

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

2. Примесные полупроводники

1.4. ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

- ✗ Каждый электрон, входящий в состав атома, обладает определенной энергией или занимает определенный энергетический уровень.

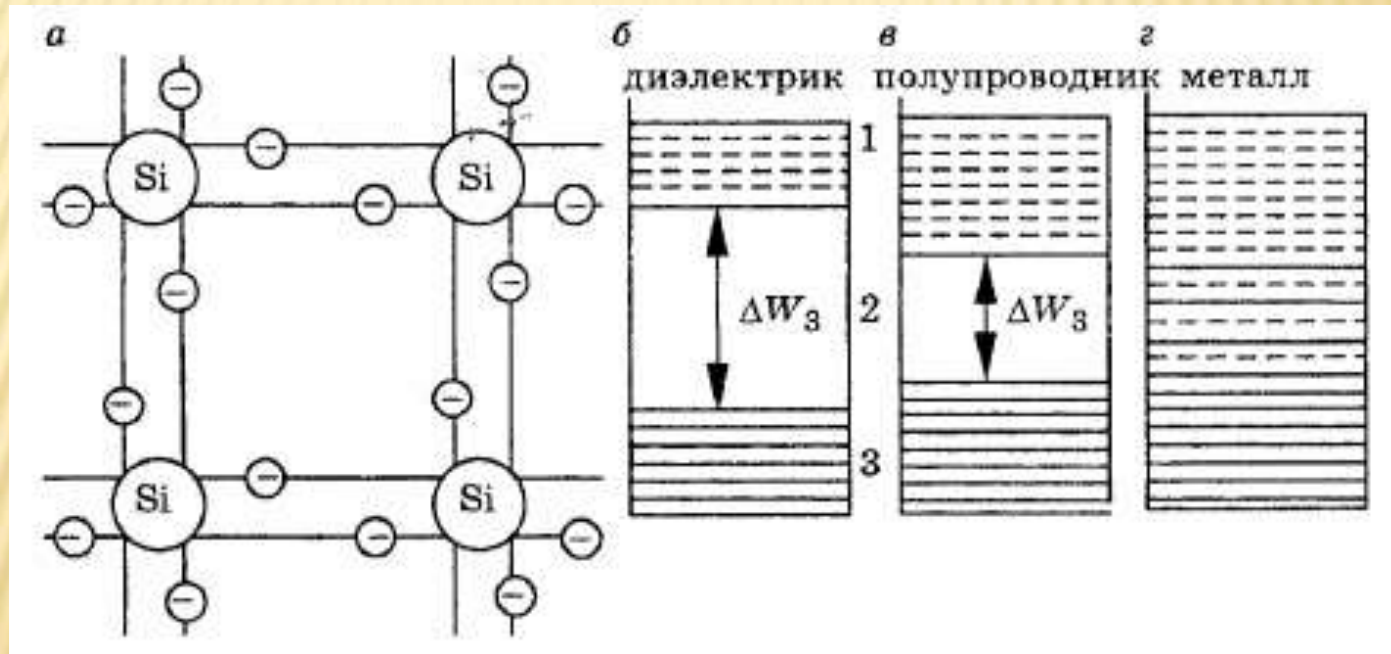


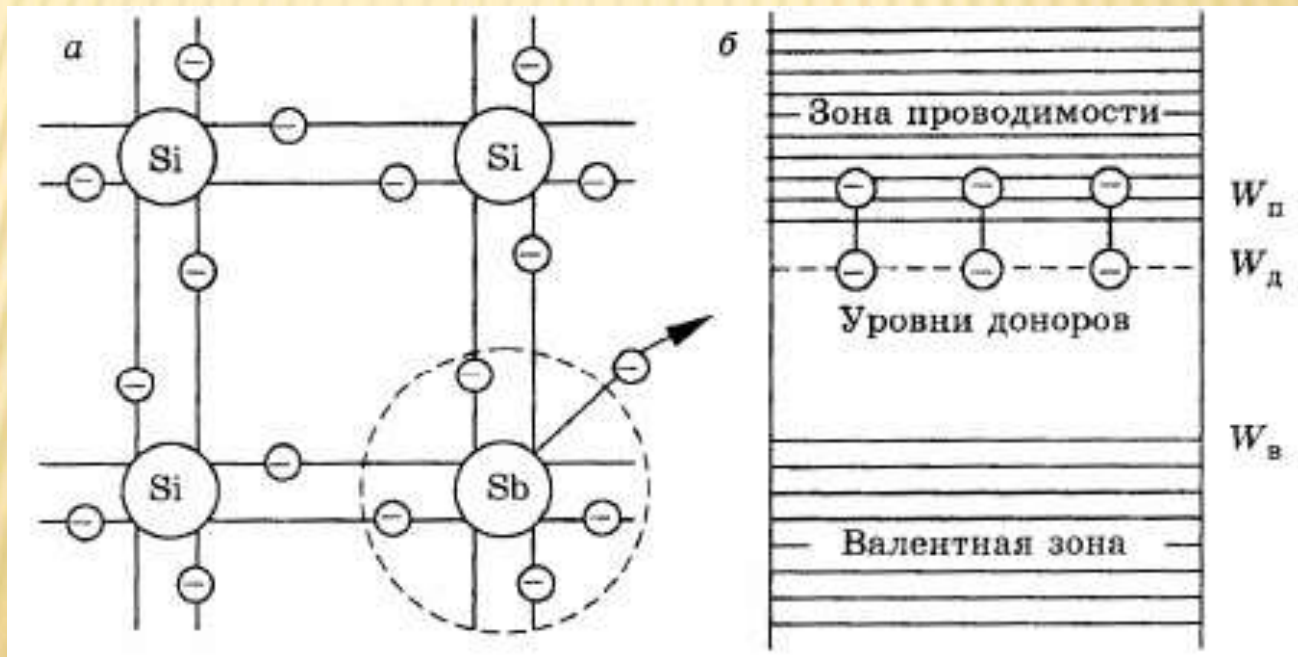
Рисунок 1 – Структура связей атомов кремния и условное обозначение электрических зон

2.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ

- ✗ Если в кристалл германия или кремния добавить примесь элементов третьей или пятой групп таблицы Менделеева, то такой полупроводник называется **примесным**. Примеси могут быть донорного и акцепторного типа.
- ✗ Примесный атом, создающий в запрещенной зоне энергетический уровень, занятый в невозбужденном состоянии электронами и отдающий в возбужденном состоянии электрон в зону проводимости, называют **донором**.
- ✗ Примесный атом, создающий в запрещенной зоне энергетический уровень свободный от электронов в невозбужденном состоянии и способный захватить электрон из валентной зоны при возбуждении, создавая дырки в валентной зоне, называют **акцептором**.

