

1.12. КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Цель лекции: ознакомление с понятием контактных явлений.

1.12.1. КОНТАКТ ЭЛЕКТРОННОГО И ДЫРОЧНОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Соответствующим введением примесей в полупроводник можно создать такое их распределение, что одна часть кристалла будет полупроводником n -типа, а другая — полупроводником p -типа.

Электронно-дырочным переходом (p – n -переходом) называют слой полупроводника, расположенный по обе стороны от границы раздела p - и n -областей.

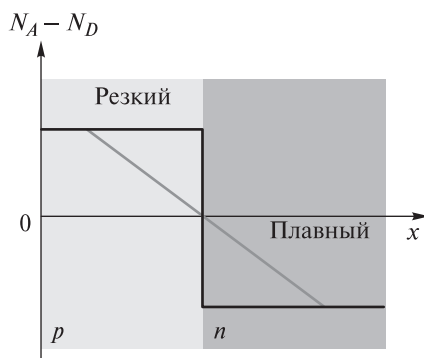


Рис. 1.30. Плавный и резкий p – n -переходы

В зависимости от характера распределения примесей различают резкий и плавный p – n -переходы. В резком p – n -переходе концентрация акцепторов и доноров изменяется скачкообразно на границе p - и n -областей (рис. 1.30).

В плавном переходе концентрация акцепторов и доноров является линейной функцией расстояния (см. рис. 1.30).

Относительно резкий p – n -переход можно создать при вплавлении примеси, плавный — при диффузии.

Поскольку на границе раздела p - и n -областей имеется градиент концентрации свободных носителей заряда, будет

происходить процесс диффузии электронов в p -область и дырок — в n -область. Это приводит к обеднению основными носителями заряда приграничных слоев и возникновению объемных зарядов противоположного знака. В p -полупроводнике в приграничном слое снижается концентрация дырок, в n -полупроводнике — концентрация электронов.

В резком p – n -переходе создаются обедненные слои ступенчатого объемного заряда (рис. 1.31), в плавном — линейного объемного заряда (см. рис. 1.31). Для случая на рис. 1.31 и 1.32 концентрация акцепторов в p -области выше концентрации доноров в n -области. Толщины слоев обратно пропорциональны концентрациям примесей в областях полупроводника. Однако при любых соотношениях концентрации примесей в областях полупроводника сумма объемных зарядов в p - и n -областях равна нулю, т. е. площади под кривыми $\rho(x)$ равны между собой.

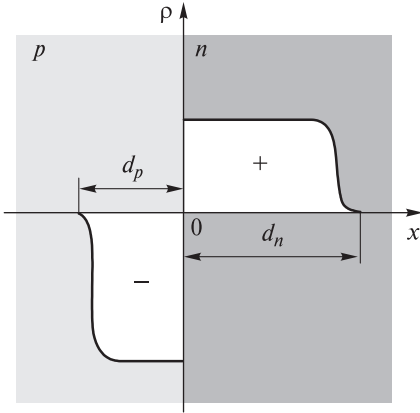


Рис. 1.31. Объемный заряд в резком $p-n$ -переходе

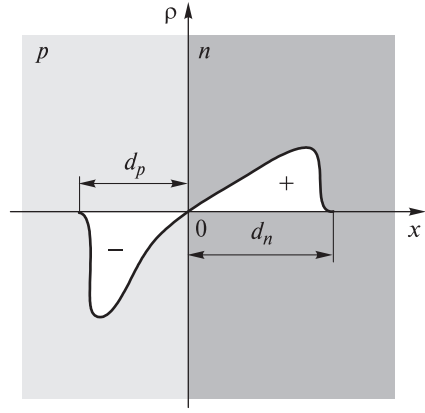


Рис. 1.32. Объемный заряд в плавном $p-n$ -переходе

Считают, что концентрация равновесных основных носителей заряда в полупроводнике вне $p-n$ -перехода равна концентрации примесей, т. е. примеси полностью ионизованы. Тогда равновесная концентрация электронов n_{no} в нейтральной части n -полупроводника равна N_D , а равновесная концентрация дырок p_{po} в нейтральной части p -области равна N_A :

$$n_{no} = N_D; p_{no} = N_A.$$

Зависимости концентраций основных и неосновных носителей заряда по обе стороны от резкого $p-n$ -перехода и в самом резком $p-n$ -переходе приведены на рис. 1.33.

