниках образуются только в результате разрыва ковалентных связей между атомами основного вещества.

Полупроводники, в которых концентрация свободных электронов в зоне проводимости превышает концентрацию дырок в валентной зоне, называются полупроводниками, с **электронной** электропроводностью или полупроводниками n-типа.

Подвижные носители заряда, преобладающие в полупроводнике, называют **основными**. Соответственно те носители заряда, которые находятся в меньшем количестве, называются **неосновными** для данного типа полупроводника. В полупроводнике n-типа основными носителями заряда являются электроны, а неосновными - дырки.



(1.5)

Для полупроводника n-типа в состоянии теплового равновесия выполняется неравенство  $n_{n_0} \gg p_{n_0}$ .

Атомы 5-валентных примесей, "потерявшие" по одному электрону, превращаются в **положительные** ионы. В отличие от дырок положительные ионы прочно связаны с кристаллической решеткой основного полупроводника, являются неподвижными положительными зарядами и, следовательно, не могут принимать непосредственное участие в создании электрического тока в полупроводнике.

Повышение концентрации электронов в данном полупроводнике значительно снижает его удельное сопротивление. Например, чистый кремний имеет  $\rho = 2 \cdot 10^3$  Ом·м, а легированный фосфором -  $(0,25 \dots 0,4) \cdot 10^2$  Ом·м.

### Полупроводники с акцепторными примесями

Если в кристалле 4-валентного элемента часть атомов замещена атомами 3-валентного элемента (галлия Ga, индия In), то для образования четырех ковалентных связей у примесного атома не хватает одного электрона (рис. 1.6, а).

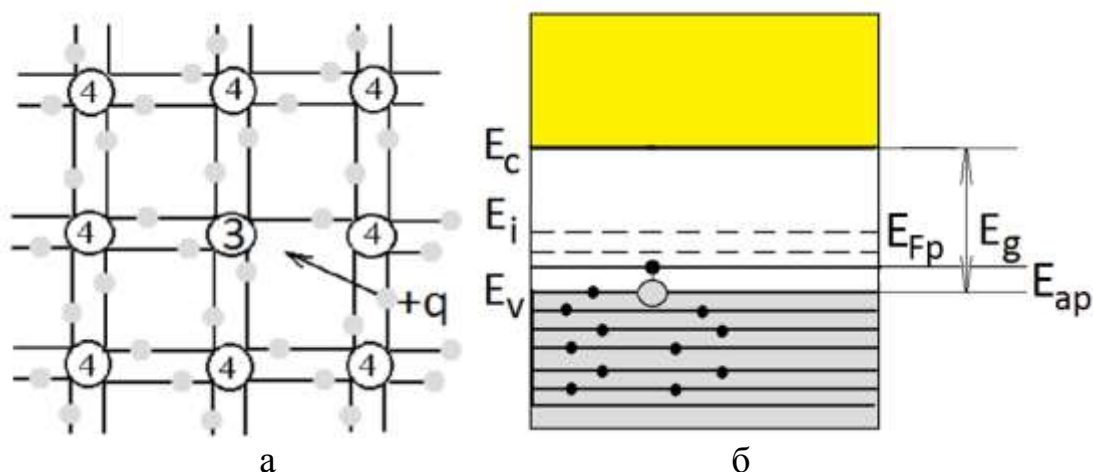


Рис.1.6 – Условное обозначение кристаллической решетки (а) и энергетическая диаграмма (б) полупроводника с дырочной электропроводностью

Этот электрон может быть получен от атома основного элемента полупроводника за счет разрыва ковалентной связи. Разрыв связи приводит к появлению дырки, так как сопровождается образованием свободного уровня в валентной зоне. Примеси, захватывающие электроны из валентной зоны, называют акцепторными или акцепторами. Энергия активации акцепторов составляет для германия 0,0102-0,0112 эВ и для кремния 0,045-0,072 эВ, что значительно меньше ширины запрещенной зоны беспримесного полупроводника. Следовательно, энергетические уровни примесных атомов располагаются вблизи валентной зоны (рис. 1.6, б).

Ввиду малого значения энергии активации акцепторов уже при комнатной температуре электроны из валентной зоны переходят на уровни акцепторов. Эти электроны, превращая примесные атомы в отрицательные ионы, теряют

способность перемещаться по кристаллической решетке, а образовавшиеся при этом дырки могут участвовать в создании электрического тока.

