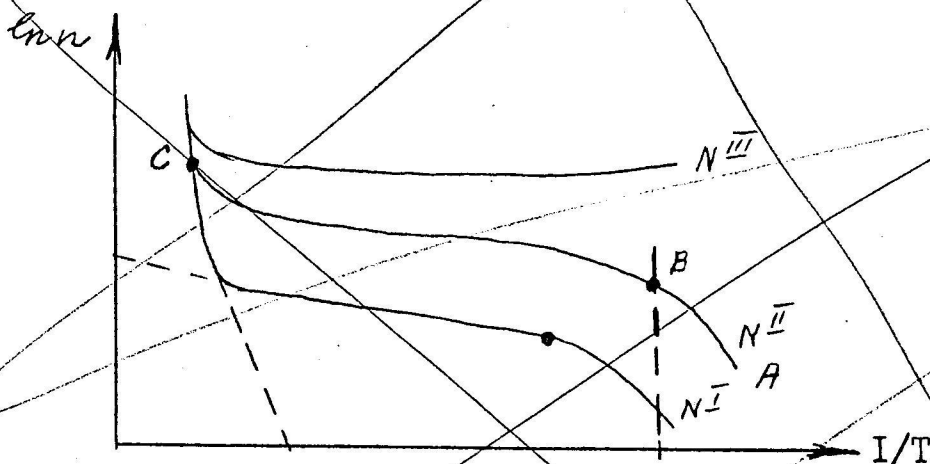


ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ НОСИТЕЛЕЙ  
ЗАРЯДА В ПРИМЕСНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Происходит смещение  $W_F$  к середине запрещенной зоны.



$$N^{III} \gg N^{II} \gg N^I$$

$N^{II}$ ) С увеличением  $T$  увеличивается концентрация электронов, прямой участок - насыщение, в т. С - генерация пар собственного полупроводника, лавинный рост.

$N^I$ ) Насыщение при более высокой  $T$ . При лавинной ионизации полупроводник приближается к собственному полупроводнику.

Температурные зависимости концентрации носителей заряда и положения уровня Ферми в широком диапазоне температур и при различных концентрациях примесей представлены на рис. 1.9.

Рассмотрим характер кривой, соответствующей относительно малой концентрации примесей (доноров)  $N_d$ . В области низких температур с увеличением температуры и, следовательно, с увеличением энергии теплового движения концентрация свободных электронов растет за счет ионизации доноров (участок кривой между точками 1 и 2). Угол наклона этого участка кривой характеризует энергию ионизации примесей. В данном диапазоне температур уровень Ферми находится между дном зоны проводимости и энергетическими донорными уровнями. При некоторой температуре, которой соответствует точка 2 кривой, вероятность заполнения донорных уровней оказывается равной 50%. Поэтому уровень Ферми при температуре  $T_2$  совпадает с энергетическим уровнем донора.

При дальнейшем увеличении температуры концентрация свободных электронов практически не увеличивается (участок кривой между точками 2 и 3), так как все примеси уже ионизированы, а вероятность ионизации собственных атомов неуправляема еще ничтожно мала. Участок кривой, соответствующий постоянной концентрации носителей заряда, называют участком истощения примесей. Первые два участка кривой (1-2 и 2-3) соответствуют примесной электропроводности полупроводника.

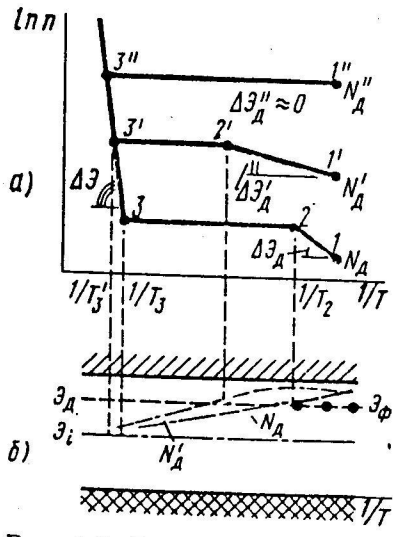


Рис. 1.9. Температурные зависимости концентрации свободных электронов в полупроводнике при различных концентрациях доноров  $N_d < N'_d < N''_d$  (а) и соответствующие зависимости положения уровня Ферми (б)

При относительно больших температурах (участок кривой за точкой 3) концентрация свободных электронов (носителей заряда) растет с увеличением температуры вследствие перехода электронов через запрещенную зону. Наклон этого участка кривой характеризует ширину запрещенной зоны  $\Delta E$  полупроводника. Уровень Ферми при этих температурах расположен вблизи середины запрещенной зоны, а полупроводник можно считать собственным, так как концентрация носителей заряда определяется ионизацией собственных атомов полу-

проводника. Температура, при которой наступает собственная электропроводность или при которой полупроводник становится собственным, тем меньше, чем меньше ширина запрещенной зоны полупроводника. Принцип действия большинства полупроводниковых приборов основан на использовании примесной электропроводности, и поэтому появление собственной электропроводности нарушает нормальную работу прибора. Таким образом, температура, которой соответствует точка 3 кривой, является максимальной рабочей температурой полупроводникового прибора, изготовленного из полупроводника с концентрацией примеси  $N_d$ .

Теперь рассмотрим смещение кривых и некоторое изменение их характера при увеличении концентрации примесей ( $N''_d > N'_d > N_d$ ).

С увеличением концентрации примесей участки кривых, соответствующие примесной электропроводности, смещаются вверх, т.е. получается большая концентрация носителей заряда при температурах примесной электропроводности.