Для равновесных концентраций всегда справедлив закон действующих масс, поэтому произведение концентраций основных и неосновных носителей заряда в обеих частях $p-n$ -перехода всюду одинаково и равно n_i^2 :

$$n_{no} p_{no} = p_{po} n_{po} = n_i^2.$$

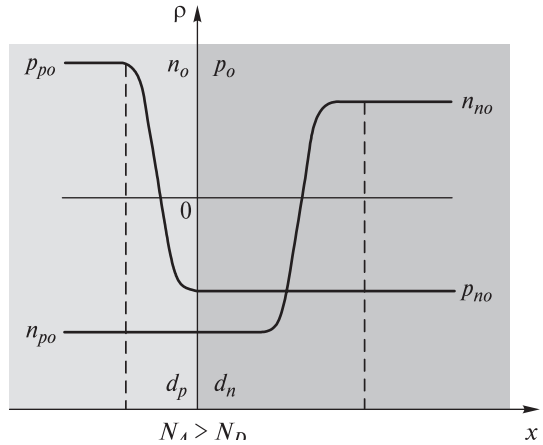


Рис. 1.33. Зависимости концентраций основных и неосновных носителей от расстояния в $p-n$ -переходе ($N_A > N_D$):

n_{no}, p_{no} — соответственно концентрация основных электронов и неосновных (дырок) носителей заряда в n -области; p_{po}, n_{po} — соответственно концентрация основных (дырок) неосновных (электронов) носителей заряда в p -области

1.12.2. РАВНОВЕСНОЕ СОСТОЯНИЕ p – n -ПЕРЕХОДА

Концентрация дырок в p -области на несколько порядков превосходит концентрацию их в n -области, а концентрация электронов в n -области намного превосходит концентрацию электронов в p -области. Такое различие в концентрации однопородных носителей в контактирующих областях полупроводника приводит к возникновению диффузионных потоков электронов из n -области в p -область и диффузионного потока дырок из p -области в n -область. При этом область n , из которой диффундировали электроны, заряжается положительно, а область p , из которой диффундировали дырки, — отрицательно. Область p – n -перехода обеднена основными носителями заряда. Неосновные носители заряда рекомбинируют с основными. Поскольку область p – n -перехода обеднена основными носителями заряда, она будет обладать большим сопротивлением, чем электронейтральные p – n -слои. В целом переход электронейтрален, так как положительный и отрицательный заряды в смежных слоях одинаковы. Поэтому наличие различий в концентрации примесей в смежных слоях приводит к различию в ширине областей, занимаемых пространственными зарядами. В слое с меньшей концентрацией примеси ширина области пространственного заряда больше.

Нескомпенсированные заряды ионов примесей вызывают появление электрического поля, направленного от положительного заряда к отрицательному, т. е. из слоя n в слой p . Это поле будет препятствовать дальнейшей диффузии. В равновесном состоянии диффузионные токи уравниваются дрейфовыми токами. Полный ток при этом через p – n -переход равен нулю. Возникновение электрического поля в p – n -переходе приводит к появлению разности потенциалов между смежными слоями, которая называется контактной разностью потенциалов.

Рассмотрим зонную схему для равновесного состояния p – n -перехода. Как было показано ранее, уровень Ферми является общим при контакте тел, находящихся в термодинамическом равновесии. Поэтому уровни Ферми в n - и p -областях должны находиться на одинаковом уровне, что вызывает искривление энергетических зон.

Зонные схемы p - и n -полупроводников до соприкосновения показаны на рис. 1.34. Зонная схема p – n -перехода в равновесном состоянии приведена на рис. 1.35.