За счет ионизации атомов исходного материала из валентной зоны часть электронов попадает в зону проводимости. Однако электронов в зоне проводимости значительно меньше, чем дырок в валентной зоне. Поэтому дырки в таких полупроводниках являются основными, а электроны – неосновными подвижными носителями заряда. Такие полупроводники носят название полупроводников с *дырочной* электропроводностью или полупроводников р-типа. В состоянии теплового равновесия для полупроводника р-типа выполняется неравенство  $p_{p0} \gg n_{p0}$ .

## **РАВНОВЕСНОЕ СОСТОЯНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

Под *термодинамическим (тепловым) равновесием* полупроводника понимается такое его состояние, к которому он приходит через значительный промежуток времени, предоставленный самому себе без внешних и внутренних воздействий.

Под факторами внешнего воздействия понимаются температура, электрическое поле, световое, ионизирующее и др. виды излучений, потоки частиц, механические давления и деформации. Фактором внутреннего воздействия может быть введение в полупроводник легирующей примеси.

*Тепловое равновесие* — это динамическое состояние, при котором в каждой точке полупроводника и для произвольного момента времени любой процесс возникновения каких-либо носителей уравнивается обратным процессом их гибели. В состоянии теплового равновесия температура сохраняется постоянной, и между различными точками объема полупроводника нет никаких потоков энергии, импульса или массы.

Вероятность заполнения разрешенных уровней определяется функцией Ферми - Дирака:

$$P(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}, \quad (1.1)$$

где  $E_F$  – энергия уровня Ферми;

$kT/e$  – тепловой потенциал, при  $T=300\text{K}$  он равен  $0.0259\text{ В}$ .



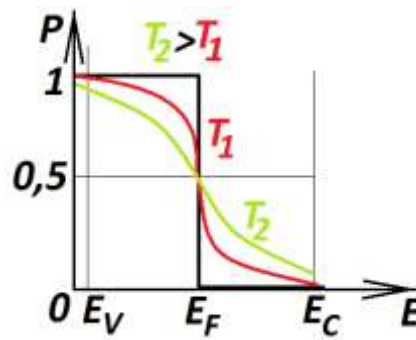


Рис.1.7 – Вероятность заполнения энергетических уровней

**Уровень Ферми** – такой энергетический уровень в запрещенной зоне ПП, вероятность заполнения которого электронами при любой температуре равна 0.5.

**Фундаментальным свойством уровня Ферми** является то, что для любой системы материалов уровень Ферми в состоянии термодинамического равновесия постоянен.

Уровень Ферми в собственном полупроводнике лежит примерно посредине запрещенной зоны.

Так как в собственном полупроводнике  $E_C - E_{Fi} = E_{Fi} - E_V = \Delta E_g/2$ , то расчет концентрации электронов и дырок можно вести по формуле

$$n_i = p_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2kT}\right) \quad (1.2)$$

Чем больше ширина запрещенной зоны, тем меньше концентрация собственных носителей заряда. С повышением температуры концентрации электронов и дырок возрастают по экспоненциальному закону.

Концентрация равновесных носителей заряда зависит от положения уровня Ферми. В электронном полупроводнике концентрация электронов в основном обусловлена переходом электронов с энергетических уровней  $E_d$  на энергетические уровни зоны проводимости. Поэтому концентрация  $n_n$  должна быть равна концентрации ионизированных доноров.

Положение уровня Ферми зависит от температуры  $T$  и концентрации примеси  $N_d$ . При  $T=0$  уровень Ферми располагается посередине между уровнями  $E_d$  и  $E_c$ , а с ростом температуры опускается вниз. В интервале рабочих температур (примерно от  $-100$  °C до  $+100$  °C) уровень Ферми расположен между уровнями  $E_i$  и  $E_d$ . С ростом концентрации доноров уровень Ферми сдвигается вверх. Концентрация ОНЗ рассчитывается

$$n_n = n_i \exp \frac{E_{Fn} - E_i}{kT} \quad (1.3)$$

Концентрация ННЗ рассчитывается

$$p_n = p_i \exp\left(-\frac{E_{Fn} - E_i}{kT}\right) \quad (1.4)$$

Умножая  $n_n$  на  $p_n$ , получаем:

$$n_n p_n = n_i^2 \quad (1.5)$$

Таким образом, при заданной температуре и любой концентрации примесей произведение концентраций электронов и дырок остается постоянной величиной.

