

## Многослойные структуры

Значительная часть приборов современной электроники использует контактные явления, когда последовательно соединяются разные по физическим свойствам кристаллические слои. Каждый из этих слоев может рассматриваться, как статистическая система, объем которой совпадает с объемом слоя и заполнен электронным газом. Энергетическая диаграмма электронов в слое определяется материалом слоя. Основным параметром характеризующим слой является химический потенциал. (Химический потенциал – скалярная величина, характеризующая систему частиц, равная изменению энергии системы при изменении частиц на единицу при неизменной энтропии).

Если две системы приводятся в тепловой и диффузионный контакт, то при переходе к равновесному состоянию происходит выравнивание химических потенциалов. Выравнивание происходит за счет перехода носителей заряда (электронов) из системы с большим химическим потенциалом в систему с меньшим химическим потенциалом.

### **2. *p-n* ПЕРЕХОД И ЕГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗОННАЯ ДИАГРАММА В СОСТОЯНИИ РАВНОВЕСИЯ**

Полупроводниковый «плоскостной» диод представляет собой тонкую (менее 0,1мм) монокристаллическую пластинку германия *Ge* или кремния *Si*, содержащую два слоя, один из которых имеет дырочную (*p*-типа), а второй – электронную (*n* – типа) проводимость, как показано на Рис.2.1.

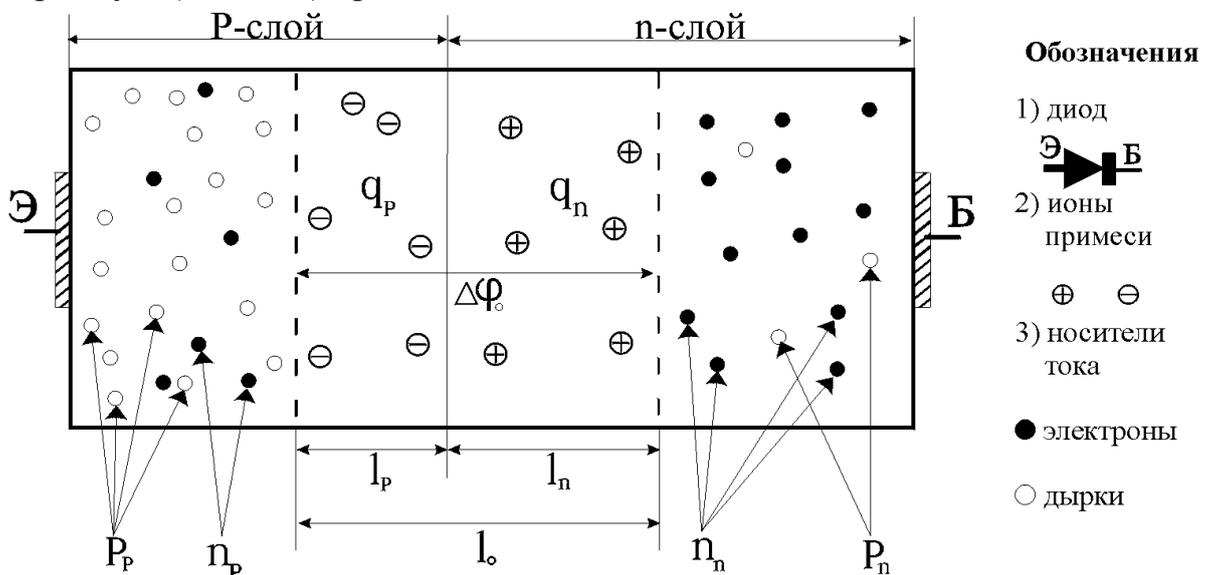


Рис.2.1

Эти два слоя разделены плоской и резкой границей, по обе стороны которой спонтанно формируется область шириной  $l_o = l_p + l_n \approx 5\text{мкм}$ , практически не содержащая носителей тока – дырок в *p*-слое и свободных электронов в *n*-слое. Проводимость ее очень мала. Она называется *p-n*-переходом (или электронно-дырочным переходом) и является основным

элементом полупроводникового диода. В кристалл четырехвалентного *Ge* (либо *Si*) вводят примесные атомы: **акцепторы** (трехвалентный индий, бор) для получения *p*-слоя, **доноры** (пятивалентный мышьяк, фосфор или сурьма) для получения *n*-слоя. Концентрация примеси мала (порядка  $10^{-5} - 10^{-7}\%$ ). Ее атомы размещаются в узлах кристалла достаточно далеко друг от друга, чтобы, не испытывая взаимного влияния, иметь один общий энергетический **примесный уровень**. Примесные уровни находятся в «запрещенной зоне»  $\Delta E_3$  полупроводника на «расстоянии»  $\Delta E_A \ll \Delta E_3$  **либо от «потолка» валентной зоны (В.З.) в *p*-слое (акцепторный уровень), либо от «дна» зоны проводимости (З.П.) в *n*-слое (донорный уровень)**. В каждом слое вблизи примесного уровня расположен «химический потенциал». **Энергия активации примеси**  $\Delta E_A \approx 0,01 \text{ эВ}$ . Ширина запрещенной зоны  $\Delta E_3 = 0,75 \text{ эВ}$  у *Ge* и  $\Delta E_3 = 1,12 \text{ эВ}$  у *Si*.

Малые значения  $\Delta E_A$  обеспечивают **термоактивацию атомов примеси** при весьма низких температурах. В *p*-слое акцепторы захватывают недостающий им для связи в узлах решетки четвертый электрон у близких атомов *Ge* (либо *Si*): **из В.З. полупроводника эти электроны переходят на акцепторный уровень**. Акцепторы становятся отрицательными ионами с зарядом  $q_e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ , а в В.З. образуются «дырки примесного происхождения». В *n*-слое доноры освобождают от связи свой «лишний» пятый электрон, **который с донорного уровня переходит в З.П. полупроводника**. Эта зона в *n*-слое частично заполняется «электронами примесного происхождения», а доноры становятся положительными ионами с зарядом  $q_e$ .

При повышении температуры кристалла происходит **термогенерация собственных носителей тока** в обоих слоях: электроны из В.З. через  $\Delta E_3$  переходят в З.П. Эти электроны и образовавшиеся дырки в В.З., являются носителями тока. «Собственные» электроны в *p*-слое и «собственные» дырки в *n*-слое – **неосновные носители тока**. Любого происхождения дырки в *p*-слое и свободные (в З.П.) электроны в *n*-слое являются основными носителями тока.

В рабочем диапазоне температур ( $T < 340 \text{ К}$  для *Ge*,  $T < 400 \text{ К}$  для *Si*) концентрация основных носителей много больше концентрации неосновных носителей тока: *p*-слой и *n*-слой имеют характерные примесные свойства. При более высокой температуре эти концентрации примерно одинаковы и полупроводник примесные свойства теряет. Во всем объеме он обладает в основном собственной проводимостью.

Примем следующие обозначения

Концентрация основных носителей тока:  $P_p$  - дырки в *p*-слое,  $N_n$  - свободные электроны в *n*-слое.

Концентрация неосновных носителей тока:  $N_p$  - свободные электроны в  $p$ -слое,  $P_n$  - дырки в  $n$ -слое.

Диффузионные потоки:  $\Delta P_p$  - поток дырок из  $p$ -слоя,  $\Delta N_n$  - поток электронов из  $n$ -слоя.

Дрейфовые потоки:  $\Delta N_p$  - поток электронов из  $p$ -слоя,  $\Delta P_n$  - поток дырок из  $n$ -слоя,  $\Delta \varphi_0$  - контактная разность потенциалов на  $p$ - $n$ -переходе.

В рабочем диапазоне температур  $P_p \gg N_p$ ,  $N_n \gg P_n$ .

Рассмотрим несимметричный  $p$ - $n$  переход, при котором концентрация акцепторов  $N_A$  и концентрация доноров  $N_D$  неодинаковы. Такой переход обычно формируют в полупроводниковых диодах. Например, пусть  $N_A = 100 - 1000 N_D$ . Тогда при активации примеси  $P_p \gg N_n$ . Низкоомный  $p$ -слой, содержащий много основных носителей тока, называют эмиттером (Э), а более высокоомный  $n$ -слой называют базой (Б).

