

Лекция 3

ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ

Движение свободных носителей заряда в металлах и полупроводниках.

Полупроводники в микроэлектронике. Носители заряда в полупроводнике.

Дрейфовый ток. Диффузионный ток. Закон Ома. Уравнение непрерывности.

Электронно-дырочные переходы и их характеристики. Контактные явления на границе двух полупроводников. Электронно-дырочный переход. Расчет поля и потенциала. Ширина запирающего слоя. Высота потенциального барьера. Инжекция и экстракция неосновных носителей заряда в p-n-переходе. Вольт-амперная характеристика. Полупроводниковые диоды. Дифференциальное сопротивление p-n-переходов. Барьерная емкость p-n-перехода. Диффузионная емкость p-n-перехода.

Полупроводниковые диоды. Быстродействие полупроводниковых диодов. Виды полупроводниковых диодов.

Контакт металл - полупроводник. Диоды Шоттки. Омические контакты.

ДВИЖЕНИЕ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ.

Полупроводники в микроэлектронике

В полупроводниковых материалах концентрация подвижных носителей заряда значительно ниже концентрации атомов. Однако, концентрация носителей может в широких пределах меняться за счет внедрения примеси, под действием температуры, освещения.

Физические явления в области контакта материалов с различными проводящими свойствами образуют основу для создания разнообразных элементов и приборов микроэлектроники.

По величине удельного сопротивления ρ полупроводники (в полупроводниках $10^{-5} \leq \rho \leq 10^7$ ом·м) занимают промежуточное положение между металлами ($10^{-6} \leq \rho \leq 10^{-8}$ ом·м) и диэлектриками ($\rho \geq 10^{10}$ ом·м).

В микроэлектронике, главным образом, используются твердотельные кристаллические структуры, состоящие из элементарных полупроводников (Ge, Si) или полупроводниковых соединений типа Ge-Si, A³-B⁵ (Ga-As, InSb), A²-B⁶ (CdS) и др.

Для использования в микроэлектронике полупроводниковые материалы должны быть высокочистыми, то есть иметь малое количество примесей и характеризоваться бездефектной регулярной кристаллической структурой.

Структура полупроводниковых материалов может изменяться искусственно по требуемому алгоритму. Изменение структуры путем внедрения примесных атомов приводит к целенаправленному изменению проводимости полупроводников. Технологически такое изменение может осуществляться путем высокотемпературной диффузии или ионной имплантации. Целенаправленное локальное изменение проводимости полупроводниковой структуры легло в основу производства интегральных схем.

Носители заряда в полупроводнике

Носителями заряда в полупроводниках являются электроны проводимости и дырки. Масса электрона проводимости может меняться при движении в полупроводниковой кристаллической структуре и поэтому направление ускорения электрона в общем случае не совпадает с направлением внешнего поля. Вводятся понятия эффективной массы электрона (и эффективной массы дырки).

$$m^* = \frac{p_0}{v_0}, \text{ где } p_0 \text{ и } v_0 - \text{ абсолютные значения импульса и скорости,}$$

соответствующие энергии Ферми.

Дырка представляет собой квазичастицу или незаполненное электронное состояние (вакансию) в валентной зоне полупроводника. Понятие дырки введено для удобства описания физических свойств полупроводника. Дырке приписывают положительный заряд, по величине равный заряду электрона. Эффективная масса обычно больше, чем масса электрона.

Беспримесный и бездефектный полупроводник с идеальной кристаллической решеткой называется собственным полупроводником. Его проводимость называется собственной проводимостью.

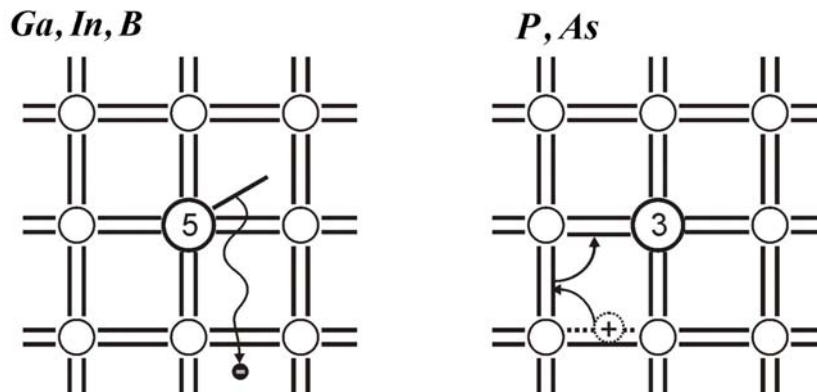
С повышением температуры возрастает энергия колебаний кристаллической решетки, которые могут привести к разрыву ковалентных связей и генерации электронно-дырочной пары. Такой процесс называется *термогенерацией*. Электронно-дырочные пары могут также рождаться под действием световых квантов.

Проводимость полупроводника может значительно изменяться за счет введения примесей, приводящих к изменению типа проводимости.

Если в решетку четырехвалентного кремния ввести атомы пентавалентного элемента из пятой группы таблицы Менделеева, то четыре валентных электрона из пяти свяжутся с четырьмя электронами соседних четырех атомов кремния. Образуется устойчивая оболочка из восьми электронов. Пятый электрон примесного атома оказывается слабо связанным и легко его покидает, становясь электроном проводимости. Такие полупроводники называются электронными

полупроводниками, или полупроводниками *n*-типа, а соответствующая пятивалентная примесь – донорной примесью.

