

центрации примеси. В силу симметрии $N(x)$ ОПЗ расширяется в p - и n -области на равные расстояния $\delta_n = \delta_p$ и $\delta = 2\delta_n$ (рис. 1.15).

Будем считать, что ОПЗ обеднена носителями заряда, т. е. внутри этой области $p, n \ll N(x)$. Это допущение позволяет записать уравнение Пуассона в виде

$$\epsilon_r \epsilon_0 \frac{dE}{dx} = qax. \quad (1.77)$$

Предположим, что на границах ОПЗ напряженность электрического поля равна нулю. Интегрируя уравнение (1.77), находим

$$E(x) = \frac{qa}{2\epsilon_r \epsilon_0} (x^2 - \delta_n^2). \quad (1.78)$$

Зависимость $E(x)$ является параболой и изображена на рис. 1.15, б. Положим $\varphi(x=0)=0$. Тогда потенциал на правой границе ОПЗ $\varphi(\delta_n) = (U_J - U)/2$ (рис. 1.15, в). Распределение потенциала внутри ОПЗ определяется выражением

$$\varphi(x) = \frac{U_J - U}{2} - \frac{qa}{2\epsilon_r \epsilon_0} \left(\frac{2}{3} \delta_n^3 - \delta_n^2 x + \frac{1}{3} x^3 \right). \quad (1.79)$$

Полная толщина ОПЗ линейного перехода определяется формулой

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{12\epsilon_r \epsilon_0 (U_J - U)}{qa}}. \quad (1.80)$$

Барьерная емкость линейного p - n перехода определяется выражением

$$C_{бар} = S \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{\delta} = S \sqrt[3]{\frac{q(\epsilon_r \epsilon_0)^2 a}{12(U_J - U)}}. \quad (1.81)$$

Контактную разность потенциалов линейного p - n перехода можно рассчитать из

трансцендентного уравнения:

$$U_J \approx \frac{2}{3} \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{3\epsilon_r \epsilon_0 a^2 U_J}{2qn_{эф}^3} \right). \quad (1.82)$$

Учитывая, что для большинства кремниевых p - n переходов U_J лежит в диапазоне от 0,5 до 0,8 В, при расчете U_J из выражения (1.82) воспользуемся методом итераций, подставив в правую часть (1.82) в качестве начального приближения значение $U_J^{(0)} = 2/3$ В.

При изготовлении кремниевых p - n переходов методом диффузии примеси наиболее часто диффузия проводится в две стадии. На первой стадии диффузия примеси проводится в тонкий поверхностный слой полупроводника. Затем кремний окисляется и проводится вторая стадия диффузии (окисление необходимо для сохранения общего количества атомов примеси, введенных на первой стадии). При двухстадийной диффузии распределение легирующей примеси описывается законом Гаусса и разностная концентрация примеси определяется выражением (см. рис. 1.14, б)

$$N(x) = N_D - N_{A0} \exp(-k_1 x^2). \quad (1.83)$$

Координату металлургической границы p - n перехода найдем, приравняв разностную концентрацию примеси нулю:

$$x_J = \sqrt{\frac{1}{k_1} \ln \frac{N_{A0}}{N_D}}. \quad (1.84)$$

Градиент концентрации примеси в точке x_J (см. рис. 1.14)

$$a = dN(x)/dx = 2k_1 x_J N_D. \quad (1.85)$$

К сожалению, получить точное решение уравнения Пуассона в замкнутой форме, т. е. представить решение в виде аналитической формулы, для зависимости $N(x)$, определенной выражением (1.83), невозможно. Приходится пользоваться приближенными методами оценки толщины ОПЗ p - n перехода. Можно оценить расширение ОПЗ по формулам для линейного перехода с градиентом концентрации примеси a , определенным формулой (1.85). После расчета δ следует проверить значения концентрации примеси на границах ОПЗ на выполнение условия $N(x_J - \delta/2) \approx N(x_J + \delta/2)$. Если условие выполняется, то расчет проведен ус-

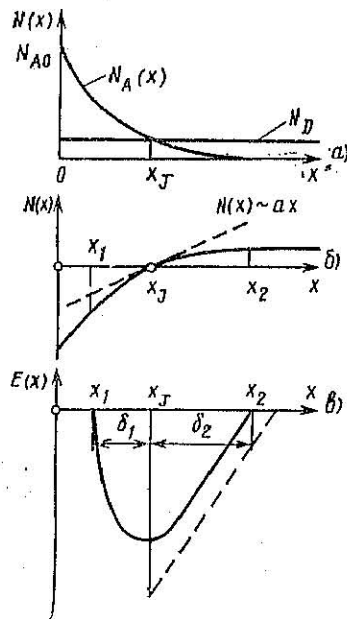


Рис. 1.14. Распределение легирующих примесей (а), результирующей концентрации примеси (б) и поля (в) в плавном p - n переходе

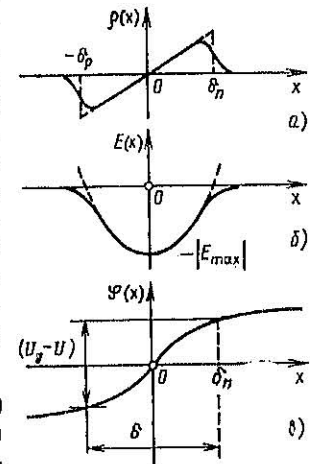


Рис. 1.15. Распределение объемного заряда (а), напряженности поля (б) и потенциала (в) в линейном p - n переходе

ленно. Следует отметить, что для многих p - n переходов линейная аппроксимация плавного распределения примесей выполняется удовлетворительно.

В противном случае реальную зависимость $N(x)$ в некотором интервале x можно заменить другой (кусочно-линейной, степенной или экспоненциальной) зависимостью, близкой по значениям, для которой задача может быть решена в замкнутой форме. В некотором достаточно широком интервале вблизи точки x_j гауссово распределение можно заменить экспоненциальным. Тогда

$$N^*(x) = N_D - N_{10} \exp(-kx). \quad (1.86)$$

При таком распределении $N^*(x)$ путем решения уравнения Пуассона можно получить трансцендентное уравнение, определяющее связь толщины ОПЗ δ с приложенным напряжением

$$F(k\delta) = \frac{(k\delta)^2}{2} \operatorname{cth}\left(\frac{k\delta}{2}\right) - k\delta = B, \quad (1.87)$$

$$\text{где} \quad B = \epsilon_r \epsilon_0 k^2 (U_j - U)/(qN_D). \quad (1.88)$$

Толщину ОПЗ δ можно найти, решив это трансцендентное уравнение численно, т. е. при заданном U , определив значение $k\delta$, а затем δ .

Расширение ОПЗ δ_1 влево от x_j (см. рис. 1.14, б) и δ_2 вправо от x_j связано с полной толщиной ОПЗ соотношениями

$$k\delta_1 = \ln \frac{k\delta}{1 - \exp(-k\delta)}; \quad k\delta_2 = \ln \frac{\exp(k\delta) - 1}{k\delta}. \quad (1.89)$$

При $k\delta < 1$ с помощью разложения в ряд Тейлора можно получить, что функция $F(k\delta) \approx (k\delta)^3/12$. Тогда $k\delta = (12B)^{1/3}$. Учитывая, что градиент концентрации примеси при $x=x_j$ для зависимости (1.86) составляет $a^* = kN_D$, можно видеть, что приведенная формула дает результат, полностью соответствующий теории линейного перехода [см. (1.80)].

При очень больших значениях $B \gg 1$ значение $k\delta \approx \sqrt{2B}$, что соответствует формуле расширения ОПЗ резкого несимметричного p^+-n перехода (1.74). Для определения толщины ОПЗ δ при произвольных значениях напряжения U можно воспользоваться следующими приближениями, дающими погрешность менее 2%:

$$k\delta = \sqrt[3]{12B} \quad \text{при } k\delta \leq 1, \quad B \leq 0,1; \quad (1.90)$$

$$k\delta = 2,4B^{0,35} \quad \text{при } 1 < k\delta \leq 4; \quad 0,1 < B \leq 4; \quad (1.91)$$

$$k\delta = 1,07 + \sqrt{2B} \quad \text{при } k\delta \geq 4; \quad B \geq 4. \quad (1.92)$$

Что касается аппроксимации (1.86), то ее параметры N_{10} и k можно определить, совместив кривые (1.83) и (1.86) в точках $x=x_j$ и, например, $x=0,7x_j$. Учитывая, что запирающий слой расширяется в основном в слаболегированную n -область, а значение δ_1 практически всег-

да много меньше x_j , результирующая погрешность в определении δ_1 и δ_2 оказывается небольшой. Барьерная емкость, как и в предыдущих случаях, определяется формулой $C_{бар} = \epsilon_r \epsilon_0 / \delta$.

Зависимость $C_{бар}$ от напряжения U для плавного p - n перехода можно аппроксимировать зависимостью

$$C_{бар}(U) = C_{бар}(0)/(1 - U/U_j)^n, \quad (1.93)$$

где значение n лежит в диапазоне от $1/3$ до $1/2$.

На рис. 1.14, в показана зависимость поля $E(x)$ в p - n переходе с плавным распределением примеси. Там же штриховой линией показано для сравнения распределение $E(x)$ в резконесимметричном p^+-n переходе с той же концентрацией N_D в слаболегированной области при том же напряжении (площади над кривыми равны). Такое сравнение показывает, что для грубой оценки толщины ОПЗ и $C_{бар}$ плавного p - n перехода можно использовать расчеты по формулам резкого перехода (1.74) и (1.76).

1.3.4. ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДИОДА НА ОСНОВЕ p - n ПЕРЕХОДА ПРИ НИЗКОМ УРОВНЕ ИНЖЕКЦИИ

В состоянии термодинамического равновесия полупроводник вне ОПЗ электронейтрален. Для n -области условие электронейтральности имеет вид

$$p_n - n_n + N_D = 0. \quad (1.94)$$

Это условие означает, что число положительных зарядов (дырок и ионов доноров) равно числу отрицательных зарядов (электронов). Аналогично в электронейтральной p -области

$$p_p - n_p - N_A = 0. \quad (1.95)$$

При приложении к p - n переходу напряжения (например, прямого) равновесие нарушается. Уменьшение высоты потенциального барьера и ослабление электрического поля в ОПЗ приводят к тому, что из p -области за счет диффузии в n -область за границу $x = \delta_n$ проникает некоторое количество дырок. Вследствие конечного времени жизни дырок τ_p их рекомбинация с электронами будет происходить не сразу, и поэтому в некоторой области за пределами ОПЗ концентрация дырок будет оставаться больше равновесного значения p_{n0} . Одновременно с этим увеличивается концентрация электронов, так как дырки нарушают электронейтральность и поле, обусловленное ими, подтягивает электроны из правого омического контакта. Электроны

будут поступать до тех пор, пока их заряд практически полностью не компенсирует избыточный заряд дырок и не установится состояние, когда $\Delta p(x) \approx \Delta n(x)$. По мере движения дырок вправо за счет диффузии их избыточная концентрация будет убывать до нуля за счет их рекомбинации с электронами. Аналогично при прямом напряжении электроны будут пересекать ОПЗ справа налево и проходить из n -области за левую границу ОПЗ $x = -\delta_p$, где также их избыточная концентрация $\Delta n = n_p - n_{p0}$ уменьшается за счет рекомбинации с дырками. Это явление носит название *инжекции неосновных носителей заряда* и заключается в возникновении по обе стороны ОПЗ квазинейтральных (почти электронейтральных) областей с повышенной концентрацией неосновных носителей заряда.

Для количественных расчетов необходимо знать, какое количество носителей заряда преодолевает потенциальный барьер и как это количество зависит от приложенного напряжения. Рассмотрим случай, когда эффекты сужения запирающей зоны отсутствуют и высота потенциального барьера для дырок и электронов одна и та же.

В состоянии термодинамического равновесия (ТДР) отношение концентрации дырок слева от потенциального барьера ($x = -\delta_p$) к концентрации дырок справа ($x = \delta_n$) определяется соотношением

$$p_n(\delta_n)/p_p(-\delta_p) = p_{n0}/p_{p0} = \exp(-U_J/\varphi_T). \quad (1.96)$$

Это выражение имеет следующий физический смысл. В невырожденном полупроводнике носители заряда подчиняются статистике Максвелла — Больцмана, т. е. число их экспоненциально уменьшается с ростом энергии частиц. Поэтому в состоянии ТДР число дырок, проходящих потенциальный барьер, равно числу тех дырок слева от ОПЗ, энергия которых больше высоты потенциального барьера U_J .

При приложении прямого напряжения U высота потенциального барьера уменьшается и становится равной $(U_J - U)$. Поэтому концентрация дырок, преодолевающих потенциальный барьер, увеличивается и становится равной:

$$p_{n1} = p_n(\delta_n) = p_{p0} \exp(-(U_J - U)/\varphi_T).$$

Учтя (1.96), можно записать

$$p_{n1} = p_{n0} \exp(U/\varphi_T). \quad (1.97)$$

Аналогично число электронов, проходящих из n -области в квазинейтральную p -область,

$$n_{p1} = n_{p0} \exp(U/\varphi_T). \quad (1.98)$$

Таким образом, при прямом смещении p - n перехода осуществляется инжекция неосновных носителей заряда и их концентрация экспоненциально возрастает с увеличением прямого напряжения. При обратном смещении p - n перехода ($U < 0$) высота потенциального барьера повышается и количество основных носителей заряда, преодолевающих барьер, экспоненциально уменьшается. Выражения (1.97) и (1.98) называются граничными условиями для неосновных носителей заряда или *условиями Шокли*.

При нарушении термодинамического равновесия условия нейтральности (1.94) и (1.95) вне ОПЗ выполняются приближенно, поэтому говорят не об идеальной нейтральности зарядов, а о приближенной нейтральности, или, как ее еще называют, *квазиэлектронейтральности*. Небольшое (по сравнению с полем в ОПЗ) электрическое поле в квазиэлектронейтральных областях существует. Но если количество инжектированных неосновных носителей заряда много меньше, чем основных $\Delta p \ll n_{p0}$, $\Delta n \ll p_{n0}$ (низкий уровень инжекции), то влияние этого поля на движение неосновных носителей заряда ничтожно мало. В таких условиях неосновные носители перемещаются как бы незаряженные частицы, т. е. только за счет диффузии. Тогда ток или плотность тока дырок в квазинейтральной n -области

$$J_p = J_{p\text{диф}} = -qD_p \frac{dp}{dx}. \quad (1.99)$$

Рассмотрим вид этих выражения для идеализированной ВАХ диода при низком уровне инжекции носителей заряда, в котором граница раздела между p - и n -областями представляет протяженную плоскость; линейные размеры ее много больше толщины ОПЗ. Это позволяет рассматривать изменение концентрации дырок и электронов только от одной координаты x . Будем считать, что концентрация доноров N_d в n -области и акцепторов N_A в p -области постоянна, причем примеси полностью ионизованы. Процесс генерации и рекомбинации в ОПЗ перехода пока учитывать не будем. Процессы переноса неосновных носителей заряда в квазинейтральных областях диода будем рассматривать в условиях низкого уровня инжекции и считать, что их ток обусловлен только диффузией. Таким образом, мы

привели основные допущения идеализированной теории p - n перехода. Дополнительные допущения будут приведены в процессе дальнейших выводов.

Поведение дырок подчиняется уравнению непрерывности (1.38). Для квазиэлектронейтральной n -области, подставив выражение для диффузионного тока дырок (1.99) в это уравнение, получим для стационарного режима ($\partial p/\partial t = 0$)

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_{n0}}{\tau_p} = 0.$$

Это линейное дифференциальное уравнение второго порядка называется уравнением диффузии.

Преобразуем это уравнение. Во-первых, разделим оба члена уравнения диффузии на D_p и введем обозначение диффузионной длины дырок: $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$. Во-вторых, обозначим неравновесную концентрацию дырок через $\Delta p = p - p_{n0}$. Заменяем под знаком дифференцирования p на Δp , так как величина p_{n0} постоянна. В результате имеем

$$d^2 \Delta p / dx^2 - \Delta p / L_p^2 = 0. \quad (1.100)$$

Общее решение уравнения диффузии можно записать в виде

$$\Delta p(x) = A_1 \exp(x/L_p) + A_2 \exp(-x/L_p).$$

Найти постоянные коэффициенты A_1 и A_2 можно с помощью двух граничных условий для функции $\Delta p(x)$.