Из «закона действующих масс» следует, что  $P_p N_p = N_n P_n$ . Так как  $P_p \gg N_n$ , то  $P_n \gg N_p$ . Общее соотношение концентраций носителей тока  $P_p \gg N_n \gg P_n \gg N_p$ .

На границе между  $p$ -слоем и  $n$ -слоем имеется большая разность концентрации и дырок, и свободных электронов. Вследствие теплового движения этих частиц происходит спонтанный процесс диффузии и дырок, и электронов через границу между слоями.

Диффузионный поток  $\Delta P_p$  дырок из  $p$ -слоя, проходя в  $n$ -слой, на участке  $l_n$  встречается со свободными электронами. Процесс рекомбинации уничтожает эти носители тока. Остаются донорные ионы, создающие объемный заряд  $q_n = q_e N_D l_n S$ , где  $S$  - площадь поперечного сечения полупроводника. Аналогично после рекомбинации диффузионного потока  $\Delta N_n$  электронов из  $n$ -слоя и дырок  $p$ -слоя на участке  $l_p$  этого слоя остаются акцепторные ионы, создающие заряд  $q_p = -q_e N_A l_p S$ . Так образуется  $p$ - $n$ -переход шириной  $l_o = l_p + l_n$ , лишенный носителей тока и содержащий объемные заряды ионов  $q_p$  и  $q_n$ . Он обладает очень большим сопротивлением.

Так как  $q_p = -q_n$ , то  $N_A l_p = N_D l_n$ . При несимметричном  $p$ - $n$ -переходе ( $N_A \gg N_D$ ) имеем  $l_p \ll l_n$ . Таким образом,  $l_o \approx l_n$  и  $p$ - $n$ -переход размещен в основном в высокоомной базе.

При некоторой постоянной температуре  $p$ -слой,  $n$ -слой и переход между ними приходят в состояние равновесия. Особенность этого состояния рассматриваемой системы определяется тем, что для всего объема полупроводника в равновесном состоянии химический потенциал  $\mu$  имеет одинаковое значение. Исходя из этого «принципа горизонтальности химического потенциала» строится энергетическая зонная диаграмма системы, показанная на Рис.2.2. При построении её учитывается, что в  $p$ -слое химический потенциал всегда находится вблизи валентной зоны, а в  $n$ -слое он расположен вблизи зоны проводимости.

Относительно «горизонтального», общего для всего объема химического потенциала, строятся валентная зона и зона проводимости, которые в области  $p$ - $n$ -перехода оказываются «наклонными».

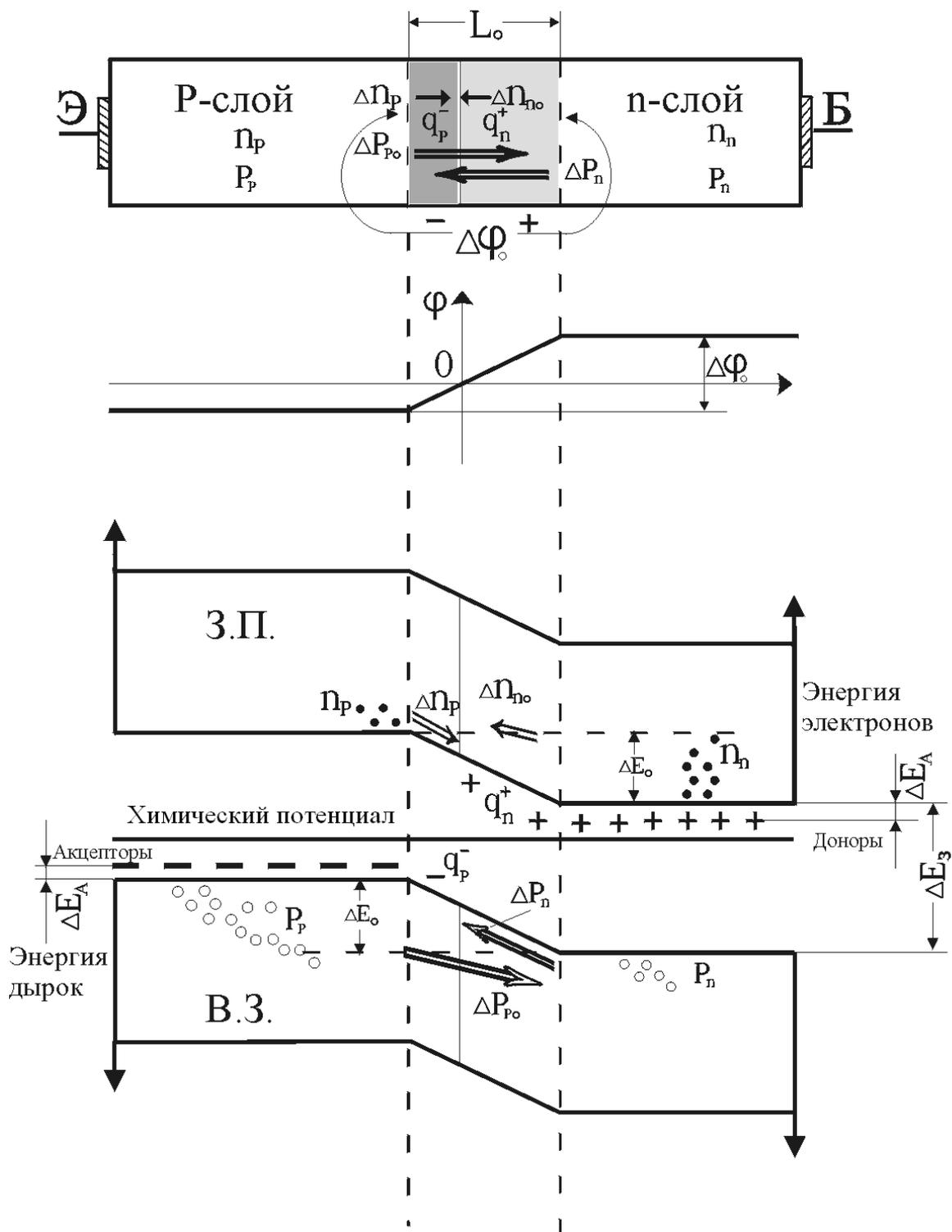


Рис.2.2

«Наклонная» В.З. для дырок  $p$ -слоя создает при их переходе в  $n$ -слой потенциальный барьер  $\Delta E_o$ . Такой же барьер в З.П. создается для электронов  $n$ -слоя. Энергия дырок на диаграмме увеличивается «вниз», а электронов – «вверх». Переход дырок из  $p$ -слоя в  $n$ -слой требует увеличения их энергии. Дырки же  $n$ -слоя, оказавшиеся у границы  $p$ - $n$  перехода, беспрепятственно, уменьшая свою энергию, направлены движутся (дрейфуют) в  $p$ -слой.

Потенциальный барьер определяется в равновесном состоянии контактной разностью потенциалов  $\Delta\varphi_o$  электрического поля, создаваемого объемными зарядами  $q_p$  и  $q_n$  ионов в  $p$ - $n$ -переходе. Высота барьера  $\Delta E_o = q_e \cdot \Delta\varphi_o$ , ширина ( $p$ - $n$ -перехода) -  $l_o \approx \sqrt{\Delta\varphi_o}$ .

Так как дырочный газ в валентной зоне – невырожденный, его концентрация при  $T = \text{const}$  распределяется по закону Больцмана

$$P_n = P_p \cdot e^{-\frac{\Delta E_o}{kT}}$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана. Следовательно, равновесная концентрация дырок  $P_p$  в  $p$ -слое и  $P_n$  в  $n$ -слое неодинакова:

Из предыдущей формулы получим

$$\Delta E_o = kT \ln \frac{P_p}{P_n} \quad (2.1)$$

При температуре  $T = 300\text{K}$  высота барьера  $\Delta E_o \approx 0,35\text{эВ}$  ( $\Delta\varphi_o = 0,35\text{В}$ ) для  $Ge$  и  $\Delta E_o \approx 0,65\text{эВ}$  ( $\Delta\varphi_o \approx 0,65\text{В}$ ) для  $Si$ .