Если же в решетку четырехвалентного кремния ввести атомы трехвалентного элемента из третьей группы таблицы Менделеева, то все три валентных электрона вступят в связь с четырьмя электронами соседних атомов кремния. Дополнительный электрон для образования устойчивой электронной оболочки будет заимствован у ближайшего атома кремния. Таким образом образуется незаполненная связь, или дырка. Атом примеси превратится в неподвижный ион с отрицательным зарядом. Дырки примесного происхождения



добавятся к собственным дыркам, а полупроводник станет полупроводником *p*-типа, или полупроводником с дырочной проводимостью. Соответствующая примесь называется *акцепторной*.

$$n = N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{k_B T}}$$

$$p = N_v e^{-\frac{E_F - E_v}{k_B T}}$$

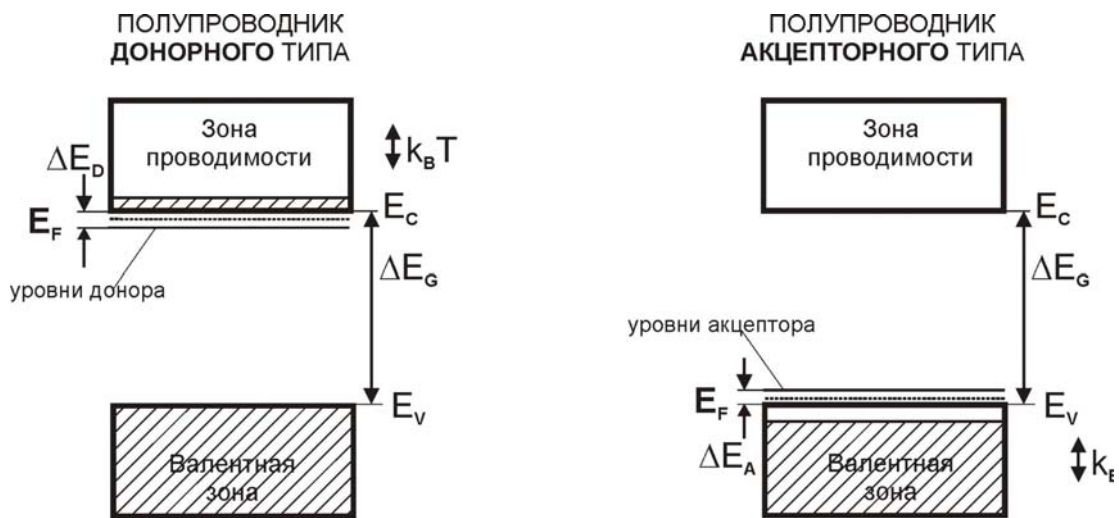
$$n_i \approx N_c e^{-\frac{E_G}{2k_B T}}$$

Концентрация примесных атомов, а значит и примесных электронов проводимости, может превосходить концентрацию носителей в собственном (истинном) полупроводнике на несколько порядков величины, то есть концентрация электронов проводимости (дырок) будет определяться практически лишь концентрацией примеси.

Для донорных полупроводников $n = n_n \approx N_D$.

Для акцепторных полупроводников $p = p_p \approx N_A$

Точнее: $n_n = N_D + p_n$, $p_p = N_A + n_p$



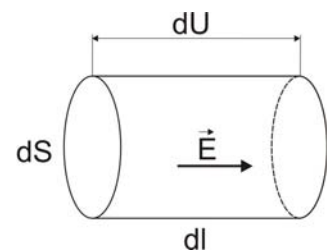
В полупроводниках существует два основных механизма переноса носителей заряда:

Диффузия свободных носителей при наличии неравномерности их концентрации;

Дрейф носителей заряда под действием внешнего электрического поля.

Дрейфовый ток

Если полупроводник (так же как и проводник) поместить в электрическое поле напряженностью \vec{E} , то возникает направленное движение свободных носителей. Соответствующий ток называется дрейфовым. Его описание может быть дано на основе классического представления об электронном газе (см. предыдущую лекцию).



Связь между плотностью тока и напряженностью поля:

$\vec{j}_{др} = \sigma \vec{E}$ - дифференциальная форма Закона Ома, который был в его интегральной форме экспериментально установлен для проводников в 1827 году в виде

$$I = \frac{U}{R}, \text{ где } U - \text{напряжение на концах проводника с сопротивлением } R.$$

Если перейти к элементу тока

$dI = j \cdot dS$, на концах которого разность потенциалов dU и ввести удельное сопротивление ρ

(связанное с удельной проводимостью $\sigma = \frac{1}{\rho}$),

$$\rho \frac{dl}{dS} = R, \text{ получим}$$

$$\mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} = \frac{dU}{\rho \frac{dl}{dS}} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dU}{dl} \cdot dS = \sigma \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S}. \text{ То есть } \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}.$$

Опустившись на микроскопический уровень:

$$\mathbf{j} = e \cdot \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}_{dp} = en \cdot \frac{1}{2} \frac{e\mathbf{E}}{m} \tau = en\mu_n \mathbf{E}, \quad \text{где } \mu_n = \frac{e\tau}{2m} = \frac{v_{dp}}{E} - \text{ подвижность}$$

электронов.

В полупроводнике проводимость σ имеет электронную и дырочную компоненты

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p, \quad \sigma_n = en\mu_n, \quad \sigma_p = ep\mu_p$$

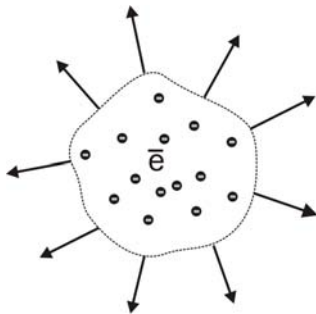
Для плотности дрейфового тока можно, таким образом, написать

$$\mathbf{j}_{dp} = (\mathbf{j}_n + \mathbf{j}_p)_{dp} = e(n\mu_n + p\mu_p) \mathbf{E}$$

Диффузионный ток

Причинами неравномерности распределения свободных зарядов могут быть их инжекция, генерация электронно-дырочных пар при освещении и т.д.