В данной задаче известна концентрация p_{n1} при $x = \delta_n$. Для упрощения записи конечного результата будем отсчитывать координату x от границы δ_n вправо, дав ей символическое обозначение $x = +0$. Тогда первое граничное условие при $x = +0$

$$\Delta p_{n1} = p_{n0} (\exp(U/\varphi_T) - 1). \quad (1.101)$$

Второе граничное условие при $x = \omega$ (см. рис. 1.11, а) на границе между полупроводником n -типа и металлом зависит от большого количества факторов. В наиболее простой постановке задачи важно знать, как рекомбинируют избыточные дырки на переходе металл — полупроводник. В идеализированной теории p - n перехода полагают, что $\omega \gg 3L_p$, тогда можно считать, что практически все избыточные дырки рекомбинируют, не доходя до границы ω . В таком случае безразлично, на каком расстоянии ω находится правая граница, и второе граничное условие можно представить в виде

$$p = p_{n0} \text{ или } \Delta p = 0 \text{ при } x \rightarrow \infty. \quad (1.102)$$

Если n -область легирована слабо по сравнению с p -областью, то ее называют базой диода (от англ. base — основание, база — исходный

полупроводник, на основе которого изготавливается p - n переход). При использовании второго граничного условия говорят, что база диода полубесконечна. Здесь будем рассматривать диод с полубесконечной базой. Подставим $x \rightarrow \infty$ в правую часть и $\Delta p = 0$ в левую часть общего решения уравнения диффузии. Полученное уравнение выполняется лишь при $A_1 = 0$. Используя первое граничное условие, найдем, что $A_2 = -\Delta p_{n1}$.

Решение уравнения диффузии дырок с заданными граничными условиями имеет вид

$$\Delta p(x) = \Delta p_{n1} \exp(-x/L_p) = p_{n0} (e^{U/\varphi_T} - 1) e^{-x/L_p}. \quad (1.103)$$

Выражение для плотности тока дырок получаем, дифференцируя это решение по x и подставляя полученный результат в (1.99):

$$J_p(x) = \frac{q D_p \Delta p_{n1}}{L_p} e^{-x/L_p} = \frac{q D_p p_{n0}}{L_p} (e^{U/\varphi_T} - 1) e^{-x/L_p}. \quad (1.104)$$

Избыточная концентрация и ток дырок, инжектированных в базу диода, экспоненциально уменьшаются с ростом x (рис. 1.16). Это происходит за счет рекомбинации дырок с электронами. Избыточная концентрация и ток дырок спадают в $e \approx 2,72$ раза на расстоянии L_p .

Таким образом, плотность диффузионного тока дырок, инжектированных в n -область через границу $x = +0$,

$$J_p(+0) = \frac{q D_p \Delta p_{n1}}{L_p} = \frac{q D_p p_{n0}}{L_p} (e^{U/\varphi_T} - 1). \quad (1.105)$$

Аналогичные выкладки, проведенные для электронов, инжектированных в p -область, приводят к выражению

$$J_n(-0) = \frac{q D_n \Delta n_{p1}}{L_n} = \frac{q D_n n_{p0}}{L_n} (e^{U/\varphi_T} - 1), \quad (1.106)$$

где символическая координата $x = -0$ соответствует левой границе ОПЗ.

Полная плотность тока через p - n переход равна сумме плотностей тока электронов и дырок в любом сечении диода. Учитывая принятые допущения об отсутствии рекомбинации или генерации носителей заряда в ОПЗ, записываем

$$J(0) = J_p(+0) + J_n(-0) = J_s (e^{U/\varphi_T} - 1), \quad (1.107)$$

где J_s — сумма предэкспоненциальных множителей в (1.105) и (1.106):

$$J_s = J_{sp} + J_{sn} = q D_n n_{p0} / L_n + q D_p p_{n0} / L_p. \quad (1.108)$$

Умножая правую и левую часть (1.107) на площадь p - n перехода S и обозначая $I_s = SJ_s$, записываем окончательно

$$I = I_s (e^{U/\varphi_T} - 1). \quad (1.109)$$

Уравнение (1.109) описывает ВАХ идеализированного p - n перехода, причем положительным считается напряжение, когда плюс источника напряжения приложен к p -области.

При прямом напряжении на p - n переходе прямой ток быстро увеличивается с ростом напряжения, как показано на рис. 1.17, а. При обратном напряжении ток p - n перехода стремится к постоянной величине — I_s , называемой током насыщения. Как следует из (1.108), ток I_s определяется электрофизическими свойствами полупроводника, на основе которого изготовлен p - n переход.

В резеконсимметричном p^+-n переходе концентрация дырок p_{p0} в p^+ -области много больше концентрации электронов n_{n0} в n -области. Для концентрации неосновных носителей заряда выполняется обратное соотношение: $p_{n0} \gg p_{p0}$. В этом случае плотность тока дырок J_{sp} в (1.108) будет на много порядков больше плотности тока электронов J_{sn} , и поэтому обратный ток насыщения определяется параметрами n -области:

$$I_s \approx I_{sp} = SqD_p p_{n0}/L_p = SqD_p n_i^2/(L_p n_{n0}). \quad (1.110)$$

Учтя, что $L_p^2 = D_p \tau_p$, последнее выражение можно записать так:

$$I_s = SqL_p p_{n0}/\tau_p = SqL_p n_i^2/(n_{n0} \tau_p). \quad (1.111)$$

По своей природе ток I_s в p^+-n переходе представляет собой ток тепловой генерации дырок в квазинейтральной n -базе. Его можно представить как ток, возникающий в ре-

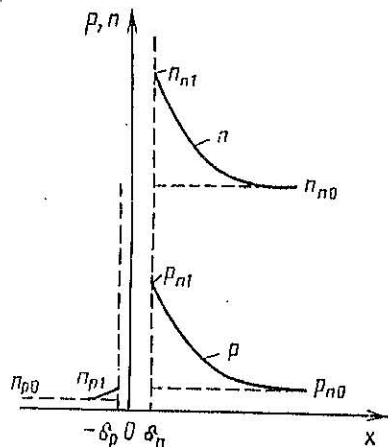


Рис. 1.16. Распределение концентрации электронов и дырок в диоде

зультате тепловой генерации дырок в объеме SL_p со скоростью p_{n0}/τ_p [дырок/(см³·с)], т. е. в слое базы толщиной L_p , примыкающем к правой границе ОПЗ. При повышенных плотностях тока необходимо учитывать омическое падение напряжения на высокоомной области полупроводника и контактах. Из (1.109) можно выразить напряжение U , приложенное к ОПЗ p - n перехода, в функции тока:

$$U = \varphi_T \ln (I/I_s + 1). \quad (1.112)$$

Внешнее напряжение U_D , приложенное к диоду с p - n переходом, в общем случае складывается из падения

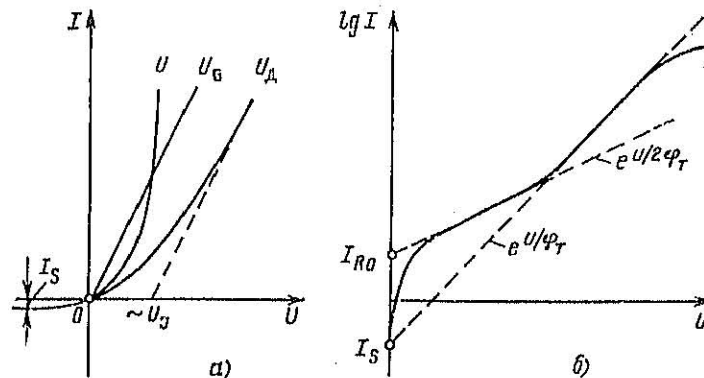


Рис. 1.17. Прямая ВАХ диода в обычном (а) и полулогарифмическом (б) масштабе

напряжения на ОПЗ U и падения напряжения U_B на сопротивлении (r_B) в слаболегированной области базы. Падение напряжения на нем $U_B \approx Ir_B$. Сопротивление базы зависит от удельного сопротивления базы и определяется геометрией растекания тока рекомбинации. Для плоскостных диодов, линейные размеры p - n перехода в которых значительно больше толщины базы w , сопротивление базы определяется выражением

$$r_B = \rho_n w/S. \quad (1.113)$$

Полное падение напряжения на диоде

$$U_D = U + U_B = \varphi_T \ln (I/I_s + 1) + Ir_B. \quad (1.114)$$

Принцип построения ВАХ диода с учетом падения на-

пряжения на сопротивлении базы показан на рис. 1.17, а. Из-за наличия сопротивления базы ухудшаются выпрямляющие свойства p - n перехода, так как увеличивается прямое падение напряжения и возрастает мощность, рассеиваемая на диоде.

Приведенные выражения справедливы при соблюдении низкого уровня инжекции в базе p - n диода, т. е. когда $\Delta p_{n1} \ll n_{n0}$. Оценим граничный ток (или плотность тока), при котором избыточная концентрация дырок, инжектированных в базу диода, равна концентрации n_{n0} . Из (1.105) следует, что

$$J_{ГР} = qD_p n_{n0} / L_p. \quad (1.115)$$

При $J \ll J_{ГР}$ в базе существует низкий уровень инжекции, так как выполняется условие $\Delta p_{n1} \ll n_{n0}$. При плотностях токов J , соизмеримых или больших величины $J_{ГР}$, в базе достигаются средние и высокие уровни инжекции.

Было установлено экспериментально, что выражение (1.109) удовлетворительно описывает ВАХ p - n переходов, изготовленных на основе полупроводников с малой шириной запрещенной зоны, включая германий ($\mathcal{E}_G = 0,66$ эВ). Обратные ветви ВАХ кремниевых, арсенидогаллиевых, фосфидогаллиевых p - n переходов не имеют участка насыщения. Для объяснения этого явления необходимо учесть наличие тепловой генерации носителей внутри области пространственного заряда p - n перехода.

При обратном напряжении на p - n переходе ОПЗ обеднена носителями заряда и равновесие между процессами генерации и рекомбинации нарушено в пользу генерации носителей заряда. Генерация носителей заряда происходит через ловушки, имеющие энергетические уровни вблизи середины запрещенной зоны. Допустим, что тепловое возбуждение привело к забросу электрона из валентной зоны на уровень ловушки, при этом дырка, возникшая в валентной зоне, перенесется электрическим полем ОПЗ в p -область. Электрон, локализованный на ловушке, вернуться в валентную зону не может, так как там нет дырок, с которыми он может рекомбинировать. Поэтому электрон за счет теплового возбуждения может перейти только в зону проводимости. Электрон, появившийся в зоне проводимости, перенесется против направления электрического поля в n -область. В результате генерации пар электрон — дырка образуется обратный ток генерации носителей заряда в ОПЗ p - n перехода I_{RG} , который пропорционален объему

ОПЗ $S\delta$ и скорости генерации носителей в запирающем слое $G \approx n_i / (2\tau_0)$, где τ_0 — время жизни носителей в ОПЗ. По аналогии с (1.111) можно записать

$$I_{RG} \approx Sq \frac{n_i}{2\tau_0} \delta(U) = J_{RG0} (1 - U/U_J)^n, \quad (1.116)$$

где $I_{RG0} \approx Sq n_i \delta(0) / (2\tau_0)$: $n=1/2$ для резкого и $n=1/3$ для плавного p - n переходов. При обратном напряжении ток генерации в ОПЗ зависит от напряжения так же, как и толщина ОПЗ p - n перехода.

Полный обратный ток определяется суммой тока насыщения I_s (1.110), тока генерации носителей заряда в ОПЗ p - n перехода I_{RG} (1.116) и токов утечек в объеме и по поверхности (которые сильно зависят от уровня технологии). Из всех электрофизических параметров, входящих в выражения для I_s и I_{RG} , наибольшую зависимость от температуры имеет собственная концентрация n_i (1.5):

$$\frac{n_i(T)}{n_i(T_0)} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{\mathcal{E}_{G0}(T - T_0)}{2kT_0 T} \right). \quad (1.117)$$

Пренебрегая всеми степенными зависимостями от температуры по сравнению с экспоненциальной, получаем

$$I_s(T) \approx I_s(T_0) e^{a_1 \Delta T} = I_s(T_0) 2^{\Delta T / T_{v2}}, \quad (1.118)$$

$$I_{RG}(T) \approx I_{RG}(T_0) e^{a_1 \Delta T} = I_{RG}(T_0) 2^{\Delta T / T_{v1}}, \quad (1.119)$$

где $\Delta T = T - T_0$; $a_1 = \mathcal{E}_{G0} / (2kT_0 T) \approx \mathcal{E}_{G0} / (2kT_0^2)$; $a_2 = 2a_1$; $T_{v1} = \ln 2 / a_1 \approx 0,693 / a_1$; $T_{v2} = T_{v1} / 2$.

Для кремния температура удвоения тока I_{RG} составляет $T_{v1} \approx 9^\circ \text{C}$, а для тока I_s значение $T_{v2} = 4,5^\circ \text{C}$ вблизи $T = 300 \text{ K}$. Для германиевых p - n переходов обычно $I_s > I_{RG}$, а для кремниевых $I_{RG} \gg I_s$ при $T = 300 \text{ K}$, но при максимально допустимых температурах кремниевых p - n переходов, достигающих 150 — 175°C , ток насыщения может превышать ток I_{RG} за счет более сильного возрастания тока насыщения с температурой. Обратный ток утечек сильно зависит от плотности дислокаций, которые присутствуют в полупроводниковом материале и дополнительно могут создаваться в кристалле при токовых термоударах, возникающих за счет регламентируемых и нерегламентируемых токовых перегрузок при неправильной эксплуатации прибора.

При прямом напряжении на p - n переходе в результате понижения высоты потенциального барьера концентрация носителей заряда в ОПЗ перехода повышается и становится выше равновесной. Поэтому внутри ОПЗ может происходить рекомбинация электронов и дырок. Ток рекомбинации в ОПЗ p - n перехода

$$I_{RG}^+ = S \frac{\pi q n_i \varphi_T \delta}{2 \tau_0 (U_J - U)} (e^{U/2\varphi_T} - 1) = I_{R0} (e^{U/2\varphi_T} - 1), \quad (1.120a)$$

где $\tau_0 = \sqrt{\tau_{n0} \tau_{p0}}$ — время жизни носителей заряда в ОПЗ перехода.

Предэкспоненциальный множитель зависит от напряжения из-за зависимости толщины ОПЗ δ от напряжения и наличия множителя $(U_J - U)$ в знаменателе. Однако эта зависимость значительно слабее экспоненциальной, и в первом приближении можно считать, что ток I_{RG} имеет постоянное значение.

В полупроводниках с шириной запрещенной зоны более 1 эВ (кремний, арсенид галлия и т. д.) при малых прямых напряжениях ток рекомбинации в ОПЗ может оказаться больше тока инжекции, рассчитанного по формуле (1.109). Однако с ростом прямого напряжения из-за наличия в знаменателе показателя экспоненты множителя 2 ток I_{RG}^+ увеличивается значительно медленнее, чем ток инжекции, и в рабочем диапазоне прямых токов преобладает ток инжекции.

Полный ток через p - n переход при прямом направлении равен сумме токов инжекции и рекомбинации носителей заряда в ОПЗ:

$$I = I_s (e^{U/\varphi_T} - 1) + I_{R0} (e^{U/2\varphi_T} - 1). \quad (1.120b)$$

Следует отметить, что с ростом температуры соотношение токов инжекции и рекомбинации в ОПЗ меняется: ток I_{R0} возрастает значительно слабее, так как он $\sim n_i$, а ток инжекции пропорционален $I_s \sim n_i^2$.

1.3.5. ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДИОДА НА ОСНОВЕ p^+-n-n^+ СТРУКТУРЫ В ОБЛАСТИ БОЛЬШИХ ТОКОВ

Для создания качественного омического контакта к слаболегированной n -базе диода ее в месте контакта дополнительно легируют донорами с концентрацией $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ на глубину ~ 10 мкм. Таким образом, реальные диоды имеют p^+-n-n^+ структуру, как показано на рис. 1.18, а. Наличие $n-n^+$ перехода влияет на распределение дырок в n -базе при низком уровне инжекции дырок, если отношение толщины n -базы w к диффузионной длине дырок L_p меньше 3, а при высоких уровнях инжекции практически при любых отношениях w/L_p .