В равновесном состоянии вследствие  $P_p \gg P_n$  **диффузионный поток дырок**  $\Delta P_{po}$  не исчезает, но компенсируется встречно направленным **дрейфовым потоком**  $\Delta P_n$  дырок:  $\Delta P_{po} = \Delta P_n$ . Величина дрейфового потока не зависит от высоты потенциального барьера  $\Delta E_o$ , а определяется концентрацией  $P_n$  дырок – неосновных носителей тока в  $n$ -слое. Она существенно зависит от температуры полупроводника. При постоянной температуре  $\Delta P_n = \text{const}$ .

Для зоны проводимости картина диффузионного и дрейфового потоков электронов аналогична рассмотренной. Ввиду малости этих потоков при несимметричном  $p$ - $n$ -переходе в дальнейшем их можно не рассматривать.

## 2.1. ПРЯМОЕ СМЕЩЕНИЕ $p$ - $n$ ПЕРЕХОДА

Разность потенциалов  $\Delta\varphi$  на границах  $p$ - $n$ -перехода можно изменять относительно «контактной» разности потенциалов  $\Delta\varphi_o$  с помощью внешнего напряжения, подаваемого на клеммы Э и Б полупроводниковой системы.

Если напряжение  $U$  приложено так, что  $\Delta\varphi < \Delta\varphi_o$ , оно называется напряжением «прямого смещения»  $p$ - $n$  перехода или прямым напряжением на полупроводниковом диоде. В рассматриваемом здесь случае полярность прямого напряжения должна иметь «плюс» на Э и «минус» на Б.

При прямом смещении  $p$ - $n$  перехода по сравнению с равновесными значениями уменьшаются разность потенциалов  $\Delta\varphi$ , высота  $\Delta E$  и ширина  $l$  потенциального барьера:

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi &= \Delta\varphi_o - U \\ \Delta E &= q_e \cdot \Delta\varphi = \Delta E_o - q_e U \\ l &= l_o \sqrt{\Delta\varphi / \Delta\varphi_o} = l_o \sqrt{1 - U / \Delta\varphi_o} \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

При этом на  $\Delta\mu = q_e U$  химический потенциал  $\mu$  в  $n$  – слое смещается «вверх» на зонной диаграмме относительно химического потенциала в  $p$ -слое. Неравенство  $\Delta\mu_p < \Delta\mu_n$  означает, что система прямым напряжением  $U$  выведена из состояния равновесия при неизменной температуре. Такой процесс «энергетического смещения» при  $T = const$  сохраняет в  $p$ -слое и в  $n$ -слое равновесное положение валентной зоны ВЗ и зоны проводимости ЗП относительно соответствующего химического потенциала. На зонной диаграмме ВЗ и ЗП в  $n$ -слое вместе с уровнем химического потенциала смещается «вверх», как это показано на рис 2.3.

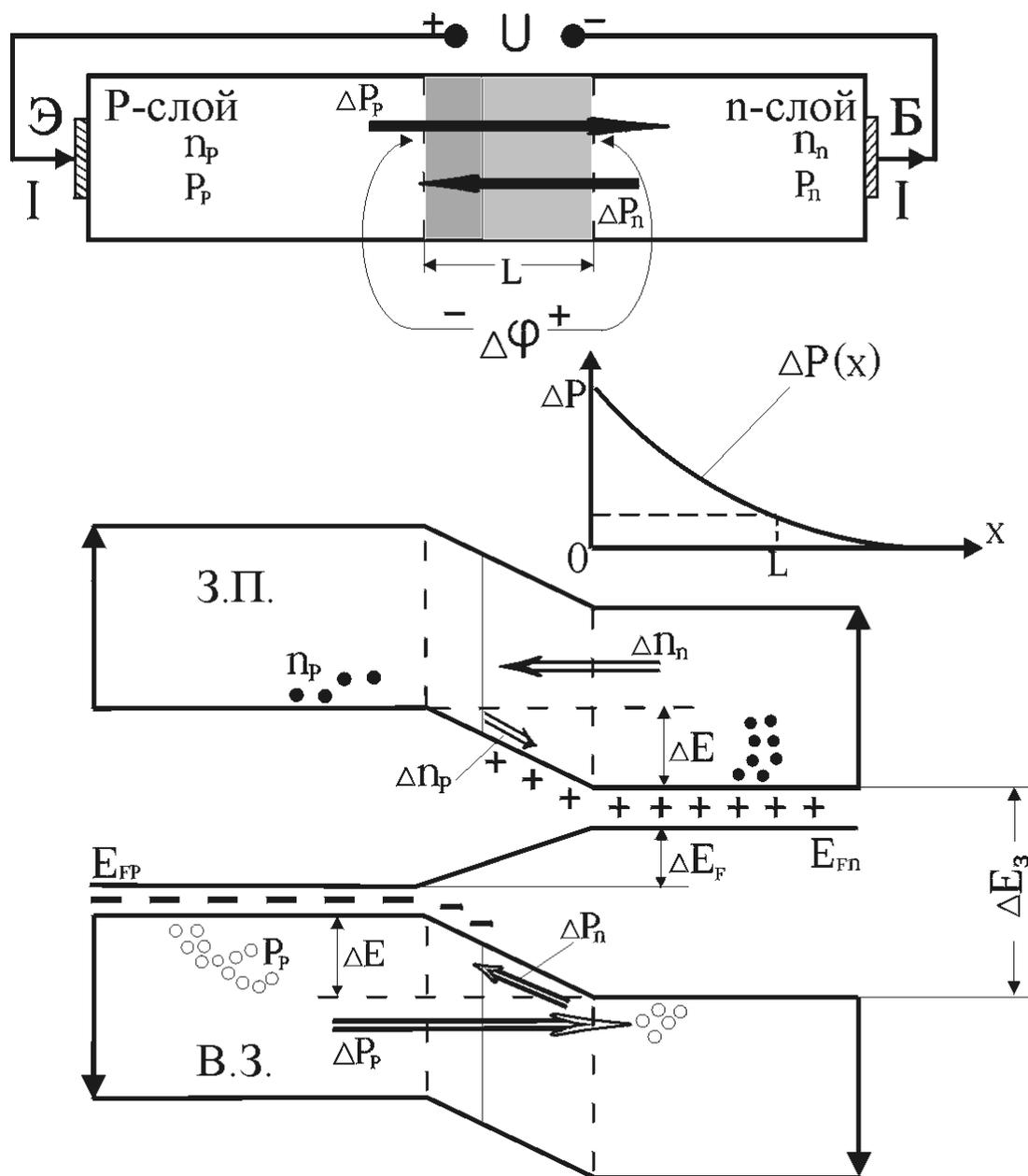


Рис 2.3

При «прямом смещении» и при  $T = const$  концентрация неосновных носителей – дырок в  $n$ -слое  $P_n$  и дрейфовый поток  $\Delta P_n$  дырок из  $n$ -слоя практически остаются такими же, как и в состоянии равновесия.

Диффузионный же поток дырок  $\Delta P_p$  из  $p$ -слоя, зависящий от высоты  $\Delta E$  барьера, существенно возрастает по сравнению с равновесным значением:  $\Delta P_p \gg \Delta P_{p0}$ . В  $n$ -слое за счет этого потока появляются «избыточные неосновные

носители тока» – дырки. Этот процесс нагнетания из эмиттера в базу неосновных носителей называют инжекцией. На границе  $p$ - $n$ -перехода ( $x=0$  на Рис. 2.3) концентрация «избыточных дырок»  $\Delta P_o = \Delta P_p - \Delta P_n$  максимальна. Эти дырки диффундируют в  $n$ -слое и по причине рекомбинации с имеющимися в этом слое свободными электронами уменьшают свою концентрацию по закону

$$\Delta P(x) = \Delta P_o \cdot e^{-\frac{x}{L}} = P_n \left( e^{\frac{qeU}{kT}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{x}{L}}$$

Где  $L \approx 0.1$  мм – «диффузионная длина» дырок в  $n$ -слое, при которой  $\Delta P(x=L) < \Delta P_o$  в  $e = 2,7$  раз,  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К.