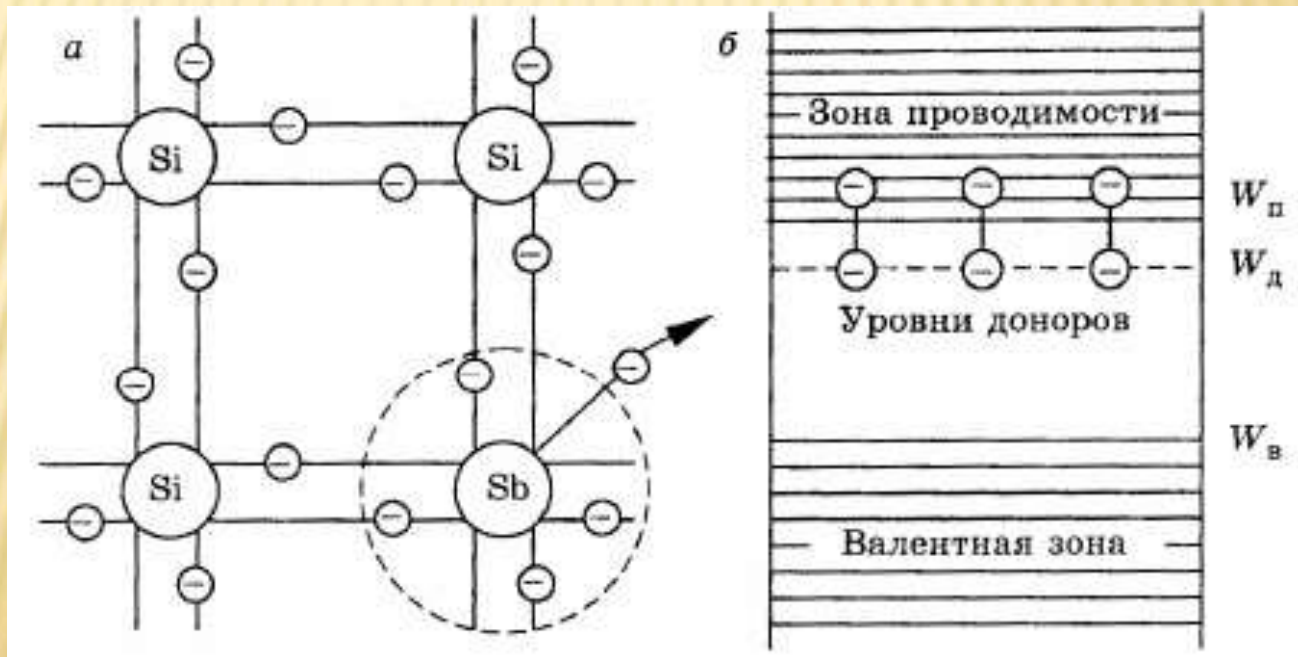
2.2. ДОНОРНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

- ✗ При внесении в предварительно очищенный кремний, германий примеси пятивалентного элемента – донора (фосфор P, сурьма Sb, мышьяк As) атомы примеси замещают основные атомы в узлах кристаллической решетки (см. рис. **2a**).



2.2. ДОНОРНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

- ✗ При этом четыре из пяти валентных электронов атома примеси образуют ковалентные связи с четырьмя соседними атомами полупроводника. Пятый электрон оказывается **избыточным**.



2.2. ДОНОРНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

- ✗ Энергия ионизации донорных атомов значительно меньше энергии ионизации собственных полупроводников. Поэтому при комнатной температуре избыточные электроны примеси возбуждаются и переходят в зону проводимости.
- ✗ Атомы примесей, потерявшие избыточный электрон, становятся положительными ионами. Количество электронов N_d , переходящих под действием тепловой энергии в зону проводимости с донорного уровня W_d , **значительно превышает** количество электронов n_i , переходящих в зону проводимости из валентной зоны в процессе генерации пар электрон–дырка.

2.2. ДОНОРНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

- ✗ Можно считать, что концентрация электронов проводимости полностью определяется концентрацией донорной примеси $n_n \approx N_d$, а концентрация дырок составляет

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{n_i^2}{N_d}$$

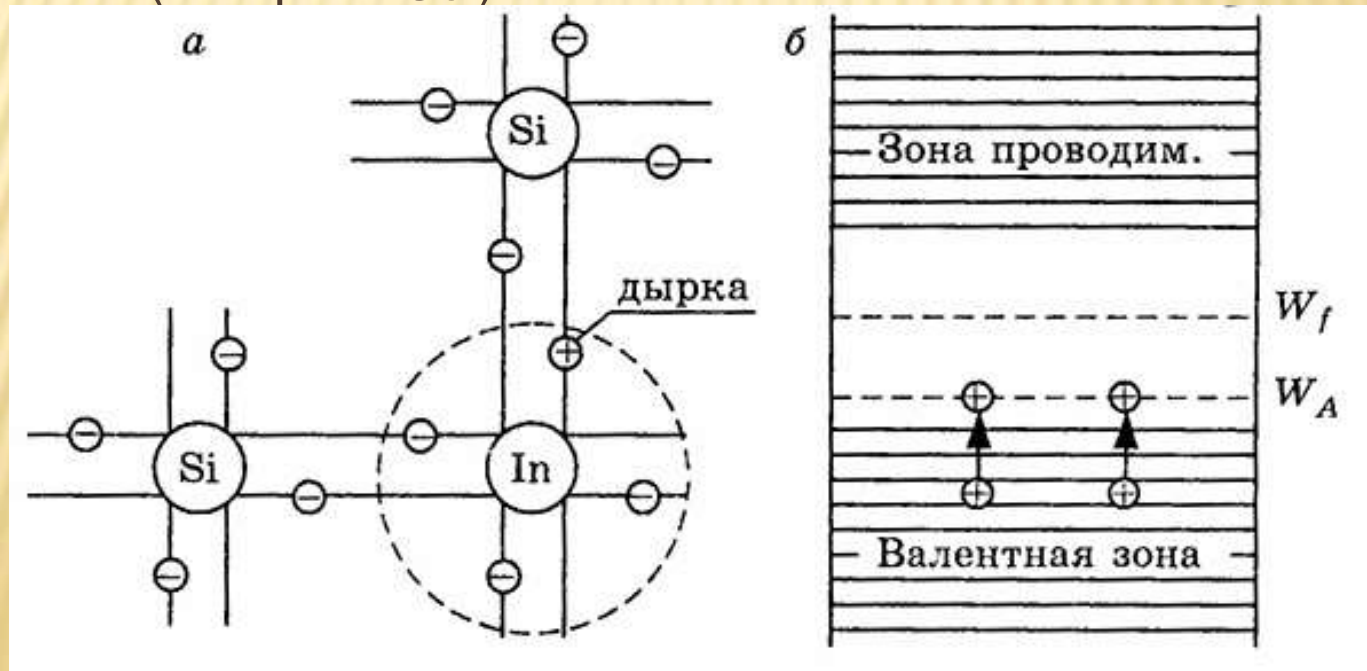
- ✗ Концентрация дырок в донорном полупроводнике значительно ниже, чем в собственном полупроводнике. В связи с этим дырки p_n являются неосновными носителями, а электроны n_n – основными носителями.
- ✗ Поэтому донорный полупроводник называется электронным полупроводником или полупроводником *n*-типа.

2.2. ДОНОРНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

- ✗ При этом меняется положение уровня Ферми
- ✗
$$W_{Fn} = \frac{W_c + W_n}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{2N_c}{N_D}$$
- ✗ где N_c - эффективная плотность состояний в зоне проводимости
 W_n - донорный уровень
- ✗ С повышением температуры донорный уровень смещается к середине запрещённой зоны.