Учитывая, что рабочие плотности тока в силовых диодах составляют $100\text{--}300 \text{ А/см}^2$, а условие низкого уровня инжекции выполняется при плотностях тока менее $10^{-1}\text{--}10^{-3} \text{ А/см}^2$, рассмотрим теорию ВАХ p^+-n-n^+ диода при высоких уровнях инжекции в базе диода. При этих условиях движение дырок в базе осуществляется за счет их диффузии и дрейфа.

Будем считать, что все слои p^+-n-n^+ структуры однородно легированы, т. е. в каждом слое концентрация примеси постоянна. Условие квазиэлектронейтральности в n -базе запишем в виде

$$q(p - n + N_D) \approx 0. \quad (1.121)$$

Эффекты высоких уровней легирования в p^+ - и n^+ -слоях пока учитывать не будем. Будем считать, что время жизни дырок в базе τ_{pv} постоянно и определяется высоким уровнем инжекции (1.32). Рассмотрим стационарный режим, когда $dp/dt = 0$.

Суммируя выражения для плотностей токов электронов (1.35) и дырок (1.36) и учитывая, что $J = J_n + J_p$ не зависит от x , получаем выражение для напряженности электрического поля

$$E = \frac{J}{q\mu_p n + q\mu_p p} - \frac{q(D_n - D_p)}{q\mu_p n + q\mu_p p} \frac{dp}{dx}. \quad (1.122)$$

Подставив (1.122) в выражение для плотности тока дырок (1.36), получим

$$J_p = \frac{q\mu_p p \left(J - q(D_n - D_p) \frac{dp}{dx} \right)}{q\mu_p n + q\mu_p p} - qD_p \frac{dp}{dx}. \quad (1.123)$$

Если подставить это выражение в уравнение непрерывности для дырок (1.38), то получится нелинейное дифференциальное уравнение, что связано с наличием в (1.123) произведения $p dp/dx$. Задачу можно линеаризовать для двух случаев: $p \ll N_D$ — низкий уровень и $p \gg N_D$ — высо-

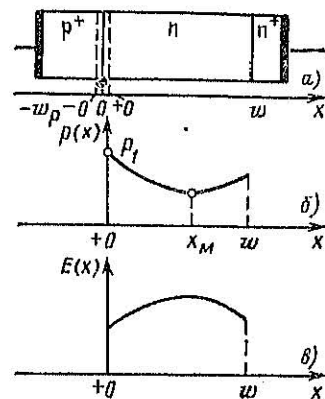


Рис. 1.18. Структура p^+-n-n^+ диода (а), распределение концентрации (б) и электрического поля (в)

кий уровень инжекции. При высоком уровне инжекции $p \approx n$ и выражение (1.123) упрощается:

$$J_p \approx \frac{J}{b+1} - qD_p \frac{2b}{(b+1)} \frac{dp}{dx}, \quad (1.124)$$

где $b = \mu_n / \mu_p$ — отношение подвижностей электронов и дырок (в слаболегированном кремнии при 300 К $b = 1330/495 = 2,7$).

Подставив это выражение в (1.38), получим линейное уравнение непрерывности для дырок при высоком уровне инжекции

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_{n0}}{L^2} = 0. \quad (1.125)$$

Входящая в это уравнение эффективная диффузионная длина дырок L выражается формулой

$$L = \sqrt{D_p \tau_{pB} 2b/(b+1)}. \quad (1.126)$$

Отличие величины L от диффузионной длины дырок $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ связано с тем, что при равенстве концентрации электронов и дырок происходит их совместная (амбиполярная) диффузия и более подвижные носители заряда — электроны — «тянут» за собой менее подвижные дырки на большие расстояния в совместном диффузионно-дрейфовом движении.

Для решения уравнения (1.125) необходимо задать граничные условия на правой границе ОПЗ p - n перехода при $x = +0$ и на n - n^+ переходе. Тут возникают затруднения. При высоком уровне инжекции граничные условия для неосновных носителей заряда, введенные в § 1.3.4, уже неверны. Для получения граничных условий необходимо вернуться к выражениям (1.9) или (1.46) для концентрации электронов и дырок. В термодинамически неравновесном состоянии уже не существует единого уровня Ферми для всей системы. Однако можно сохранить выражения в виде (1.9) и для неравновесного состояния, если ввести квазиуровни Ферми отдельно для электронов $\mathcal{E}_{Fn}$ и для дырок $\mathcal{E}_{Fp}$. В этом случае

$$n = n_i \exp((\mathcal{E}_{Fn} - \mathcal{E}_i)/kT); \quad p = n_i \exp((\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_{Fp})/kT). \quad (1.127)$$

Произведение p - n определяется выражением

$$pn = n_i^2 \exp((\mathcal{E}_{Fn} - \mathcal{E}_{Fp})/kT).$$

Одним из допущений теории p - n перехода является предположение о том, что $\mathcal{E}_{Fn} - \mathcal{E}_{Fp} = qU$, т. е. расщепление квазиуровней Ферми в области пространственного заряда равно падению напряжения на этой об-

ласти. Указанное допущение проверялось методами решения фундаментальной системы уравнений. Проверки показывают, что в широком диапазоне токов это предположение хорошо выполняется. Поэтому будем считать, что внутри ОПЗ и в том числе на ее границах

$$pn = n_i^2 \exp(qU/(kT)) = n_i^2 \exp(U/\Phi_T). \quad (1.128)$$

Выражая с помощью условия квазиэлектронейтральности (1.121) $p = n - N_D$ при $x = +0$ и используя (1.128), получаем

$$\begin{aligned} p(+0) &= \frac{n_i^2 \exp(U/\Phi_T)}{n(+0)} = \\ &= \frac{n_i^2 \exp(U/\Phi_T)}{(N_D/2) + \sqrt{(N_D/2)^2 + n_i^2 \exp(U/\Phi_T)}}. \end{aligned} \quad (1.129)$$

Из этого обобщенного граничного условия следует формула для низкого уровня инжекции (1.97), а для высокого уровня инжекции при $p \gg N_D$ [при этом $U > 2\Phi_T \ln(N_D/(2n_i))$]

$$p_1 = p(+0) \approx n_i \exp(U/(2\Phi_T)). \quad (1.130)$$

Для решения (1.125) можно использовать граничное условие (1.130), но удобнее использовать граничное условие по току. Допустим, что коэффициент инжекции близок к единице, т. е. полный ток через границу $x = +0$ практически равен дырочному: $J_p(+0) = J$. Используя (1.124), получаем

$$J_p(+0) = -qD_p \frac{N_D + 2p}{N_D + p} \frac{dp}{dx} \approx -2qD_p \frac{dp}{dx} = J. \quad (1.131)$$

Из этого граничного условия следует, что при $x = +0$ диффузия и дрейф дырок дают равные вклады в общий ток.

Рассмотрим граничное условие на n - n^+ контакте при $x = w$ (рис. 1.18, а). Вблизи границы n - и n^+ -областей за счет диффузии электронов возникает ОПЗ небольшой толщины, причем электрическое поле в этой области является тормозящим для дырок. В первом приближении можно считать, что при $x = w$ $J_p \approx 0$. Используя (1.124), получаем второе граничное условие:

$$dp/dx = J/2bqD_p. \quad (1.132)$$

Решение уравнения непрерывности (1.125) с граничными условиями (1.131) и (1.132) имеет вид

$$p(x) = \frac{JL}{2bqD_p} \frac{\operatorname{ch}(x/L) + b \operatorname{ch}((w-x)/L)}{\operatorname{sh}(w/L)}. \quad (1.133)$$

Распределение концентрации дырок показано на рис. 1.18, б и имеет минимум при некоторой координате x_m , ко-

тору можно определить из трансцендентного уравнения $b \operatorname{sh}((w-x_n)/L) = \operatorname{sh}(x_n/L)$. Если отношение w/L невелико, то $x_n/w \approx b/(b+1)$. Диффузионный ток дырок при этой координате равен нулю. Заряд дырок в квазиэлектронейтральной базе

$$Q_p = S \int_0^w q p(x) dx = I \tau_{pB}. \quad (1.134)$$

Связь плотности тока с напряжением U , приложенным к ОПЗ, получим, положив в (1.133) $x=+0$ и используя граничное условие (1.130):

$$J = \frac{2qD_p n_i}{L} \frac{b \operatorname{sh}(w/L)}{b \operatorname{ch}(w/L) + 1} e^{U/(2\varphi_T)} = J_{st} e^{U/(2\varphi_T)}. \quad (1.135)$$

Отсюда следует, что зависимость тока от напряжения U при высоком уровне инжекции более слабая, чем при низком уровне инжекции. Выразим из предыдущей формулы напряжение U :

$$U = 2\varphi_T \ln(J/J_{st}) = 2\varphi_T \ln(I/I_{st}). \quad (1.136)$$

Входящий в это выражение ток насыщения

$$I_{st} = S \frac{2qD_p n_i}{L} \frac{b \operatorname{sh}(w/L)}{b \operatorname{ch}(w/L) + 1}. \quad (1.137)$$

Падение напряжения в квазинейтральной базе содержит две составляющие, как следует из структуры выражения (1.122):

$$U_B = \int_0^w E(x) dx = \int_0^w \frac{J dx}{q \mu_n n + q \mu_p p} - \int_0^w \frac{(D_n - D_p) dp}{\mu_n n + \mu_p p} = U_{B1} + U_{B2}. \quad (1.138)$$

Первая составляющая напряжения U_{B1} формально напоминает закон Ома и называется омической, а вторая составляющая связана с различием коэффициентов диффузии электронов и дырок и называется демберовской. Оценки показывают, что значение демберовской составляющей падения напряжения на базе пренебрежимо мало. Выражение для напряжения U_{B1} в явном виде можно получить, подставив (1.133) в (1.138) и взяв интеграл. Получается сложное для анализа выражение. Поэтому ограничимся

оценкой величины U_{B1} . Учитывая, что концентрация $p(x)$ в базе при умеренных значениях w/L меняется слабо, подставляем под знаком интеграла вместо $p(x)$ среднее значение концентрации дырок в базе $p_{cp} = J \tau_{pB} / (qw)$. Тогда при высоком уровне инжекции ($p \gg N_D$) можно получить

$$U_{B1} \approx \frac{Jw}{q(\mu_n + \mu_p)p_{cp}} = \frac{w^2}{(\mu_n + \mu_p)\tau_{pB}}. \quad (1.139)$$

Падение напряжения на базе с учетом принятых допущений не зависит от тока и сильно возрастает с ростом толщины базы. Более точный анализ приводит к аналогичным выводам и дает $U_{B1} \approx 1,5\varphi_T \exp(w/(2L))$.

Рассмотренная выше теория не учитывает многих нелинейных явлений при переходе к сверхвысоким уровням инжекции: электронно-дырочного рассеяния (когда концентрации дырок в базе более 10^{17} см^{-3}), снижения эффективности эмиттера, Оже-рекомбинации и сужения запрещенной зоны, обусловленной высоким уровнем легирования эмиттера (p^+ -области). Ввиду сложности этих физических явлений ниже проведен анализ их влияния на ВАХ p^+n-n^+ диода качественно, на уровне оценок.

Электронно-дырочное рассеяние относительно слабо влияет на распределение дырок в базе, так как величины μ_n и μ_p не входят в явном виде в (1.125) и граничные условия. Однако поле в базе и падение напряжения U_{B1} (1.139) сильно зависят от подвижности носителей заряда. Для учета ЭДР в (1.139) надо заменить величину $1/(\mu_n + \mu_p)$ на

$$1/(\mu_n + \mu_p) + 1/\mu_{ЭДР} = 1/(\mu_n + \mu_p) + p_{cp}/C,$$

так как подвижность, связанная с ЭДР, $\mu_{ЭДР} \sim C/p$, где $C \sim 10^{20} (\text{В} \cdot \text{с} \cdot \text{см})^{-1}$ — эмпирическая постоянная. Выполнив указанную замену в выражении (1.139), получим

$$U_{B1}^* = U_{B1} + Jw/qC = w^2/(\mu_n + \mu_p)\tau_{pB} + Jw/qC. \quad (1.140)$$

Таким образом, с учетом электронно-дырочного рассеяния падение напряжения на базе линейно возрастает с ростом плотности тока J или тока диода $I = SJ$, причем эта дополнительная составляющая пропорциональна толщине базы. Полное падение напряжения на диоде определяется выражением

$$U_d = U + U_{B1}^* = 2\varphi_T \ln \frac{I}{I_{st}} + \frac{w^2}{(\mu_n + \mu_p)\tau_{pB}} + \frac{Iw}{SqC}. \quad (1.141)$$

Эффективность эмиттера количественно характеризуется коэффи-

центом инжекции, который равен отношению тока дырок $J_p(+0)$, инжектированных в базу, к полному току диода:

$$\gamma = \frac{I_p(+0)}{I} = \frac{I_p(+0)}{I_n(-0) + I_p(+0)} = \frac{1}{1 + J_n(-0)/J_p(+0)}. \quad (1.142a)$$

Плотность тока дырок по сути дела определяется выражением (1.135). В однородно легированном эмиттере практически при любом смещении имеет место низкий уровень инжекции и плотность тока электронов, инжектированных в эмиттер:

$$J_n(-0) \approx \frac{qD_{n\Omega} n_i^2}{L_{n\Omega} N_A} e^{U/\varphi_T} = J_{sn} e^{U/\varphi_T}. \quad (1.142b)$$

Определим отношение плотностей токов:

$$J_n(-0)/J_p(+0) = (J_{sn}/J_{si}) \exp(U/(2\varphi_T)) = K_V.$$

С ростом напряжения U величина K_V увеличивается, а γ уменьшается. Начиная с некоторых напряжений U , электронный ток перехода начинает составлять заметную долю полного тока, при этом концентрация дырок и их общий заряд в базе при заданном токе оказываются меньше, чем в случае $\gamma=1$, а поле в базе и падение напряжения на базе оказываются больше. Напряжение U и плотность тока J , при котором наступает спад γ , существенно зависят от отношения J_{sn}/J_{si} , в сильной степени зависящего от соотношения электрофизических параметров эмиттера. Зависимость $J_{sn}(N_A)$ не столь очевидна, как это следует из соотношения

$$J_{sn} = qD_{n\Omega} n_i^2 / (L_{n\Omega} N_A).$$

Дело в том, что величина $L_{n\Omega} = \sqrt{D_{n\Omega} \tau_n}$ зависит от N_A через зависимость времени жизни при Оже-рекомбинации от концентрации дырок, а значит, и N_A . Кроме того, при наличии сужения запрещенной зоны величину n_i^2 нужно заменить на эффективное значение $n_{i\text{эф}}^2 = n_i^2 \exp(\chi \Delta\phi_0/\varphi_T)$. Учитывая перечисленные зависимости, можно показать, что ток J_{sn} в функции N_A , уменьшаясь при небольших N_A , достигает минимума, а затем начинает возрастать. Концентрация N_A^* , при которой ток J_{sn} достигает минимума, зависит от сочетания электрофизических параметров эмиттера и лежит в диапазоне $10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Рассмотрим вопрос о влиянии Оже-рекомбинации в базе на ВАХ диода. При высоких уровнях инжекции, когда $p \approx n \gg N_D$, время жизни при Оже-рекомбинации определяется (1.48 г):

$$\tau_A = ((C_n + C_p) p^2)^{-1}. \quad (1.142b)$$

Предполагая, что процессы, связанные с рекомбинацией через глубокие уровни и Оже-рекомбинацией, независимы, можно ввести эффек-

тивное время жизни дырок, учитывающее совместное влияние этих явлений:

$$1/\tau_{pB\text{эф}} = 1/\tau_{pB} + 1/\tau_A = 1/\tau_{pB} + (C_n + C_p) p^2. \quad (1.142г)$$

Таким образом, Оже-рекомбинация при высоких уровнях инжекции дырок в базе снижает эффективное время жизни дырок.