Рекомбинационное уменьшение концентрации свободных электронов в  $n$ -слое компенсируется их притоком из внешней цепи под действием источника «прямого» напряжения. Соответственно инжекция дырок из эмиттера в  $p$ -слое компенсируется оттоком электронов во внешнюю цепь, что эквивалентно притоку дырок из этой цепи.

Диффузионный дырочный ток на границе ( $x=0$  на Рис.2. 3)  $p$ - $n$ -перехода с  $n$ -слоем определяется законом диффузии

$$I = q_e \cdot D_p S \left. \frac{d[\Delta P(x)]}{dx} \right|_{x=0} \quad (2.4)$$

где  $D_p$  - коэффициент диффузии дырок в  $n$ -слое.

Подставляя  $\Delta P(x)$  из (2.3) и находя производную, получим при  $x=0$  формулу прямого тока через  $p$ - $n$ -переход

$$I = I_{op} \left( e^{\frac{q_e U}{kT}} - 1 \right) \quad (2.5)$$

где  $I_{op} = q_e D_p S P_n / L$  - «тепловой ток» дырок, зависящий от температуры вследствие термогенерации дырок в  $n$ -слое и от ширины запрещенной зоны

$\Delta E_3$  полупроводника. При  $T = 300$  К для  $Ge$   $I_{op} \approx 1$  мкА, для  $Si$   $I_{op} \approx 10^{-7}$  мкА.

Прямое напряжение смещения, исходя из требования  $\Delta\varphi = \Delta\varphi_o - U > 0$ , ограничивается условием  $U < \Delta\varphi_o$ . Прямой ток нормируется по допустимой мощности, выделяющейся при нагревании полупроводника, и для диодов средней мощности  $I_{max} \approx 0,5$  А. Так как ширина  $l$   $p-n$  перехода при прямом смещении мала, его сопротивление незначительно.

**Примечание:** Если  $p-n$  переход симметричный, аналогичным образом рассматриваются электронные потоки в зоне проводимости, инжекция электронов из  $n$ -слоя, диффузионный электронный ток, соответствующий формуле (2.4), но содержащий тепловой ток электронов  $I_{on}$ . Прямой ток является суммой дырочного и электронного токов.

## 2.2. ОБРАТНОЕ СМЕЩЕНИЕ $p-n$ ПЕРЕХОДА

Напряжение смещения  $U'$  называют обратным напряжением, если оно приложено к клеммам Э и Б так, что  $\Delta\varphi > \Delta\varphi_o$ . На рис.2.4 полярность этого напряжения имеет «плюс» на Б и «минус» на Э.

При обратном смещении  $p-n$  перехода возрастают по сравнению с равновесными значениями разность потенциалов, высота и ширина потенциального барьера,

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi &= \Delta\varphi_o + U' \\ \Delta E &= q_e \cdot \Delta\varphi = \Delta E_o + q_e U' \\ l &= l_o \sqrt{\Delta\varphi / \Delta\varphi_o} = l_o \sqrt{1 + U' / \Delta\varphi_o} \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

а также на  $\Delta\mu = \Delta E_F = q_e U'$  смещается «вниз» на зонной диаграмме

химический потенциал  $\mu_n = E_{Fn}$  относительно химического потенциала

$$\mu_p = E_{Fp}.$$

Напряжением  $U'$  система выведена из состояния равновесия  $(E_{Fn} < E_{Fp})$  при неизменной температуре. Равновесные значения концентрации основных и неосновных носителей тока в  $p$ -слое и в  $n$ -слое сохраняются. Неизменным остается и положение ВЗ и ЗП относительно химического потенциала в каждом слое.

Вместе с химическим потенциалом смещаются «вниз» относительно  $p$ -слоя ВЗ и ЗП  $n$ -слоя, как показано на зонной диаграмме Рис.2. 4.

При обратном смещении и при  $T = const$  дрейфовый поток  $\Delta P_n$  дырок из  $n$ -слоя остается таким же, как и в состоянии равновесия.

Диффузионный же поток дырок  $\Delta P_p$  из  $p$ -слоя ввиду увеличения высоты  $\Delta E$  потенциального барьера ( $\Delta E > \Delta E_o$ ) существенно уменьшается по сравнению с равновесным значением:  $\Delta P_p \ll \Delta P_{po}$ .

Преимущественный дрейфовый переход дырок из  $n$ -слоя в  $p$ -слой (экстракция, или отсос дырок из базы) создает в  $n$ -слое вблизи его границы с  $p$ - $n$  переходом «дефицит дырок», распространяющийся по мере удаления от границы (вдоль оси  $X$ ) в соответствии с формулой

$$\Delta P'(x) = \Delta P'_o \cdot e^{-\frac{x}{L}} = P_n \left( e^{-\frac{q_e U'}{kT}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{x}{L}} \quad (2.7)$$

где максимальное значение «дефицита» (при  $x = 0$ )  $\Delta P'_o = \Delta P_p - \Delta P_n < 0$ .

Дырки, покидающие  $n$ -слой, компенсируются притоком их из глубины  $n$ -слоя, что эквивалентно оттоку свободных электронов во внешнюю цепь через клемму  $B$ . В  $p$ -слое сверхравновесные дырки, проникшие через  $p$ - $n$  переход, компенсируются рекомбинацией их с электронами, поступающими из внешней цепи через клемму  $\mathcal{E}$ .

Дрейфовый дырочный ток на границе  $p$ - $n$ -перехода с  $n$ -слоем определяется формулой (2.4), подставляя в которую (2.7), получим для обратного тока через  $p$ - $n$  переход

$$I' = I_{op} \left( e^{-\frac{q_e U'}{kT}} - 1 \right) \quad (2.8)$$

где тепловой дырочный ток  $I_{op}$  соответствует рассмотренному в (5).

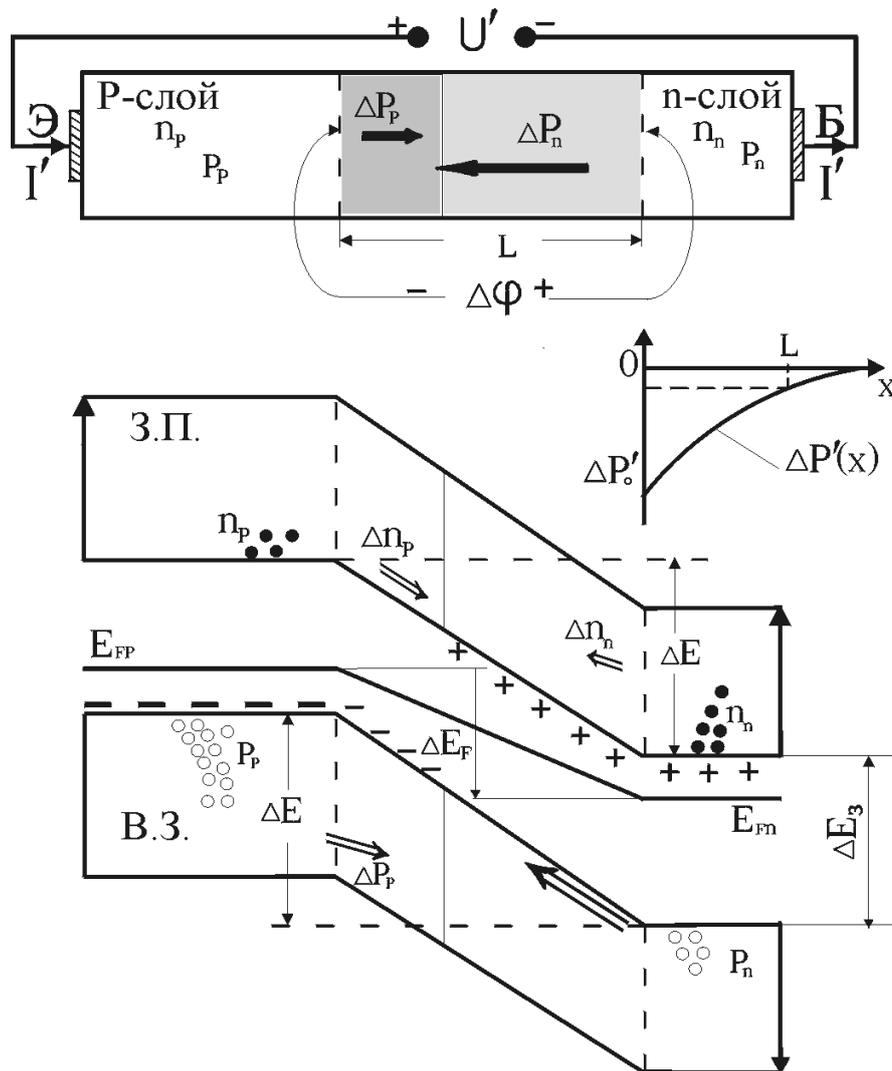


Рис. 2.4

Обратное напряжение  $U'$  ограничивается электрической прочностью кристалла и может быть достаточно большим (30-100В).