Направление диффузии – противоположно градиенту концентрации, а величина – пропорциональна величине градиента



Для электронов

$$(\vec{j}_n)_{diff} = eD_n \vec{\nabla} n$$

В одномерном случае

$$(j_n)_{diff} = eD_n \frac{dn}{dx}$$

Для дырок аналогично

$$(\vec{j}_p)_{diff} = -eD_p \vec{\nabla} p \text{ и в одномерном случае}$$

$$(j_p)_{diff} = -eD_p \frac{dp}{dx}$$

Коэффициент диффузии: $D_n = \frac{kT}{e} \mu_n, D_p = \frac{kT}{e} \mu_p$ - соотношения Эйнштейна,

Где $\mu_n = \frac{e\tau_n}{m_n}, \mu_p = \frac{e\tau_p}{m_p}$ - подвижность электронов и дырок

Уравнение непрерывности

Общее описание явлений переноса в полупроводниках с учетом диффузии, дрейфа, генерации и рекомбинации свободных носителей заряда может быть произведено с помощью уравнения непрерывности.

Вспомним из 2-го курса, уравнение непрерывности, выражающее связь между протекающими токами и перераспределением зарядов:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = 0$$

$$\vec{j} = en\mu_n \vec{E}$$

То есть, с учетом диффузии и дрейфа получаем для электронов

$$-e \frac{\partial n}{\partial t} = -e\mu_n \frac{d}{dx}(nE) - eD_n \frac{d^2 n}{dx^2} \quad \text{или} \quad \frac{\partial n}{\partial t} = \mu_n \frac{d}{dx}(nE) + eD_n \frac{d^2 n}{dx^2}$$

и для дырок

$$e \frac{\partial p}{\partial t} = -e\mu_p \frac{d}{dx}(pE) - \left(-eD_p \frac{d^2 p}{dx^2} \right) = -e\mu_p \frac{d}{dx}(pE) + eD_p \frac{d^2 p}{dx^2}$$

или

$$e \frac{\partial p}{\partial t} = -\mu_p \frac{d}{dx}(pE) + D_p \frac{d^2 p}{dx^2}$$

Заметим, что в примесном полупроводнике, т.е. в таком, где $N_D, N_A \gg n_i$, концентрация свободных носителей, равная примерно концентрации примеси складывается из концентрации основных и неосновных носителей и можно записать:

$$n_n = N_D + p_n, \quad p_p = N_A + n_p$$

Поэтому изменение концентрации носителей отражает изменение концентрации неосновных носителей. Если принять во внимание также процессы генерации и рекомбинации, то можем написать для электронной и дырочной составляющих:

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = \mu_n \frac{d}{dx}(n_p E) + D_n \frac{d^2 n_p}{dx^2} + G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$$

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\mu_p \frac{d}{dx}(p_n E) + D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2} + G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$$

Здесь n_{p0} и p_{n0} обозначают равновесную концентрацию неосновных носителей, а τ_n и τ_p характерные времена рекомбинации.

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ.

Контактные явления на границе двух полупроводников. Электронно-дырочный переход.

Электронно-дырочный переход – контакт между полупроводниками *p* и *n* типа или *p-n*-переход.

Пусть концентрации доноров N_D и акцепторов N_A изменяются на границе скачком (резкий *n-p*-переход)

$$n_{n0} \approx N_D \gg n_{p0} \quad \text{и} \quad p_{p0} \approx N_A \gg p_{n0}$$

Неравновесное распределение концентраций приводит к диффузии электронов из *n*-области в *p*-область и дырок из *p*-области в *n*-область.

Электронный полупроводник вблизи контакта заряжается положительно, а дырочный – отрицательно. За пределами *p-n*-перехода полупроводник электрически нейтрален.

Между областями с различными типами проводимости возникает диффузионное электрическое поле напряженностью $E_{\text{внутр}}$, созданное двумя слоями объемных зарядов. За пределами *p-n*-перехода поле равно 0.

Диффузионному внутреннему электрическому полю соответствует разность потенциалов, называемая контактной ΔU_0

Для неосновных носителей потенциальный барьер – не препятствие

Расчет поля и потенциала. Ширина запирающего слоя

Уравнение Пуассона
$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0\varepsilon}$$