Для оценки падения напряжения на диоде заменим в (1.141) время жизни τ_{pB} на эффективное время жизни дырок $\tau_{pB\text{эф}}$. В свою очередь, для грубой оценки заменим концентрацию дырок p в (1.142 г) на ее среднее значение $p_{cp} = J\tau_{pB}/(qw)$. Это позволяет уточнить выражение для падения напряжения на диоде

$$U_D = 2\varphi_T \ln \frac{I}{I_{si}} + \frac{I}{S} \frac{\varphi}{qC} + \frac{\varphi^2}{(\mu_n + \mu_p) \tau_{pB}} + \frac{(C_n + C_p) \tau_{pB}^2}{q^2 (\mu_n + \mu_p)} \left(\frac{I}{S} \right)^2. \quad (1.143)$$

В уравнении (1.143) первый член выражает падение напряжения на ОПЗ p - n перехода, а последующие члены отражают падение напряжения на сопротивлении базы за счет следующих эффектов: электронно-дырочного рассеяния (2-й член), рекомбинации через глубокие уровни (3-й член) и Оже-рекомбинации (4-й член).

При малых токах основной вклад дает 1-й член (падение напряжения на ОПЗ p - n перехода). С ростом тока падение напряжения на сопротивлении базы сначала увеличивается пропорционально току I за счет ЭДР (2-й член), а затем квадратично возрастает с током ($\sim I^2$) из-за усиления Оже-рекомбинации при высокой концентрации дырок (4-й член). Неучтенное в выражении (1.143) явление спада коэффициента инжекции при больших токах приводит к дополнительному увеличению падения напряжения на сопротивлении базы.

Температурная зависимость падения напряжения на диоде обусловлена зависимостью электрофизических параметров полупроводника от температуры. В состав 1-го члена (1.143) входит $\varphi_T = kT/q$ и I_{si} , пропорциональный n_i . Зависимость $n_i(T)$, определяемая (1.5), очень сильна и является доминирующей. Поэтому падение напряжения на ОПЗ p - n перехода $U = 2\varphi_T \ln(I/I_{si})$ уменьшается с ростом температуры. Это изменение приближенно описывается формулой

$$U(T) = U(T_0) + TK \Delta T, \quad (1.144a)$$

где $\Delta T = T - T_0$; температурный коэффициент напряжения для кремневых диодов $TK \approx -2 \text{ мВ/К}$.

Постоянная ЭДР C , как показывают экспериментальные исследо-

вания, зависит от температуры по степенному закону и с ростом температуры возрастает:

$$C(T) = C(T_0) (T/T_0)^{\nu_C}, \quad (1.146)$$

где $C(T_0)$ для кремния $\sim 10^{20}$ (В·с·см) $^{-1}$, а $\nu_C = 1.0 \pm 0.3$.

Подвижности электронов и дырок, обусловленные рассеянием на ионах примеси и колебаниях решетки, определяются выражением (1.13). Значения μ_n и μ_p уменьшаются с ростом температуры.

Время жизни при рекомбинации носителей заряда через глубокие уровни в кремнии, как правило, возрастает по степенному закону

$$\tau_{pB}(T) = \tau_{pB}(T_0) (T/T_0)^{\nu_\tau}, \quad (1.145)$$

где показатель степени ν_τ может лежать в широком диапазоне значений (0—3,5), наиболее часто ν_τ для кремния составляет +1,5.

Как показывают экспериментальные исследования, суммарный коэффициент Оже-рекомбинации

$$C_A(T) = C_n(T) + C_p(T) = C_A(T_0) (T/T_0)^{\nu_A},$$

где показатель степени $\nu_A = 0,6$; $C_A(T_0) = C_n(T_0) + C_p(T_0)$.

С учетом указанных зависимостей можно видеть, что с ростом температуры 1-й и 2-й члены (1.143) уменьшаются, а 3-й и 4-й члены, как правило, возрастают. Учитывая, что 4-й член (1.143) пропорционален I^2 , при больших токах он и его температурная зависимость являются определяющими. На рис. 1.19 изображены ВАХ силового диода для двух температур ($T_1 > T_0$).

При малых токах по причинам, рассмотренным выше, температурный коэффициент напряжения диода $TK U_D = dU_D/dT < 0$ (рис. 1.19), а при больших токах $TK U_D > 0$. Инверсия знака $TK U_D$ в силовых диодах имеет место при плотностях тока 10^2 — 10^3 А/см 2 .

1.3.6. ОБРАТНАЯ ВЕТЬ ВАХ И ПРОБОЙ ДИОДОВ С p-n ПЕРЕХОДОМ

При некотором достаточно большом обратном напряжении ток p-n перехода резко возрастает при практически неизменном напряжении. Резкое увеличение дифференциальной проводимости p-n перехода при достижении обрат-

ным напряжением некоторого критического напряжения называют пробоем p-n перехода.

Различают три основных механизма пробоя: лавинное размножение носителей заряда, связанное с ударной ионизацией носителей заряда в запирающем слое, — лавинный пробой; обусловленный туннелированием носителей заряда туннельный (полевой) пробой и определяемый выделением тепловой энергии, приводящей к саморазогреву, тепловой пробой.

Рассмотрим явления, происходящие в p-n переходе при паличии ударной ионизации носителей заряда в полупроводнике. Напряженность электрического поля с ростом обратного напряжения возрастает (1.75). Электроны и дырки, разогнавшись в этом поле, могут набрать энергию, достаточную для ударной ионизации вещества. В результате разрыва валентной связи ионизирующим носителем в зоне проводимости появляется новый электрон, в валентной зоне — дырка, а ионизирующий носитель должен остаться в свободном состоянии. Таким образом, в результате ударной ионизации возникает пара свободных носителей заряда — электрон и дырка. Эти носители заряда также могут набирать энергию, достаточную для ионизации, и создавать новые электронно-дырочные пары. С ростом напряженности электрического поля интенсивность ударной ионизации сильно увеличивается и процесс размножения электронно-дырочных пар приобретает лавинный характер, а ток перехода неограниченно возрастает. Напряжение, при котором это происходит, называется напряжением лавинного пробоя.

Ток, возникающий в результате лавинного пробоя, определяется темпом ударной ионизации носителей заряда G_u , который определяется количеством электронно-дырочных пар, возникающих в единичном объеме в единицу времени. При протекании тока электронов через 1 см 2 поверхности, перпендикулярной направлению движения электронов, за 1 с переносится электрический заряд, численно равный J_n , и количество электронов, равное J_n/q . Один электрон на 1 см пути образует $a_n(E)$ электронно-дырочных пар (1.17), а все электроны создают количество электронно-дырочных пар, равное $G_{nn} = a_n J_n/q$. Аналогично для дырок $G_{pp} = a_p J_p/q$. Вводя эффективный коэффициент ударной ионизации $\alpha = \alpha_n = \alpha_p$ и учитывая непрерывность тока $J = J_n + J_p$, записываем выражение для полного темпа ударной генерации

$$G_y = G_{ny} + G_{py} = \alpha(E) J/q. \quad (1.146)$$

Распределение тока плотности дырок по координате в ОПЗ p - n перехода можно получить, если воспользоваться стационарным уравнением непрерывности для дырок (1.27) для одномерного случая:

$$-\frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} - RG + G_y = 0. \quad (1.147)$$

Перепишем (1.147) в следующем виде:

$$dJ_p = -qRG dx + qG_y dx. \quad (1.148)$$

Рассмотрим, как меняется плотность тока дырок внутри ОПЗ (рис. 1.20, а). Выражение для темпа тепловой генерации носителей заряда в соответствии с моделью Шокли-Рида-Холла (1.29) с учетом предположения об обеднении ОПЗ носителями заряда ($p \ll p_1$, $n \ll n_1$) и привлеченном условии (1.128) принимает вид

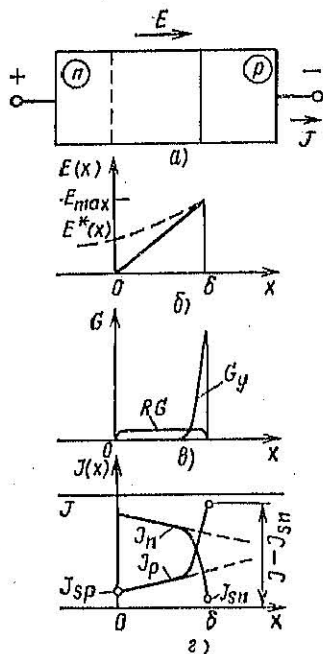
$$RG = n_i^2 (\exp(U/\varphi_T) - 1) / (\tau_{p0} n_1 + \tau_{n0} p_1). \quad (1.149)$$

При обратных смещениях ($U < 0$) процессы тепловой генерации преобладают над процессами рекомбинации, темп тепловой генерации

RG постоянен в ОПЗ, как показано на рис. 1.20, а, и дает положительные приращения плотности тока $J_p(x)$ внутри ОПЗ.

Распределение электрического поля внутри ОПЗ показано на рис. 1.20, б. В классической теории пробоя считается, что конфигурация $E(x)$ обусловлена только зарядом ионов примесей, т.е. пренебрегается влиянием подвижных носителей заряда, возникших за счет ударной ионизации (и тепловой генерации), что выполняется при не очень высокой интенсивности процессов лавинного размножения носителей заряда. Коэффициент $\alpha(E)$ [а значит, и $G_y(E)$] сильно зависит от напряженности поля, а поэтому темп ударной генерации и приращения тока дырок

Рис. 1.20. Структура p - n перехода (а), распределение напряженности электрического поля (б), темпа генерации носителей заряда (в) и плотности токов (г) внутри ОПЗ



максимальны в области, где напряженность E близка к E_{max} (рис. 1.20, в).

Пронитируем уравнение (1.148) в пределах ОПЗ (0, δ). Плотность тока дырок при $x=0$ определяется дырками, входящими в ОПЗ из квазиэлектронейтральной области: $J_p(0) = -J_{sp} (\exp(U/\varphi_T) - 1)$. Плотность тока дырок на правой границе ОПЗ $J_p(\delta) = J + J_{sn}$ ($\exp(U/\varphi_T) - 1$), поэтому интеграл от левой части уравнения (1.148) $J_p(\delta) - J_p(0) = J + J_s (\exp(U/\varphi_T) - 1)$, где $J_s = J_{sp} + J_{sn}$.

Интегрирование первого члена правой части (1.148) дает плотность тока тепловой генерации дырок в ОПЗ и с учетом (1.149) определяется выражением

$$-q \int_0^\delta RG dx = -J_{RG} (\exp(U/\varphi_T) - 1),$$

где

$$J_{RG} = -qn_i \delta / [2 \sqrt{\tau_{n0} \tau_{p0}} \operatorname{ch} \{ (\mathcal{E}_t - \mathcal{E}_i) / kT + 0.5 \ln(\tau_{p0}/\tau_{n0}) \}]. \quad (1.150)$$

При выводе этого выражения было применено тождественное преобразование $\tau_{p0} = \sqrt{\tau_{p0} \tau_{n0}} \exp(\ln \sqrt{\tau_{p0} \tau_{n0}})$.

В результате интегрирования получаем

$$J + J_s (\exp(U/\varphi_T) - 1) = -J_{RG} (\exp(U/\varphi_T) - 1) + J \int_0^\delta \alpha(E) dx.$$

Преобразование этого выражения дает

$$J = - \frac{J_s + J_{RG}}{1 - \int_0^\delta \alpha(E) dx} (\exp(U/\varphi_T) - 1) \approx \frac{J_s + J_{RG}}{1 - \int_0^\delta \alpha(E) dx}. \quad (1.151)$$

Сомножитель $(\exp(U/\varphi_T) - 1)$ уже при обратных напряжениях более 0,1 В равен -1 и не играет роли при рассмотрении процессов лавинного пробоя.

С ростом обратного напряжения диода возрастает электрическое поле и коэффициент ударной генерации $\alpha(E)$, поэтому знаменатель (1.151) уменьшается и плотность тока J возрастает. Физически это связано с размножением носителей, переносимых через ОПЗ p - n перехода «первичной» плотностью тока $(J_s + J_{RG})$ в условиях ударной ионизации. Формально значение напряжения лавинного пробоя $U_{проб}$ соответствует бесконечно большому значению обратного тока, и условие лавинного пробоя записывается в виде

$$\int_0^{\delta} \alpha(E) dx = 1. \quad (1.152)$$

С помощью этого условия можно определить напряжение лавинного пробоя $U_{\text{проб}}$ p - n перехода с любым распределением легирующей примеси $N(x)$, так как при выводе (1.152) никаких ограничений на распределение $N(x)$ не накладывалось. Для расчета напряжения $U_{\text{проб}}$ надо в (1.152) подставить (1.17):

$$A \int_0^{\delta} \exp(-B/E(x)) dx = 1.$$

Для резконеосимметричного p^+ - n перехода $E(x) = xE_{\text{max}}/\delta$ (рис. 1.20, б) и интеграл не выражается в элементарных функциях. Для получения аналитического результата можно приближенно записать $E(x) \approx E^*(x) = E_{\text{max}}/(2-x/\delta)$, что не сильно меняет значения $E(x)$ вблизи максимума. Эта аппроксимация показана на рис. 1.20, б штриховой линией. В этом случае

$$A \int_0^{\delta} e^{-B/E(x)} dx \approx \frac{AE_{\text{max}}\delta}{B} e^{-B/E_{\text{max}}} (1 - e^{-B/E_{\text{max}}}) = 1.$$

Учитывая, что $E_{\text{max}}\delta \approx 2U_{\text{проб}}$ при $U_{\text{проб}} \gg 2B/A$ (≈ 4 В), записываем

$$E_{\text{max}} = \sqrt{\frac{2qNU_{\text{проб}}}{\epsilon_r \epsilon_0}} \approx \frac{B}{\ln(2AU_{\text{проб}}/B)}.$$

Окончательно получим следующее приближенное выражение:

$$N = \epsilon_r \epsilon_0 B^2 [2qU_{\text{проб}} (\ln(2AU_{\text{проб}}/B))^2]^{-1}. \quad (1.153)$$

Полученную формулу удобно применять при проектировании p - n перехода, так как она позволяет по заданному напряжению пробоя $U_{\text{проб}}$ определить требуемую концентрацию примеси в базе N .

Рассчитанная по этой формуле зависимость $N(U_{\text{проб}})$ представлена на рис. 1.21. Учитывая, что эта зависимость в двойном логарифмическом масштабе близка к прямой линии (это означает степенную связь между $U_{\text{проб}}$ и N), можно получить следующую формулу:

$$U_{\text{проб}} \approx 60 (\mathcal{E}_G/1,1)^{1,5} (N/10^{16})^{-0,75}, \quad (1.154)$$

где $U_{\text{проб}}$ выражается в В, $\mathcal{E}_G$ — в эВ, N — в см^{-3} .

В диодах с p^+ - n - n^+ структурой возможно снижение напряжения лавинного пробоя до некоторого значения U_{BW} , если толщина базы w

меньше толщины ОПЗ при пробое $\delta_{\text{проб}} = \delta(U_{\text{проб}})$ для диода с полубесконечной базой. Значение $\delta_{\text{проб}}$ можно рассчитать по (1.74) при $(U_s - U) = U_{\text{проб}}$. Из простых геометрических соображений можно получить

$$U_{BW} = U_{\text{проб}} [1 - (1 - w/\delta_{\text{проб}})^2],$$

где $U_{\text{проб}}$ — напряжение лавинного пробоя резкого p^+ - n перехода.

Обратная ветвь ВАХ p - n перехода описывается выражением (1.151). Для практических расчетов оно неудобно, и поэтому обычно используется эмпирическое выражение

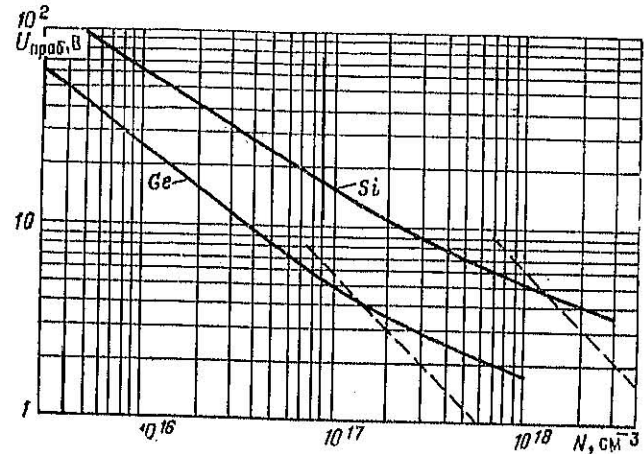


Рис. 1.21. Зависимость напряжения лавинного пробоя от концентрации примеси в базе резкого p - n перехода

Миллера для коэффициента лавинного умножения, определенное следующим образом:

$$M = J/(J_s + J_{RG}) \approx 1/[1 - (U/U_{\text{проб}})^n]. \quad (1.155)$$

Значение показателя степени n зависит от значения $U_{\text{проб}}$ и от того, какие подвижные носители преимущественно умножаются — электроны или дырки. Графики эмпирических зависимостей $n(U_{\text{проб}})$ для низковольтных p^+ - n и n^+ - p переходов на основе кремния представлены на рис. 1.22.