Даже при не очень больших напряжениях  $U'$  в (2.8) экспоненциальная часть много меньше единицы и ею можно пренебречь. Поэтому  $I' \approx -I_{op} = const$  при данной температуре и разных значениях  $U' \gg 0$ .

Температурная зависимость тока  $I'$  весьма существенна.

Ввиду большого значения ширины  $l$   $p$ - $n$  перехода сопротивление обратно смещенного перехода очень большое.

### 2.3 ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА

Формулы (2.5) и (2.8) определяют вольтамперные характеристик (ВАХ) полупроводникового диода при прямом  $I = f(U)$  и при обратном  $I' = f(U')$  смещениях. В первом случае ВАХ имеет большую крутизну: при малом изменении прямого напряжения ток диода изменяется резко. Для экспериментального исследования ВАХ в этом случае проще и точнее устанавливать величину тока, а напряжение, полученное на диоде, измерять. Для этого в качестве источника необходимо применять «генератор тока». ВАХ при обратном включении диода: даже при больших изменениях напряжения ток изменяется незначительно. В этом случае предпочтительнее использовать «генератор напряжений» для установки напряжения на диоде, а ток диода измерять.

ВАХ полупроводникового диода показана на Рис.2.5 для прямого и обратного смещений. Здесь же приведен пример практического применения полупроводникового диода для выпрямления переменного тока, когда на диод подается переменное напряжение.

Важнейшими характеристиками диода являются его прямое и обратное сопротивления.

**Статические сопротивления:**

$$R = \frac{U}{I}, \quad R' = \frac{U_2^1}{I_2^1} \quad (2.9)$$

**Динамические сопротивления:**

$$R_{\text{д}} = \frac{\Delta U}{\Delta I}, \quad R'_{\text{д}} = \frac{\Delta U'}{\Delta I'} \quad (2.10)$$

Динамические сопротивления проявляются при подключении к диоду источников переменного напряжения и используются для расчета цепей переменного тока.

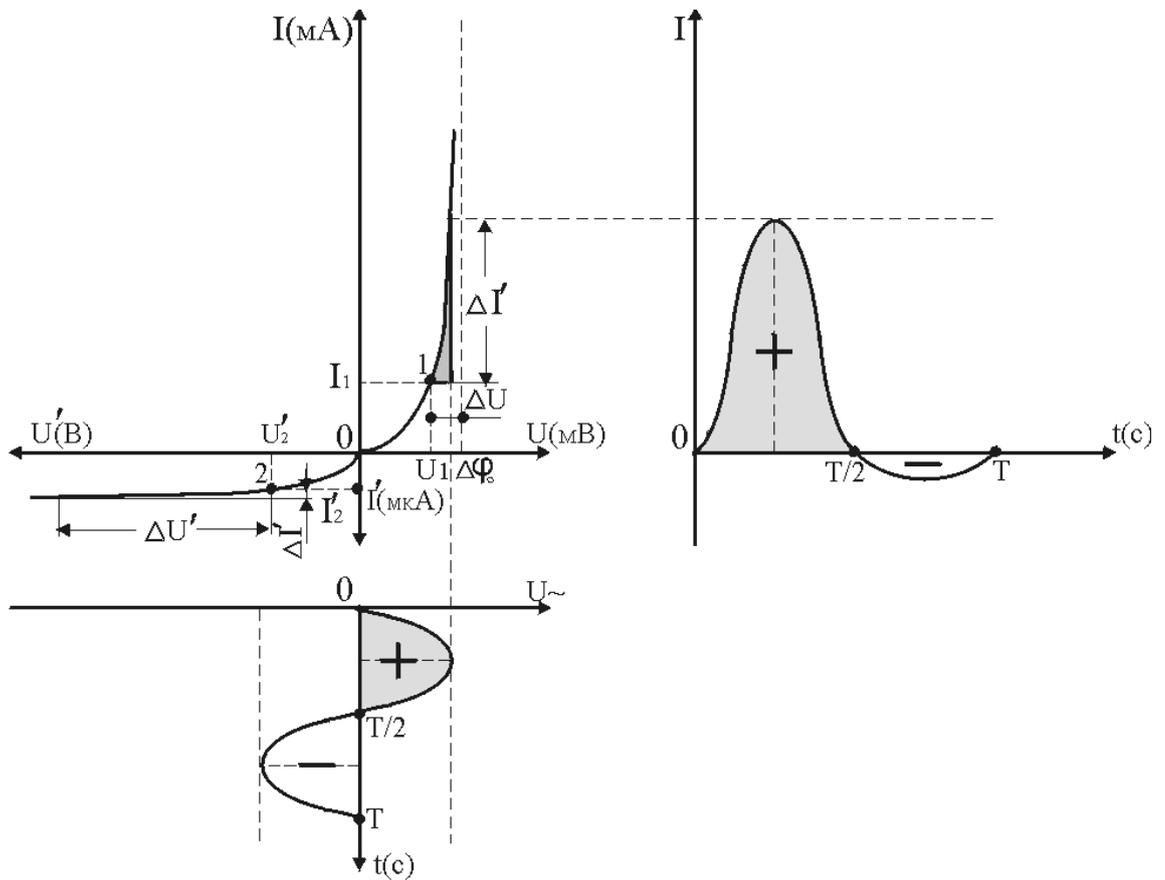


Рис.2.5

## 2.4 ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ

Полупроводниковые диоды широко используются в различных устройствах электроники, автоматики и т.д. Выбор материалов для изготовления диодов определяется рабочим диапазоном температуры, их стойкостью. Чем шире запрещенная зона, тем выше может быть рабочая температура. Например: для германиевых диодов верхний предел температуры  $85^{\circ}\text{C}$ , для кремния  $140^{\circ}\text{C}$ , для арсенида галлия  $400^{\circ}\text{C}$ . Большинство выпускаемых промышленностью диодов изготавливается из кремния, так как он имеет хороший температурный диапазон и относительно недорогой. При изготовлении диодов используются различные технологии, например, сплавная, диффузионная, эпитаксии.

В настоящее время чаще всего используется диффузионная технология.

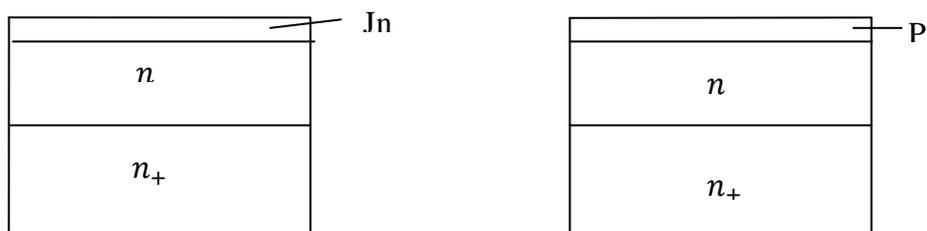


Рис 2.6а

Рис 2.6б

На подложке сильно легированного кремния выращивается пленка кремния

n-типа толщиной 6-10мкм, на которую в вакууме наносится материал третьей группы таблицы Менделеева, например: индий Рис2.6а. Затем «сэндвич» нагревается и проводится диффузия индия в кремний, образуя p - слой (Рис.2.6б). Роль подложки толщиной порядка 300 мкм – обеспечить механическую прочность.