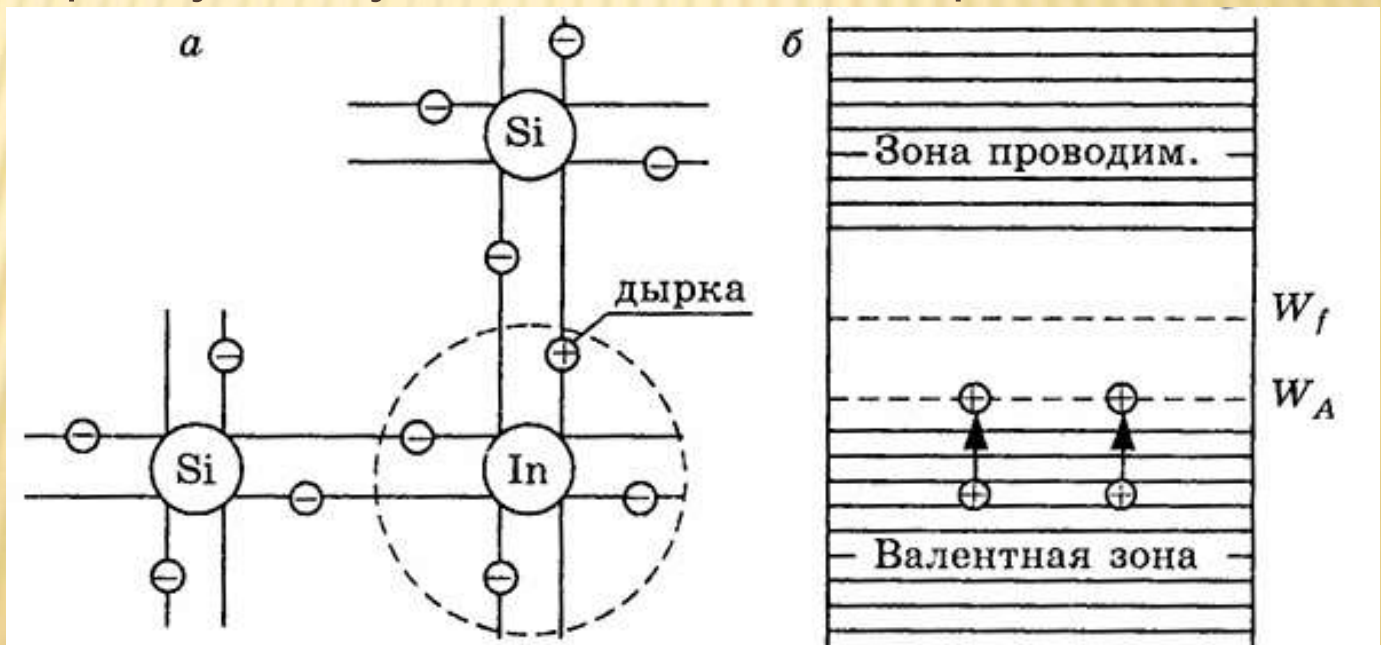
2.2. АКЦЕПТОРНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

- ✗ При добавлении в кристалл германия или кремния примеси трехвалентного элемента – акцептора (галлий Ga, индий In, бор B) атомы примеси замещают в узлах кристаллической решетки атомы полупроводника. Для образования четырех ковалентных связей не хватает одного валентного электрона атомов примеси (см. рис. 3а).



2.2. АКЦЕПТОРНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

- ✗ Достаточно небольшой внешней энергии, чтобы электроны из верхних уровней валентной зоны переместились на уровень примеси, образовав недостающие ковалентные связи (см. рис. 3б).
- ✗ При этом в валентной зоне появляются избыточные уровни (дырки), которые участвуют в создании электрического тока.



2.2. АКЦЕПТОРНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

- ✗ За счет ионизации атомов исходного материала из валентной зоны часть электронов попадают в зону проводимости.
- ✗ Число дырок в акцепторном полупроводнике превышает число электронов

$$n_p = \frac{p_i^2}{p_p} = \frac{p_i^2}{N_A}$$

- ✗ Дырки p_p являются основными носителями, а электроны n_p – неосновными носителями.
- ✗ Полупроводники с акцепторной примесью носят название дырочных или полупроводников р-типа.

2.2. АКЦЕПТОРНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

- ✗ При этом меняется положение уровня Ферми
- ✗
$$W_{Fp} = \frac{W_B + W_p}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{2N_B}{N_A}$$
- ✗ где N_B - эффективная плотность состояний в валентной зоне
 W_p - акцепторный уровень
- ✗ С повышением температуры акцепторный уровень смещается к середине запрещённой зоны.

2.2. НЕРАВНОВЕСНЫЕ НОСИТЕЛИ

- ✗ Под влиянием различных энергетических воздействий в полупроводнике может возникнуть неравновесная концентрация зарядов. Образование **неравновесных** (избыточных) носителей заряда может происходить при освещении полупроводника, в результате чего появляются дополнительные электронно-дырочные пары.
- ✗ В полупроводниковых диодах и транзисторах при прохождении тока образуются неравновесные носители заряда.
- ✗ Процесс рекомбинации электронов и дырок может происходить либо прямым путём – из зоны в зону, либо через локальные энергетические уровни в запрещённой зоне, называемые **центрами рекомбинации**, или **ловушками**

2.3. ТОКИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

- ✗ При наличии электрического поля на хаотическое движение электронов и дырок накладывается компонента направленного движения. В результате электроны и дырки начинают перемещаться – возникает **дрейфовый ток**. Плотность дрейфового тока пропорциональна концентрации носителей, подвижности и напряжённости поля E :

$$j_{n \text{ др}} = en\mu_n E$$

$$j_{p \text{ др}} = ep\mu_p E$$

- ✗ где μ_n, μ_p - подвижность электронов и дырок соот-но.

2.3. ТОКИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

- ✗ Суммарная плотность дрейфового тока $j_{\text{др}}$ равна:

$$j_{\text{др}} = e(n\mu_n + p\mu_p)E = \sigma E$$

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p)$$

где σ – удельная электрическая проводимость полупроводника, См/см.

- ✗ У германия $\mu_n = 3900 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$, $\mu_p = 1900 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$

- ✗ У кремния $\mu_n = 1500 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$, $\mu_p = 450 \frac{\text{см}^2}{\text{В}\cdot\text{с}}$

2.3. ТОКИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

- ✗ При низкой температуре концентрация электронов и дырок определяется в основном концентрацией примеси и слабо зависит от температуры. С ростом температуры удельная проводимость несколько уменьшается за счёт уменьшения подвижности носителей заряда.
- ✗ При высокой температуре начинается ионизация собственных атомов полупроводника, поэтому концентрация носителей, а следовательно, и проводимость полупроводника возрастает.
- ✗ При прохождении дрейфового тока через однородный полупроводник концентрация носителей заряда в любом элементарном объёме остаётся постоянной.

2.3. ТОКИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

- ✗ Если концентрация подвижных носителей в различных точках неодинакова, в полупроводнике в соответствии с законами теплового движения возникает диффузия частиц из области с большей их концентрацией в область с меньшей концентрацией. В результате этого в полупроводнике возникает электрический ток, обусловленный градиентом (перепадом) концентрации носителей, называемый **диффузионным током**.

2.3. ТОКИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

- ✗ Плотность диффузионного тока в одномерном случае

$$j_{n \text{ диф}} = -eD_n \frac{dn}{dx} \quad j_{p \text{ диф}} = -eD_p \frac{dp}{dx}$$

- ✗ где D_n, D_p - коэффициент диффузии электронов и дырок
соот-но

$\frac{dn}{dx}, \frac{dp}{dx}$ - градиенты концентрации

- ✗ Принято считать, что диффузионный ток направлен в сторону увеличения концентрации электронов, поэтому он берётся с положительным знаком.

2.3. ТОКИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

✗ В полупроводнике могут существовать и электрическое поле, и градиент концентрации носителей заряда. Тогда ток в полупроводнике будет иметь как дрейфовую, так и диффузионную составляющие:

✗
$$j_n = en\mu_n E + eD_n \frac{dn}{dx}$$

✗
$$j_p = ep\mu_p E - eD_p \frac{dp}{dx}$$

✗ Параметры дрейфового и диффузионного токов связаны между собой соотношениями Эйнштейна:

✗
$$D_n = \frac{kT}{e} \mu_n \quad D_p = \frac{kT}{e} \mu_p$$

где $\frac{kT}{e}$ - тепловой потенциал

2.4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ

- ✗ **Электрическим переходом** называется переходный слой между областями твёрдого тела с различными типами или значениями проводимости.
- ✗ Чаще всего используется электрический переход между полупроводниками n- и p-типа, называемый электронно-дырочным переходом, или p-n-переходом.
- ✗ Используются также переходы между областями с одинаковым типом электропроводности, но с различными значениями удельной проводимости (n⁺-n; p⁺-p). Знак «+» отмечает область с большей концентрацией примеси.
- ✗ Широкое применение получили переходы металл-полупроводник. Электрические переходы металл-полупроводник формируются вакуумным напылением тонкой металлической пленки на очищенную поверхность полупроводника.