Для p - n переходов с линейным распределением примеси

$$U_{\text{проб}} \approx 60 (\mathcal{E}_G/1,1)^{1,2} (a/3 \cdot 10^{20})^{-0,4}, \quad (1.156)$$

где a — градиент концентрации примеси, см^{-4} .

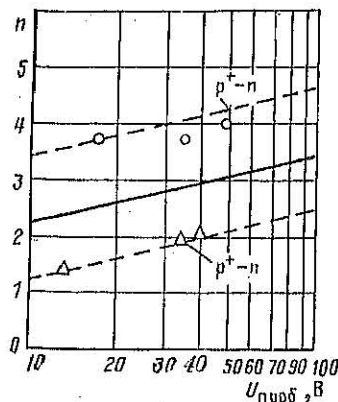
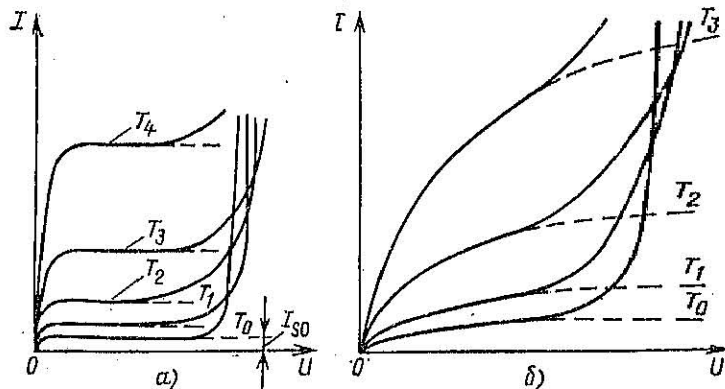


Рис. 1.22. Зависимость показателя степени n от напряжения лавинного пробоя резкого p - n перехода

Рис. 1.23. Обратные ветви ВАХ германевого (а) и кремниевое (б) p - n переходов при различных температурах ($T_3 > T_2 > T_1 > T_0$)



С ростом температуры напряжение лавинного пробоя увеличивается. Это связано с увеличением рассеяния носителей на тепловых колебаниях решетки. Для кремния относительный температурный коэффициент напряжения лавинного пробоя составляет примерно $0,1 \text{ } \%/^{\circ}\text{C}$. Обратные ветви ВАХ диодов при различных температурах приведены на рис. 1.23.

В случае планарных p - n переходов, полученных диффузией примеси в «окно» в оксидной маске, при определении напряжения лавинного пробоя необходимо учитывать эффекты, связанные с кривизной p - n перехода по его периферии. Под прямоугольным окном p - n переход представляет собой часть плоскости, вдоль границ окна он имеет цилиндри-

ческую конфигурацию, а вблизи углов — сферическую с радиусом кривизны r_0 , примерно равным глубине залегания p - n перехода x_L . Напряжение лавинного пробоя $U_{\text{проб}}^*$ резкого перехода может быть рассчитано по формуле

$$U_{\text{проб}}^* = U_{\text{проб}} \{ [(m+1+\gamma)\gamma^n]^{1/(1+m)} - \gamma \}, \quad (1.157)$$

где $m=1$ для цилиндрического и $m=2$ для сферического переходов; $U_{\text{проб}}$ — напряжение пробоя плоского p - n перехода, рассчитанное по (1.154); $\gamma = r_0/\delta_{\text{проб}}$; $\delta_{\text{проб}}$ — толщина ОПЗ плоского p - n перехода, рассчитанная при $U = U_{\text{проб}}$.

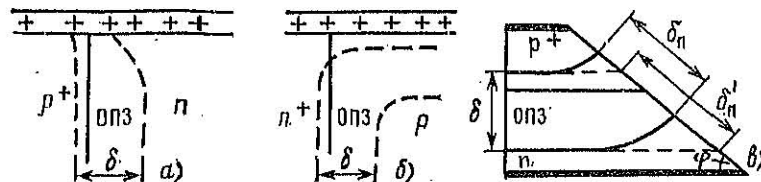


Рис. 1.24. Конфигурация ОПЗ вблизи поверхности p^+ - n перехода (а), n^+ - p перехода (б) и p^+ - n перехода с косой фаской (в)

Различие между напряжением пробоя для плоского, цилиндрического и сферического переходов увеличивается при уменьшении радиуса перехода r_0 . Например, при концентрации примеси $N=10^{15} \text{ см}^{-3}$ для плоского перехода $U_{\text{проб}}^*=330 \text{ В}$, для цилиндрического перехода с радиусом кривизны $r_0=1 \text{ мкм}$ $U_{\text{проб}}^*=80 \text{ В}$, а для сферического с таким же радиусом кривизны — 40 В . Для p - n переходов с линейным распределением легирующей примеси установлено, что напряжение лавинного пробоя практически не зависит от радиуса кривизны перехода и напряжение пробоя цилиндрических и сферических переходов можно рассчитывать по (1.156).

Состояние поверхности полупроводника влияет на напряжение лавинного пробоя. При наличии положительного заряда в оксиде или на границе раздела полупроводник — диоксид кремния толщина ОПЗ вблизи поверхности p^+ - n перехода уменьшается (рис. 1.24, а), а напряженность электрического поля увеличивается. Это приводит к снижению напряжения $U_{\text{проб}}$. В кремниевых n^+ - p переходах наличие положительного заряда в диоксиде кремния ведет к образованию канала с электронной электропроводностью на поверхности высокоомной p -базы (рис. 1.24, б) и резкому увеличению обратного тока p - n перехода. Поэтому создание высоковольтных n^+ - p переходов с малыми обратными токами представляет сложную технологическую задачу.

В высоковольтных p - n переходах необходимо исключить вероятность возникновения поверхностного пробоя. Для этого на поверхности перехода создают так называемую *фаску* так, чтобы она пересекала плоскость p - n перехода под малым углом φ , как показано на рис. 1.24, а. Проектируя границы ОПЗ из объема структуры на поверхность фаски, можно определить условную толщину ОПЗ на поверхности $\delta'_n = \delta / \sin \varphi$. Например, при $\varphi = 10^\circ$ значение δ'_n в 6 раз больше δ , а при $\varphi = 5^\circ$ — в 11 раз. Реальное увеличение толщины ОПЗ по поверхности несколько меньше, так как в ОПЗ должен выполняться баланс положительного и отрицательного зарядов ионов примесей, приводящий к изменению конфигурации ОПЗ вблизи поверхности, как показано на рис. 1.24, а. Поэтому $\delta_n < \delta'_n$. Для высоковольтных p - n переходов на рабочие напряжения в несколько киловольт $\varphi = 1-5^\circ$. Малые углы прямой фаски, при которых ее протяженность составляет 4—5 мм и более, обуславливают большие потери полезной площади p - n перехода. Поэтому профиль фаски делают сложным: в p -области с малым углом ($1-5^\circ$), а в n -области с углом $30-40^\circ$. Для создания фасок используют механическую шлифовку и полировку или химическое травление мезоструктуры.

Существенной особенностью лавинного пробоя является его неоднородность по поверхности перехода. Имеется много причин для такой неоднородности (неоднородное распределение примесей, наличие постоянных включений, дислокаций и др.). Все эти причины приводят к локализации пробоя в отдельных участках перехода, что сопровождается свечением в видимой области спектра. Места свечения называют *микроплазмами*.

С увеличением концентрации примесей в базе толщина ОПЗ становится меньше длины свободного пробега носителей заряда, ударная ионизация при этом невозможна, и пробой p - n перехода будет происходить только за счет *туннельного* эффекта.

При туннельном пробое обратный ток p - n перехода резко возрастает за счет туннельного просачивания электронов из валентной зоны p -области в зону проводимости n -области полупроводника в той области p - n перехода, где имеется сильное электрическое поле. В этом проявляются волновые свойства электрона. Если длина волны электрона сравнима с толщиной ОПЗ, то существует конечная вероятность туннелирования электронов из валентной зоны p -области в зону проводимости n -области. Возрастание туннельного тока в области пробоя происходит при критической напряженности электрического поля $E_{кр}$. В соответствии с выражением (1.75) обратное напряжение резкого

p - n перехода связано с максимальной напряженностью поля соотношением

$$U_{обр} \approx \epsilon_r \epsilon_0 E_{max}^2 / (2qN^*).$$

Приравняв $E_{max} = E_{кр}$, получаем выражение для напряжения туннельного пробоя

$$U_z = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 E_{кр}^2}{2qN^*} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 E_{кр}^2}{2q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right).$$

Экспериментально найдено, что для германия $E_{кр} \approx 3,7 \cdot 10^5$ В/см, для кремния $\sim 1,4 \cdot 10^6$ В/см. Зависимость $U_z(N^*)$ для германиевых и кремниевых p - n переходов представлены на рис. 1.20 штриховыми прямыми. Туннельный пробой в кремниевых p - n переходах имеет место при концентрации примеси в базе, большей $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$. Напряжение туннельного пробоя при этом меньше ~ 5 В. При значительно меньшей степени легирования базы имеет место лавинный пробой.

Туннельный пробой отличается от лавинного пробоя по знаку температурного коэффициента U_z . С ростом температуры ширина запрещенной зоны в германии и кремнии уменьшается, поэтому вероятность туннелирования электронов увеличивается и напряжение туннельного пробоя уменьшается, а температурный коэффициент U_z оказывается отрицательным.

При приложении обратного напряжения U к p - n переходу через него протекает обратный ток I и в диоде выделяется мощность $P_{выд} = UI$. Выделение основной части тепловой энергии происходит вблизи ОПЗ p - n перехода, где разделяемые электрическим полем запирающего слоя носители заряда отдают избыточную энергию решетке полупроводника.

При рассмотрении теплопередачи путем теплопроводности воспользуемся методом электротепловой аналогии (см. § 7.1.1), при этом разность температур аналогична разности потенциалов, а тепловая мощность — электрическому току. Следуя этой аналогии, отношение разности температур к выделяемой тепловой мощности называют тепловым сопротивлением R_T . Проведем расчет R_T для простейшей конструкции диода (рис. 1.25). Будем считать, что полупроводниковый кристалл располагается на металлическом основании корпуса диода, диаметр p - n перехода много больше толщины кристалла w , поэтому тепло распространяется только к корпусу, имеющему температуру T_k . В этом случае

тепловое сопротивление переход — корпус, используя электротепловую аналогию, можно вычислить по простой формуле

$$R_{\text{Тп-к}} = (T_J - T_K) / P = w / (\lambda S), \quad (1.158)$$

где T_J — температура p - n перехода; $\lambda \approx 280 / (T - 100)$ — коэффициент теплопроводности кремния, Вт/(К·см).

Передача тепла от корпуса прибора в окружающую среду в конечном итоге осуществляется конвекцией. Под конвекцией понимается передача тепла газообразной среде с учетом перемещения и перемешивания газа в пограничной области вблизи корпуса. Тепловое сопротивление корпус — окружающая среда $R_{\text{Тк-с}}$ зависит от площади теплоотвода корпуса или радиатора, степени его черноты, давления и скоро-

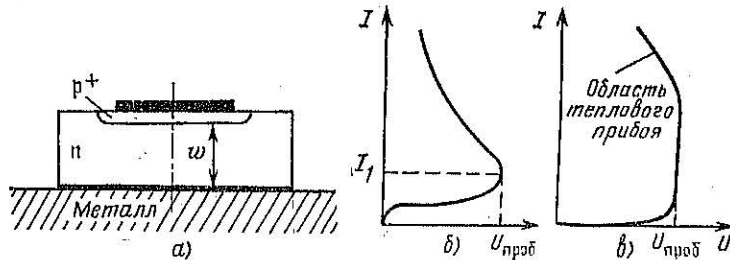


Рис. 1.25. Конструкция диода (а), ВАХ теплового (б) и лавинно-теплового (в) пробоя

сти движения воздуха. В силу этих причин в технических условиях на полупроводниковый прибор чаще всего оговаривается тепловое сопротивление переход — корпус и все измерения проводят при заданной температуре корпуса. Далее будем считать, что температура корпуса $T_K = T_0$ задана, а под тепловым сопротивлением R_T будем понимать тепловое сопротивление переход — корпус.

Перегрев p - n перехода $\Delta T = T_J - T_0$ в стационарном режиме пропорционален мощности $P_{\text{вмд}} = UI$, рассеиваемой диодом:

$$\Delta T = T_J - T_0 = R_T P. \quad (1.159)$$

Обратный ток p - n перехода характеризуется сильной зависимостью от температуры. При $U > 0,1$ В эта зависимость определяется выражением

$$I = I_0 \exp(a \Delta T), \quad (1.160)$$

где I_0 — начальное значение обратного тока.

При увеличении обратного напряжения мощность, выделяемая в p - n переходе, растет. Это приводит к увеличению температуры перехода, что в свою очередь стимулирует дальнейший рост обратного тока перехода и рассеиваемой мощности. Связанное с этим лавинообразное увеличение температуры ведет к выходу диода из строя. Поэтому при измерении обратной ВАХ p - n перехода необходимо обеспечить режим источника тока или поставить в цепи ограничивающее сопротивление. Логарифмируя выражение (1.160), получаем формулу, определяющую перегрев p - n перехода в функции обратного тока:

$$\Delta T = \frac{1}{a} \ln \frac{I}{I_0}.$$

В соответствии с (1.159) мощность, рассеиваемая диодом, будет увеличиваться с ростом тока:

$$P_{\text{рас}} = \frac{\Delta T}{R_T} = \frac{1}{a R_T} \ln \frac{I}{I_0}.$$

Напряжение U соответствует тепловому балансу $P_{\text{вмд}} = P_{\text{рас}}$:

$$U = \frac{1}{a R_T I} \ln \frac{I}{I_0}.$$

Последнее выражение представляет собой уравнение ВАХ теплового пробоя. С ростом тока напряжение на p - n переходе сначала возрастает, а затем начинает уменьшаться, как показано на рис. 1.25. Отличительной особенностью теплового пробоя является наличие участка с дифференциальным отрицательным сопротивлением: дифференциальное сопротивление можно рассчитать по формуле

$$r_d = \frac{1}{a R_T I^2} \left(1 - \ln \frac{I}{I_0} \right).$$

При соблюдении условия $\ln(I/I_0) = 1$ значение $r_d = 0$, напряжение на p - n переходе максимально и равно $U_{\text{проб}}$. Напряжение $U_{\text{проб}}$ называется напряжением теплового пробоя, при этом ток через p - n переход $I_1 = e I_0$, где $e = 2,718$. Напряжение теплового пробоя определяется выражением

$$U_{\text{проб}} = (e a R_T I_0)^{-1}. \quad (1.161)$$

Напряжение теплового пробоя тем меньше, чем больше R_T и чем больше начальный обратный ток. С увеличением температуры напряжение $U_{\text{проб}}$ уменьшается, так как увеличивается начальный обратный ток I_0 .

Тепловой пробой можно наблюдать в германиевых диодах с большими обратными токами и высоким тепловым сопротивлением. В кремниевых p - n переходах пробой начинается как лавинный. По мере увеличения обратного тока и мощности лавинный пробой может переходить в тепловой (рис. 1.25, в). На ВАХ пробоя при этом появляется участок отрицательного дифференциального сопротивления.

Тепловой пробой, как правило, локализуется в некоторых «слабых» местах p - n перехода, так как из-за начальной неоднородности обратного тока или неоднородности теплоотвода в некоторой области p - n перехода температура может превысить среднюю по переходу. Это вызовет локальное увеличение плотности тока и выделяемой мощности, что, в свою очередь, еще больше повысит температуру в данной области и т. д. В таком случае говорят о *тепловом шнуровании тока* в p - n переходе. Температура в месте шнурования тока значительно превышает среднюю по кристаллу, что может привести к локальному разрушению p - n перехода. Шнурование сопровождается разрывами на ВАХ диода.