Образующаяся в p – n -переходе контактная разность потенциалов U_k создает в p – n -переходе потенциальный барьер $qU_k = \Phi_0$, препятствующий переходу электронов из n -области в p -область, а дырок — из p -области в n -область:

$$qU_k = E_{cp} - E_{cn} = E_{ip} - E_{in} = E_{vp} - E_{vn}; \quad (1.37)$$

$$qU_k = E_{ip} - E_{in} = (E_{ip} - E_F) + (E_F - E_{in}), \quad (1.38)$$

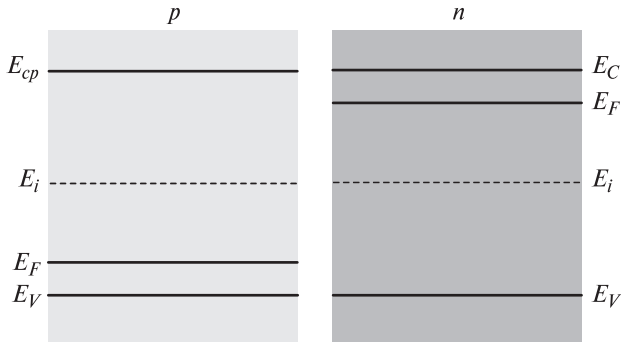


Рис. 1.34. Зонные диаграммы полупроводников p - и n -типов

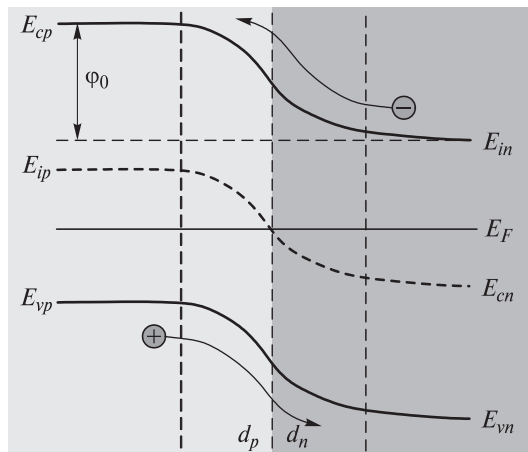


Рис. 1.35. Зонная диаграмма p - n -перехода

где E_{cp} , E_{cn} — уровень энергии дна зоны проводимости в полупроводнике соответственно p - и n -типов; E_{ip} , E_{in} — уровень энергии середины запрещенной зоны в полупроводник соответственно p - и n -типов; E_{vp} , E_{vn} — уровень энергии потока валентной зоны в полупроводнике соответственно p - и n -типов; E_F — уровень энергии Ферми.

Ход электростатического потенциала противоположен ходу зон (рис. 1.36):

$$\varphi = d\mathcal{E}/dx.$$

Из закона действующих масс следует

$$n_{no} = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_{in}}{kT}\right); \quad (1.39)$$

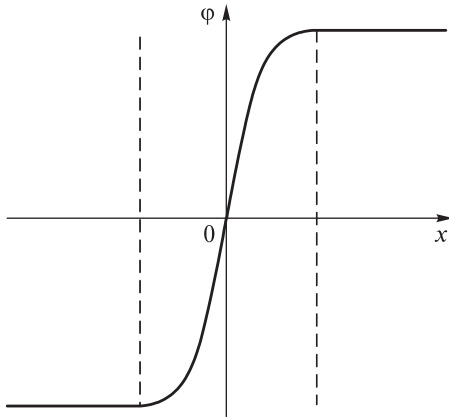


Рис. 1.36. Зависимость потенциала от расстояния в p - n -переходе

$$p_{po} = n_i \exp\left(-\frac{E_F - E_{ip}}{kT}\right). \quad (1.40)$$

Из выражений (1.39) и (1.40) можно получить

$$E_F - E_{in} = kT \ln \frac{n_{no}}{n_i}; \quad (1.41)$$

$$E_{ip} - E_F = kT \ln \frac{p_{po}}{p_i}. \quad (1.42)$$

Подставим выражения (1.41) и (1.42) в соотношения (1.38):

$$\begin{aligned} qU_k &= kT \ln \frac{n_{no} p_{po}}{n_i^2} = \\ &= kT \ln \frac{n_{no}}{n_{po}} = kT \ln \frac{p_{po}}{p_{no}}. \end{aligned} \quad (1.43)$$

Следовательно, чем сильнее легированы области полупроводника, т. е. чем больше $n_{no} = N_D$ и $p_{po} = N_A$, тем больше контактная разность потенциалов.