2.4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ

- ✗ Электрические переходы могут создаваться как на основе полупроводников с одинаковой шириной запрещённой зоны (гомопереходы), так и с различными значениями ширины (гетеропереходы).
- ✗ Концентрации основных носителей заряда в p–n переходе могут быть равны или значительно различаться. Электронно–дырочный переход, у которого $n_n \cong p_p$ называется симметричным.
- ✗ Если концентрация основных носителей заряда в областях различны и отличаются на два–три порядка, то p–n переходы называют несимметричными. Несимметричные переходы на практике используются чаще, чем симметричные.

2.4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ

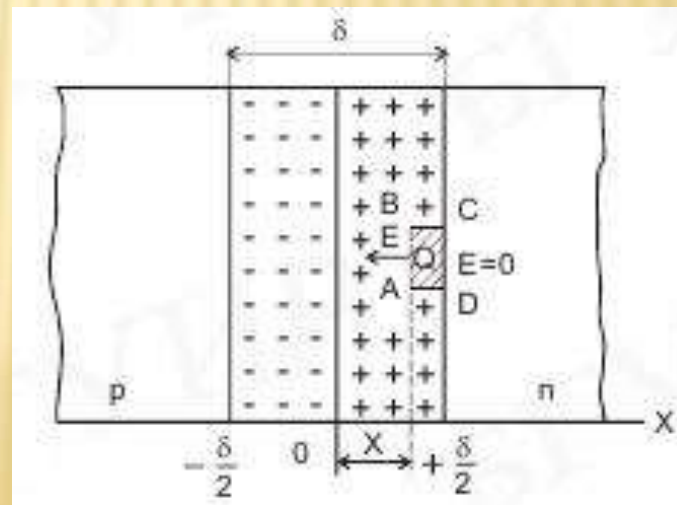
- ✗ В зависимости от характера распределения примесей различают две разновидности переходов: резкий (ступенчатый) и плавный.
- ✗ В резком переходе концентрации примесей на границе раздела областей изменяются на расстоянии, соизмеримом с диффузионной длиной, а в плавном – на расстоянии, значительно большем диффузионной длины.
- ✗ Электрические переходы используются практически во всех полупроводниковых приборах. Физические процессы в переходах лежат в основе действия большинства полупроводниковых приборов.

2.4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ Равновесие соответствует нулевому внешнему напряжению на переходе. Т.к. концентрация электронов в n-области значительно больше, чем в p-области, а концентрация дырок в p-области больше, чем в n-области, то на границе раздела полупроводников возникает градиент концентрации подвижных носителей заряда $\frac{dn}{dx}, \frac{dp}{dx}$.
- ✗ Вследствие этого заряды будут диффундировать из области с большей концентрацией в область с меньшей концентрацией, что приведёт к появлению диффузионного тока электронов и дырок, плотность которых равна:
- ✗
$$j_{n \text{ диф}} = eD_n \frac{dn}{dx} \quad j_{p \text{ диф}} = -eD_p \frac{dp}{dx}$$

2.4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ На границе p- и n-областей создаётся слой, **обеднённый** подвижными носителями. В приконтактной области n-типа появляется нескомпенсированный заряд положительных ионов, а в дырочной области – нескомпенсированный заряд отрицательных ионов примесей. Таким образом, электронный полупроводник заряжается положительно, а дырочный – отрицательно.



2.4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ Между областями полупроводника с различными типами электропроводности возникает электрическое поле напряжённостью E . Образовавшийся двойной слой электрических зарядов называется запирающим, он обеднён основными носителями и имеет вследствие этого низкую электропроводность.
- ✗ Вектор напряжённости поля направлен так, что он препятствует диффузионному движению основных носителей и ускоряет неосновные носители. Этому полю соответствует **контактная разность потенциалов φ_k** , связанная с взаимной диффузией носителей. За пределами р-п-перехода полупроводниковые области остаются нейтральными.

2.4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ Движение неосновных носителей образует дрейфовый ток, направленный навстречу диффузионному току.
- ✗ Итак, в условиях равновесия встречные дрейфовый и диффузионный токи должны быть равны, т.е.

$$j_{\text{диф}} + j_{\text{др}} = 0$$

- ✗ Определим выражение контактной разности потенциалов, подставив выражения дрейфового и диффузионного токов:

- ✗
$$e r \mu_p E - e D_p \frac{dp}{dx} = 0, E = \frac{dU}{dx}$$

2.4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

✗ Следовательно

$$-ep\mu_p \frac{dU}{dx} - eD_p \frac{dp}{dx} = 0 \quad \text{или} \quad dU = -\frac{D_p}{\mu_p} \frac{dp}{p}$$

✗ Используя соотношения Эйнштейна, запишем

$$dU = -\frac{kT}{e} \frac{dp}{p}$$

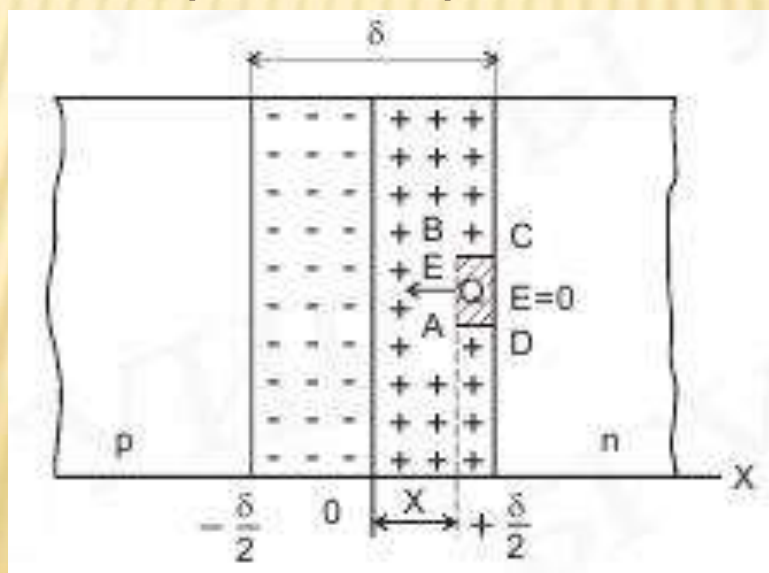
✗ Тогда $U_k = -\frac{kT}{e} \ln p + C$

2.4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ Постоянную интегрирования C найдём введя краевые условия:
- ✗ в p-области потенциал $U = \varphi_p$, концентрация дырок $p = p_p$; в n-области $U = \varphi_n$ и $p = p_n$.
- ✗ Тогда выражение для контактной разности потенциалов φ_k в p-n-переходе:
- ✗
$$\varphi_k = \varphi_n - \varphi_p = \frac{kT}{e} \cdot \ln \frac{p_p}{p_n} = \frac{kT}{e} \cdot \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

2.4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ Рассмотрим распределение зарядов и электрического поля в условиях равновесия в плоско-параллельном переходе, имеющем одинаковую концентрацию доноров и акцепторов во всём объеме $N_A = N_D$ и резкое изменение типа проводимости на границе p- и n-областей



2.4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ Используя выражение

$$U_k = -\frac{kT}{e} \ln p + C$$

и полагая $U_k = \varphi_p$ при $p = p_p$ найдём концентрацию носителей в переходе