1.3.7. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ДИОДАХ С p - n ПЕРЕХОДОМ

При резком изменении тока через p - n переход напряжение на нем устанавливается в течение определенного времени. Такой переходный процесс обусловлен инерционностью явлений, протекающих в p - n переходе при переключении. Различают переходные процессы *включения*, *переключения* диода из прямого направления в обратное и *выключения* диода. Инерционность протекающих процессов связана с накоплением и рассасыванием неосновных носителей заряда в базе диода, а также перезарядом барьерной емкости p - n перехода.

Рассмотрим переходный процесс включения p - n перехода в простейшей схеме, представленной на рис. 1.26. При подаче на вход схемы импульса напряжения положительной полярности $E(t) = E_1$ ток через диод определяется выражением $I = (E(t) - U_d)/R$. Если $E_1 \gg U_d$, то ток диода в течение переходного процесса практически неизменен: $I_1 = E_1/R$. В этом случае внешняя цепь $E(t)$, R по отношению к диоду является источником тока. Форма прямого тока будет повторять форму импульса напряжения $E(t)$, как показано на рис. 1.27, а, б. До момента времени $t=0$ ток

через p - n переход отсутствовал и концентрация дырок в базе имела равновесное значение p_{n0} . С момента $t=0$ происходит инжекция дырок в базу. Ток дырок, рекомбинирующих в базе, пропорционален избыточному заряду дырок Q_p и обратно пропорционален времени жизни дырок τ_p , т. е. $I_{p \text{ рек}} = Q_p/\tau_p$. На начальной стадии процесса, пока заряд дырок мал, ток рекомбинации много меньше тока инжекции дырок и скорость накопления дырок в базе велика. По мере увеличения заряда дырок в базе растет количество дырок, рекомбинирующих с электронами, и скорость накопления дырок уменьшается. На конечной стадии переходного процесса устанавливается динамическое равновесие между током дырок, инжектированных в базу, и током дырок, рекомбинирующих в базе с электронами. Стационарное (установившееся) значение заряда в базе поэтому определяется выражением $Q_p = I_p \tau_p \approx I_1 \tau_p$.

Распределение концентрации дырок в базе $p(x)$ для последовательных моментов времени показано на рис. 1.28, а. Ток дырок при низком уровне инжекции в n -базе переносится за счет диффузии $I_p \sim dp/dx$. Поэтому при скачке тока через p - n переход концентрация дырок меняется таким образом, что градиент концентрации дырок dp/dx при $x=0$ в любой момент времени постоянен. Увеличение концентрации дырок p_n при $x=0$ соответствует увеличению напряжения на ОПЗ p - n перехода U , так как граничная концентрация дырок связана с приложенным напряжением соотношением (1.97). Таким образом, напряжение U в течение переходного процесса включения возрастает от 0 до установившегося значения (см. рис. 1.27, в). Это указывает на *емкостный* характер сопротивления p - n перехода. При низком уровне инжекции сопротивление базы постоянно. Поэтому падение напряжения $U_B = I r_{B0}$ повторяет форму импульса тока. Полное падение напряжения на диоде $U_d = U + I r_{B0}$ зависит от времени так, как показано на рис. 1.27, д.

Рассмотрим переходный процесс переключения диода из прямого направления в обратное. Допустим, что на входе схемы рис. 1.26 напряжение генератора импульсов меняется от значения E_1 до отрицательного значения $-E_2$ в момент времени $t=t_1$ (рис. 1.27, а), а ток через p - n переход меняется от значения I_1 до значения $-I_2 \approx -E_2/R$ на значение $\Delta I = I_1 + I_2$. С момента времени t_1 начинается этап *рассасывания* накопленного заряда дырок в базе. Уменьшение концентрации дырок в базе происходит из-за

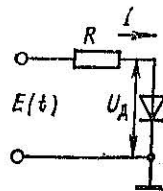


Рис. 1.26. Схема включения диода

Рис. 1.27. Диаграммы напряжения и тока при переходных процессах включения и переключения p - n перехода

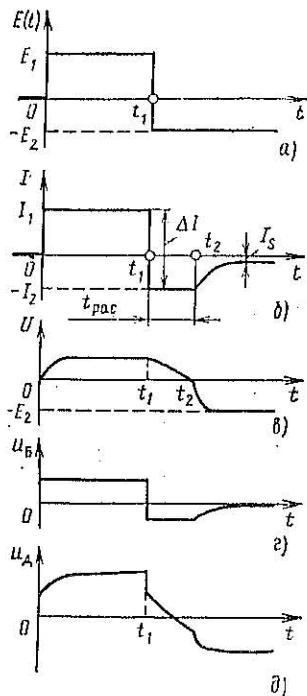
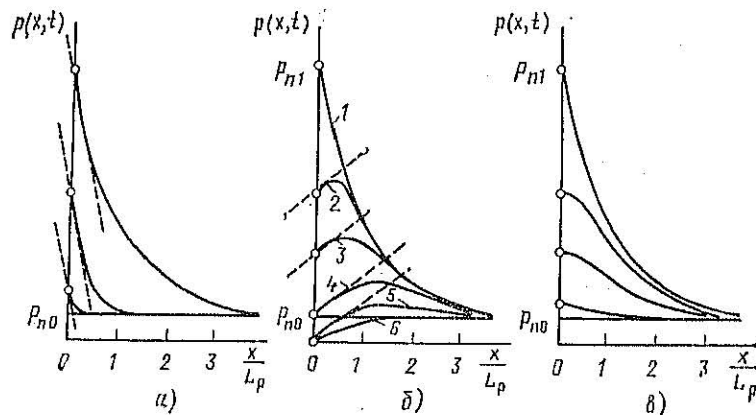


Рис. 1.28. Распределение концентрации дырок при включении (а), переключении с прямого направления на обратное (б) и выключении (в) диода



их рекомбинации с электронами и за счет ухода дырок в p -область перехода. Непосредственно перед моментом переключения распределение дырок (кривая 1 рис. 1.28, б) соответствует протеканию тока I_1 . В момент времени t_1 ток меняет направление, поэтому меняет знак градиент концентрации дырок при $x=0$ (кривая 2). Граничная концентрация дырок p_{n1} уменьшается. До тех пор, пока концентрация $p_{n1} > p_{n0}$, напряжение U на ОПЗ больше нуля, т. е. имеет знак, соответствующий положительному смещению p - n перехода. Сопротивление p - n перехода при этом мало (кривая 3). В некоторый момент времени t_2 (кривая 4 на рис. 1.28, б) напряжение $U=0$. С этого момента времени сопротивление p - n перехода резко возрастает, а ток через диод начинает уменьшаться (рис. 1.27, в и кривые 5, 6 на рис. 1.28, б). Таким образом, весь переходный процесс выключения диода делится на два этапа: этап рассасывания, в течение которого $p_{n1} > p_{n0}$, $U > 0$, ток диода ограничен внешней цепью и остается постоянным, и этап восстановления обратного сопротивления, в течение которого обратный ток диода спадает практически до нуля (точнее, до установившегося значения обратного тока).

Длительность этапа рассасывания ($t_2 - t_1$) прямо пропорциональна времени жизни дырок в базе и зависит от соотношения прямого I_1 и обратного I_2 токов через диод. С ростом I_1 заряд, накопленный в базе дырок, растет, что при неизменном токе I_2 приводит к увеличению $t_{рас}$. При неизменном токе I_1 время рассасывания тем меньше, чем больше обратный ток I_2 . Длительность $t_{рас}$ можно определить из следующего transcendентного уравнения:

$$\operatorname{erf} \sqrt{\frac{t_{рас}}{\tau_p}} = \frac{I_1}{I_1 + I_2}, \quad (1.162a)$$

где $\operatorname{erf}(z) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^z e^{-\xi^2} d\xi$ — функция ошибок (error function).

Заменяя функцию ошибок аппроксимирующим выражением

$$\operatorname{erf}(z) = 6z / [\sqrt{\pi}(3 + z^2)],$$

получаем простую инженерную формулу для расчета времени рассасывания:

$$t_{рас} = 3 [(\xi - 1) - \sqrt{(\xi - 1)^2 - 1}] \tau_p, \quad (1.162б)$$

где $\xi = 6(1 + K)^2/\pi$; $K = I_2/I_1$.

Погрешность расчета $t_{рас}$ по (1.162б) менее 1 % при $1/3 < K < \infty$ и менее 3 % при $1/20 < K < 1/3$.

Выражение (1.162а) получено теоретически для резкo-ссимметричного p^+-n перехода с полубесконечной базой

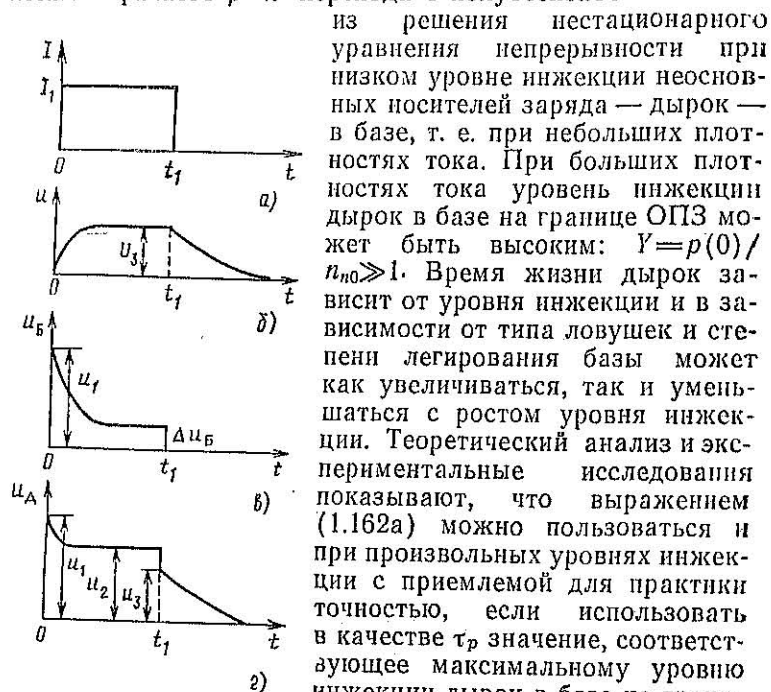


Рис. 1.29. Диаграммы тока и напряжения диода при прохождении импульса большого тока

к уменьшению инерционности переходных процессов в диодах с $p-n$ переходом.

Длительность этапа восстановления обратного тока зависит как от значения τ_p , так и от значений барьерной емкости $p-n$ перехода $C_{бар}$ и сопротивления R . Чем больше $C_{бар}$ и R , тем медленнее спадает ток в течение этого этапа.

Рассмотрим переходные процессы при прохождении через диод прямого импульса тока большой амплитуды (рис. 1.29, а), приводящего к возникновению высокого уровня ин-

жекции дырок в базе диода, когда отношение концентраций $\Delta p(x)/n_{no} \gg 1$. Первоначально $p-n$ переход находится в равновесных условиях. В момент времени $t=0$ начинается инжекция дырок в базу, напряжение U увеличивается и стремится к контактной разности потенциалов $p-n$ перехода (рис. 1.29, б). Начальное падение напряжения на сопротивлении базы $U_1 = I_1 r_B$ и может значительно превышать контактную разность потенциалов (рис. 1.29, в). По мере накопления дырок в силу квазиэлектронейтральности ($\Delta n \approx \Delta p$) в базе увеличивается концентрация и дырок, и электронов. Это приводит к увеличению (модуляции) проводимости базы диода, а поэтому к уменьшению r_B . Падение напряжения на сопротивлении базы, как показано на рис. 1.29, в, уменьшается. Это явление при больших токах приводит к выбросу начального напряжения на диоде, как показано на рис. 1.29, г.

При выключении импульса тока в момент времени t_1 напряжение на омическом сопротивлении базы меняется на величину $\Delta U_B = I_1 r_{БМ}$, где $r_{БМ}$ — значение модулированного сопротивления базы. На такую же величину уменьшается напряжение на диоде (рис. 1.29, г).

Практически линейное уменьшение посленижекционного напряжения при $t > t_1$ от значения U_3 до нуля определяется процессами рекомбинации дырок в базе и разрядом барьерной емкости $p-n$ перехода. Учитывая, что избыточная граничная концентрация дырок в базе за счет рекомбинации уменьшается как $\Delta p_{nl}(t) \approx \Delta p_{nl} \exp(-t/\tau_p)$, можно найти, что посленижекционное напряжение меняется по закону

$$U(t) \approx \varphi_T \ln(\Delta p_{nl}(t)/p_{no}) \approx U_3 - \varphi_T t/\tau_p, \quad (1.163)$$

где время t отсчитывается от момента t_1 .

Длительность линейного спада посленижекционного напряжения может быть значительно больше τ_p . Это обстоятельство облегчает экспериментальное определение малых времен жизни неосновных носителей заряда в базе диода.

Длительность переходных процессов накопления, рассасывания и восстановления обратного сопротивления диода с p^+-n переходом пропорциональна времени жизни неосновных носителей заряда τ_p в базе диода. Поэтому при изготовлении быстродействующих диодов снижают время жизни неосновных носителей заряда в базе, вводя в нее ловушки рекомбинации путем легирования полупроводника примесями с глубокими уровнями либо облучая приборы потоком высокоэнергетических электронов и пр. При изготовлении

быстродействующих диодов для легирования обычно используется золото (Au). При высоком уровне инжекции время жизни носителей заряда в кремнии связано с концентрацией атомов золота N_i (см^{-3}) соотношением $\tau(N_i) \approx 4,8 \cdot 10^7 / N_i$. Предельная концентрация электрически активных центров золота составляет в кремнии 10^{17} см^{-3} . Поэтому $\tau_{\min} \approx 0,5 \text{ нс}$. При большой концентрации золота растут сопротивление базы и обратный ток. Все быстродействующие диоды характеризуются повышенными обратными токами. При концентрации золота, сравнимой с концентрацией легирующей донорной примеси в базе N_D , удельное сопротивление базы резко возрастает, что ухудшает параметры диода. Поэтому при изготовлении быстродействующих диодов соблюдают соотношение $N_i < 0,1 N_D$. Диоды с сильнолегированной базой имеют малое напряжение пробоя. Например, в кремниевом диоде с $N_i = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $N_D = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ напряжение пробоя будет менее 15 В.

Для повышения быстродействия диодов необходимо кроме снижения времени жизни уменьшать барьерную емкость $C_{\text{бар}}$ (уменьшая площадь p - n перехода) и снижать сопротивление базы, используя p^+ - n - n^+ структуру. В любом случае требования по повышению быстродействия, рабочих напряжений и токов являются противоречивыми.

1.3.8. ЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА ДИОДОВ С p - n ПЕРЕХОДОМ

Наиболее часто диоды с p - n переходом используют для выпрямления, детектирования, модуляции напряжения синусоидальной или почти синусоидальной формы.

Рассмотрим поведение p - n перехода при воздействии на него синусоидального тока или напряжения различной частоты. Подадим на вход цепи, состоящей из последовательно соединенных с p - n переходом резистора R (см. рис. 1.26), напряжение $E(t) = U_{\max} \sin \omega t$, где $U_{\max}$ — амплитуда напряжения; $\omega = 2\pi f$ — круговая частота; $f = 1/T$ — циклическая частота; T — период колебаний; t — время. Переходные процессы в p^+ - n переходе протекают в течение времени порядка времени жизни дырок τ_p в n -базе диода. На низкой частоте, когда $\omega \tau_p \ll 1$ (или $T \gg \tau_p$), для каждого момента времени изменения синусоидального напряжения переходные процессы, связанные с рекомбинацией, успевают установиться. Такой режим называют *квазистационарным*. Форма тока через диод, как показано на рис. 1.30, а, оказыва-

ется несинусоидальной. Ток диода протекает практически только в первом полупериоде. Значение выпрямленного тока равно среднему значению тока за период T и составляет $I_{\text{вн, ср}} \approx U_{\max} / (\pi R)$.