Назначение диодов весьма разнообразно (выпрямительные, импульсные, варикапы, стабилитроны и т.д.). Некоторые, из перечисленных диодов будут рассмотрены ниже.

Диоды характеризуются системой рабочих и предельно допустимых параметров. Превышение предельно допустимых параметров может привести к необратимому отказу диода.

### 2.4.1 Выпрямительные диоды

Выпрямительные диоды предназначены для преобразования переменного тока в постоянный. Схема простейшего выпрямителя приведена на Рис.2.7, а на Рис. 2.8 приведена диаграмма зависимости тока через нагрузку и напряжение источника от времени при низком значении частоты.

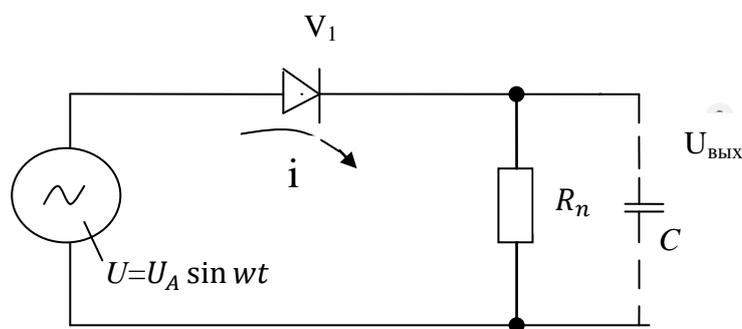


Рис. 2.7

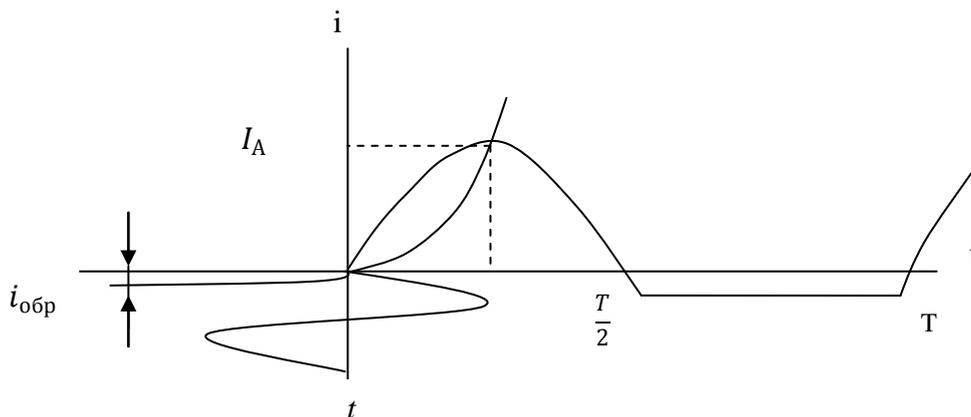


Рис. 2.8

Пусть напряжение на выходе источника изменяется по закону  $U = U_A \sin \omega t$ .

При  $t=0$  сила тока в цепи равна нулю. В приконтактной области  $p-n$  перехода устанавливается равновесие между диффузионной составляющей тока основных носителей заряда и дрейфовой составляющей неосновных носителей.

При  $\frac{T}{2} > t > 0$  дырки из области  $p$ -типа инжектируются в  $n$ -область, происходит накопление заряда неосновных носителей заряда в базе, через диод протекает ток  $i_+ \approx \frac{U-U_0}{R_n}$ . При отрицательном полупериоде ( $T > t > \frac{T}{2}$ ). Ток равен обратному току  $p-n$  перехода  $i_- = I_{обр}$ , направление тока обратное, причем сначала рассеивается заряд накопленный в базе, а затем устанавливается обратный ток. Этот процесс устанавливается в течение времени

$$\tau_p = \tau_{зп} + \tau_{сп}, \text{ где}$$

$\tau_p$  - время рассеяния заряда.

$\tau_{зп}$  - время запаздывания.

$\tau_{сп}$  - время спада.

Средний ток протекающий через диод  $i = \frac{1}{T} \int_0^T (i_+ - i_-) dt$ . Если  $\tau_p < T$ . (квазистационарный режим) второе слагаемое определяется только током неосновных носителей заряда, который на несколько порядков меньше прямого тока, поэтому, им можно пренебречь.

Если же  $\tau_p$  соизмеримо с периодом колебаний напряжения источника, то кривая зависимости тока от времени выглядит так как изображено на Рис. 2.9

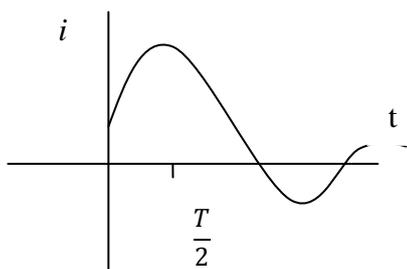


Рис 2.9

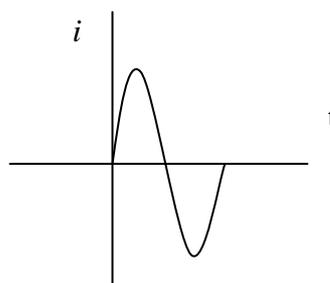


Рис 2.10

При работе на повышенной частоте, когда период напряжения источника соизмерим с временем рассасывания ( $\tau \approx \tau_p$ ) выпрямляющие свойства диода ухудшаются. В этом случае дырки, инжектированные в  $n$ -базу за положительный полупериод, не успевают рекомбинировать в базе. Во время отрицательного полупериода часть накопленных дырок рекомбинируют, а часть уходят в  $p$ -область, создавая всплеск обратного тока (Рис. 2.10).

Форма тока при дальнейшем росте частоты ( $\tau < \tau_p$ ) приведен на Рис.2.11.

Рассмотренный выпрямитель преобразует переменный ток в пульсирующий одной полярности. Чтобы уменьшить пульсации параллельно нагрузке включают конденсатор, емкость которого  $C \geq \frac{T}{R}$ .

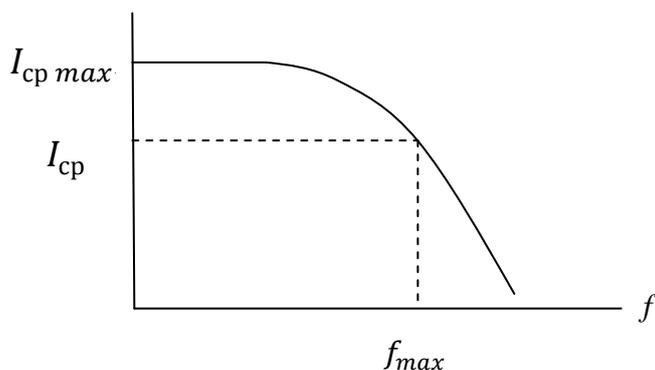


Рис 2.11

Выпрямительные диоды характеризуются основными параметрами:

$U_{пр}(I_{пр})$  - Падение напряжения  $U_{пр}$  на диоде при прямом токе  $I_{пр}$ .

$I_{обр}(U_{обр})$  - Обратный ток при заданном обратном напряжении.

$T_{мин}, T_{мах}$  - Минимальная и максимальная температуры.

$f_{мах}$  - Максимальная частота, при которой  $I_{сп} = \frac{I_{ср\ мах}}{\sqrt{2}}$

Предельно допустимые параметры:

$I_{ср\ мах}$  - максимально допустимая средняя сила тока.

$U_{обр\ мах}$  - максимально допустимое обратное напряжение

$P_{мах}$  - максимально рассеиваемая диодом мощность.

## 2.4.2 Импульсные диоды

Основное назначение импульсных диодов - коммутация цепей в устройствах автоматики, вычислительной техники и т.д. Импульсный диод должен иметь сопротивление равное нулю при прямом включении и бесконечно большое при обратном. Вольтамперная характеристика идеального диода приведена на рис.2.12.