Угол наклона первого участка кривой (участка ионизации примесей) с увеличением концентрации примесей уменьшается, так как с увеличением концентрации примесей из-за взаимодействия примесных атомов происходит расщепление примесных энергетических уровней и уменьшение энергии ионизации примесей. Поэтому  $\Delta E_d > \Delta E'_d > \Delta E''_d$ . При достаточно большой концентрации примесей ( $N''_d$ ) энергия ионизации примесей стремится к нулю, так как образовавшаяся примесная зона перекрывается с зоной проводимости. Такой полупроводник является вырожденным (полуметаллом).

вс  
 Температура, соответствующая переходу от примесной электропроводности к собственной, увеличивается с увеличением концентрации примесей (например,  $T_3 > T_3$ ). Это значит, что максимальная рабочая температура полупроводникового прибора, созданного на основе полупроводника с большей концентрацией примесей, будет также немного выше максимальной рабочей температуры такого же прибора из того же материала, но с меньшей концентрацией примесей.

## ТОКИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

### ДРЕЙФОВЫЙ ТОК

Электроны и дырки в кристалле находятся в состоянии хаотического теплового движения. При возникновении электрического поля на хаотическое движение накладывается компонента направленного движения, обусловленного действием этого поля. В результате электроны и дырки начинают перемещаться вдоль кристалла — возникает электрический ток, который называют дрейфовым током.

Дрейфовый ток — электрический ток, вызванный направленным движением электронов и дырок под действием приложенного электрического поля.

Подвижность носителей заряда. При движении в полупроводнике электроны периодически сталкиваются с колеблющимися атомами кристаллической решетки. Обозначив среднее время свободного пробега электронов  $\bar{t}_n$  и полагая, что движение электронов в промежутке между столкновениями является равноускоренным, а при столкновении с решеткой они теряют приобретенную под действием поля скорость, получим выражение для средней направленной скорости электронов в полупроводнике:

$$\alpha = \frac{F}{m_n} = -\frac{eE}{m_n} \quad \bar{v}_n = -\frac{1}{2} \bar{t}_n \frac{eE}{m_n} = -\mu_n E,$$

где  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл — заряд электрона,  $\mu_n = \frac{-\bar{v}_n}{E} = \frac{-e\bar{t}_n}{m_n}$  — так называемая подвижность электронов.

Подвижность электронов зависит от свойств кристаллической решетки, наличия примесей и температуры. При комнатной температуре подвижность электронов в германии, как показывают измерения, равна  $3900 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , а в кремнии —  $1350 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . ~~С ростом температуры вследствие усиления тепловых колебаний решетки подвижность электронов уменьшается. Экспериментальные исследования приводят к следующим соотношениям:~~

$$\mu_n = 3,5 \cdot 10^7 \cdot T^{-1,5} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}) \text{ для германия,}$$

$$\mu_n = 5,5 \cdot 10^6 \cdot T^{-1,5} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}) \text{ для кремния.}$$

Примеси не оказывают существенного влияния на величину подвижности при невысоких концентрациях (до  $10^{15}$ — $10^{16}$  см $^{-3}$ ). При более высоких концентрациях подвижность носителей заряда начинает снижаться вследствие рассеяния электронов на ионах примеси. ~~При слабых полях (до 100 В/см в германии) подвижность не зависит от напряженности электрического поля.~~ При значительном увеличении напряженности поля и соответственно дрейфовой скорости электронов эффективность их взаимодействия с решеткой возрастает, электроны теряют во время столкновений относительно большую энергию и их подвижность начинает снижаться. ~~В германии при напряженности поля порядка 8 кВ/см подвижность уменьшается пропорционально  $1/E$  и с повышением напряженности поля дрейфовая скорость электронов более не возрастает, достигнув максимального значения  $v_{\max} = 6 \cdot 10^6$  см/с.~~ ~~При напряженности поля порядка 100 кВ/см возникает лавинная ионизация атомов решетки, число носителей заряда и ток резко возрастают, наступает пробой полупроводника.~~

В кремнии максимальное значение дрейфовой скорости  $v_{\max} = 8,5 \cdot 10^6$  см/с.

~~Подвижность дырок в полупроводнике  $\mu_p = \bar{v}_p / E$  определяется средней направленной скоростью дырок  $\bar{v}_p$ , приобретаемой под действием электрического поля  $E$ .~~ ~~Подвижность дырок по данным измерений, значительно ниже подвижности электронов.~~ Так, например, ~~подвижность дырок в германии равна 1900 см $^2$ /(В·с), а в кремнии — 430 см $^2$ /(В·с).~~ ~~С ростом температуры подвижность дырок снижается несколько быстрее, чем подвижность электронов, в соответствии со следующими эмпирическими соотношениями:~~

$$\mu_p = 9,1 \cdot 10^4 \cdot T^{-2,3} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}) \text{ для германия,}$$

$$\mu_p = 2,4 \cdot 10^5 \cdot T^{-(2,3 - 2,7)} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$$

~~для кремния.~~

\* Квантовая теория [ ] показывает, что для описания движения свободных носителей в кристалле можно использовать понятие ~~эффективной массы~~ электрона  $m_n$  и дырки  $m_p$ , значения которых, как правило, не совпадают с массой электрона  $m_0$  в вакууме. ~~Для полупроводников, наибо-~~

лее широко применяемых в электронных приборах (кремний, арсенид галлия, германий и др.)  ~~$m_p > m_n$~~



## ПЛОТНОСТЬ ДРЕЙФОВОГО ТОКА :

Плотность дрейфового тока. Плотность электронного дрейфового тока

$$J_{n \text{ др}} = -en\bar{v}_n = en\mu_n E,$$

а плотность дырочного дрейфового тока

$$J_{p \text{ др}} = ep\bar{v}_p = ep\mu_p E.$$

Суммарная плотность дрейфового тока

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

$$j = \sigma E$$

Это выражение представляет собой закон Ома в дифференциальной форме. Величина

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

является удельной электрической проводимостью полупроводника.