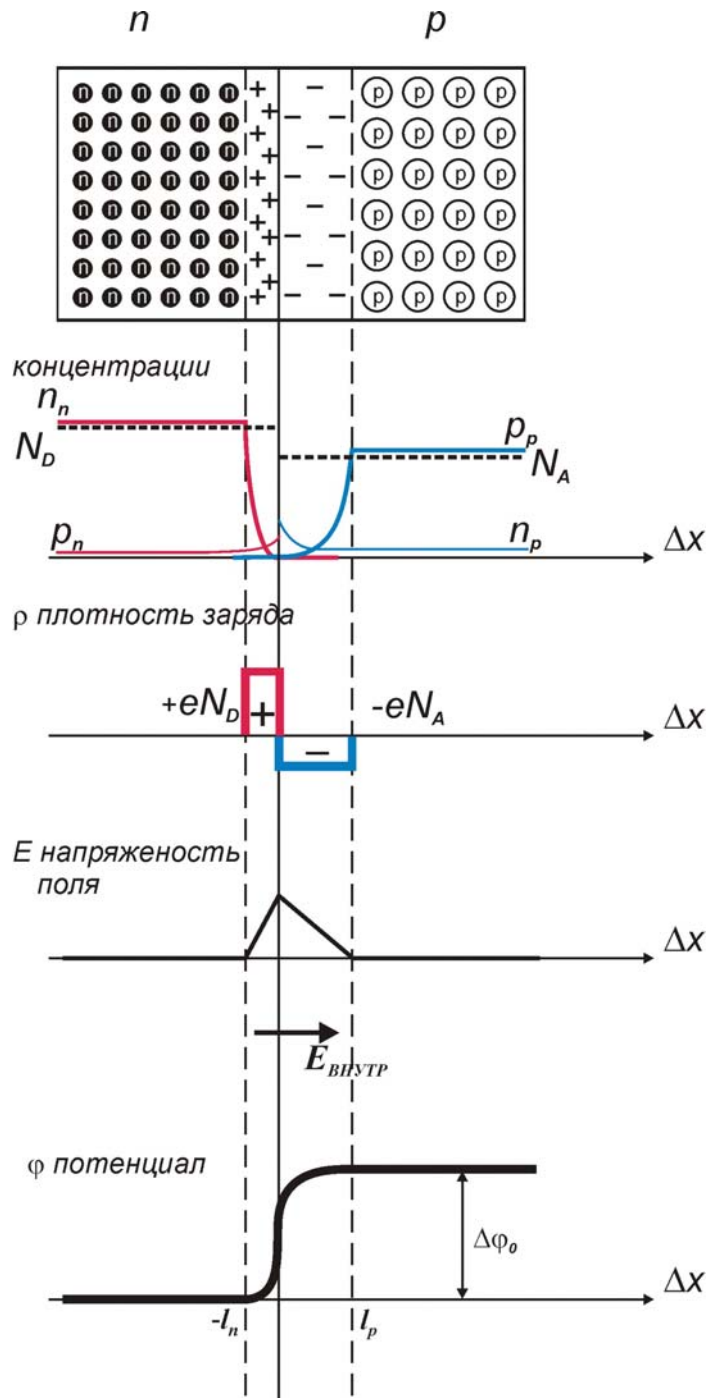
Граничные условия: (1) $E(-l_n) = 0$; $E(l_p) = 0$

(2) $\varphi(-l_n) = 0$; $\varphi(l_p) = \Delta\varphi_0$

$$E = -\frac{d\varphi}{dx} \Rightarrow \frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\varepsilon_0\varepsilon}, \quad \text{где } \rho_n = eN_D, \quad \rho_p = -eN_A$$

Интегрируя, получаем для *n*-области $E = -\frac{\rho_n}{\varepsilon_0\varepsilon}x + C_1 = \frac{eN_D x}{\varepsilon_0\varepsilon} + C_1$

и для *p*-области $E = \frac{\rho_p x}{\varepsilon_0\varepsilon} + C_2 = -\frac{eN_A x}{\varepsilon_0\varepsilon} + C_2$



Исходя из граничных условий, $C_1 = \frac{eN_D l_n}{\epsilon_0 \epsilon}$, а $C_2 = \frac{eN_A l_p}{\epsilon_0 \epsilon}$. Получаем

$$\text{В } n\text{-области (при } x \leq 0) \quad E = \frac{eN_D}{\epsilon_0 \epsilon} (x + l_n)$$

И в p -области (при $x \geq 0$) $E = -\frac{eN_A}{\epsilon_0\epsilon}(x - l_p)$

Интегрируя при $x \leq 0$: $\varphi = \varphi_n + \frac{eN_D}{2\epsilon_0\epsilon}(x + l_n)^2$, а при $x \geq 0$: $\varphi = \varphi_p - \frac{eN_A}{2\epsilon_0\epsilon}(x - l_p)^2$

Пусть $\varphi_n = 0$. При $x = 0$ должно быть $\varphi_1 = \varphi_2$ вследствие непрерывности потенциала. Получим $\varphi_1(0) = -\frac{eN_D}{2\epsilon_0\epsilon}l_n^2$ и $\varphi_2(0) = \varphi_p + \frac{eN_A}{2\epsilon_0\epsilon}l_p^2$

Высота потенциального барьера

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_p = \frac{eN_D}{2\epsilon_0\epsilon}l_n^2 + \frac{eN_A}{2\epsilon_0\epsilon}l_p^2 = \frac{e}{2\epsilon_0\epsilon}(N_D l_n^2 + N_A l_p^2) =$$

$$= [l_n N_D = l_p N_A] =$$

$$\frac{e}{2\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{N_A^2 l_p^2}{N_D} + N_A l_p^2 \right) = \frac{e}{2\epsilon_0\epsilon} \frac{N_A(N_A + N_D)}{N_D} l_p^2 = \frac{e}{2\epsilon_0\epsilon} \frac{N_D(N_A + N_D)}{N_A} l_n^2$$

Получаем $l_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon}{e} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} \cdot \Delta\varphi_0}$ - ширина обедненного слоя со

стороны дырочного полупроводника и $l_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon}{e} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} \cdot \Delta\varphi_0}$ - со стороны электронного.

Поскольку $l = l_p + l_n = [l_n N_D = l_p N_A] = l_p \frac{N_A + N_D}{N_D}$

Получим в результате для общей ширины обедненного слоя

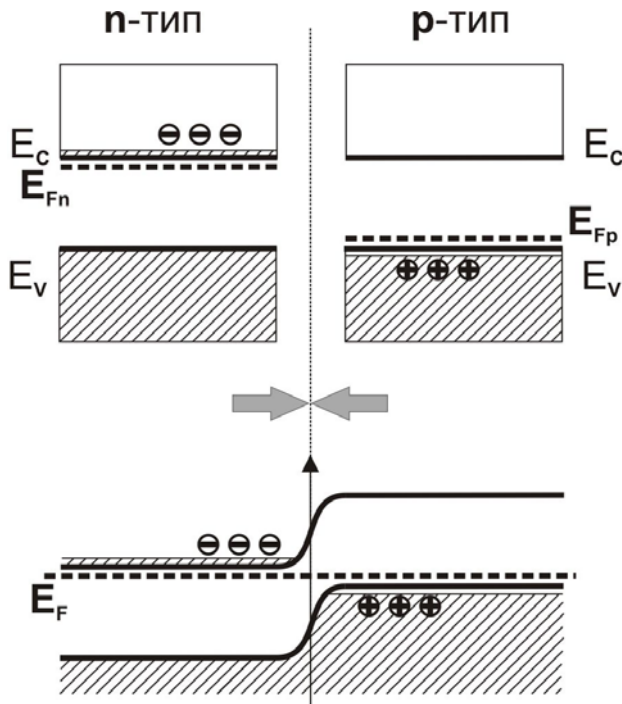
$$l = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon}{e} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \cdot \Delta\varphi_0}$$

Высота потенциального барьера

В системе двух и более твердых тел, находящихся в термодинамическом равновесии уровень Ферми всегда будет общим.

