

ВЫПРЯМЛЕНИЕ И УСИЛЕНИЕ ПЕРЕМЕННЫХ ТОКОВ С ПОМОЩЬЮ $p-n$ -ПЕРЕХОДОВ

§ 1. Статическая вольтамперная характеристика $p-n$ -перехода

Вследствие инжекции неосновных носителей вольтамперная характеристика $p-n$ -перехода становится очень нелинейной. При положительном внешнем напряжении («+» источника на p -области) дырки из p -области инжектируются в n -область и становятся там неосновными и неравновесными носителями. Они интенсивно рекомбинируют с электронами, концентрация которых в n -области велика, вследствие чего новые дырки могут легко входить из p -

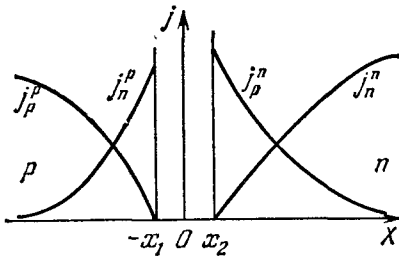


Рис. 8.1. Распределение дырочных и электронных токов в $p-n$ -переходе.

в n -область. То же самое имеет место для электронов, инжектированных из n - в p -область. Эти токи рекомбинации могут быть велики даже при малых внешних напряжениях, так как они не сопровождаются появлением заметного объемного заряда: заряд инжектированных дырок легко компенсируется перераспределением электронов в n -области, а заряд электронов — перераспределением дырок в p -области.

Для такого направления тока сопротивление перехода мало (*прямое*, или *прямое*, направление). Напротив, при отрицательном напряжении через переход поступают только неосновные носители: электроны — из p - в n -область и дырки — из n - в p -область. Образующий ими ток очень мал, и поэтому сопротивление перехода оказывается большим (*запорное*, или *обратное*, направление тока).

Распределение плотностей тока дырок и электронов в обеих областях показано на рис. 8.1, где различные токи отмечены двумя индексами: нижний индекс показывает, какими частицами образован ток, верхний индекс — к какой из областей перехода (p или n) он относится. Ток j_p^n (образованный дырками, инжектированными в n -область) максимален на границе n -области x_2 и затухает по мере удаления от границы вследствие рекомбинации дырок. При этом

в n -области возникает еще и ток электронов j_n^n , так как для поддержания рекомбинации дырок электроны должны все время поступать из электрода в n -область. Он минимален на границе x_2 и увеличивается с удалением от границы. Суммарный ток, возникающий от инжекции дырок в n -область, есть

$$j^{(p)} = j_p^n(x) + j_n^n(x) = \text{const.}$$

Аналогично, в p -области появляются ток инжектированных электронов j_n^p и ток дырок j_p^p , а суммарный ток от инжекции электронов в p -область равен

$$j^{(n)} = j_n^p(x) + j_p^p(x) = \text{const.}$$

Если рекомбинация в самом переходном слое пренебрежимо мала, то $j_n^n(x_2) = j_p^p(-x_1) = 0$ (как показано на рис. 8.1). Если она значительна, то

$$j_n^n(x_2) + j_p^p(-x_1) = j_r$$

есть ток от рекомбинации внутри переходного слоя. Он равен числу рекомбинирующих электронов и дырок в единицу времени внутри переходного слоя с толщиной $d = x_1 + x_2$ и единичной площадью, умноженному на элементарный заряд e .

Из сказанного видно, что полную плотность тока через переход можно представить в виде

$$j = j^{(p)} + j^{(n)} = j_p^n(x_2) + j_n^p(-x_1) + i_r. \quad (1.1)$$

Поэтому определение вольтамперной характеристики сводится к вычислению токов неосновных носителей только на границах перехода и тока рекомбинации j_r в самом переходном слое.

Расчет особенно прост при следующих условиях:

1) Малый уровень инжекции. При этом, в частности, время жизни τ_p и длину диффузии L_p дырок в n -области и, соответственно, τ_n и L_n в p -области можно считать постоянными.

2) Длины n - и p -областей больше длин диффузии L_p , L_n , так что инжектированные носители успевают рекомбинировать, не доходя до металлических электродов.

3) Толщина перехода $d \ll L_p$, L_n , так что в формуле (1.1) можно пренебречь током рекомбинации j_r в самом переходном слое.