## ДИФфуЗИОННЫЙ ТОК

$$\frac{dn}{dx} \neq 0;$$

$$\frac{dp}{dx} \neq 0.$$

Это тоже поле!

Причиной, вызывающей электрический ток в полупроводнике, может быть не только электрическое поле, но и градиент концентрации подвижных носителей заряда. Если тело электрически нейтрально и в любой его микрообласти суммарный положительный и отрицательный заряд равен нулю, то различие в концентрациях носителей заряда в соседних областях не приведет к появлению электрического тока и электрических сил расталкивания, выравнивающих концентрацию. Но в соответствии с общими законами теплового движения возникнет диффузия микрочастиц из области с большей их концентрацией в область с меньшей концентрацией. Причем плотность диффузионного тока пропорциональна градиенту концентрации носителей заряда.

В одномерном случае, т. е. когда концентрация частиц изменяется вдоль одной координаты, может быть написано следующее выражение для тока дырок:

$$J_{p \text{ дф}} = -eD_p \frac{dp}{dx}, \quad (2.19)$$

где  $D_p$  — коэффициент диффузии дырок, равный 44 см<sup>2</sup>/с для германия и 65 см<sup>2</sup>/с для кремния;  $\frac{dp}{dx}$  — градиент концентрации дырок.

Знак минус указывает, что диффузионный дырочный ток направлен в сторону уменьшения концентрации дырок.

Плотность диффузионного тока электронов определяется подобным же соотношением

$$J_{n \text{ дф}} = eD_n \frac{dn}{dx}. \quad (2.20)$$

Здесь  $D_n$  — коэффициент диффузии электронов, равный 93 см<sup>2</sup>/с для германия и 31 см<sup>2</sup>/с для кремния;  $\frac{dn}{dx}$  — градиент концентрации электронов.

Диффузионный поток электронов движется также в сторону уменьшения концентрации, однако в соответствии с принятым в электротехнике условным направлением электрического тока электронный диффузионный ток считают направленным в сторону увеличения концентрации электронов, т. е. навстречу потоку электронов; поэтому перед правой частью выражения (2.20) стоит знак плюс.

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

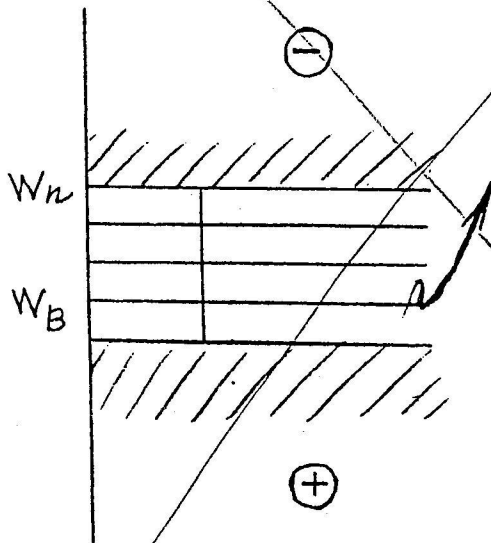
$$J_n = en\mu_n E + eD_n \frac{dn}{dx},$$

$$J_p = ep\mu_p E - eD_p \frac{dp}{dx}.$$

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \text{ - отношение Эйнштейна}$$

$k$  - постоянная Больцмана.

РЕКОМБИНАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДОВ В ПРИМЕСНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ



$$\bar{j}_z = \bar{j}_{др.p} + \bar{j}_{диф.p} + \bar{j}_{др.n} + \bar{j}_{диф.n} = e\mu_p E + (p_p, n_n \text{ - основной носитель})$$

$$+ e\mu_p p_n E - eD_p \frac{\partial p_p}{\partial x} + eD_n \frac{\partial n_n}{\partial x} - eD_p \frac{\partial p_n}{\partial x} + eD_p \frac{\partial p_p}{\partial x} + e\mu_n n_n E + e\mu_n p_p E$$

397

Таким образом, временем жизни неравновесных носителей заряда является отношение избыточной концентрации ( $\Delta n$  или  $\Delta p$ ) неравновесных носителей заряда к скорости изменения этой концентрации вследствие рекомбинации:

$$\tau_n = \frac{|\Delta n|}{|d(\Delta n)/dt|} \quad \text{и} \quad \tau_p = \frac{|\Delta p|}{|d(\Delta p)/dt|} \quad (1.21)$$

Одновременно с процессом диффузии неравновесных носителей происходит процесс их рекомбинации. Поэтому избыточная концентрация уменьшается в направлении от места источника этой избыточной концентрации носителей. Расстояние, на котором при одномерной диффузии в полупроводнике без электрического поля в нем избыточная концентрация носителей заряда уменьшается вследствие рекомбинации в  $e = 2,718 \dots$  раза, называют диффузионной длиной ( $L$ ). Иначе говоря, это расстояние, на которое носитель диффундирует за время жизни. Таким образом, диффузионная длина связана с временем жизни носителей соотношениями

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}; \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$$

где  $D_n$  и  $D_p$  — коэффициенты диффузии электронов и дырок. В свою очередь, коэффициенты диффузии связаны с подвижностью носителей заряда соотношениями Эйнштейна

$$D_n/\mu_n = kT/e; \quad D_p/\mu_p = kT/e$$

Не следует путать диффузионную длину с длиной свободного пробега носителей заряда, которая определяется как среднее расстояние, проходимое носителем между двумя последовательными актами рассеяния.