Из соотношений (1.43) можно получить формулы, выражающие равновесные концентрации неосновных носителей заряда через равновесные концентрации основных носителей заряда в противоположных областях:

$$n_{po} = n_{no} e^{-\frac{qU_k}{kT}};$$

$$p_{no} = p_{po} e^{\frac{qU_k}{kT}}.$$

1.12.3. ЗОННАЯ ДИАГРАММА p - n -ПЕРЕХОДА ПРИ ПРИЛОЖЕНИИ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Рассмотрим изменение зонной диаграммы при приложении к p - n -переходу внешнего напряжения. При этом следует учитывать, что «плюс» внешнего источника опускает уровни энергии в зонной диаграмме, «минус» — поднимает. При приложении внешнего электрического поля нарушается термодинамическое равновесие, и уровни Ферми заменяются на квазиуровни Ферми, т. е. уровни Ферми при определенном поле. Полем в толще полупроводника пренебрегаем, т. е. считаем, что энергетические зоны идут без наклона (горизонтально).

Это означает, что практически все внешнее напряжение падает на переходе, а падение напряжения на электронейтральных частях полупроводника

близко к нулю. На рис. 1.37 приведены зонные диаграммы p - n -перехода в равновесном состоянии (a), при прямом (b) и обратном ($в$) включении. При наложении внешнего электрического поля в прямом направлении изгиб зон в p - n -переходе уменьшается и становится равен

$$q(U_k - U),$$

где U — внешнее смещение в прямом направлении.

Квазиуровни Ферми для основных носителей заряда в n -области (E_{Fn}) и основных носителей в p -области (E_{Fp}) сдвигаются относительно друг друга на qU , т. е.

$$E_{Fn} - E_{Fp} = qU.$$

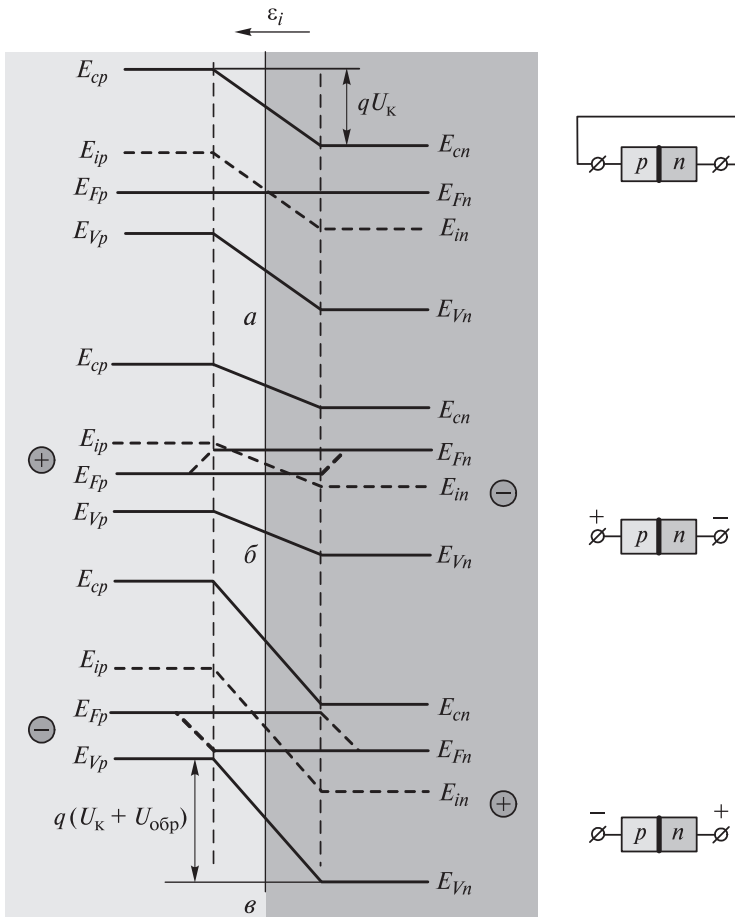


Рис. 1.37. Зонные диаграммы p - n -перехода:

a — в равновесном состоянии; b — при прямом смещении; $в$ — при обратном смещении