На повышенной частоте, когда $\omega \tau_p \approx 1$ (или период $T \approx \tau_p$), выпрямляющие свойства p - n перехода ухудшаются. При таких частотах дырки, инжектированные в n -базу за положительный полупериод, не успевают полностью рекомбинировать в базе. Во время отрицательного полупериода часть накопленных в n -базе дырок рекомбинирует, а часть уходит в p^+ -область, создавая всплеск обратного тока (рис. 1.30, б), наибольшее мгновенное значение которого $I_{\text{обр, п}}$.

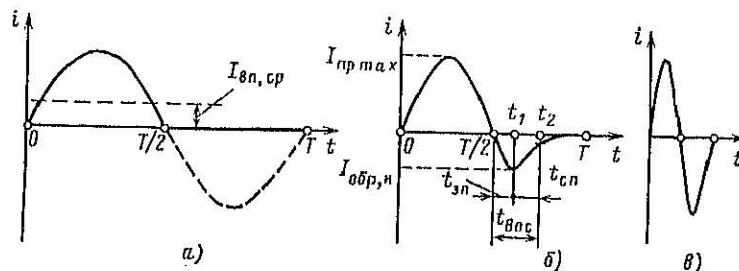


Рис. 1.30. Кривые тока через диод на низких (а), средних (б) и высоких (в) частотах

Интервал времени между моментом $T/2$ и моментом t_1 называется временем запаздывания обратного напряжения $I_{\text{ан}}$, так как в течение этого интервала полярность напряжения диода соответствует прямому направлению. Значение $t_{\text{ан}} \approx 0,5 \tau_p$. Далее обратный ток спадает, стремясь к своему стационарному значению. Условное окончание фазы спада устанавливают по заданному уровню обратного тока, например $0,25 I_{\text{обр, п}}$. Время спада обратного тока $t_{\text{сп}} = t_2 - t_1 \approx 0,3 \div 0,4 \tau_p$. Время обратного восстановления $t_{\text{вос}} = t_2 - T/2 = t_{\text{ан}} + t_{\text{сп}} \approx \tau_p$. За это время во внешнюю цепь вытекает заряд восстановления диода $Q_{\text{вос}}$, численно равный площади под кривой $i(t)$ на промежутке от $T/2$ до t_2 . Значение этого заряда можно оценить по формуле $Q_{\text{вос}} \approx 0,5 \pi I_{\text{пр max}} \tau_p^2$. При очень больших токах пропорциональность между $Q_{\text{вос}}$ и $I_{\text{пр max}}$ нарушается, что связано с уменьшением коэффициента инжекции и накопленного заряда дырок в n -базе диода.

На очень высоких частотах $\omega \tau_p \gg 1$ заряд дырок, введенных в n -базу за положительный полупериод, полностью выводится во внешнюю цепь за отрицательный полупериод и диод теряет выпрямительные свойства (рис. 1.30, в).

Частотная характеристика выпрямленного тока имеет спадающий с ростом частоты вид, как показано на рис. 1.31.

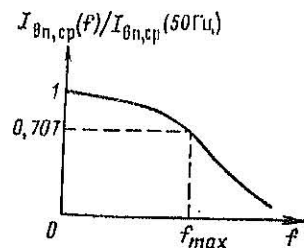


Рис. 1.31. Зависимость относительного значения выпрямленного тока от частоты переменного напряжения

Перезаряд барьерной емкости, затягивающий в основном фазу спада тока диода, зависит от значения R , поэтому с увеличением R частотный диапазон выпрямленных токов сужается.

Рассмотренная картина относится к явлениям на большом сигнале, когда амплитуда синусоидального сигнала велика. В ряде случаев представляет интерес анализ явлений в p - n переходе на малом сигнале, когда $U_{max} \leq \varphi_T$. Напряжение малого переменного сигнала обычно накладывается на постоянное смещение диода, т. е.

$$U_n(t) = U_0 + U_{max} \sin(\omega t) = U_0 + u.$$

При этих условиях изменение переменного напряжения на p - n переходе мало и лежит в области малого, практически линейного участка ВАХ. Дифференциальное сопротивление эмиттера r_Σ для малого сигнала при низком уровне инжекции можно получить, дифференцируя уравнение ВАХ p - n перехода

$$r_\Sigma = \frac{dU}{dI} = \frac{\varphi_T}{I_s} e^{U_0/\varphi_T} = \frac{\varphi_T}{I + I_s}. \quad (1.164)$$

Полное дифференциальное сопротивление диода дополнительно должно включать сопротивление базы: $r_n = r_\Sigma + r_b$.

При рассмотрении переходных процессов в p - n переходе было показано, что процессы накопления неосновных носителей заряда — дырок в n -базе p^+ - n перехода — носят емкостный характер. На малом переменном сигнале эту инерционность можно описать количественно путем введения диффузионной емкости p - n перехода, равной отношению из-

менения заряда дырок, накопленных в квазинейтральной n -базе, к изменению напряжения, приложенного к ОПЗ p - n перехода:

$$C_{диф} = \frac{dQ}{dU} = \frac{dQ}{dI} \frac{dI}{dU} = \frac{\tau_p}{2r_\Sigma} = \frac{(I + I_s)}{2\varphi_T} \tau_p. \quad (1.165)$$

Существенной особенностью диффузионной емкости является то, что заряды дырок и электронов, накапливаемые в n -базе в условиях квазинейтральности, пространственно не разделены, а присутствуют совместно в течение времени жизни дырок. Появление множителя $1/2$ в выражении для $C_{диф}$ обусловлено тем фактом, что не весь накопленный в n -базе заряд дырок может быть выведен из базы во внешнюю цепь, а только его половина. Это можно обосновать с помощью детального анализа решения стационарного уравнения непрерывности для дырок в базе диода при низком уровне инжекции.

1.4. РАЗНОВИДНОСТИ И КЛАССИФИКАЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ

1.4.1. ПРИНЦИПЫ КЛАССИФИКАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ

Полупроводниковые диоды широко применяются в устройствах радиоэлектроники, автоматики и вычислительной техники, силовой (энергетической) преобразовательной техники. Несмотря на большое разнообразие и широкую номенклатуру выпускаемых в настоящее время диодов, их можно классифицировать по ряду признаков, важнейшими из которых являются физические эффекты и явления, определяющие механизм работы приборов, конструктивно-технологические особенности, совокупность параметров и области применения. Классификация современных полупроводниковых диодов по их назначению, физическим свойствам, основным электрическим параметрам, конструктивно-технологическим признакам, исходному полупроводниковому материалу находит отражение в системе условных обозначений диодов. В основу системы условных обозначений и маркировки диодов положен буквенно-цифровой код, отражающий информацию об исходном полупроводниковом материале, подклассе (или группе) приборов, назначении (параметр или принцип действия), порядковом номере раз-

работки. Условное обозначение включает еще ряд буквенно-цифровых элементов, определяющих классификацию по параметрам диодов (ток, напряжение, быстродействие) и содержащих дополнительную информацию (исполнение корпуса диода, размер под ключ или диаметр таблетки и др.).

По типу исходного полупроводникового материала диоды делятся на кремниевые, германиевые и диоды из арсенида галлия. Реже применяются другие полупроводниковые материалы: селен, карбид кремния. Большинство современных полупроводниковых диодов изготавливаются на основе кремния.

В зависимости от конструктивно-технологических особенностей различают плоскостные, точечные и микросплавные диоды. Точечные и микросплавные диоды предназначены для работы на СВЧ и имеют ограниченный выпуск. Диоды изготавливают по диффузионной и сплавной технологии с применением операций эпитаксии и имплантации примесей. Сплавная технология в настоящее время имеет ограниченное применение.

Класс диодов содержит следующие подклассы: *выпрямительные диоды, импульсные диоды, сверхвысокочастотные диоды, стабилитроны, стабилиторы, варикапы и параметрические диоды, диоды Шоттки, туннельные и обращенные диоды, диоды Ганна, лавинно-пролетные диоды, светоизлучающие диоды и полупроводниковые лазеры, фотодиоды, магнитодиоды, тензодиоды и др.*

Особое место в силовой (энергетической) полупроводниковой электронике занимают силовые диоды (с предельным средним или предельным действующим током 10 А и более), или, по другой отечественной классификации, мощные диоды (с рассеиваемой мощностью 1 Вт и более). Силовые полупроводниковые диоды имеют несколько отличающуюся систему классификации и систему обозначений. По нагрузочной способности в области пробоя силовые диоды подразделяются на *выпрямительные, лавинные выпрямительные, лавинные выпрямительные с контролируемым пробоем.*

Выпрямительные диоды предназначены для выпрямления переменного тока. Для этих диодов работа в области пробоя недопустима. В соответствии с действующими стандартами (техническими условиями) к этим диодам даже кратковременно не разрешается прикладывать обратные

напряжения, приводящие к лавинному пробоем *p-n* переходов.

Лавинные выпрямительные диоды могут в течение ограниченного интервала времени рассеивать импульс приложенной энергии в области пробоя при работе на обратной ВАХ, т. е. работать в качестве ограничителя напряжения.

Лавинные выпрямительные диоды с контролируемым пробоем предназначены для работы в установившемся режиме в области пробоя, т. е. могут работать в качестве стабилизаторов, а в отдельных случаях — в качестве ограничителей напряжения.

Система параметров диодов включает большое число параметров. Параметры диодов подразделяются на предельные параметры, определяющие предельно допустимые значения — максимально и (или) минимально допустимые значения — и характеризующие (рабочие) параметры.

Допустимое значение параметра — это значение, при котором ожидается удовлетворительная работа прибора, а предельно допустимое значение параметра — это значение, за пределами которого прибор может быть поврежден или выведен из строя.

Характеризующее значение параметра — это значение электрической, тепловой, механической или другой величины, которое характеризует определенное свойство прибора. Разница между характеризующими и предельно допустимыми значениями параметров заключается в том, что последние нельзя измерять, их можно только проверять. Они устанавливаются на основе опытов, испытаний (часто разрушающих) или расчетов. Характеризующие значения параметров можно непосредственно или косвенно измерить.

1.4.2. ВЫПРЯМИТЕЛЬНЫЕ ДИОДЫ

Выпрямительные диоды предназначены для преобразования переменного тока в постоянный. Частотный диапазон их работы невелик. При преобразовании промышленного переменного тока рабочая частота составляет 50 Гц, а верхняя граница рабочих частот — так называемая предельная частота выпрямительных диодов — как правило, не превышает 500 Гц — 20 кГц.

Для характеристики выпрямительных диодов используют следующие параметры: максимально допустимое постоянное обратное напряжение $U_{обр\max}$ — напряжение, которое может быть приложено к диоду длительное время без опас-

ности нарушения его работоспособности (обычно $U_{обр\max} \cong 0,5 \div 0,8 U_{проб}$, где $U_{проб}$ — напряжение пробоя); максимально допустимый постоянный прямой ток $I_{пр\max}$; постоянное прямое напряжение $U_{пр}$ при заданном прямом токе $I_{пр} = I_{пр\max}$; максимально допустимый постоянный обратный ток $I_{обр\max}$ — обратный ток утечки диода при приложении к нему напряжения $U_{обр\max}$; частота без снижения режимов — верхнее значение частоты, при которой обеспечиваются заданные токи и напряжения.

По максимально допустимому выпрямленному току диоды разбиты на три группы: диоды малой мощности ($I_{пр} \leq 0,3 \text{ А}$), диоды средней мощности ($0,3 \text{ А} < I_{пр} < 10 \text{ А}$) и мощные (силовые) диоды ($I_{пр} \geq 10 \text{ А}$).

Иногда в паспорте диода указывают средний выпрямленный ток $I_{пр,ср}$, средний обратный ток $I_{обр,ср}$, а также импульсный прямой ток $I_{пр,и}$ или его максимально допустимое значение.

В состав параметров диодов входит диапазон температур окружающей среды (для кремниевых диодов обычно от -60 до $+125^\circ\text{C}$) и максимальная температура корпуса.

Подавляющее большинство кремниевых диодов имеет p^+-n-p^+ структуры, т. е. изготавливаются на основе высокоомного кремния n -типа электропроводности. Это связано с тем, что поверхность слаболегированного n -кремния не подвержена каналообразованию в отличие от слаболегированного p -кремния. Каналообразование на высокоомном p -кремнии связано с наличием положительного заряда на границе раздела кремний—диоксид кремния и приводит к резкому увеличению токов поверхностной утечки выше допустимой нормы.

В настоящее время отечественной промышленностью производятся выпрямительные диоды на предельные токи до 1600 А , повторяющееся импульсное обратное напряжение от 100 до 4000 В (для отдельных типов диодов), лавинные выпрямительные диоды на предельные токи от 10 до 320 А и повторяющиеся импульсные напряжения от 400 до 1500 В , быстродействующие диоды на предельные токи от 80 до 630 А и повторяющееся импульсное обратное напряжение от 500 до 1400 В . Тенденции одновременного увеличения предельного тока, напряжения, повышения быстродействия и снижения прямого напряжения препятствуют физическим ограничениям. Например, при повышении быстродействия диодов необходимо снижать время жизни неосновных носителей заряда в базе диода путем введения приме-

сей с глубокими уровнями, при этом, как было показано выше, растет прямое падение напряжения и уменьшается предельно допустимое обратное напряжение диода.

1.4.3. ИМПУЛЬСНЫЕ ДИОДЫ

Импульсный диод — это полупроводниковый диод, имеющий малую длительность переходных процессов и предназначенный для применения в импульсных режимах работы. Импульсные диоды используют в качестве ключевых элементов схем, работающих с сигналами длительностью вплоть до наносекундного диапазона.

Основным параметром, характеризующим свойства импульсного диода, является время восстановления обратного сопротивления диода $t_{вос}$, представляющее собой интервал времени от момента подачи импульса обратного напряжения до момента, когда обратный ток диода уменьшается до заданного значения. Для быстродействующих импульсных диодов $t_{вос} = 0,1 \div 10 \text{ мкс}$, а для сверхбыстродействующих $t_{вос} < 0,1 \text{ мкс}$. Время установления прямого сопротивления диода $t_{уст}$ — это интервал времени от начала импульса прямого тока до момента, когда напряжение на диоде упадет до $1,2$ установившегося значения. Параметры импульсов сигналов, при которых производят измерения $t_{вос}$ и $t_{уст}$, указываются в технических условиях и справочных данных на импульсный диод.

Помимо времени установления и времени восстановления специфическими параметрами импульсных диодов являются максимальное импульсное сопротивление $r_{имп}$, определяемое отношением максимальной амплитуды импульса прямого напряжения на диоде к току через него, и максимальный ток восстановления — наибольший обратный ток через диод после переключения напряжения на нем с прямого направления на обратное.

Импульсные диоды, как правило, имеют малую емкость C_d , измеряемую как емкость между выводами диода при заданном обратном напряжении. Для импульсных диодов указываются также следующие параметры: постоянное прямое напряжение $U_{пр}$ (при протекании постоянного тока $I_{пр}$) и обратный ток $I_{обр}$ (при заданном обратном напряжении). Предельные режимы работы импульсных диодов характеризуются максимальным значением обратного напряжения $U_{обр\max}$ любой формы и периодичности и максимальным значением прямого импульса тока $I_{пр,имп\max}$.

В настоящее время используются точечные и плоскостные конструкции импульсных диодов, технология их изготовления аналогична технологии изготовления обычных выпрямительных диодов.

Наименьшее время переключения имеют диоды с выпрямляющим переходом металл — полупроводник, в которых практически отсутствует эффект накопления неосновных носителей заряда.

Подобно другим маломощным выпрямительным диодам импульсные диоды герметизируются в стеклянные, металлокерамические и пластмассовые корпуса.

1.4.4. СТАБИЛИТРОНЫ

Стабилитроном называется полупроводниковый диод, напряжение на котором в области электрического пробоя при обратном включении слабо зависит от тока в заданном диапазоне и который предназначен для стабилизации напряжения.