Если токи через переход не слишком велики (оценка дана ниже), то при вычислении $j_p^n(x_2)$ и $j_n^p(-x_1)$ можно пренебречь дрейфом по сравнению с диффузией. Действительно, рассмотрим, например, распределение дырок в n -области. Оно выражается формулой вида (VII.9.3):

$$\delta p = [p(x_2) - p_n] \exp\left(-\frac{x-x_2}{l_p}\right),$$

где l_p есть длина затягивания дырок, определяемая формулой (VII.9.4). Поэтому для тока диффузии дырок в плоскости x_2 имеем

$$j_{\text{диф}}(x_2) = -eD_p \frac{d\delta p}{dx} \Big|_{x=x_2} = \frac{eD_p}{l_p} [p(x_2) - \bar{p}_n]. \quad (1.2)$$

Ток дрейфа в той же плоскости равен

$$j_{\text{др}}(x_2) = e\mu_p p(x_2) \mathcal{E}.$$

Если $p(x_2)$ значительно превышает равновесное значение \bar{p}_n , то отношение обоих токов есть

$$\frac{j_{\text{диф}}}{j_{\text{др}}} \simeq \frac{D_p}{l_p \mu_p \mathcal{E}} = \frac{1}{2} \frac{\lambda_p}{l_p} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{\lambda_p^2}{L_p^2}} - 1 \right).$$

Отсюда видно, что $j_{\text{диф}} \gg j_{\text{др}}$, если $\lambda_p/L_p \gg 1$. При этом $l_p \simeq L_p$. Отсюда получаем условие для поля:

$$\mathcal{E} \ll \frac{D}{\mu L_p} = \frac{kT}{eL_p}. \quad (1.3)$$

Для тонких $p-n$ -переходов концентрация $p(x_2)$ связана с напряжением на переходе u соотношением (VII.6.1):

$$p(x_2) - p_n = p_n (\exp \alpha u - 1),$$

где $\alpha = e/kT$. Поэтому из формулы (1.2) имеем

$$j_p = j_p(x_2) = \frac{eD_p p_n}{L_p} (\exp \alpha u - 1).$$

Для тока $j_n(-x_1)$ получается аналогичное выражение:

$$j_n(-x_1) \simeq \frac{eD_n n_p}{L_n} (\exp \alpha u - 1).$$

Полная плотность тока через переход равна

$$j = j_s (\exp \alpha u - 1), \quad (1.4)$$

где

$$j_s = \frac{eD_p p_n}{L_p} + \frac{eD_n n_p}{L_n}. \quad (1.5)$$

Формула (1.4) выражает вольтамперную характеристику тонкого $p-n$ -перехода при малых напряжениях. Зависимость j от u оказывается такой же самой, как и для случая контактов металл—полупроводник (ср. формулу (VI.12.12)), и не содержит вовсе параметров p - и n -областей. Однако свойства этих областей существенно влияют на величину тока насыщения j_s .

Происхождение тока насыщения в $p-n$ -переходах имеет простой физический смысл. При отрицательном напряжении в $p-n$ -переходе имеется потенциальный барьер для основных носителей;

так что дырки из p -области не могут переходить в n -область, а электроны из n -области не могут переходить в p -область (рис. 8.2).

Напротив, для неосновных носителей барьера нет, и поэтому все электроны, генерируемые в p -области и доходящие без рекомбинации до плоскости $-x_1$, будут затянuty в n -область, а дырки из n -области, достигающие плоскости x_2 , будут затянuty в p -область. Так как длина диффузии есть среднее расстояние, проходимое носителем заряда без рекомбинации, то число электронов, переходящих через единицу поверхности перехода в единицу времени, равно числу электронов, генерируемых в единицу времени в объеме цилиндра с единичной площадью основания и длиной образующей L_n . То же относится и к дыркам в n -области. Плотность образованного ими тока есть

$$j_s = e(L_n g_{nT} + L_p g_{pT}),$$

где g_{nT} и g_{pT} — темпы тепловой генерации электронов в p -области и, соответственно, дырок в n -области. Подставляя сюда

$$g_{nT} = \frac{n_p}{\tau_n}, \quad g_{pT} = \frac{p_n}{\tau_p}$$

(ср. (VII.2.4)) и учитывая, что $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$, $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, мы получаем формулу (1.5). Мы видим, что ток насыщения в тонком $p-n$ -переходе есть ток, обусловленный тепловой генерацией неосновных носителей заряда в p - и n -областях.

Если уровень инжекции нельзя считать малым или если ток от рекомбинации внутри перехода j_r не мал по сравнению с током насыщения j_s , то приведенные выше формулы становятся неприменимыми и должны быть заменены другими [1].

§ 2. $p - n$ -переход при переменном напряжении

Положим, что к $p-n$ -переходу приложено переменное напряжение $u(t)$, и найдем плотность тока, текущего через переход. Расчет проведем в тех же предположениях, что и в § 1. Для упрощения будем еще считать, что p -область сильно легирована ($p_p \gg n_n$), так что полный ток определяется только инжекцией дырок в n -область.

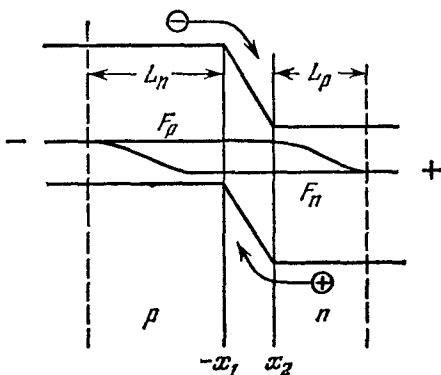


Рис. 8.2. $p - n$ -переход при обратном напряжении.