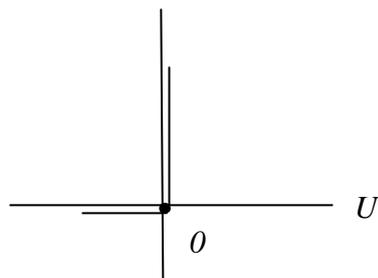


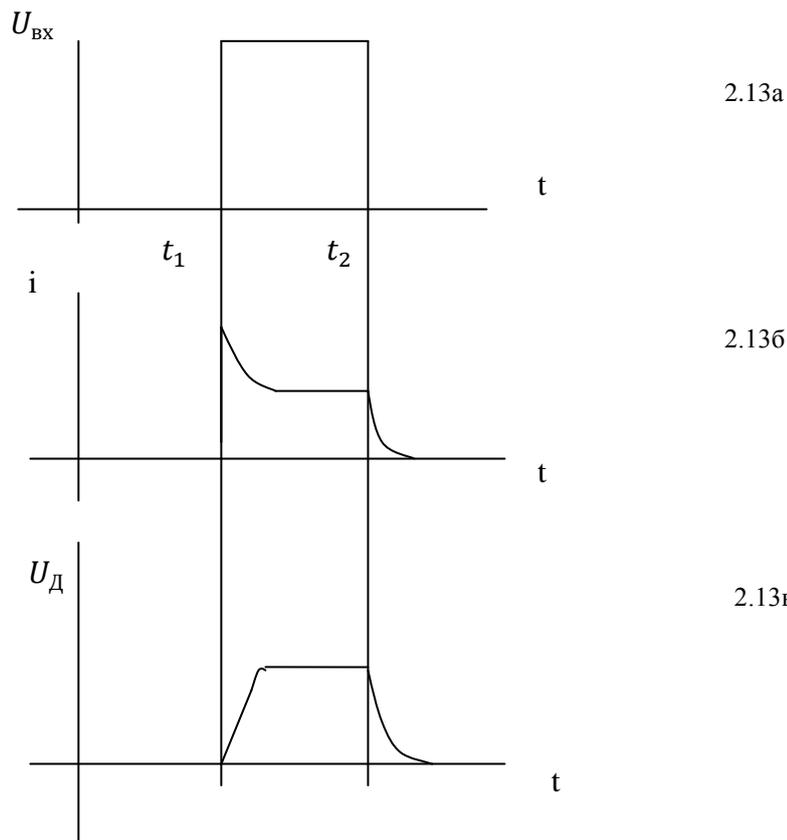
Рис.2.12

Реальный диод может быть представлен:

в прямом направлении параллельно включенным сопротивлением  $R_r$  и диффузионной емкостью  $C_{диф}$ , в обратном направлении - параллельно соединенным сопротивлением  $R$  и барьерной емкостью  $C_{бар}$ . Наличие емкостей в цепи приводит к тому, что при переключении проходит переходной процесс.

Рассмотрим процесс прохождения прямоугольного импульса напряжения через диод (Рис.2.13а).

При  $t < t_1$  напряжение равно нулю, поэтому и ток, через диод равен нулю. В момент времени  $t = t_1$  происходит скачок напряжения  $U_1$ , начинается заряд диффузионной емкости, что приводит к броску тока  $i_{мах} = \frac{U_1}{R_H}$  (Рис 2.13 б). С течением времени емкость заряжается, сила тока уменьшается до значения  $i = \frac{U_1 - U_p}{R_H}$ .



Напряжение на диоде увеличивается до значения  $U_{\text{д}}$  (Рис.2.13 в).

При  $t = t_2$  входное напряжение равно нулю и начинает рассасываться накопленный в базе заряд.

Выходное напряжение  $U_{\text{вых}} = R_{\text{н}} i$ , повторяет зависимость тока от времени. Как видно выходной импульс значительно искажен, и это искажение будет тем больше, чем ближе время рассеивания заряда к длительности импульса. Эти искажения ограничивают быстродействие устройств использующих диоды, а при  $\tau_4 \geq \tau_p$  работа таких устройств становится проблематичной. Кроме того, выброс тока может превышать предельно допустимый импульсный ток, что в свою очередь приведет к необратимому отказу диода.

Еще одна опасная ситуация возникает при переключении диода из прямого включения в обратное. (Рис.2.14).

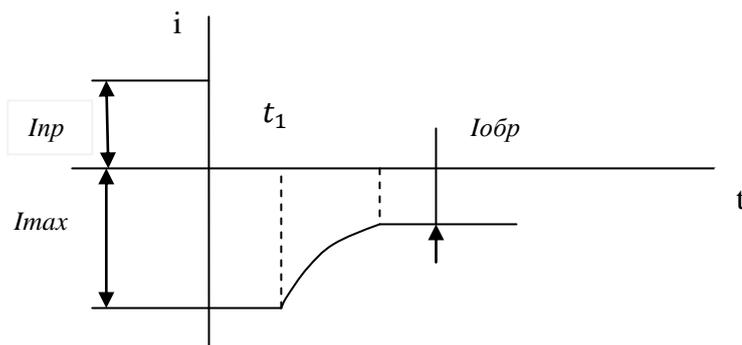


Рис.2.14

При  $t < 0$   $p-n$  переход включен в прямом направлении, носители заряд инжектируются в область базы, где образуется область пространственного заряда. В момент времени  $t = 0$  происходит переключение перехода в обратное направление и, следовательно, возникает бросок тока в обратном направлении. Затем заряд, за время  $t \approx \tau_{pa}$ , рассеивается, ток через переход уменьшается до величины равной обратному току.

Так как сопротивление диода включенного в обратном направлении довольно велико, падение напряжения на нем может оказаться больше предельно допустимого, что приведет к его пробое.

Импульсные диоды характеризуются теми же параметрами, что и выпрямительные и к ним добавляется  $\tau_p$ , - время рассасывания заряда и предельно допустимые:

$I_{imax}$  - максимальный импульсный ток при длительности  $\tau_{и}$ ,

$U_{обр} U_{max}$  - максимально допустимое импульсное обратное напряжение.

В последнее время в качестве импульсных диодов используют диоды на барьере Шоттки.

Барьер Шоттки возникает при контакте металла с полупроводником.

Рассмотрим контакт металла с полупроводником  $n$ -типа, причем, химический потенциал полупроводника выше, чем у металла (Рис 2.15).

При контакте химические потенциалы выравниваются. Это выравнивание происходит за счет перехода электронов из полупроводника (где концентрация электронов мала) в металл (где концентрация больше).

Такой переход создает диффузионный поток электронов из полупроводника в металл (Рис.2.16а). На месте электронов в полупроводнике остаются неподвижные заряды ионов. Поскольку концентрация электронов в металле значительно превышает концентрацию электронов в полупроводнике. В полупроводнике возникает область обедненная электронами шириной до 1мкм. В металле же образуется отрицательно заряженная область шириной не более одного межатомного расстояния. В итоге возникает контактная разность потенциалов (Рис.2.16 б), которая создает поток дрейфовых электронов, направленный из металла в полупроводник.