- ✗ $p = p_p \cdot e^{\frac{e(\varphi_p - U)}{kT}}$

- ✗ Аналогичным образом получим

- ✗ $n = n_n \cdot e^{\frac{e(\varphi_n - U)}{kT}}$

2.4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ С ростом потенциала U_k концентрация дырок и электронов быстро убывает. Вдали от перехода концентрация электронов и дырок одинакова и определяется условием нейтральности объема полупроводника
- ✗ $p_p - n_p - N_A = 0$
- ✗ $-p_n + n_n + N_D = 0$

2.4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ Воспользовавшись теоремой Остроградского – Гаусса, можно найти распределение поля в переходе:
- ✗ $E = \frac{N \cdot e \left(\frac{\delta}{2} - x\right)}{\varepsilon}$ при $x > 0$
- ✗ $E = \frac{N \cdot e \left(\frac{\delta}{2} + x\right)}{\varepsilon}$ при $x < 0$
- ✗ Электрическое поле в переходе линейно возрастает от нуля на границе перехода до максимального значения в середине перехода, т.е. при $x = 0$
- ✗ $E = \frac{N \cdot e \cdot \delta}{2\varepsilon}$

2.4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ Толщину перехода можно определить как

$$\int_0^{\delta/2} E dx = \frac{\varphi_k}{2}$$

- ✗ Подставив в предыдущее выражение получим

$$\delta = \sqrt{\frac{4\varepsilon}{e \cdot N} \varphi_k}$$

- ✗ Если концентрация примеси в р- и n-областях различна, то и глубина проникновения перехода в р-и n-области будет неодинакова, т.к. нескомпенсированный заряд в обеих частях должен быть одинаковым.
- ✗ Большую толщину переход имеет в областях с меньшей концентрацией примеси.

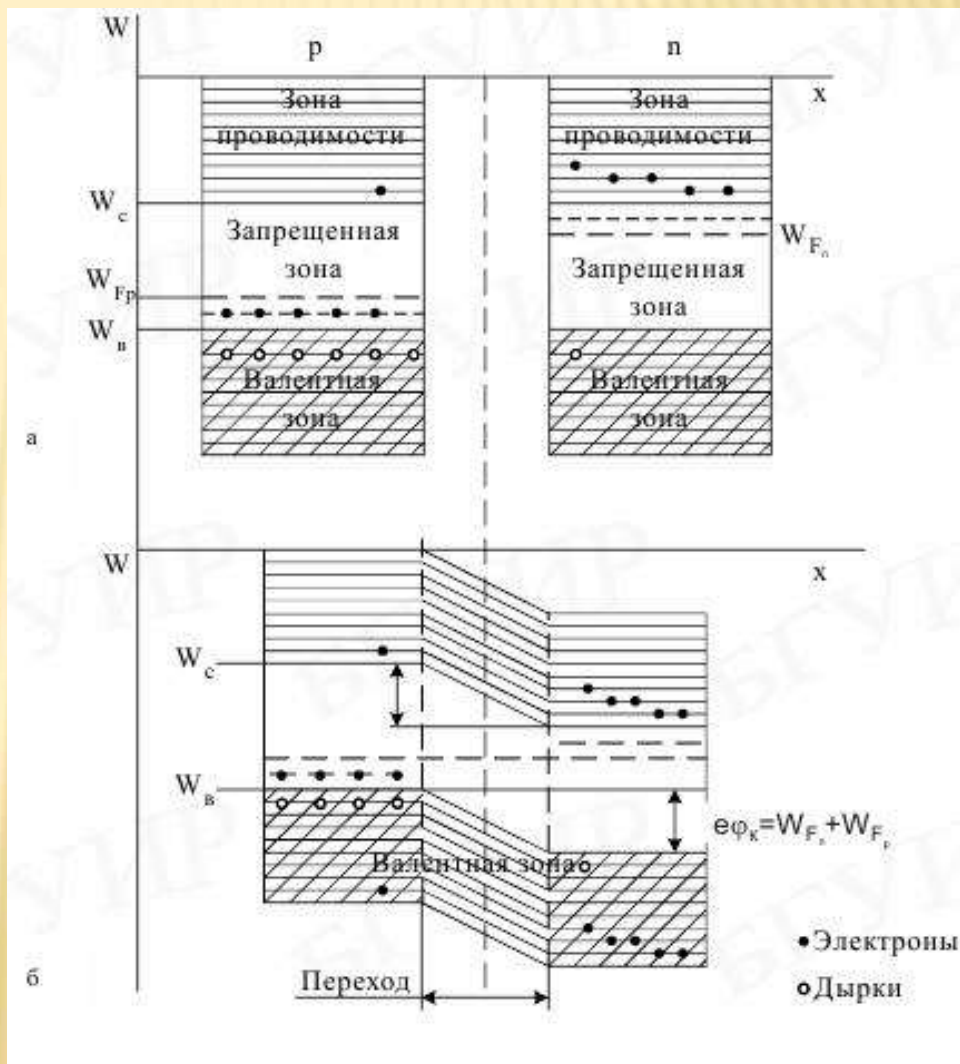
2.4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ Суммарная толщина перехода в этом случае определится

$$\delta = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varphi_k}{e} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}$$

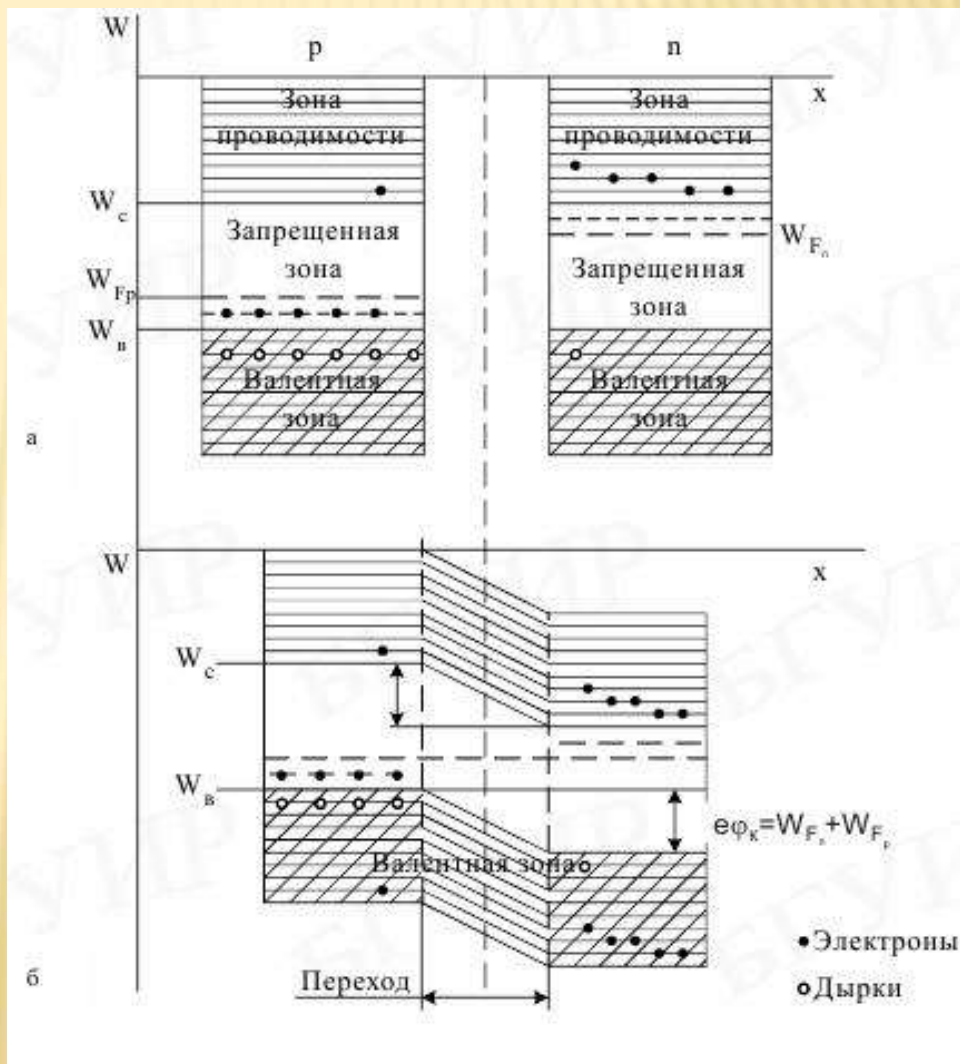
2.4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ На рисунке показана энергетическая диаграмма р-п структуры.
- ✗ Так как величина энергии уровня Ферми должна быть одинаковой по всей структуре, уровень Ферми располагается на одной высоте.