S.O.G. 007

~~НЕРАВНОВЕСНАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ~~

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД

Рассмотрим неоднородный полупроводник, одна часть которого имеет электронную электропроводность, а другая — дырочную (рис. 2.8). При этом речь идет не о простом контакте двух различных полупроводников, а о едином монокристалле, у которого одна область легирована акцепторной примесью, а другая — донорной. ~~Свойства~~ ~~получения таких полупроводниковых структур будут описаны в гл. 3.~~

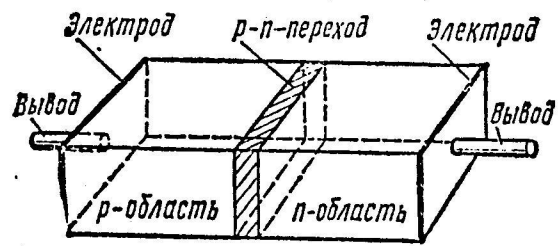


Рис. 2.8

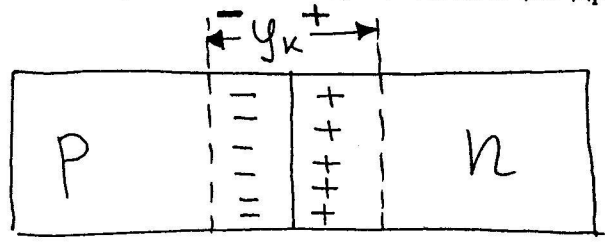
~~Как будет показано далее,~~ Между электронной и дырочной областями рассматриваемой полупроводниковой структуры всегда существует тонкий переходный слой, обладающий особыми свойствами. Этот слой называется электронно-дырочным переходом или p-n-переходом.

Электронно-дырочный переход является основным структурным элементом большинства полупроводниковых приборов, его свойствами определяются принцип действия и функциональные возможности этих приборов. Поэтому необходимо детально ознакомиться с физическими процессами, протекающими в p-n-переходах, основными закономерностями этих процессов, характеристиками и параметрами переходов.

**Электронно-дырочный переход при отсутствии внешнего поля**

Динамическое равновесие процессов диффузии и дрейфа в электронно-дырочном переходе. Примем, что в рассматриваемой *p-n*-структуре концентрация дырок в дырочной области выше, чем в электронной ( $p_p > p_n$ ), а концентрация электронов в электронной области выше,

чем в дырочной ( $n_n > n_p$ ); на границе электронной и дырочной областей существует градиент концентрации носителей заряда, вызывающий диффузионный ток: дырок из *p*-области в *n*-область и электронов из *n*-области в *p*-область. Диффузионный перенос заряженных частиц сопровождается нарушением электрической нейтральности полупроводника в непосредственной близости от границы областей: в *p*-области вследствие ухода дырок возникает нескомпенсированный отрицательный заряд, а в *n*-области вследствие ухода электронов — положительный заряд. В результате дырочная область приобретает отрицательный потенциал относительно электронной области и в переходном слое создается электрическое поле, вызывающее дрейфовый ток.



Точность измерения контактной разности потенциалов, где изменяется тип примесей, преобладающих в полупроводнике

Но при отсутствии внешнего поля результирующий ток в полупроводнике должен быть равен нулю, это условие динамического равновесия процессов в переходе: Следовательно, диффузионный ток в переходе, вызываемый градиентом концентрации носителей заряда, должен уравниваться встречным дрейфовым током, обусловленным напряженностью собственного электрического поля  $E$  в переходе:

$$J_{дф} + J_{др} = 0. \tag{2.26}$$

Таким образом, в электронно-дырочном переходе всегда существуют градиент концентрации носителей заряда, вызывающий диффузию дырок и электронов, и обусловленный им градиент потенциала собственного электрического поля  $d\phi/dx = -E$ , вызывающий встречные дрейфовые токи, уравнивающие диффузионные токи:

$$J_{p дф} + J_{p др} = 0, \quad J_{n дф} + J_{n др} = 0.$$

Наличие этих градиентов в *p-n*-переходе обуславливает существенное отличие его электрофизических свойств от свойств прилегающих к нему *p*- и *n*-областей.

**Контактная разность потенциалов.** Разность потенциалов в переходе, обусловленную градиентом концентрации носителей заряда, называют контактной разностью потенциалов ( $\phi_k$ ).

$N_i$  - констр. свобод. электронов собственной (без примесей) полупроводника

$$\phi_k = \phi_T \ln \frac{N_a N_d}{N_i^2} = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_a \cdot N_d}{N_i^2}$$

$\phi_T = \frac{kT}{e}$  - тепловой потенциал микроэлектроники.

Чтобы оценить величину контактной разности потенциалов, рассмотрим германиевый переход, имеющий концентрацию примесей  $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и температуру  $T = 300 \text{ К}$ .

