

втягивающему их $p - n$ -П.:

$$j_{ns} = en_p L_n / \tau_n = e \left(n_i^2 / p_p \right) D_n / L_n. \quad (6)$$

Здесь $n_p = n_i^2 / p_p$ — их равновесная концентрация в p -области, D_n , τ_n , L_n — коэф. диффузии, время жизни, длина диффузии в этой области ($L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$).

Если бы током j_{ns} и j_{ps} не противостояли бы обратные противотоки, то через $p - n$ -П. проходил бы ток насыщения плотностью $j_s = j_{ns} + j_{ps}$. Однако в отсутствие внеш. смещения токи неосновных носителей j_{ns} и j_{ps} полностью компенсируются токами основных носителей (электронов из n -области и дырок из p -области), идущими в обратную сторону и равными, следовательно, также j_{ns} и j_{ps} . Основные носители — дырки, переходящие из p -области в n -область, и электроны, идущие из n -области в p -область, преодолевают на своём пути потенциальный барьер высотой V_d и являются по своей природе термоэлектронной (термодырочной) эмиссией через этот барьер. Поэтому понижение барьера на величину U при прямом смещении приводит к увеличению каждого из этих токов в $\exp(eU/kT)$ раз (см. *Термоэлектронная эмиссия*) и не вызывает изменения токов неосновных носителей (для k -рых барьера нет). С учётом этого обстоятельства плотность полного тока через $p - n$ -П. можно выразить т. н. ф-лой Шокли (рис. 3):

$$j = j_s [\exp(eU/kT) - 1]. \quad (7)$$

При $U < 0$ и $e|U|/kT \gg 1$ токами термоэмиссии основных носителей через повышенный обратный смещение барьер (высотой $V_d + |U|$) можно пренебречь и считать, что плотность обратного тока обусловлена только термогенерац. токами неосновных носителей: $j = -j_s$ (рис. 4, кривая 3). При $U > 0$ и $eU/kT \gg 1$,

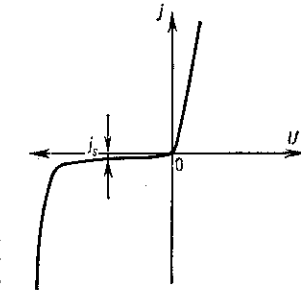


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) $p - n$ -перехода.

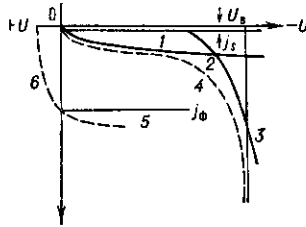


Рис. 4. Обратные токи $p - n$ -перехода; 1 — ток термоэмиссии в квазинейтральных областях; 2 — ток термоэмиссии в обеднённом слое; 3 — ток туннельной генерации; 4 — полный ток в отсутствие фотогенерации; 5 — фототок j_{ϕ} ; 6 — полный ток с учётом фототока.

наоборот, в ф-ле (7) можно сохранить только экспоненциальный член, описывающий термоэмиссию носителей из областей, где они являются основными, в области, где они становятся неосновными и где рекомбинируют за времена τ_p и τ_n на расстояниях L_p и L_n . Прямой ток, согласно (7), быстро растёт с ростом U . При значит. смещениях этот рост ограничивается сопротивлением p - и n -областей. Последнее уменьшается благодаря инжекции неосновных носителей $p - n$ -П. Из сравнения ф-л (5) и (6) видно, что гл. вклад в ток насыщения обычно даёт слабелегиров. сторона $p - n$ -П. с более низкой концентрацией основных носителей.