В p -области: $E_{Fp} = E_{Vp} + \frac{E_g}{2} - k_B T \ln \frac{N_A}{n_i}$

В n -области: $E_{Fn} = E_{Vn} + \frac{E_g}{2} + k_B T \ln \frac{N_D}{n_i}$



$$\Delta E_0 = E_{Vp} - E_{Vn} = E_{Fp} - E_{Fn} + \frac{E_g}{2} - \frac{E_g}{2} + k_B T \ln \frac{N_A}{n_i} + k_B T \ln \frac{N_D}{n_i}$$

Получим

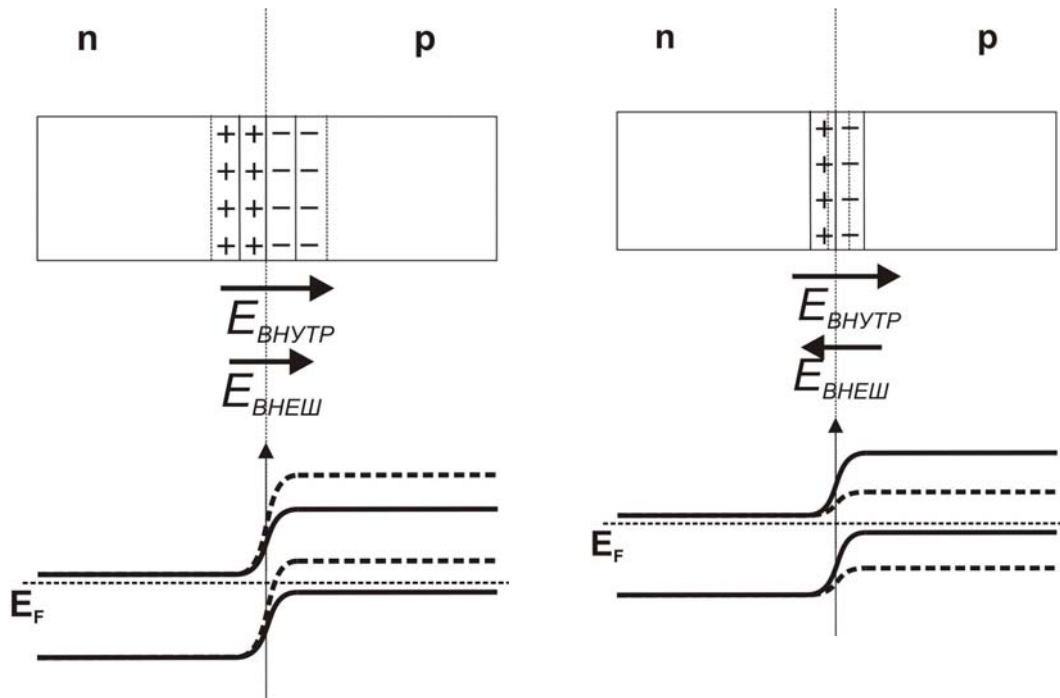
$$\Delta E_0 = k_B T \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2} \quad \text{или} \quad \Delta \varphi_0 = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2}$$

Учитывая, что $n_i^2 = n_n n_p = p_p p_n$ и $N_D \approx n_n$, $N_A \approx p_p$, можем выразить высоту потенциального барьера через концентрации одноименных носителей по обе его стороны:

$$\Delta \varphi_0 = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{n_n}{n_p} \quad \text{или} \quad \Delta \varphi_0 = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{p_p}{p_n}$$

Внешнее напряжение (поле), прикладываемое в *обратном направлении*, увеличивает потенциальный барьер

Внешнее напряжение (поле), прикладываемое в *прямом направлении*, снижает потенциальный барьер



Инжекция и экстракция неосновных носителей заряда в p-n-переходе.

Мы видели, что высота потенциального барьера может быть записана как

$$\Delta\varphi_0 = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} \quad \text{или} \quad \Delta\varphi_0 = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}}$$

Если приложим не слишком большое внешнее напряжение U , то величина потенциального барьера изменится

$$\Delta\varphi = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{n_n}{n_p} \quad \text{или} \quad \Delta\varphi = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{p_p}{p_n}, \quad \text{где } \Delta\varphi = \Delta\varphi_0 - U$$

Заметим, что приложенное напряжение никак не повлияет на концентрацию основных носителей, поскольку $n_n \approx N_D$, а $p_p \approx N_A$.

Поэтому $U = \Delta\varphi_0 - \Delta\varphi = \frac{k_B T}{e} \left(\ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} - \ln \frac{n_{n0}}{n_p} \right) = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{n_p}{n_{p0}}$ и мы получим

$$n_p = n_{p0} e^{\frac{eU}{k_B T}}, \quad \text{аналогично,} \quad p_n = p_{n0} e^{\frac{eU}{k_B T}}$$

При $U > 0$ снижается величина потенциального барьера и имеет место инжекция неосновных носителей, а при $U < 0$ потенциальный барьер возрастает и имеет место экстракция неосновных носителей.

$$\Delta n_p = n_p - n_{p0} = n_{p0} \left(e^{\frac{eU}{k_B T}} - 1 \right) \quad \text{и} \quad \Delta p_n = p_n - p_{n0} = p_{n0} \left(e^{\frac{eU}{k_B T}} - 1 \right)$$

Избыточная концентрация неосновных носителей приведет к их диффузии.