Это есть выражение *закона действующих масс*.

Чем выше концентрация донорных примесей, тем выше расположен уровень Ферми и, соответственно, выше концентрация электронов  $n_n$  и ниже концентрация дырок  $p_n$ .

Аналогично рассуждая для дырочного полупроводника, получаем: чем выше концентрация акцепторных примесей, тем ниже расположен уровень Ферми и, соответственно, выше концентрация дырок  $p_p$ , и ниже концентрация электронов  $n_n$ .

## **НЕРАВНОВЕСНОЕ СОСТОЯНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

Неравновесное состояние полупроводника возникает под влиянием каких-либо внешних или внутренних воздействий, в результате которых равновесная концентрация носителей заряда в полупроводнике может измениться. Такими внешними воздействиями могут быть облучение светом, ионизирующее облучение, воздействие сильного электрического поля, приводящее к разрыву ковалентных связей, и ряд других. В результате подобных воздействий в полупроводнике помимо равновесных носителей заряда, образующихся вследствие ионизации примесных атомов и тепловой генерации, появляются дополнительные носители заряда, которые называют неравновесными или избыточными. В полупроводниковых приборах неравновесное состояние в большинстве случаев возникает при введении в полупроводник (или выведении из него) дополнительных носителей заряда через электронно-дырочный переход.

### **Время жизни неравновесных носителей заряда**

До введения в полупроводник электронов он находился в электрически нейтральном состоянии, при этом скорость тепловой генерации  $G$ , была равна скорости рекомбинации  $R$ .

$$G=R \quad (1.6)$$

В неравновесном состоянии это равенство нарушается. Появляются избыточные (неравновесные) носители, концентрация которых со временем уменьшается. Интервал времени, в течение которого концентрация избыточных носителей заряда уменьшается в  $e$  раз, называют *временем жизни* избыточных носителей заряда.

При генерации резко возрастает число неосновных носителей заряда. Значит, время жизни избыточных (неравновесных) носителей заряда определяется временем жизни неосновных носителей заряда.

Время жизни зависит от вероятности рекомбинации, которая определяется ее механизмом. Существуют прямая и косвенная рекомбинации. Прямая рекомбинация, т.е. из зоны в зону, маловероятна, т.к. вероятность встречи двух

движущихся хаотически частиц - электрона и дырки - крайне мала. Максимальное время жизни при прямозонной рекомбинации бывает в собственном полупроводнике и оно не зависит от температуры. Такой механизм преобладает в GaAs.

Практически рекомбинация электронов и дырок происходит с участием ловушек, энергетические уровни которых находятся в запрещенной зоне полупроводника. В этом случае рекомбинация протекает в два этапа: сначала электрон переходит из зоны проводимости на свободный энергетический уровень ловушки, а затем на свободный энергетический уровень валентной зоны. Схематически этот процесс иллюстрирует рисунок 1.8. При таком механизме максимальная скорость рекомбинации неравновесных носителей будет, если центры захвата находятся вблизи середины запрещенной зоны.