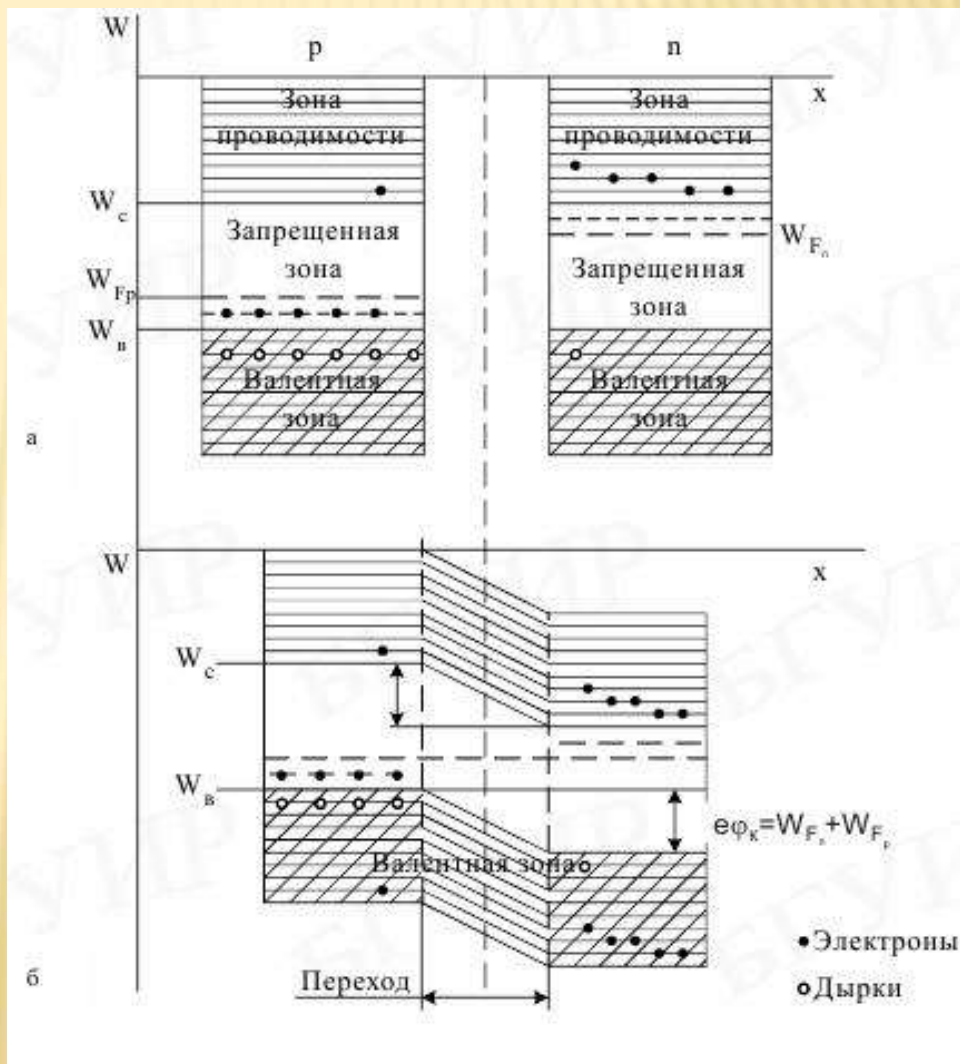
2.4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ В области p-n-перехода энергетические уровни имеют наклон, что свидетельствует о наличии градиента потенциала, а следовательно, и электрического поля, выталкивающего подвижные заряды из перехода.



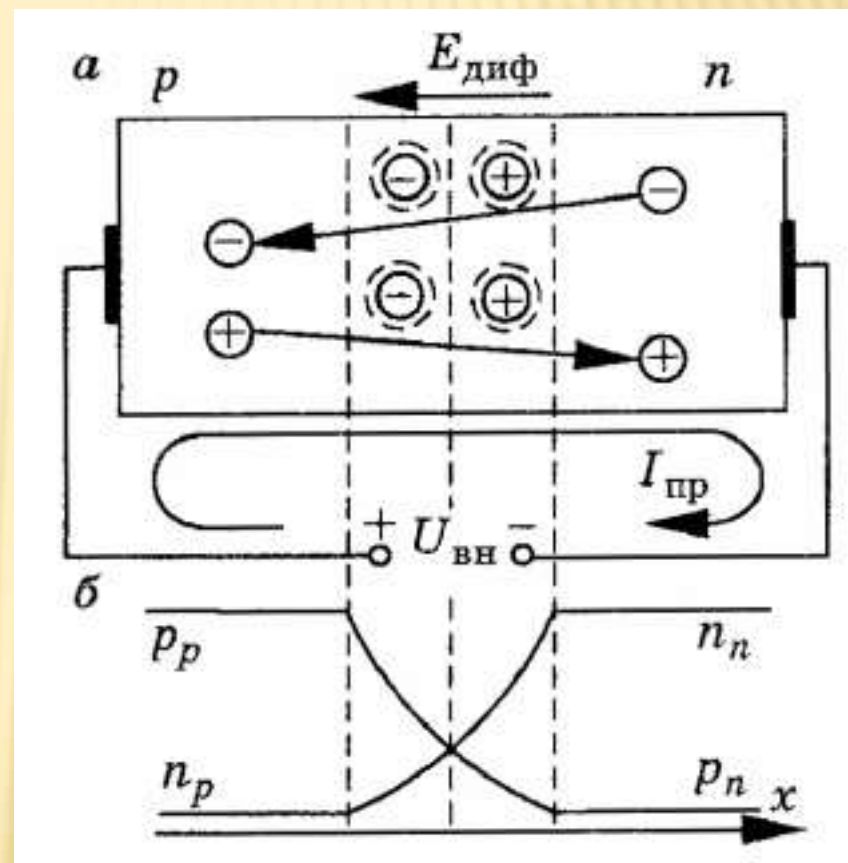
2.4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В РАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ Разность минимальных значений энергии в зонах проводимости p- и n-областей определяется контактной разностью потенциалов.
- ✗ Чтобы перейти в валентную зону n-области, дырки должны совершить работу, равную $e \cdot \varphi_k$.