Учитывая, что  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ ,  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ , а  $\varphi_T = 0,026 \text{ В}$ , получим

$$\varphi_k = 0,026 \ln \frac{10^{18} \cdot 10^{14}}{10^{26}} = 0,026 \cdot 13,8 = 0,36 \text{ В.}$$

Произведение  $e\varphi_k$  представляет собой энергию, которую должен затратить электрон для того, чтобы преодолеть контактную разность потенциалов в  $p$ - $n$ -переходе (потенциальный барьер). Сопоставим ее со средней тепловой энергией микрочасти-

$$\frac{e\varphi_k}{kT} = \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2} = \ln \frac{10^{18} \cdot 10^{14}}{10^{26}} = 13,8.$$

Энергия, необходимая электрону или дырке для преодоления потенциального барьера в  $p$ - $n$ -переходе, в данном случае в 13,8 раза превышает их среднюю тепловую энергию.

**Распределение зарядов.** Примем, что рассматриваемая структура имеет постоянную концентрацию примесей в каждой из областей:

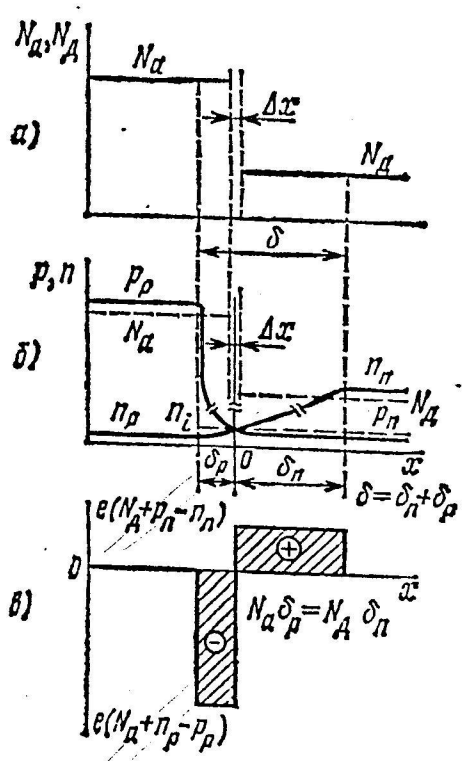


Рис. 2.9

$N_a = \text{const}$ ,  $N_d = \text{const}$  и  $N_a > N_d$ , как показано на рис. 2.9, а. Пусть толщина металлургического перехода  $\Delta x$  на границе  $p$ - и  $n$ -областей (слоя, в котором происходит изменение типа примеси с акцепторной на донорную) значительно меньше толщины переходного слоя  $\delta = \delta_n + \delta_p$ , в котором имеется нескомпенсированный объемный заряд. Такой переход называют резким в отличие от плавного, у которого изменение концентрации примеси происходит вдоль всего электрического перехода.

Концентрация подвижных зарядов — электронов и дырок — вдали от перехода определяется условием электрической нейтральности любого элементарного объема полупроводника: для  $p$ -области концентрация дырок должна равняться суммарной концентрации электронов и акцепторов:

$$p_p = n_p + N_a; \quad (2.32)$$

для  $n$ -области концентрация электронов должна равняться суммарной концентрации дырок и доноров:

$$n_n = p_n + N_d. \quad (2.33)$$



Равновесие соответствует нулевому внешнему напряжению на переходе. Поскольку концентрация электронов в  $n$ -области значительно больше, чем в  $p$ -области, часть электронов диффундирует из  $n$ -области в  $p$ -область. При этом в  $p$ -области окажутся избыточные электроны, большая часть из которых находится вблизи металлургической границы. Электроны будут рекомбинировать с дырками. Соответственно концентрация дырок будет уменьшаться и обнажатся нескомпенсированные отрицательные заряды акцепторных ионов. С другой стороны, от металлургической границы (в  $n$ -области) из-за ухода электронов обнажатся нескомпенсированные положительные заряды донорных ионов. Аналогичные рассуждения можно провести для дырок, которые диффундируют из  $p$ -области в  $n$ -область. ~~Вблизи металлургической границы по обе стороны ее образуется слой с пониженной концентрацией подвижных носителей — обедненный слой.~~

т. е. при переходе из  $p$ -области в глубь перехода, концентрация дырок быстро падает, достигая значения  $p = p_n$  на другой границе перехода, ~~и т. д.~~. Аналогичное выражение определяет распределение концентрации электронов в переходе.

На рис. 2.9, б показано распределение концентрации подвижных зарядов — электронов и дырок — в полупроводнике. В электрически нейтральных областях  $p$ - $n$ -структуры, т. е. вне электронно-дырочного перехода, концентрация основных носителей  $p_p$  и  $n_n$  равна суммарной концентрации неподвижных зарядов и неосновных носителей  $N_a + n_p$  и  $N_d + p_n$  соответственно, как вытекает из выражений (2.32) и (2.33).

В области же перехода концентрация подвижных носителей по мере продвижения в глубь перехода резко падает.

$P$ - и  $n$ -переход — обедненный слой.