Для тонкого p – n -перехода допустимо считать квазиуровень E_{Fn} неизменным во всей n -области, а также во всем переходе. Квазиуровень E_{Fp} можно считать одинаковым в p -области и во всем p – n -переходе. Штриховыми линиями обозначены на рис. 1.37 условно квазиуровни Ферми для неосновных носителей заряда в каждой из областей. Вдали от p – n -перехода они совпадают с квазиуровнями для основных носителей заряда, т. е. с уровнями Ферми для каждой из областей.

При наложении внешнего электрического поля в обратном направлении (см. рис. 1.37) изгиб зон на p – n -переходе увеличивается и составит

$$q(U_k - U_{обр}),$$

где $U_{обр}$ — часть внешнего напряжения, падающего на переходе.

1.12.4. ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ТОНКОГО p – n -ПЕРЕХОДА

Тонким p – n -переходом называется электронно-дырочный переход, толщина которого столь мала, что можно пренебречь процессами рекомбинации и генерации носителей заряда в области объемного заряда p – n -перехода.

Если известна плотность потока дырок j_p или электронов j_n в каком-либо сечении p – n -перехода, то она такова же в любом другом сечении p – n -перехода.

Из формул (1.39) и (1.40) можно получить концентрацию электронов $n_{pгр}$ на границе запирающего слоя в p -области и концентрацию дырок $p_{nгр}$ на границе запирающего слоя в n -области:

$$n_{pгр} = n_i e^{\frac{E_{Fn} - E_{ip}}{kT}}; \quad (1.44)$$

$$p_{nгр} = n_i e^{-\frac{E_{Fp} - E_{in}}{kT}}, \quad (1.45)$$

при этом E_{ip} и E_{in} принимают значения, соответствующие границам.

Для неосновных носителей заряда вдали от p – n -перехода можно записать:

$$n_{po} = n_i e^{\frac{E_{Fp} - E_{ip}}{kT}}; \quad (1.46)$$

$$p_{no} = n_i e^{-\frac{E_{Fn} - E_{in}}{kT}}. \quad (1.47)$$

В выражениях (1.46) и (1.47) произошла замена квазиуровней по сравнению с формулами (1.44), (1.45), так как в электронейтральной части полупроводника вдали от p – n -перехода в p -области $E_{Fp} = E_{Fn}$, а в n -области $E_{Fn} = E_{Fp}$.

Разделим левые и правые части выражений (1.44) и (1.46) друг на друга:

$$\frac{n_{p\text{гр}}}{n_{po}} = e^{\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT}},$$

откуда

$$n_{p\text{гр}} = n_{po} e^{\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT}} = n_{po} e^{\frac{qU}{kT}}.$$

Разделим левые и правые части выражений (1.45) и (1.47) друг на друга:

$$\frac{p_{n\text{гр}}}{p_{no}} = e^{\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT}},$$

откуда

$$p_{n\text{гр}} = p_{no} e^{\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT}} = p_{no} e^{\frac{qU}{kT}}.$$

При $E_{Fn} - E_{Fp} > 0$, т. е. при прямом включении p - n -перехода, $n_{p\text{гр}} > n_{no}$, $p_{n\text{гр}} > p_{no}$.

Избыточная концентрация неосновных носителей заряда на границах в этом случае

$$(\Delta n)_o = n_{p\text{гр}} - n_{po} = n_{po} (e^{qU/kT} - 1); \quad (1.48)$$

$$(\Delta p)_o = p_{n\text{гр}} - p_{no} = p_{no} (e^{qU/kT} - 1). \quad (1.49)$$

Эта избыточная концентрация появляется вследствие инжекции носителей заряда через p - n -переход; Δn и Δp являются функциями:

$$\Delta n_p = f(x_p);$$

$$\Delta p_n = f(x_n).$$

Зависимость избыточной концентрации неосновных носителей от расстояния от области p - n -перехода приведена на рис. 1.38.