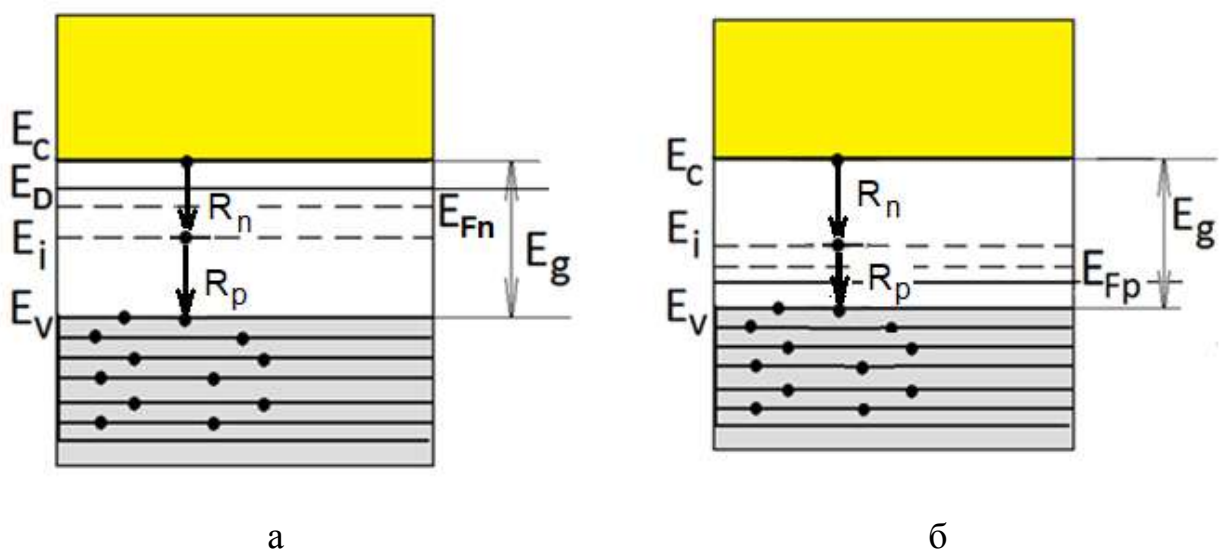


Рис. 1.8 – Процесс рекомбинации с участием ловушек в полупроводнике p-типа(а) и n-типа (б)

Время жизни неравновесных носителей зависит от вероятности заполнения ловушек, которая определяется концентрацией примесей и температурой.

Чем больше дефектов в кристаллической структуре, тем меньше время жизни неосновных носителей заряда.

В электронном полупроводнике увеличение концентрации доноров сдвигает уровень Ферми вверх, поэтому уменьшается  $\tau_p$ . В дырочном полупроводнике при увеличении концентрации акцепторов уровень Ферми сдвигается вниз, поэтому уменьшается  $\tau_n$ . При увеличении температуры уровень Ферми сдвигается к середине запрещенной зоны, вследствие чего увеличивается время жизни  $\tau_p$  в электронном полупроводнике и время жизни  $\tau_n$  в дырочном полупроводнике.

### Внутреннее (встроенное) поле

В случае, если легирующая примесь неравномерно распределена в объеме полупроводника, в его объеме возникает *внутреннее (встроенное) поле  $E_i$* .

В состоянии термодинамического равновесия, когда к образцу полупроводника не приложено какое-либо напряжение выполняется равенство (в одномерном случае  $j_{\text{диф}} = j_{\text{др}} = 0$ ).

На основании формул для плотностей электронного и дырочного токов и соотношения Эйнштейна можно записать:

$$E_i = \varphi_T \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} = -\varphi_T \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}. \quad (1.7)$$

На практике считают, что для электронного полупроводника концентрация электронов равна концентрации донорной примеси  $n(x) = N_D(x)$ , и соответственно для дырочного  $p(x) = N_A(x)$ .

Физически вот что происходит в полупроводнике при образовании поля. Вследствие неоднородного распределения примеси в полупроводнике появится градиент концентрации основных носителей заряда, которые начнут диффундировать в область, где их мало. В области, откуда они уходят будут оставаться (или, как говорят, оголяться) неподвижные ионы примеси противоположного знака. Т.о., возникнет две области с зарядами противоположного типа. Сл-но, между ними возникнет электрическое поле. Оно будет направлено так, чтобы препятствовать диффузии основных носителей. В результате диффузионный и дрейфовый потоки носителей придут в равновесие, и общий ток станет равным нулю, т.е. установится состояние термодинамического равновесия.

## ТОКИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

### Дрейфовый ток

В полупроводниках свободные электроны и дырки находятся в состоянии хаотического движения. Поэтому, если выбрать произвольное сечение внутри объема полупроводника и подсчитать число носителей заряда, проходящих через это сечение за единицу времени слева направо и справа налево, значения этих чисел окажутся одинаковыми. Это означает, что электрический ток в данном объеме полупроводника отсутствует.

При помещении полупроводника в электрическое поле напряженностью  $E$  на хаотическое движение носителей зарядов накладывается составляющая направленного движения. Направленное движение носителей зарядов в электрическом поле обуславливает появление тока, называемого **дрейфовым** (рис.1.9). Из-за столкновения носителей зарядов с атомами кристаллической решетки их движение в направлении действия электрического поля прерывисто и характеризуется подвижностью  $\mu$ . Подвижность равна средней скорости  $\bar{v}$ , приобретаемой носителями заряда в направлении действия электрического поля напряженностью  $E = 1$  В/м, т. е.