Нескомпенсированный заряд в переходе определяется концентрацией доноров и акцепторов. Тогда распределение концентрации нескомпенсированного заряда в переходе в нашем случае, когда концентрация доноров и акцепторов постоянна, будет иметь вид, показанный на рис. 2. 9, в: участок  $p$ -перехода, расположенный в  $p$ -области, имеет отрицательный заряд, участок, расположенный в  $n$ -области, — положительный заряд. Так как в рассматриваемом случае концентрация доноров  $N_d$  в  $n$ -области ниже концентрации акцепторов  $N_a$  в  $p$ -области, а ~~обедненный~~

~~слой~~ в целом нейтрален, т.е. суммарные заряды  $Q_p$  и  $Q_n$  на каждом из этих участков должны быть равны друг другу, ~~переход проникает в менее легированную  $n$ -область на большую глубину  $\delta_n$ , чем в  $p$ -область, имеющую большую концентрацию примесей.~~

~~Соотношение глубин проникновения~~ определяется условием

$$N_a \delta_p = N_d \delta_n \quad (2.35)$$

~~Общая толщина~~ электронно-дырочного перехода с учетом условия (2.35)

$$\delta = \delta_p + \delta_n = (N_d/N_a + 1) \delta_n.$$

~~При  $N_d \ll N_a$  практически весь переход располагается в менее легированной  $n$ -области:  $\delta \approx \delta_n$ .~~

Толщина электронно-дырочного перехода ( $\delta$ )

$$\delta = \sqrt{\frac{2 \epsilon \epsilon_0 q_k}{e} \left( \frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)} \quad (**)$$

$$\epsilon = \epsilon' \cdot \epsilon_0$$

$\epsilon$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость среды

$\epsilon'$  — относительная д. и. с.

$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$  — электрическая постоянная.

Энергетическая диаграмма электронно-дырочного перехода. Энергетические диаграммы уединенных  $p$ - и  $n$ -областей полупроводника показаны на рис. 2.11, а. В  $p$ -области уровень Ферми  $W_{Fp}$  смещен в сторону валентной зоны, а в  $n$ -области уровень Ферми  $W_{Fn}$  — в сторону зоны проводимости.

В  $p$ - $n$ -структуре энергия уровня Ферми  $W_F$  должна быть всюду одинакова:

$$W_F = W_{Fp} = W_{Fn},$$

так как в любой точке тела он имеет одну и ту же вероятность заполнения его электроном, равную, по определению,  $1/2$ , а одной и той же вероятности заполнения уровней должна соответствовать одна и та же их энергия.

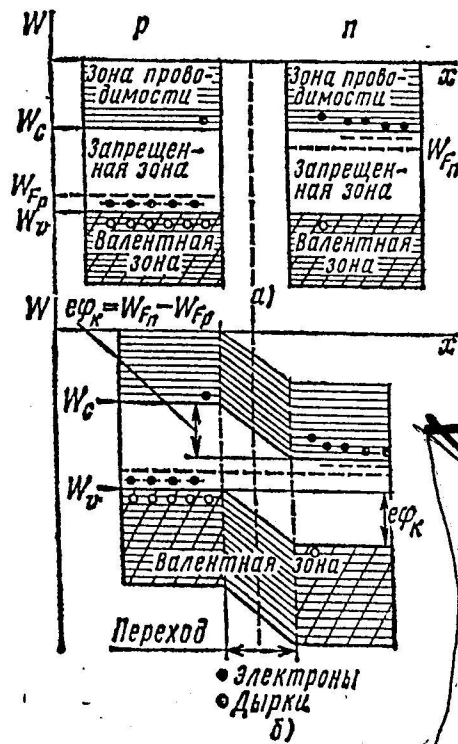


Рис. 2.11

Поскольку расположение энергетических зон относительно уровня Ферми в каждой из областей (дырочной и электронной) фиксировано, из постоянства энергии уровня Ферми по всей  $p$ - $n$ -структуре вытекает, что валентные зоны, а также зоны проводимости  $p$ - и  $n$ -областей должны быть смещены относительно друг друга на величину  $W_{cp} - W_{cn}$  (рис. 2.11, б).

Из условий динамического равновесия процессов диффузии и дрейфа носителей заряда в  $p$ - $n$ -переходе следует, что разность минимальных энергий электронов проводимости в  $p$ - и  $n$ -областях  $p$ - $n$ -структуры  $W_{cp} - W_{cn}$  должна быть равна  $e\phi_k$ , так же как и разность энергий дырок, поэтому можно написать

$$W_{cp} - W_{cn} = W_{vp} - W_{vp} = e\phi_k$$

Концентрация электронов в зоне проводимости  $n$ -области выше, чем в  $p$ -области, так как минимальная их энергия здесь ниже (на величину  $e\phi_k$ ) чем в зоне проводимости  $p$ -области. Аналогично, концентрация дырок в валентной зоне  $p$ -области выше, чем в валентной зоне  $n$ -области.

Непосредственно в области перехода энергетические уровни как в зоне проводимости, так и в валентной зоне расположены наклонно, что свидетельствует о наличии градиента потенциала, а следовательно, и электрического поля, которое выталкивает подвижные носители заряда из перехода. По этой причине концентрация электронов и дырок в переходе очень низка.

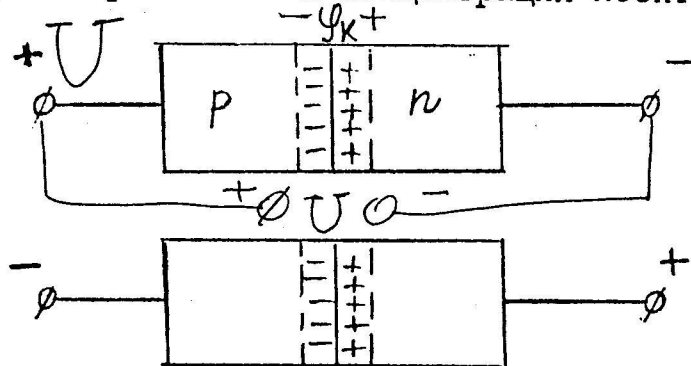
$p_n$  - равновесная концентрация неосновного носителя.