Электроны, инжектированные в p -область, притягивают к себе дырки из объема этой области, так что вне p - n -перехода сохраняется электронейтральность. Недостаток носителей заряда в объеме пополняется через контакт. Аналогично дырки, инжектированные в n -область, притягивают к себе электроны из объема этой области, где также сохраняется электронейтральность. Глубина проникновения инжектированных носителей определяется их рекомбинацией. Неосновные носители рекомбинируют с основными, поэтому концентрация неосновных носителей снижается с расстоянием:

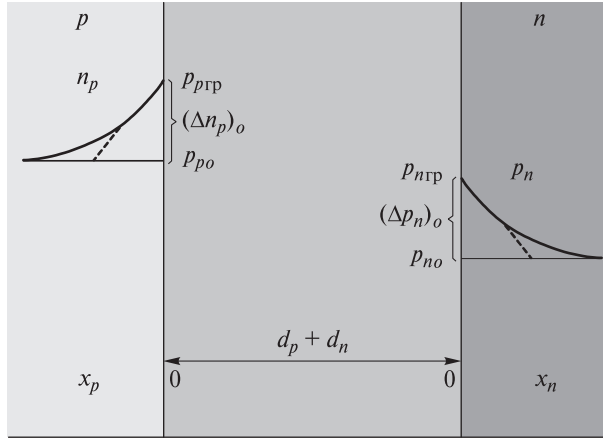


Рис. 1.38. Зависимость избыточной концентрации неосновных носителей от расстояния в области p – n -перехода

$$\Delta n_p = (\Delta n_p)_o e^{-x_p/L_n}; \quad (1.50)$$

$$\Delta p_n = (\Delta p_n)_o e^{-x_n/L_p}, \quad (1.51)$$

где L_n, L_p — расстояние от границы p – n -перехода, на котором концентрации неосновных носителей уменьшаются в e раз, называемое диффузионной длиной. Отметим, что при приложении прямого смещения запирающий слой сужается. При обратном смещении p – n -перехода он расширяется, и $E_{Fn} - E_{Fp} = qU < 0$.

Тогда для обратного включения $n_{pгр} < n_{p0}$. В этом случае наблюдается проникновение неосновных носителей заряда через p – n -переход из областей прилегания к p – n -переходу. Выражения (1.48), (1.49) сохраняются и в этом случае. Однако избыточная концентрация здесь имеет отрицательный знак $(\Delta n_p)_o < 0$; $(\Delta p_n)_o < 0$, т. е. в этом случае мы имеем дело не с избыточной, а с недостаточной концентрацией неосновных носителей. Следует отметить, что p – n -переход можно считать тонким, если $d < L_n$ и $d < L_p$, т. е. если толщина перехода меньше диффузионных длин носителей заряда.

Плотность диффузионного тока через границы при любой полярности внешнего напряжения:

$$(j_n)_{x_p=0} = qD_n \left(\frac{dn_p}{dx_p} \right)_{x_p=0} = qD_n \left[\frac{d(\Delta n_p)}{dx_p} \right]_{x_p=0}; \quad (1.52)$$

$$(j_p)_{x_n=0} = qD_p \left(\frac{dp_n}{dx_n} \right)_{x_n=0} = qD_p \left[\frac{d(\Delta p_n)}{dx_n} \right]_{x_n=0}. \quad (1.53)$$

Подставим в выражения (1.52) и (1.53) выражения (1.50) и (1.51) и получим с учетом соотношений (1.48) и (1.49):

$$(j_n)_{x_p=0} = \frac{qD_n (\Delta n_p)_0}{L_n} \left[e^{-x_p/L_n} \right]_{x_p=0} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} [e^{qU/kT} - 1];$$

$$(j_p)_{x_n=0} = \frac{qD_p (\Delta p_n)_0}{L_p} \left[e^{-x_n/L_p} \right]_{x_n=0} = \frac{qD_p n_{n0}}{L_p} [e^{qU/kT} - 1].$$

Поскольку предполагалось, что плотности электронов и дырок одинаковы в любом сечении p - n -перехода и на его границах, а также поскольку движение электронов и дырок противоположно друг другу, ВАХ p - n -перехода можно представить в виде

$$j = j_n + j_p = \left(\frac{qD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \right) (e^{qU/kT} - 1). \quad (1.54)$$

С учетом

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n};$$

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p};$$

$$j = \left(\frac{qL_n n_{p0}}{\tau_n} + \frac{qL_p p_{n0}}{\tau_p} \right) (e^{qU/kT} - 1).$$

Проанализируем выражение (1.54).