$$\mu = \bar{v}/E. \quad (1.8)$$

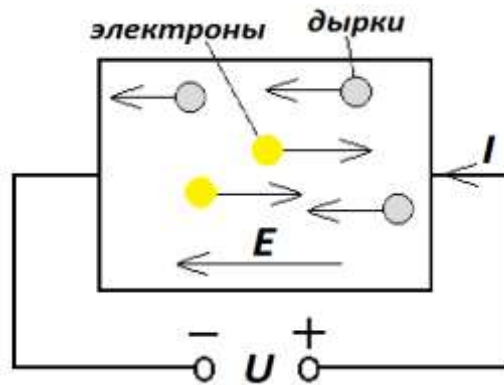


Рис. 1.9 – Образование дрейфового тока в полупроводнике

Подвижность носителей зарядов зависит от механизма их рассеивания в кристаллической решетке. Исследования показывают, что подвижности электронов  $\mu_n$  и дырок  $\mu_p$  имеют различное значение ( $\mu_n > \mu_p$ ) и определяются температурой и концентрацией примесей. Увеличение температуры приводит к уменьшению подвижности, что зависит от числа столкновений носителей зарядов с узлами колеблющейся кристаллической решетки в единицу времени.

Плотность тока в полупроводнике, обусловленного дрейфом свободных электронов под действием внешнего электрического поля со средней скоростью  $\bar{v}_n$ , определяется выражением

$$j_n = qn\bar{v}_n. \quad (1.9)$$

Перемещение (дрейф) дырок в валентной зоне со средней скоростью  $\bar{v}_p$  создает в полупроводнике дырочный ток, плотность которого

$$j_p = qn\bar{v}_p. \quad (1.10)$$

Следовательно, полная плотность тока в полупроводнике содержит электронную  $j_n$  и дырочную  $j_p$  составляющие и равна их сумме ( $n$  и  $p$  — концентрации соответственно электронов и дырок).

Подставляя в выражение для плотности тока соотношение для средней скорости электронов и дырок (1.9, 1.10), получаем

$$j = q(n\mu_n + p\mu_p)E \quad (1.11)$$

Если сравнить выражение (1.11) с законом Ома  $j = \sigma E$ , то удельная электропроводность полупроводника определяется соотношением

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = q(n\mu_n + p\mu_p). \quad (1.12)$$

У полупроводника с собственной электропроводностью концентрация электронов равна концентрации дырок ( $n_i = p_i$ ), и его удельная электропроводность определяется выражением

$$\sigma = qn_i(\mu_n + \mu_p). \quad (1.13)$$

Но подвижность электронов всегда в несколько раз выше подвижности дырок, поэтому даже при равенстве их концентраций больший вклад в электропроводность вносят электроны, поэтому говорят, что собственный полупроводник имеет слабовыраженный электронный характер электропроводности.

В полупроводнике n-типа  $n_n > p_n$ , и его удельная электропроводность с достаточной степенью точности может быть определена выражением

$$\sigma \approx \sigma_n = q\mu_n n_n. \quad (1.14)$$

В полупроводнике p-типа  $p_p > n_p$ , и удельная электропроводность такого полупроводника

$$\sigma \approx \sigma_p = q\mu_p p_{p0} \quad (1.15)$$

В области высоких температур концентрация электронов и дырок значительно возрастает за счет разрыва ковалентных связей и, несмотря на уменьшение их подвижности, электропроводность полупроводника увеличивается по экспоненциальному закону.

### Диффузионный ток

Вследствие взаимодействия полупроводника с окружающей средой в его объеме появляются избыточные носители заряда, которые не находятся в тепловом равновесии с решеткой и поэтому называются неравновесными.

Неравномерное распределение неравновесных носителей зарядов сопровождается их диффузией в сторону меньшей концентрации. Это движение носителей зарядов обуславливает прохождение электрического тока, называемого **диффузионным** (рис. 1.10).

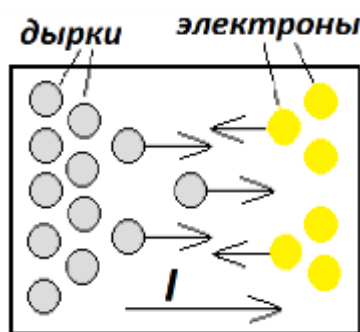


Рис. 1.10 – Диффузионный ток в полупроводнике

Рассмотрим одномерный случай. Пусть в полупроводнике концентрации электронов  $n(x)$  и дырок  $p(x)$  являются функциями координаты. Это приведет к диффузионному движению дырок и электронов из области с большей их концентрацией в область с меньшей концентрацией.