$p_p$  - равновесная концентрация основного носителя.

$n_n$

$n_p$

$n, p$  - неравновесная концентрация носителей.



**Прямой ток.** Пусть внешнее напряжение приложено плюсом к  $p$ -области, а минусом — к  $n$ -области. В этом случае оно противоположно по знаку контактной разности потенциалов (рис. 2.12, а).

Концентрация подвижных носителей заряда внутри электронно-дырочного перехода значительно ниже, чем в  $p$ - и  $n$ -областях (■),

поэтому сопротивление  $p$ - $n$ -перехода значительно выше сопротивления  $p$ - и  $n$ -областей полупроводника и падением напряжения в  $p$ - и  $n$ -областях полупроводника можно пренебречь, приняв, что приложенное к полупроводнику напряжение полностью падает на переходе:

$$u = \varphi_k - U.$$

Распределение потенциала, соответствующее этому случаю, показано на рис. 2.12, б; потенциал дырочной области  $\varphi_p$  условно принят за нуль, пунктиром обозначено распределение потенциала при отсутствии внешнего напряжения  $U$ .

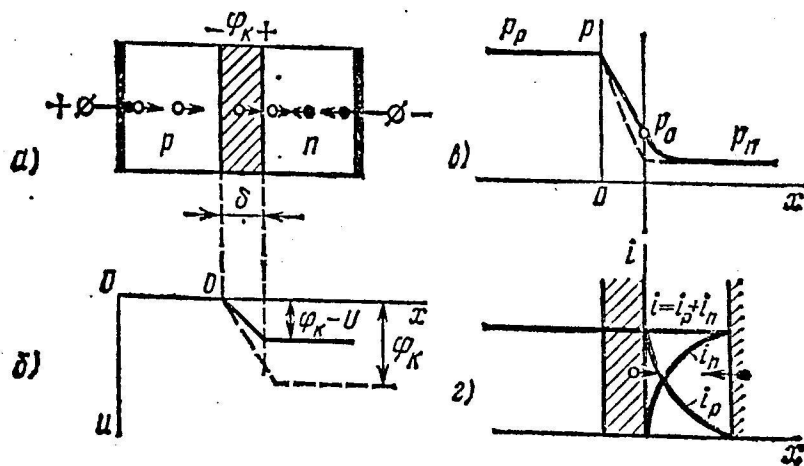


Рис. 2.12

Поскольку внешнее поле направлено навстречу полю перехода, результирующее электрическое поле в переходе уменьшается. Вследствие этого нарушается равновесие между дрейфовым и диффузионным токами, имевшееся при отсутствии внешнего напряжения. Дрейфовый ток становится меньше диффузионного, и результирующий ток через переход оказывается не равным нулю:

$$J = J_{дф} + J_{др} \neq 0.$$

По мере увеличения внешнего напряжения результирующий ток через переход может возрасти до больших значений, так как градиент концентрации носителей заряда в переходе и возможный диффузионный ток через переход очень велики.

Ток, протекающий через переход, в данном случае называют ~~прямым током~~ а напряжение, приложенное к переходу, — ~~прямым напряжением~~

Толщину перехода, находящегося под прямым напряжением, можно определить из соотношения (2.40), в которое следует подставить результирующее напряжение перехода  $\varphi_k - U$ :

$$\delta = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e} (\varphi_k - U) \left( \frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}. \quad (2.41)$$

Отсюда видно, что ~~при подаче прямого напряжения толщина перехода уменьшается. При этом уменьшается и сопротивление перехода, которое, следовательно, является нелинейным.~~

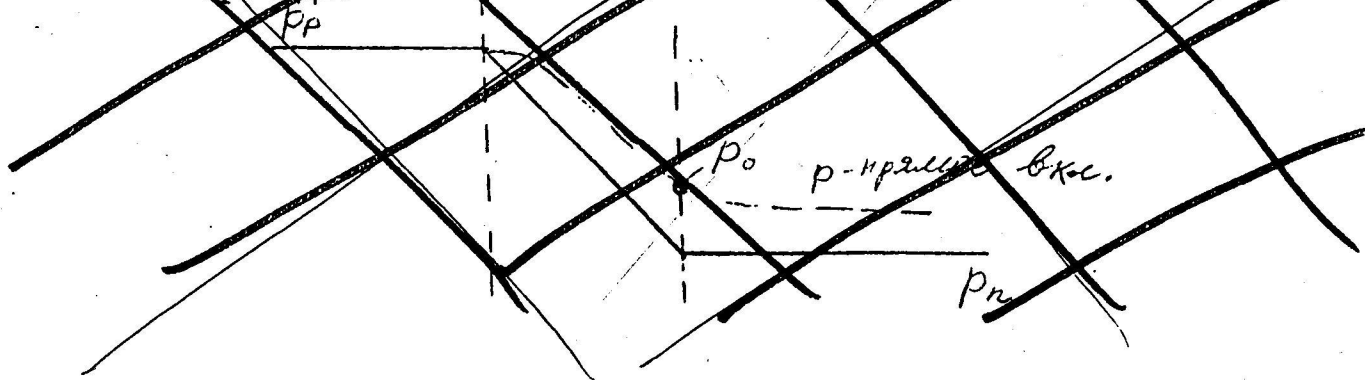
Инжекция носителей заряда. Диффузия дырок через электронно-дырочный переход, смещенный в прямом направлении, приводит к увеличению концентрации дырок на границе перехода (рис. 2.12, в). Возникающий при этом градиент концентрации дырок обуславливает дальнейшее диффузионное проникновение их в глубь *n*-области полупроводника, где дырки являются неосновными носителями заряда. Это явление называют ~~инжекцией носителей заряда~~ оно играет большую роль в работе полупроводниковых приборов.