При обратном смещении на p - n -переходе ($U < 0$) $e^{-qU/kT} \rightarrow 0$, а скобка $(e^{-qU/kT} - 1) \rightarrow -1$, следовательно, обратный ток p - n -перехода стремится к

$$j_H = q \left(\frac{L_n n_{p0}}{\tau_n} + \frac{L_p p_{n0}}{\tau_p} \right) = \left(\frac{qD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \right). \quad (1.55)$$

Эту плотность тока называют плотностью тока насыщения. Она достигается уже при $U \approx -0,1$ В; j_H определяется концентрацией неосновных носителей и у германиевых p - n -переходов больше, чем у кремниевых.

При прямых смещениях плотность тока через p - n -переход растет по экспоненте и уже при небольших напряжениях достигает большого значения.

Подставляя в выражение (1.55) соотношение (1.54), получим

$$j = j_H (e^{qU/kT} - 1).$$

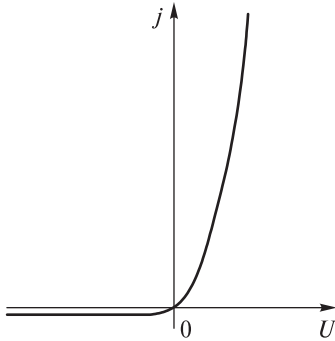


Рис. 1.39. Вид ВАХ $p-n$ -перехода

На рис. 1.39 показана ВАХ $p-n$ -перехода. Как видно из рисунка, $p-n$ -переход обладает ярко выраженной односторонней (униполярной) проводимостью, т. е. проявляет высокие выпрямляющие свойства.

Следует отметить, что перенос заряда через $p-n$ -переход осуществляется с помощью неосновных носителей, так как область $p-n$ -перехода обеднена основными носителями.

Тесты к лекции 1.12

1. Что такое электронно-дырочный переход ($p-n$ -переход)?

- слой полупроводника, расположенный по обе стороны от границы раздела p - и n -областей;
- интерфейс для подключения разъема к полупроводнику p - или n -типа;
- металлургическая граница в полупроводнике, определяющая ионную проводимость.

2. Что такое резкий $p-n$ -переход?

- скачкообразное изменение концентрации акцепторов и доноров на границе p - и n -областей;
- скачкообразное изменение тока на границе p - и n -областей;
- скачкообразное изменение напряжения на границе p - и n -областей.

3. Что такое плавный $p-n$ -переход?

- концентрация акцепторов и доноров является линейной функцией расстояния;
- ток плавно изменяется на границе p - и n -областей;
- напряжение плавно изменяется на границе p - и n -областей.

4. Что такое контактная разность потенциалов $p-n$ -перехода?

- потенциальный барьер между p - и n -областями;
- напряжение источника питания, прикладываемое к $p-n$ -переходу;
- разность потенциалов, возникающая на $p-n$ -переходе при подключении источника питания.

5. Как зависит контактная разность потенциалов $p-n$ -перехода от степени легирования областей полупроводника?

- чем сильнее легированы области полупроводника, тем больше контактная разность потенциалов;
- чем меньше легированы области полупроводника, тем больше контактная разность потенциалов;
- никак не зависит.

6. Чем обусловлен обратный ток р–п-перехода?

- а) неосновными носителями;
- б) основными носителями;
- в) ионами.

7. При каком примерно обратном напряжении возникает ток насыщения в р–п-переходе?

- а) $-0,1$ В;
- б) -1 В;
- в) -10 В.