Вольт-амперная характеристика p-n-перехода

Диффузионный ток

$$(j_{\text{диф}})_n = eD_n \frac{dn}{dx}$$

$$(j_{\text{диф}})_p = -eD_p \frac{dp}{dx}$$

Заменим $\frac{dn}{dx} \rightarrow -\frac{\Delta n}{L_n} \Rightarrow$ $(j_{\text{диф}})_n = \frac{eD_n}{L_n} n_{p0} \left(e^{\frac{eU}{k_B T}} - 1 \right)$

$\frac{dp}{dx} \rightarrow \frac{\Delta p}{L_p} \Rightarrow$ $(j_{\text{диф}})_p = \frac{eD_p}{L_p} p_{n0} \left(e^{\frac{eU}{k_B T}} - 1 \right)$

Полный ток

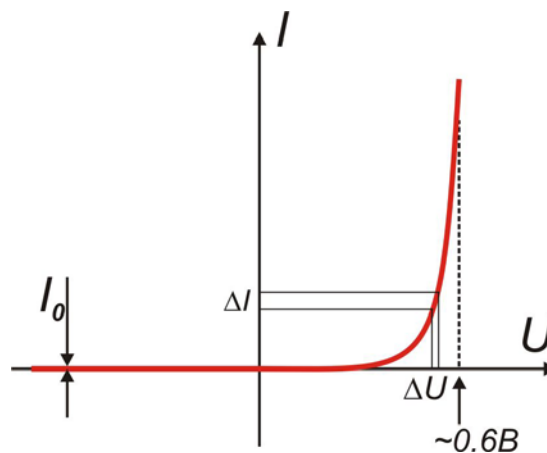
$$I = \left[(j_{\text{диф}})_n + (j_{\text{диф}})_p \right] \cdot S = \left(\frac{eD_n}{L_n} n_{p0} + \frac{eD_p}{L_p} p_{n0} \right) \cdot S \left(e^{\frac{eU}{k_B T}} - 1 \right)$$

I_0 - ток насыщения

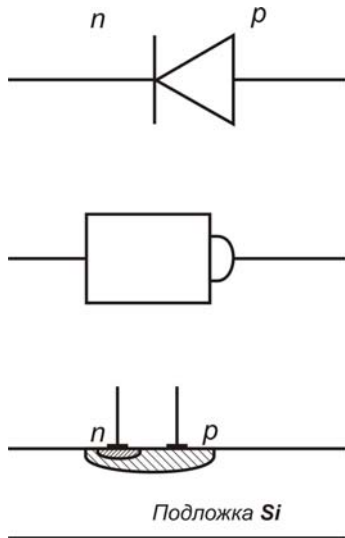
$$I = I_0 \left(e^{\frac{eU}{k_B T}} - 1 \right)$$

$$I_0 \sim 10^{-10} \dots 10^{-11} \text{ А}$$

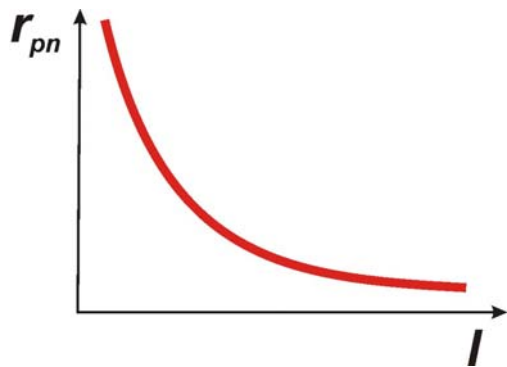
на практике $I_0 \sim 10^{-7} \dots 10^{-8} \text{ А}$



Полупроводниковые диоды



Дифференциальное сопротивление p-n-перехода



$I = I(U)$: ток через p-n-переход сильно зависит от приложенного напряжения. Введем понятие дифференциального сопротивления

$$r_{pn} = \frac{dU}{dI}$$

На прямой ветви ВАХ $eU \gg k_B T$, поэтому можно пренебречь единицей в скобках:

$$U = \frac{kT}{e} \ln \frac{I}{I_0} \Rightarrow$$

$$r_{pn} = \frac{dU}{dI} = \frac{k_B T}{e} \frac{1}{I_0} \frac{1}{I}$$

Получаем $r_{pn} = \frac{k_B T}{e} \frac{1}{I}$. Поскольку $\frac{k_B T}{e} \approx 0.026 \text{ В}$, то:

при токе через переход $I = 10^{-3} \text{ А}$ получим $r_{pn} = 250 \text{ Ом}$;

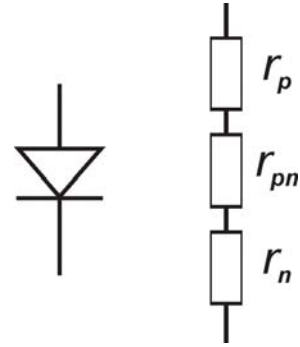
при токе через переход $I = 10^{-6} \text{ А}$ получим $r_{pn} = 25 \cdot 10^3 \text{ Ом} = 25 \text{ кОм}$

Дифференциальное сопротивление зависит от протекающего тока, поскольку определяется количеством неосновных носителей, инжектированных в область перехода.

Причины отличия реальной ВАХ от идеальной:

На прямой ветви: сопротивление слоев полупроводника; сопротивление контактов металл-полупроводник.

На обратной ветви: термогенерация носителей в области р-п-перехода; поверхностные утечки (генерация и рекомбинация на поверхностных энергетических уровнях, молекулярные и ионные пленки, шунтирующие р-п-переход).