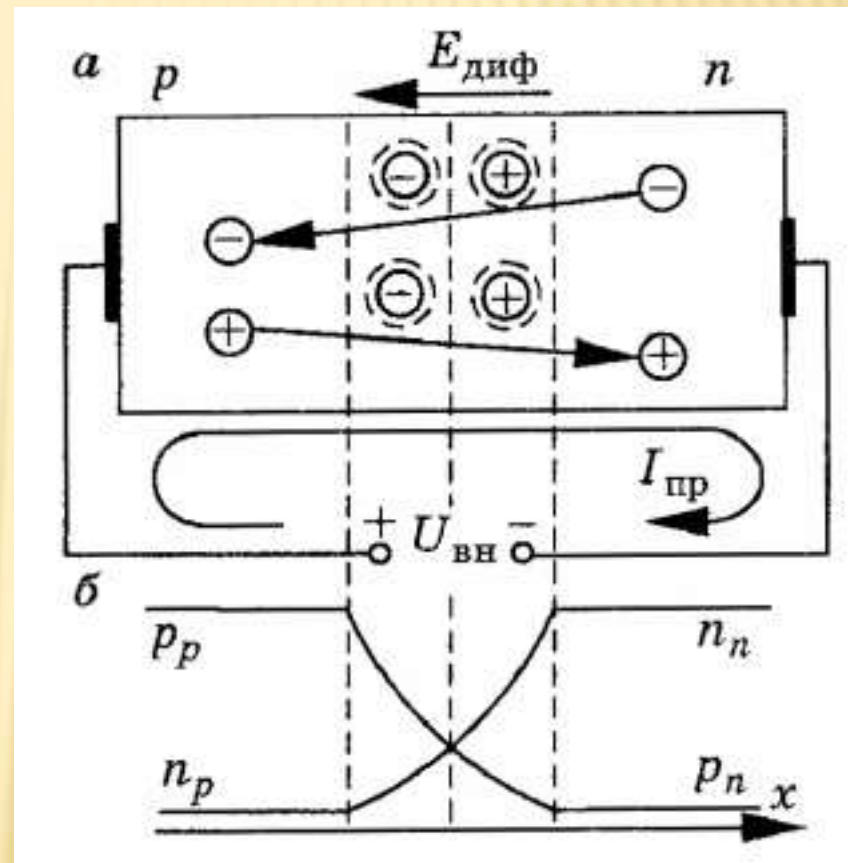
2.5. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В НЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ При подключении к р–п переходу внешнего электрического поля динамическое равновесие токов нарушается.
- ✗ Поведение р–п перехода зависит при этом от полярности приложенного напряжения.
- ✗ Если внешнее напряжение приложено навстречу контактной разности потенциалов, то такое включение р–п перехода называют прямым (см. рис. **а**).



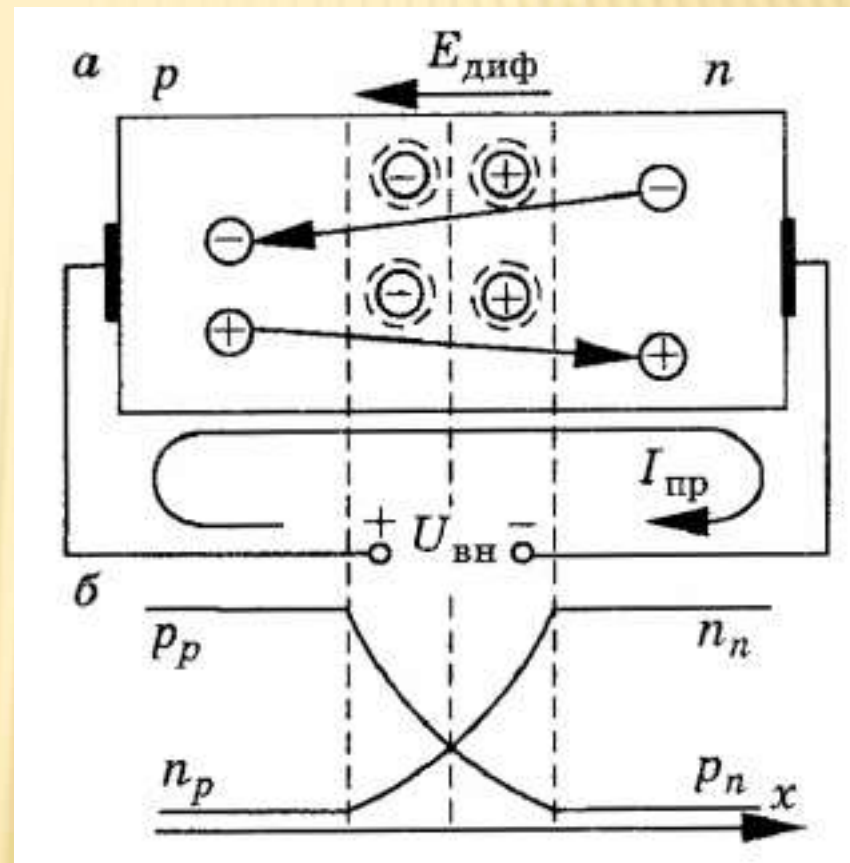
2.5. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В НЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ Внешнее (прямое) напряжение почти полностью падает на р–п переходе, сопротивление которого во много раз выше сопротивления р– и п–областей.
- ✗ С увеличением прямого напряжения высота потенциального барьера уменьшается $U_1 = U_k - U_{\text{пр}}$



2.5. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В НЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ Основные носители областей полупроводника, приближаясь к р-п переходу, частично компенсируют объемные пространственные заряды, уменьшая тем самым ширину запирающего слоя и его сопротивление (см. рис. б).
- ✗ В цепи протекает электрический ток, при этом диффузионная составляющая тока через переход увеличивается, а дрейфовая – уменьшается.



2.5. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В НЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ При $U_k = U_{пр}$ толщина р–n-перехода стремится к нулю и при дальнейшем увеличении $U_{пр}$ запирающий слой исчезает. Вследствие чего электроны и дырки (основные носители заряда в n– и р–областях) начинают свободно диффундировать в смежные области полупроводника.
- ✗ Увеличение диффузионной составляющей тока через р–n переход при неизменной дрейфовой составляющей приводит к нарушению термодинамического равновесия и через переход протекает ток, который называется прямым.
- ✗ $j = j_{диф} + j_{др} \neq 0$

2.5. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В НЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

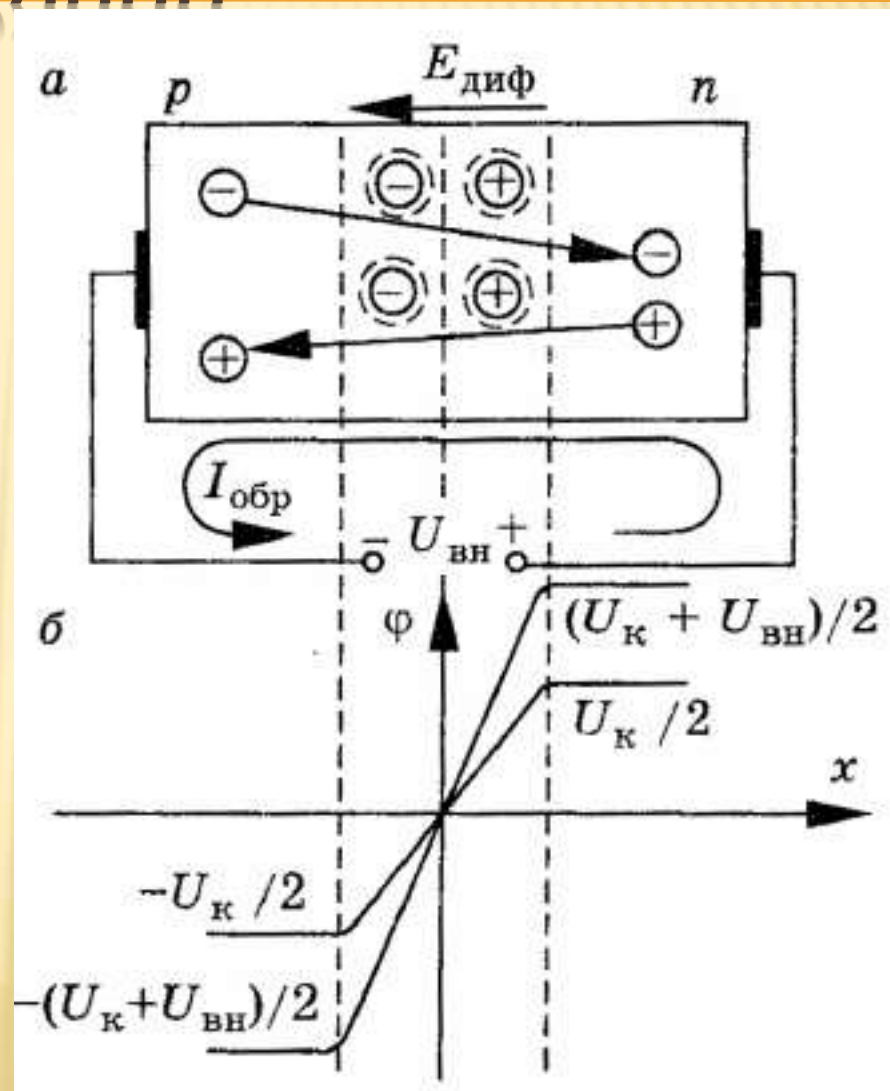
- ✗ Процесс переноса носителей заряда через прямосмещенный электронно-дырочный переход в область полупроводника, где они становятся неосновными носителями, называется **инжекцией**.
- ✗ В несимметричном р–п переходе, когда концентрация электронов в п–области во много раз больше концентрации дырок в р–области, диффузионный поток электронов во много раз превышает поток дырок и ими можно пренебречь.
- ✗ В данном случае имеет место односторонняя инжекция электронов. Область, из которой происходит инжекция, называют **эмиттером**, а область, в которую инжектируются носители – **базой**.