б) Генерация и рекомбинация в обеднённых слоях (механизм Шокли — Са-Нойса). Рекомбинационно-генерац. ток, описываемый ф-лой (7), не всегда доминирует. В широкозонных полупроводниках (с большой запрещённой зоной \mathcal{E}_g) при относительно низких темп-рах может преобладать термич. генерация и ре-

комбинация в самом обеднённом слое, а не в слоях с толщинами L_n и L_p . Хотя в таком полупроводнике, как кремний, L_n и L_p обычно сильно превосходят ширину обеднённого слоя $w(U)$, но скорость генерации и рекомбинации там может быть существенно выше, чем в квазинейтральных областях, из-за различия в заполнении примесных уровней электронами, ответственными за рекомбинацию. В этом случае при достаточно больших обратных смещениях ($eU/kT \gg 1$) справедлива ф-ла

$$j = -j_w = -2en_i w(U)/\tau, \quad (8)$$

где τ — время жизни неравновесных носителей в обеднённом слое, отличное в общем случае от τ_p и τ_n . Ток j_w может превышать j_s за счёт того, что n_i превышает n_p и p_n . Ток j_w не насыщается с ростом обратного смещения, а растёт по мере расширения обеднённого слоя [напр., в соответствии с ф-лами (3) и (4), рис. 4, кривая 2].

В прямом направлении ток, обусловленный рекомбинацией в обеднённом слое:

$$j \approx j_c \exp(eU/2kT). \quad (9)$$

Здесь $j_c \approx en_i l_E / \tau$, причём длина l_E по порядку величины равна «сжатой» длине диффузии носителей против внутр. поля $E_{вн}$: $l \sim kT/eE$. Коэф. 2 в знаменателе показателя экспоненты связан с тем, что носители, рекомбинирующие внутри обеднённого слоя, преодолевают не весь барьер, обусловленный полем в нём, а только его часть, высота к-рой с приложенным внеш. напряжением U уменьшается на $U/2$. Из-за этого с ростом U ток по ф-ле (9) растёт медленнее, чем ток по ф-ле (7), и даёт ему обогнать себя при достаточно больших смещениях.

в) Межзонное (зинеровское) туннелирование. Ток электронов через запрещённую зону полупроводника отсутствует только при классич. описании движения электронов проводимости и дырок в электрич. поле. Оно становится недостаточным с ростом напряжённости поля. Из-за туннелирования электронов сквозь запрещённую зону (эффект Зинера) тормозящийся в электрич. поле электрон проводимости, отразившись от дна зоны проводимости \mathcal{E}_c , имеет вероятность (тем большую, чем круче наклонены зоны) перейти в валентную зону (рис. 5, а). При одинаковых *эффективных массах* электрона и дырки вероятность туннелирования в однородном электрич. поле близка к вероятности туннелирования сквозь треугольный барьер, высота к-рого равна ширине запрещённой зоны \mathcal{E}_g , а толщина \mathcal{E}_g/eE тем меньше, чем больше напряжённость поля E .

Для реализации туннельного перехода необходимо наличие в валентной зоне дырок. Поэтому туннельный переход является туннельной рекомбинацией электрона из зоны проводимости с дыркой из валентной зоны. Такой рекомбинац. процесс не связан ни с передачей энергии колебаниям решётки (т. е. с её нагревом), ни с излучением света: энергия передаётся источнику электрич. поля. Обратный процесс — рождение электронно-дырочной пары за счёт энергии электрич. поля (туннельная или зинеровская генерация) — в условиях термодинамич. равновесия уравнивает рекомбинацию. Оба эти процесса в $p - n$ -П. при $U = 0$ имеют место лишь в случае, когда электронный газ в n -области и дырочный газ в p -области вырождены (рис. 5, б). Прямое смещение ведёт к преобладанию туннельной рекомбинации, а обратное смещение — к туннельной генерации. Туннельная составляющая тока такого перехода доминирует над прочими только тогда, когда он предельно резкий. Резкий $p - n$ -П. с вырожденным газом носителей по обе стороны лежит в основе *туннельного диода*, имеющего на прямой ветви вдоль вольт-амперной характеристики падающий участок N -типа (ВАХ, рис. 5, в).

В случае невырожденных n - и p -областей туннельный ток может преобладать только при достаточно боль-