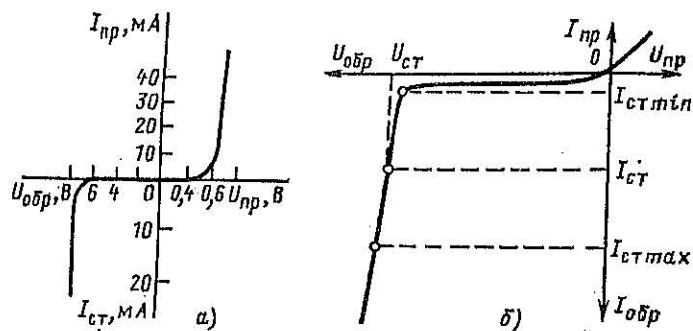


рис. 1.32. ВАХ кремниевого стабилитрона (а) и рабочая область ВАХ стабилитрона (б)

Стабилитроны работают в режиме электрического пробоя. Под действием сильного поля в области $p-n$ перехода обратный ток резко возрастает при малых изменениях приложенного напряжения. Эту особенность ВАХ кремниевого диода в области пробоя (рис. 1.32, а) используют для стабилизации напряжения, а также фиксации уровней напря-

жений и токов в схемах, отсюда другое название кремневых стабилитронов — опорные диоды.

Напряжение пробоя, являющееся напряжением стабилизации, может изменяться в широких пределах — от 3,5 до 400 В и выше в зависимости от удельного сопротивления кремния. На рис. 1.32, б приведена рабочая часть ВАХ стабилитрона.

Основные параметры стабилитронов: напряжение стабилизации $U_{ст}$, динамическое сопротивление $r_{дин} = \Delta U_{ст} / \Delta I_{ст}$, статическое сопротивление $r_{стат} = U_{ст} / I_{ст}$, температурный коэффициент напряжения стабилизации $\alpha_{ст} = \Delta U_{ст} / (U_{ст} \Delta T)$ при постоянном токе стабилизации.

Так как реальная ВАХ в области пробоя имеет некоторый наклон, то напряжение стабилизации зависит от тока стабилизации $I_{ст}$. Максимальный ток стабилизации $I_{ст max}$ ограничен допустимой мощностью рассеяния P_{max} и возможностью перехода электрического пробоя в тепловой, который является необратимым. Минимальный ток стабилизации $I_{ст min}$ соответствует началу устойчивого электрического пробоя. При меньших токах в диоде возникают значительные шумы, происхождение которых связано с механизмом лавинного пробоя (шумы в предпробойной области используются в специальных приборах — полупроводниковых генераторах шума). Динамическое сопротивление $r_{дин}$ характеризует качество стабилизации и определяется углом наклона ВАХ в области пробоя (оно возрастает с ростом напряжения стабилизации). Важным параметром стабилитрона является $\alpha_{ст}$. Зависимость $\alpha_{ст}$ от напряжения стабилизации $U_{ст}$ приведена на рис. 1.33. Как видно из рисунка, для высоковольтных стабилитронов $\alpha_{ст} > 0$, а для низковольтных $\alpha_{ст} < 0$. Это объясняется зависимостью механизма пробоя от степени легирования полупроводника (см. § 1.3.6). Изменение знака ТКН происходит при концентрациях примесей в кремнии около $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При $U_{ст} = 5 \div 7 \text{ В}$ коэффициент $\alpha_{ст}$ минимальный.

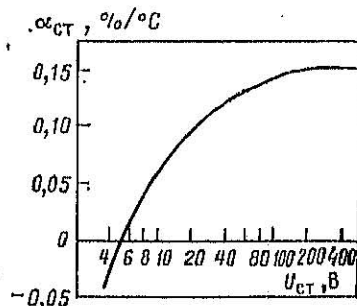


рис. 1.33. Зависимость ТКН кремниевого стабилитрона от напряжения стабилизации при 300 К

Один из способов уменьшения $\alpha_{ст}$ заключается в последовательном соединении переходов с равными по значению, но противоположными по знаку температурными коэффициентами стабилизации. Если переход стабилитрона имеет абсолютное значение $\alpha_{ст}$, равное 6 мВ/К , то при сборке последовательно с ним подсоединяют три $p-n$ перехода, которые будут работать в прямом направлении, так как для прямого направления температурный коэффициент напряжения диода $\text{ТКН} \approx -2 \text{ мВ/К}$. Такие *термокомпенсированные* стабилитроны с $\alpha_{ст} \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ и менее применяются в источниках эталонного напряжения вместо нормальных элементов.

Конструкция стабилитронов аналогична конструкции выпрямительных диодов, выбор типа корпуса связан с мощностью рассеяния. Современные стабилитроны (лавинные диоды с контролируемым лавинообразованием) имеют напряжения стабилизации, достигающие до нескольких сотен вольт, токи — до десятков ампер.

Разновидностью кремниевых стабилитронов являются *стабисторы*. В этих диодах для стабилизации низких напряжений (до 1 В) используется прямая ветвь ВАХ $p-n$ перехода. Для изготовления стабисторов используется сильнолегированный кремний, что позволяет получать меньшие значения сопротивления базы диода. Температурный коэффициент стабилизации стабисторов отрицательный и примерно равен -2 мВ/К .

1.4.5. ДИОДЫ ШОТТКИ

Диод Шоттки — это полупроводниковый диод, выпрямительные свойства которого основаны на взаимодействии металла и обедненного слоя полупроводника.

Для создания диодов Шоттки (ДШ) используется переход металл—полупроводник. Работа этих диодов основана на переносе основных носителей заряда и характеризуется высоким быстродействием. Так как в них отсутствует характерное для $p-n$ переходов накопление неосновных носителей заряда, ДШ используют в качестве элементов интегральных микросхем, а также в качестве дискретных приборов. Малоомные ДШ изготавливаются на основе кремния и арсенида галлия n -типа и предназначаются для преобразования сигнала СВЧ-диапазона (выпрямление, смещение частот, модуляция) и для импульсных устройств. Силовые (мощные) ДШ для силовой полупроводниковой электрони-

ки изготавливаются на основе кремния n -типа, имеют рабочие токи до нескольких сот ампер, исключительно высокое быстродействие (по сравнению с диодами на основе $p-n$ переходов), но низкие рабочие напряжения, не превышающие нескольких десятков вольт.

Низкие рабочие напряжения ДШ прежде всего связаны с наличием «краевых» эффектов при лавинном пробое перехода, которые имеют место на периферии металлического контакта. Дело в том, что с увеличением обратного напряжения увеличивается напряженность электрического поля в ОПЗ ДШ. При критических полях 300 кВ/см в кремнии начинается ударная ионизация электронно-дырочных пар и их лавинное размножение, приводящее к сильному

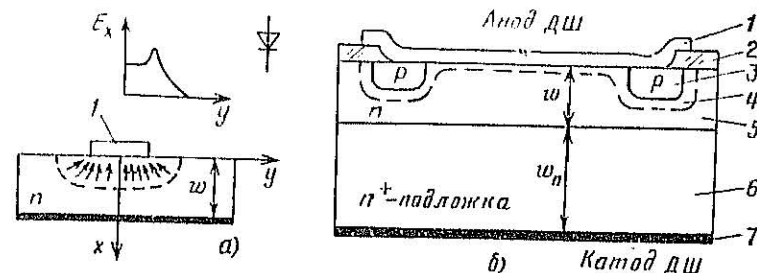


Рис. 1.34. Простейшая (а) и реальная (б) конструкции диода Шоттки: 1 — металл анода; 2 — оксид; 3 — охранное кольцо; 4 — ОПЗ; 5 — активный слой; 6 — сильнолегированная подложка; 7 — металл катода

возрастанию обратного тока перехода. В простейшей конструкции ДШ (рис. 1.34, а) силовые линии электрического поля, замыкающиеся на положительных зарядах ионов доноров, вблизи края металла резко сгущаются, что определяет резкое нарастание краевого поля. Этот эффект наиболее выражен при слабом легировании полупроводника и приводит к краевому лавинному пробое при очень низких напряжениях (несколько вольт). Для ослабления краевого поля и повышения напряжения пробоя было предложено множество конструкций ДШ, наиболее удачной и употребительной из которых является структура с охранным $p-n$ переходом (рис. 1.34, б). Таким образом, при глубинном залегании $p-n$ перехода в несколько микрометров удается повысить напряжение пробоя ДШ до нескольких десятков вольт. Дальнейшее повышение напряжения требует созда-

ния широкого и глубокого охранного p - n перехода. Однако при больших прямых токах такой p - n переход сам начинает «работать», инжектируя неосновные носители заряда (дырки) в n -область диода. Это приводит к накоплению большого избыточного заряда дырок, что совместно с дополнительной емкостью охранного p - n перехода ухудшает быстродействие ДШ.

Основная причина инерционности ДШ связана с перераспределением заряда вблизи границы ОПЗ при изменении внешнего напряжения U , т. е. с изменением толщины барьера x_n . Такое поведение диода подобно поведению конденсатора. Заряд конденсатора связан нелинейной функциональной зависимостью с напряжением U , т. е. имеет нелинейную кулоновольтовую характеристику. Количественно такая нелинейная емкость, называемая *барьерной*, определяется дифференциальным соотношением:

$$C_{\text{бар}} = \frac{dQ}{dU} = S \frac{e_r \epsilon_0}{x_n} = S \sqrt{\frac{q e_r \epsilon_0 N_D}{2(U_J - U)}}. \quad (1.166)$$

При получении конечного выражения этой емкости мы воспользовались (1.56). Емкость $C_{\text{бар}}$ сильно возрастает при прямых смещениях ($U > 0$) и уменьшается при обратных ($U < 0$). При больших прямых смещениях ($U \sim U_J$) нарушаются допущения, принятые при выводе этой формулы (предположение о полном обеднении ОПЗ), и эта формула непригодна. Полная емкость ДШ должна учитывать и емкость конструкции корпуса диода, которая может быть существенной для маломощных СВЧ-диодов. Как правило, в силу сложной геометрии емкость корпуса не рассчитывают, а измеряют на макете прибора (без подключения полупроводникового кристалла). В конструкциях с охранном p - n переходом вклад барьерной емкости p - n перехода может быть соизмерим с емкостью барьера Шоттки.

При больших прямых смещениях кроме напряжения на барьере $U = \varphi_T \ln(I/I_s + 1)$ необходимо учитывать вклад падения напряжения на нейтральной n -области диода, равного $I r_b$, где сопротивление растекания тока (сопротивление базы) можно оценить по формуле

$$r_b = \rho_n \omega / S, \quad (1.167)$$

где $\rho_n = 1/(q \mu_n n_0)$ — удельное сопротивление n -области; ω — толщина активной области кристалла (базы).

Диоды Шоттки изготавливают групповым способом на пла-

стинах больших диаметров. Для обеспечения механической прочности пластины (во избежание поломки) толщина пластины должна быть более 150—200 мкм. Однако для ДШ с рабочим напряжением до 50 В толщина активной области кристалла не должна превышать 10 мкм. Выходом является конструкция на рис. 1.34, б, активный слой которой $\omega = 2 \div 10$ мкм, а сильнолегированная подложка с концентрацией доноров $N_{D1} = 5 \cdot 10^{18} \div 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ имеет значительную толщину ω_{Π} — около 200 мкм. Наличие такой подложки значительно снижает сопротивление r_b и облегчает создание омического контакта с металлом катода.

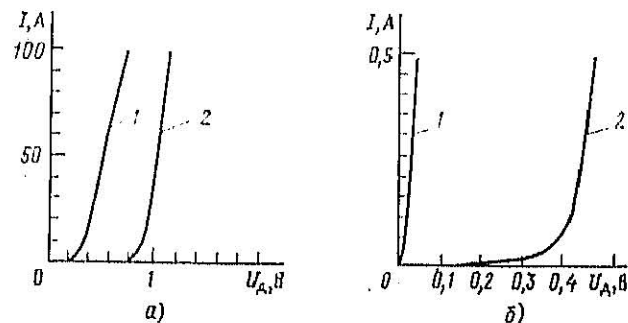


Рис. 1.35. Прямые ВАХ диодов в области больших (а) и малых (б) токов;

1 — диод Шоттки; 2 — диод на основе p - n перехода

В качестве примера приведем ориентировочные параметры силового ДШ на базе n -кремния: $N_D = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $\omega = 5$ мкм; $N_{D1} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $\omega_{\Pi} = 200$ мкм; $S = 0,1 \text{ см}^2$; металл анода — хром.

Обратные токи ДШ на 3—4 порядка больше обратных токов диодов с p - n переходом, а прямые напряжения для ДШ значительно ниже. На рис. 1.35 показаны прямые характеристики ДШ и для сравнения приведена ВАХ диода с p - n переходом.

В настоящее время силовые ДШ наиболее эффективны как низковольтные быстродействующие диоды на большие токи.

1. Можно ли измерить вольтметром контактную разность потенциалов электронно-дырочного перехода.
2. Рассчитайте и постройте график зависимости удельного сопротивления кремния с концентрацией доноров 10^{14} см^{-3} в функции температуры от 200 К до 450 К с шагом 50 К.
3. Оцените длительность переходного процесса выключения диода Шоттки включенного последовательно с резистором 1 Ом и генератором напряжения $E(t)$ при изменении напряжения генератора от +10 В до -10 В, если известно, что ток насыщения диода составляет 10^{-5} А , сопротивление базы 0,05 Ом, барьерная емкость при $U=0$ равна 10 пФ.
4. Оцените плотность тока p^+-n-n^+ диода, при которой происходит инверсия знака температурного коэффициента прямого напряжения. Параметры диода: удельное сопротивление базы 5 Ом·см, крайних областей 0,02 Ом·см, толщина базы 100 мкм и время жизни дырок в базе 10 нс.
5. Определите отличия прямых ветвей ВАХ низковольтных и высоковольтных диодов, рассчитанных на одинаковые предельные прямые токи.
6. Оцените относительные изменения значения выпрямленного тока на частотах 10, 20 и 50 кГц по сравнению с низкочастотным значением, если известно, что время жизни дырок в базе диода с $p-n$ переходом равно 20 нс.
7. Рассчитайте и постройте зависимость барьерной емкости кремниевго диода с $p-n$ переходом от напряжения, если задано: удельное сопротивление n -базы 3 Ом·см, концентрация акцепторов в p -области 10^{19} см^{-3} , площадь перехода 0,1 см².
8. Почему импульсные диоды по сравнению с выпрямительными имеют повышенное значение статического обратного тока при прочих равных параметрах.
9. Оцените обратный ток кремниевго диода с $p-n$ переходом на верхней границе температурного диапазона, если его значение при комнатной температуре составляет 1 мкА.
10. Оцените значение емкости диода Шоттки при обратном напряжении 10 В. Параметры диода приведены в § 1.4.5,

БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Биполярный транзистор — это полупроводниковый прибор с двумя взаимодействующими переходами и тремя или более выводами, усилительные свойства которого обусловлены явлениями инжекции и экстракции неосновных носителей заряда.

2.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И КЛАССИФИКАЦИЯ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Биполярный транзистор является полупроводниковым прибором, состоящим из трех областей чередующегося типа электропроводности, которые образуют два $p-n$ перехода, расположенных в непосредственной близости один от

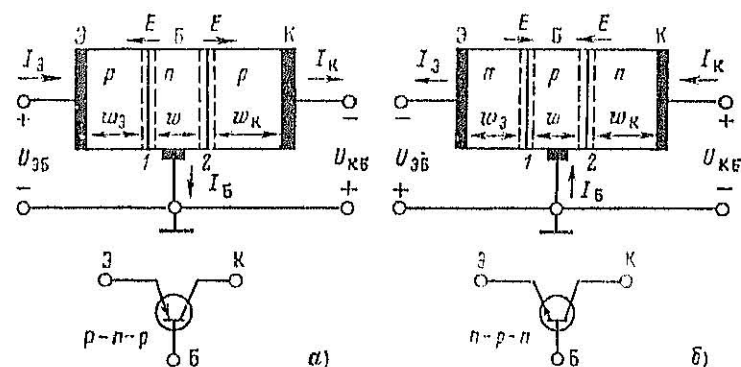


Рис. 2.1. Биполярные транзисторы в усилительной схеме и условные графические изображения:

а — $p-n-p$; б — $n-p-n$

другого. В зависимости от порядка расположения областей различают $p-n-p$ и $n-p-n$ транзисторы. Упрощенные структуры $p-n-p$ и $n-p-n$ транзисторов и их условные графические изображения приведены на рис. 2.1.

Название прибора «транзистор» составлено из двух английских слов: transfer — переносить, преобразовывать и resistor — сопротивление. В биполярных транзисторах, которые называют просто транзисторами, перенос электри-