По мере диффузионного проникновения в глубь полупроводника инжектированные дырки рекомбинируют с электронами, в результате диффузионный ток  $i_p$  за переходом постепенно спадает до нуля (рис. 2.12, г). Инжекция дырок не нарушает электрической нейтральности *n*-области, так как она сопровождается одновременным поступлением в *n*-область из внешней цепи точно такого же количества электронов.

Под действием электрического поля поступающие из внешней цепи электроны продвигаются к переходу, создавая электронный ток  $i_n$ , который вследствие рекомбинации электронов с дырками по мере удаления от вывода постепенно спадает до нуля (рис. 2.12, г). Результирующий же ток в *n*-области  $i = i_p + i_n$  при этом остается всюду постоянным.

Одновременно с инжекцией дырок в *n*-область происходит инжекция электронов в *p*-область. Протекающие при этом процессы аналогичны, но при  $N_d \ll N_a$  инжекция электронов пренебрежимо мала.

~~При инжекции носителей возникает избыточная концентрация носителей в переходе.~~





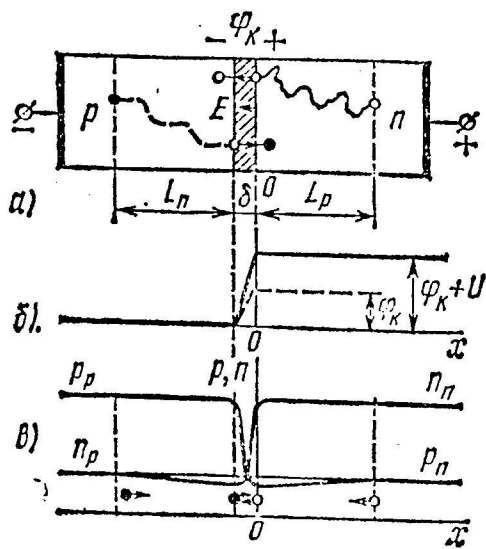


Рис. 2.13

**Обратный ток** Если внешнее напряжение приложено плюсом к  $n$ -области, а минусом — к  $p$ -области, то оно совпадает по знаку с контактной разностью потенциалов (рис. 2.13, а).

Распределение потенциала в полупроводнике, соответствующее этому случаю, представлено на рис. 2.13, б; здесь потенциал дырочной области принят за нуль; пунктиром показано распределение потенциала при отсутствии внешнего напряжения  $U$ . Как указывалось, сопротивление электронно-дырочного перехода значительно выше сопротивления  $p$ - и  $n$ -областей полупроводника, поэтому внешнее напряжение

практически полностью падает на переходе и падение напряжения в объеме полупроводника оказывается пренебрежимо малым.

В рассматриваемом случае напряжение на переходе возрастает и становится равным  $u = \varphi_k + U$ . **Возрастает и толщина перехода**, которую согласно выражению (2.42) можно записать в виде

$$\delta = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{e} (\varphi_k + U) \left( \frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right)}. \quad (2.42)$$

Собственное поле перехода и внешнее поле, приложенное к переходу, складываются, поэтому результирующая напряженность электрического поля в переходе будет выше, чем при отсутствии внешнего поля. Это приводит к уменьшению диффузионного тока и преобладанию дрейфового тока. Результирующий ток через переход оказывается отличным от нуля:

$$J = J_{дф} + J_{др} \neq 0. \quad (2.43)$$

Направление результирующего тока противоположно направлению прямого тока, поэтому его называют **обратным током**, а напряжение, вызывающее обратный ток, — **обратным напряжением**.

Заметим, что поле в переходе является ускоряющим лишь для неосновных носителей заряда, т. е. для дырок  $n$ -области и для электронов  $p$ -области. В результате действия этого поля снижается концентрация неосновных носителей заряда на границе перехода и появляется градиент концентрации носителей заряда за переходом (рис. 2.13, в). Возникает диффузия неосновных носителей заряда к границе перехода, где они подхватываются полем и переносятся через переход, как условно показано на рис. 2.13, а. Это явление называется **экстракцией носителей заряда**.

Максимальное значение тока экстракции определяется, очевидно, числом неосновных носителей заряда, возникающих в полупроводнике в единицу времени на таком расстоянии от перехода, которое они смогут пройти за время жизни. **Это расстояние  $L_n$  или  $L_p$  называют диффузионной длиной** (рис. 2.13, а). Ввиду того что число неосновных носителей заряда относительно невелико, **ток экстракции** через переход намного меньше прямого тока. От приложенного напряжения он практически не зависит и является в этом смысле **током насыщения**.

Таким образом, можно отметить, что электронно-дырочный переход обладает нелинейной проводимостью; в прямом направлении проводимость перехода значительно больше, чем в обратном. Эта особенность электронно-дырочного перехода находит широкое применение в полупроводниковой электронике, так же как и явление инжекции носителей заряда.