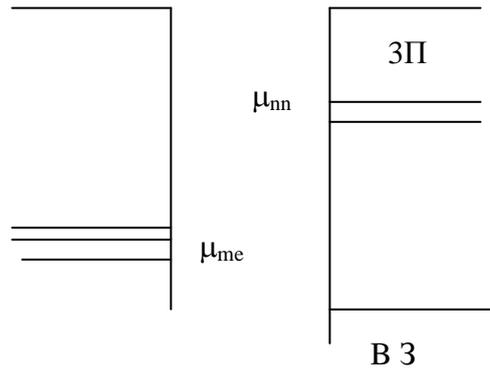


Рис.2.15

В равновесном состоянии диффузионный ток равен току дрейфовому. Энергетическая диаграмма в равновесном состоянии приведена на Рис.(2.16в). При прямом включении уменьшается высота потенциального барьера на величину  $qU$ , где  $U$  равно подведенному к барьеру напряжению. И уравнение зависимости тока от напряжения, в первом приближении запишется

$i = i_0 (e^{\frac{qU}{kT}} - 1)$ . При обратном включении диффузионный поток уменьшается, так как высота барьера увеличивается на величину  $qU$  (Рис.2.16г).  $i = i_0 (e^{\frac{-qU}{kT}} - 1)$

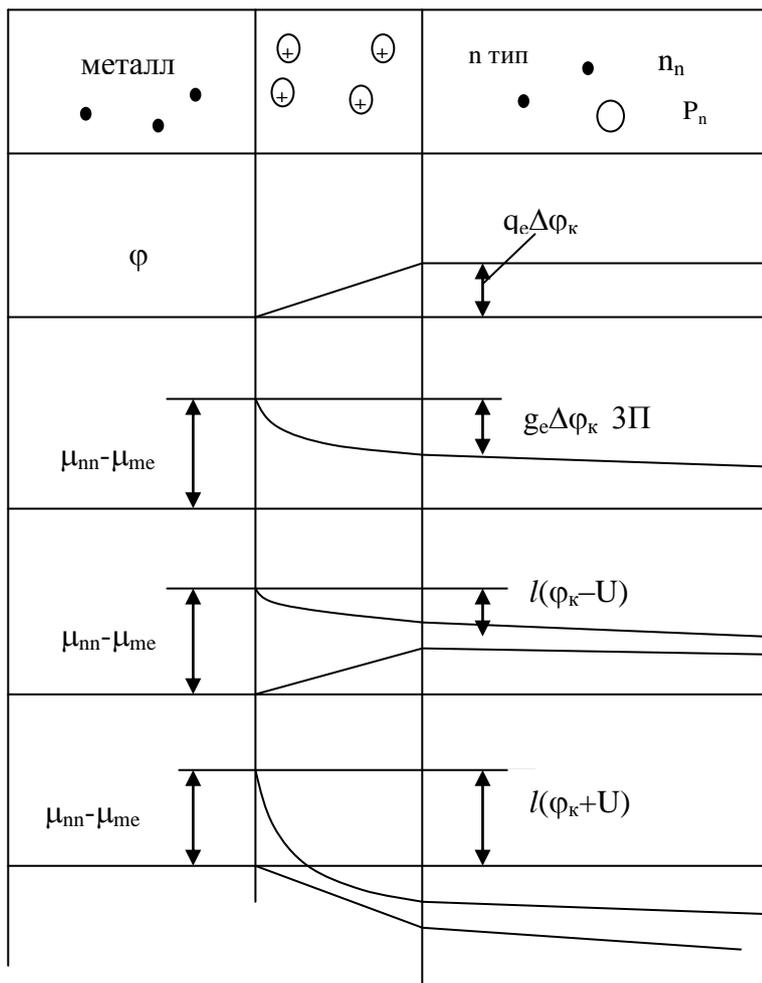


Рис.2.16а

Рис.2.16б

Рис. 2.16в

Рис.2.16г

Рис. 2.16д

Вольтамперная характеристика диода на основе барьера Шоттки приведена на рис.2.17 (кривая 1). Для сравнения на рис.2.17 приведена кривая 2 диода на основе  $p-n$  перехода.

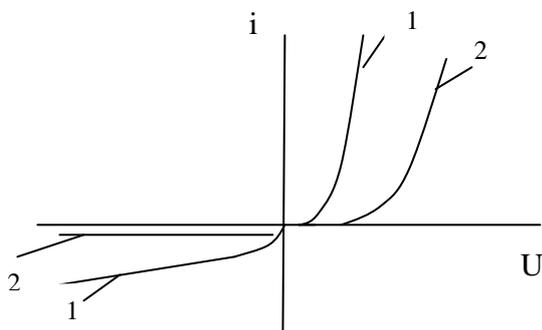


Рис 2.17

К преимуществам диодов использующих контакт металл – полупроводник следует отнести меньшее значение прямого напряжения. Кроме того они обладают высоким быстродействием. Переходной процесс обусловлен «паразитными» параметрами корпуса диода. Наряду с этим они обладают рядом недостатков: повышенный обратный ток, низкое

напряжение пробоя. На схемах диоды на основе барьера Шоттки изображаются, так как показано на Рис.2.18.

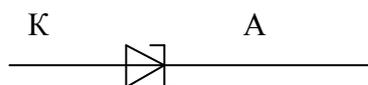


Рис.2.18

## 2.5 ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ СТАБИЛИЗАТОРЫ НАПРЯЖЕНИЯ

Действие параметрических стабилизаторов основано на использовании нелинейности вольт-амперной характеристики некоторых элементов. Дестабилизирующий фактор (изменение напряжения сети или сопротивления нагрузки) действует непосредственно на параметр нелинейного элемента, что значительно ослабляет воздействие этого фактора на выходное напряжение. В современных параметрических стабилизаторах обычно используются полупроводниковые стабилитроны, вольт-амперная характеристика которых имеет вид, приведенный на рис. 2.19.

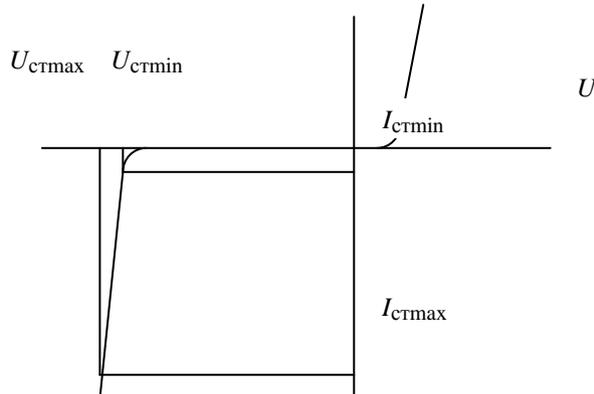


Рис.2.19

Отличительной особенностью стабилитронов является наличие на вольт-амперных характеристиках областей, где наблюдается значительное изменение тока через прибор при малом изменении напряжения на нем. При обратном напряжении это область лавинного или туннельного пробоя, а в прямом направлении – прямая ветвь стабилитрона, аналогичная прямой ветви полупроводникового диода. Схема включения стабилитронов приведена на рис. 2.20.

При повышении напряжения источника или при уменьшении тока нагрузки ток через стабилитрон резко увеличивается, в результате чего возрастает падение напряжения на ограничивающем резисторе  $R$ . При понижении напряжения питания или сопротивления нагрузки падает ток через стабилитрон. В обоих случаях выходное напряжение, равное напряжению стабилизации, изменяется незначительно.

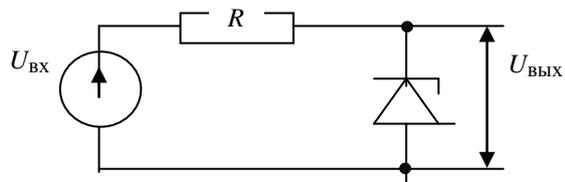


Рис. 2.20

Основным параметром стабилизатора является коэффициент стабилизации:

$$K = \frac{\Delta U_{\text{ВХ}} / U_{\text{ВХ}}}{\Delta U_{\text{ВЫХ}} / U_{\text{ВЫХ}}} = \left[ \frac{(n_{\text{СТ}} - 1)U_{\text{ВЫХ}}}{(I_{\text{СТ}} + I_{\text{Н}})R_{\text{Д}}} + 1 \right] \frac{1}{n_{\text{СТ}}} = (R / R_{\text{Д}} + 1) \frac{1}{n_{\text{СТ}}},$$

где  $n_{\text{СТ}} = U_{\text{ВХ}} / U_{\text{ВЫХ}}$ ;  $I_{\text{СТ}}$  – ток через стабилитрон;  $R$  – ограничивающее сопротивление;  $R_{\text{Д}} = \frac{U_{\text{СТ max}} - U_{\text{СТ min}}}{I_{\text{СТ max}} - I_{\text{СТ min}}}$  – динамическое сопротивление стабилитрона.