Барьерная емкость р-п-перехода

Если на р-п-переход подать небольшое по сравнению с величиной потенциального барьера напряжение U , это приведет к изменению ширины и соответствующему изменению заряда, накопленного в обедненном слое.

Емкость отражает наличие зависимости между зарядом и приложенным напряжением. Для небольших напряжений мы можем записать для l_p :

$$l_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{e} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)}} \cdot (\Delta\varphi_0 - U), \text{ считая, что } U > 0 \text{ соответствуют прямому}$$

включению, а $U < 0$ - обратному.

Заряд обедненного слоя

$$Q = el_p SN_A, \quad l_p = l \frac{N_D}{N_A + N_D}, \text{ следовательно,}$$

$$Q = el_p SN_A = eSl \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} = \sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon e \frac{N_A N_D}{N_A(N_A + N_D)}} \cdot (\Delta\varphi_0 - U)$$

Барьерная емкость р-п-перехода

$$C_{\text{бар}} = \frac{dQ}{dU} = S \left(2\varepsilon_0\varepsilon e \frac{N_A N_D}{N_A(N_A + N_D)} \right) \frac{1}{2(\Delta\varphi_0 - U)^{1/2}}. \text{ И в итоге получим}$$

$$C_{\text{бар}} = S \sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon e}{2(\Delta\varphi_0 - U)} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D}}, \text{ актуальна при обратном смещении.}$$

Диффузионная емкость р-п-перехода

При прямом включении в базе (слой с меньшей концентрацией примеси) имеется избыточный заряд неосновных носителей, зависящий от приложенного

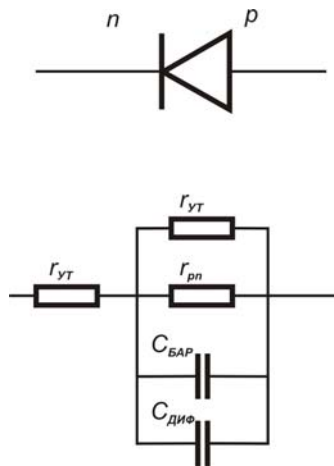
$$\text{напряжения } \Delta Q = SL_n e \cdot \Delta n_p = SL_n e \cdot n_{p0} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right)$$

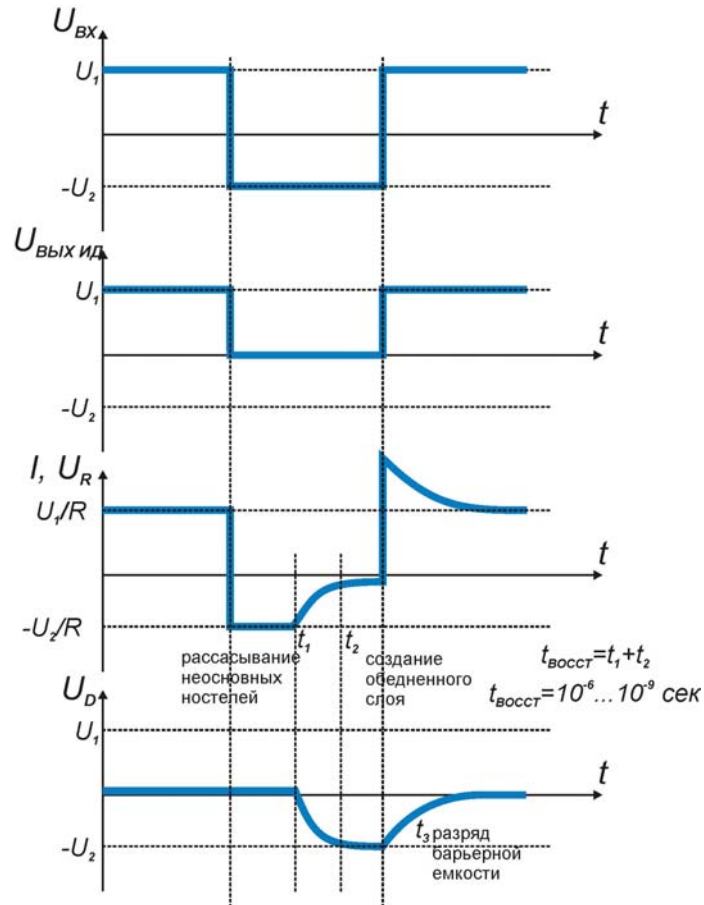
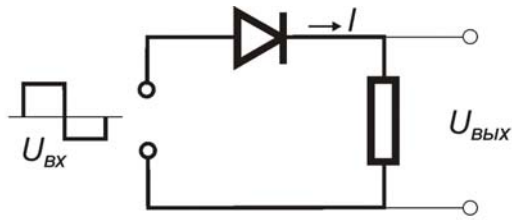
$$C_{\text{Диф}} = \frac{dQ}{dU} = \frac{SL_n e^2 n_{p0}}{k_B T} e^{\frac{eU}{k_B T}} = \frac{e}{k_B T} SL_n n_p = \frac{e}{k_B T} I \tau.$$

Здесь I - ток через p - n -переход,
а τ - время жизни неосновных носителей в базе.

Быстродействие полупроводниковых диодов

Полупроводниковый диод. Эквивалентная схема диода





Виды полупроводниковых диодов

Силовые (выпрямительные) диоды – предназначены для преобразования переменного напряжения источников питания промышленной частоты в постоянное. Основой силового диода является обычный *p-n*-переход, вентильные свойства которого в данном случае находят свое основное применение. Как правило, в практических случаях переход силового диода имеет достаточную площадь для того, чтобы обеспечить большой прямой ток.