Диффузионное движение носителей зарядов обуславливает прохождение диффузионного тока электронов и дырок, плотности которых определяются из соотношений:

$$j_{n\text{диф}} = qD_n \frac{dn(x)}{dx}; \quad (1.16)$$

$$j_{p\text{диф}} = -qD_p \frac{dp(x)}{dx}, \quad (1.17)$$

где  $dn(x)/dx$ ,  $dp(x)/dx$  – градиенты концентраций электронов и дырок;  $D_n$ ,  $D_p$  – коэффициенты диффузии электронов и дырок.

Градиент концентрации характеризует степень неравномерности распределения зарядов (электронов и дырок) в полупроводнике вдоль какого-то выбранного направления (в данном случае вдоль оси  $x$ ). Коэффициенты диффузии показывают количество носителей заряда, пересекающих в единицу времени единичную площадку, перпендикулярную к выбранному направлению, при градиенте концентрации в этом направлении, равном единице. Коэффициенты диффузии связаны с подвижностями носителей зарядов соотношениями Эйнштейна:

$$D_n = \mu_n kT/q; \quad (1.18)$$

$$D_p = \mu_p kT/q \quad (1.19)$$

Знак "минус" в выражении (1.17) означает противоположную направленность электрических токов в полупроводнике при диффузионном движении электронов и дырок в сторону уменьшения их концентраций.

Если в полупроводнике существует и электрическое поле, и градиент концентрации носителей, проходящий ток будет иметь дрейфовую и диффузионную составляющие. В таком случае плотности токов рассчитываются:

$$j_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn(x)}{dx}; \quad (1.20)$$

$$j_p = qn\mu_p E - qD_p \frac{dp(x)}{dx}. \quad (1.21)$$

### Влияние температуры на концентрацию свободных носителей заряда

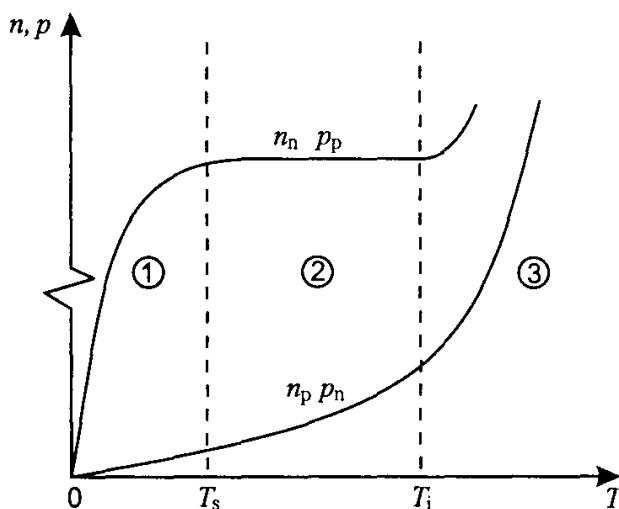


Рис.1.11 – Влияние температуры на концентрацию свободных носителей заряда



При  $T=0$  все валентные электроны заняты в ковалентных связях, валентная зона полностью заполнена электронами, а в зоне проводимости электроны отсутствуют. При повышении температуры происходит ионизация примесных атомов, поэтому концентрация основных носителей заряда возрастает. При температуре  $T_s$ , которая равна примерно 100 К, практически все примесные атомы ионизированы. В интервале от температуры  $T_s$  до температуры  $T_i$  примерно равной 400К, концентрация основных носителей заряда сохраняется приблизительно постоянной и равной концентрации примесей. Некоторое увеличение концентрации в этом интервале температур объясняется тепловой генерацией электронов и дырок. При температуре  $T > T_i$  происходит более интенсивная тепловая генерация электронов и дырок, поэтому концентрация неосновных носителей заряда резко увеличивается и различие между концентрациями основных и неосновных носителей заряда уменьшается, то есть примесный полупроводник по своим свойствам приближается к свойствам собственного полупроводника.

В отличие от концентрации основных носителей, концентрация неосновных носителей заряда с ростом температуры растет быстрее, чем концентрация собственных носителей.

Практически все полупроводниковые приборы работают в интервале температур от 300 до 400 К, в котором концентрацию основных носителей заряда можно считать независимой от температуры и учитывать сильную температурную зависимость концентрации неосновных носителей заряда.