2.5. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В НЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ Неравновесные неосновные носители зарядов диффундируют вглубь полупроводника и нарушают его электронейтральность.
- ✗ Восстановление электронейтральности происходит за счет поступления носителей заряда от внешнего источника взамен ушедших к р–п переходу и исчезнувших в результате рекомбинации. Это приводит к появлению электрического тока во внешней цепи – *прямого тока*.

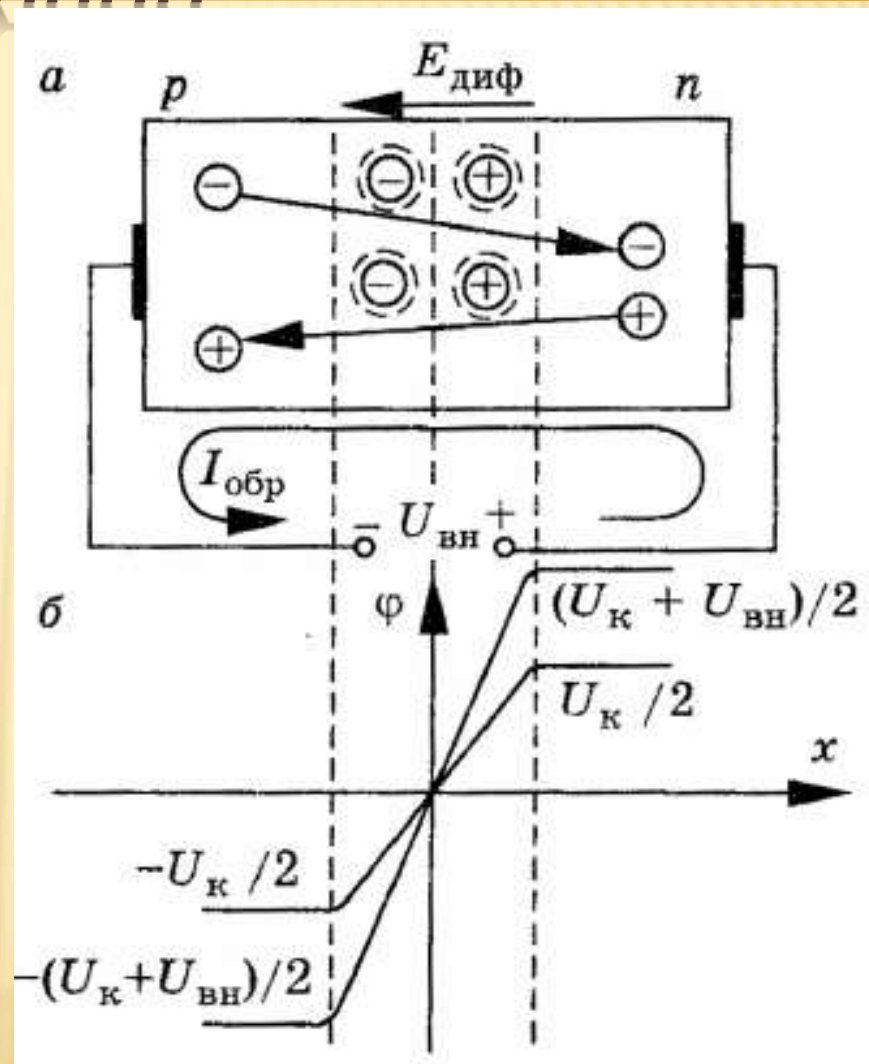
2.5. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В НЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ При обратном включении р-н перехода внешнее напряжение приложено знаком "плюс" к n-области (см. рис. **а**).
- ✗ Создаваемое им электрическое поле совпадает по направлению с внутренним полем перехода, увеличивая высоту потенциального барьера
- ✗ $U_1 = U_k + U_{обр}$



2.5. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В НЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ Под действием обратного напряжения основные носители будут как бы отталкиваться от граничного слоя и дрейфовать вглубь полупроводника.
- ✗ При этом ширина слоя, обедненного основными носителями, увеличивается по сравнению с равновесным состоянием.
- ✗ Сопротивление р-п перехода для прохождения тока основных носителей увеличивается. Происходит изменение в соотношении токов через р-п-переход. Диффузионный ток уменьшается и в предельном случае с ростом потенциального барьера стремится к нулю (см. рис. б).



2.5. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В НЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ Для неосновных носителей заряда поле в р–п переходе остается ускоряющим, они захватываются им и переносятся через р–п переход. Процесс переноса неосновных носителей заряда через обратносмещенный р–п-переход в область полупроводника, где они становятся основными носителями, называется **экстракцией**.
- ✗ Дрейфовый ток, создаваемый неосновными носителями, называется тепловым током j_T . Так как концентрация неосновных носителей относительно мала, то и ток, образуемый ими, не может быть большим.

2.5. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В НЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ Кроме того, он практически не зависит от величины поля в р–п-переходе, т.е. является током насыщения неосновных носителей. Все неосновные носители, которые подходит к р–п-переходу, совершают переход через него под действием поля, независимо от его величины. Поэтому ток j_T определяется только концентрацией неосновных носителей и их подвижностью.
- ✗ Концентрация неосновных носителей, а следовательно, и тепловой ток сильно зависят от температуры.

2.5. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В НЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ По своему направлению тепловой ток противоположен току диффузии и поэтому результирующий ток р–n перехода равен
- ✗ $j_{\text{обр}} = j_{\text{диф}} - j_{\text{T}}$
- ✗ При $U_{\text{ВН}} \gg U_{\text{k}}$ током основных носителей заряда можно пренебречь. Поэтому тепловой ток I_{T} в этом случае называют током насыщения.
- ✗ Считается, что $j_{\text{обр}}$ возрастает при уменьшении ширины запрещенной зоны полупроводника, из которой выполнен р–n переход.

2.5. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД В НЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ

- ✗ Таким образом р–n-переход обладает вентильными свойствами.
- ✗ 1. При приложении прямого смещения через переход протекает электрический ток, значение которого при повышении напряжения увеличивается по экспоненциальному закону. Сопротивление перехода минимально.
- ✗ 2. При смещении р–n-перехода в обратном направлении его сопротивление возрастает, и через переход протекает малый тепловой ток.
- ✗ Таким образом р–n переход обладает односторонней проводимостью, что используется при создании полупроводниковых приборов.