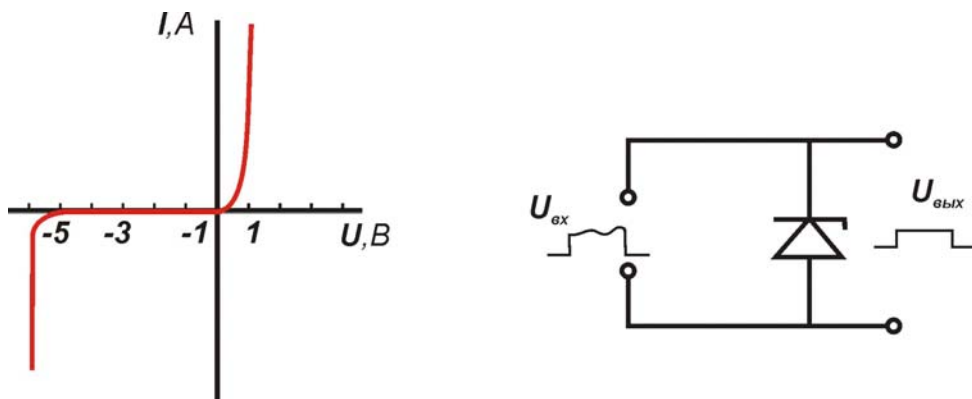
Стабилитроны (опорные диоды) – полупроводниковые диоды, на обратной ветви вольт-амперной характеристике которых имеется участок слабой зависимости напряжения от протекающего тока. Рабочий



участок ВАХ опорного диода находится в области электрического (полевого или лавинного) пробоя. Промышленностью выпускаются в основном кремниевые стабилитроны с напряжением пробоя более 3В.

Диоды ВЧ и СВЧ. Для того, чтобы диоды могли работать в области высоких и сверхвысоких частот, необходимо обеспечить минимальные емкость и индуктивность. Уменьшить диффузионную емкость можно за счет уменьшения времени жизни τ , для чего используется легирование материалами, образующими большое число ловушек, например, золотом. Также емкость уменьшается при уменьшении ширины базы, а также за счет уменьшения площади **p-n**-перехода.

В качестве ВЧ и СВЧ диодов также могут использоваться **диоды с барьерами Шоттки** и **на гетеропереходах**. Гетеропереход – полупроводниковый переход между двумя полупроводниками с разной шириной запрещенной зоны. В некоторых диодах с гетеропереходом, как и в диодах с барьером Шоттки, процессы прямой проводимости формируются за счет только основных носителей заряда. Таким образом, отсутствует диффузионная емкость, связанная с накоплением и

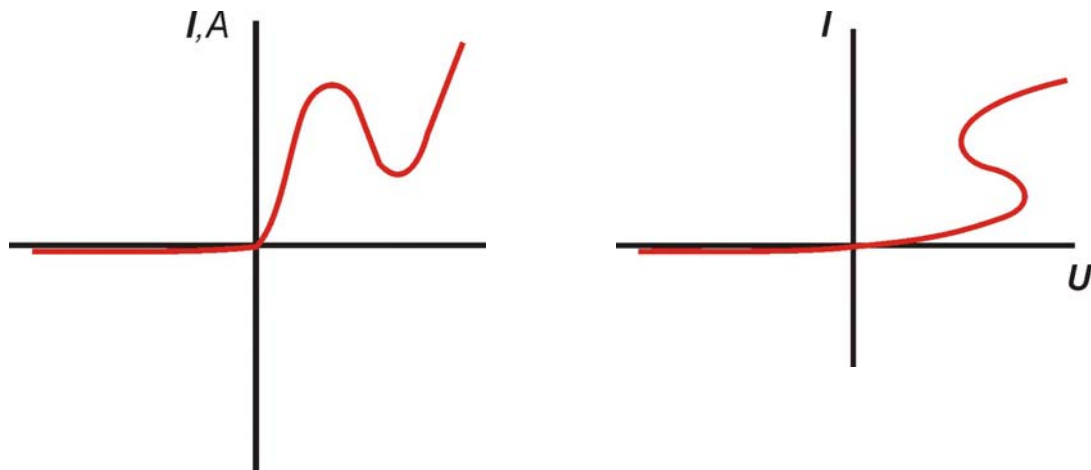


рассасыванием неосновных носителей заряда в базе, что и определяет их хорошие высокочастотные свойства.

Варикапы – полупроводниковый нелинейный управляемый конденсатор, сконструированный таким образом, чтобы потери в диапазоне рабочих частот были минимальными. В варикапах используется свойство **p-n**-перехода изменять свою барьерную емкость под действием внешнего напряжения. Основное применение варикапов – электронная перестройка частоты колебательных контуров.



Туннельные диоды – характеризуются наличием на их ВАХ участка с отрицательным сопротивлением. Могут усиливать сигналы будучи двухполюсниками. Полупроводники *p*- и *n*-областей вырожденные (большая концентрация примесей), поэтому очень малые сопротивления *p*- и *n*-областей и очень малая ширина обедненного слоя. Уровень Ферми располагается не в запрещенной зоне, а в разрешенных зонах. Энергетическая диаграмма показана на рис. Носители зарядов могут переходить из одной области в другую без изменения энергии, то есть, не преодолевая потенциальный барьер.



Генераторные диоды (диоды Ганна) – предназначены для генерации СВЧ-колебаний. Они также представляют собой двухполюсники, однако, в отличие от туннельных диодов, участок ВАХ с отрицательным сопротивлением проявляется только на высоких частотах, но не в статическом режиме.

Фотодиоды – фотоэлектрические приборы с одним *p-n*-переходом. Используется явление внутреннего фотоэффекта, то есть, процесса ионизации атомов кристаллической решетки основного полупроводника или примеси квантами света, сопровождающийся образованием подвижных носителей заряда.



Контакт металл-полупроводник. Диод Шоттки. Омический контакт.

