

§ 3 «Вольтамперная характеристика р-п перехода»

Если области р-п перехода находятся при одной и той же температуре, при отсутствии приложенного к р-п-переходу напряжения, ток через него равен нулю, т.е. все потоки основных и неосновных носителей заряда компенсируют друг друга и встречные токи взаимно уравниваются. Однако равновесие нарушается, если к диоду с р-п переходом приложено внешнее напряжение. В этом случае обусловленное внешним источником напряжения электрическое поле складывается с внутренним контактным полем в переходе и, в зависимости от полярности внешнего источника, потенциальный барьер либо увеличивается, либо уменьшается. При прямой полярности внешнего источника потенциальный барьер уменьшается, и ток основных носителей заряда, диффундирующих против электростатических сил поля р-п перехода, возрастает. При обратном включении внутреннее поле р-п перехода складывается с внешним и величина потенциального барьера между р и п областями возрастает. Количество основных носителей, способных преодолеть барьер, уменьшается по мере роста высоты барьера и, в конце концов, становится равным нулю. Встречный ток J_o , создаваемый неосновными носителями, которые идут в направлении сил электростатического взаимодействия с полем р-п перехода и для которых не существует потенциального барьера, при изменении высоты барьера остается постоянным, он не зависит от высоты барьера и его величина определяется только числом неосновных носителей, попадающих в область пространственного заряда (n_p и p_n).

Для того чтобы на феноменологическом уровне описать вольтамперные характеристики диода с р-п переходом допустим, что все приложенное к диоду внешнее напряжение падает на р-п переходе. Поскольку сопротивление ОПЗ на несколько порядков выше, чем сопротивление толщи материала р и п областей и омических контактов к ним, это допущение вполне оправдано. Тогда изменение величины барьера будет соответствовать величине приложенного напряжения. Напряжение считается положительным, если плюс приложен к р области, а минус к п, и отрицательным при обратной полярности внешнего напряжения относительно р и п областей. Тогда высота потенциального барьера будет равна:

$$q(\varphi_k - U), \quad (2.6)$$

где φ_k – контактная разность потенциалов;
 U – внешнее напряжение.

Баланс токов через переход можно записать в виде:

$$\begin{aligned} J(U) &= J^{\text{диф}}(U) - J_o, \\ J^{\text{диф}}(U) &= J_o e^{\frac{qU}{kT}}, \\ J(U) &= J_o \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right). \end{aligned} \quad (2.7)$$

Значение предэкспоненциального множителя в выражении для J^{diff} принято равным J_0 , чтобы обеспечить при отсутствии напряжения на p-n переходе равенство нулю общего тока.

Формула (2.7) удовлетворительно описывает ВАХ p-n перехода и характеристики диода при малых токах, когда падение напряжения на прилегающих к переходу областях значительно меньше, чем падение напряжения на самом переходе. На рисунке 2.10 показаны вольтамперные характеристики (слева в линейном масштабе, справа в логарифмическом), построенные по (2.7) при значении $J_0 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ A/cm}^2$.

При $U > 0$ и $U > \phi$ единицей в (2.7) можно пренебречь и прямая ветвь p-n перехода хорошо описывается экспоненциальной зависимостью $J = J_0 \exp(U/\phi)$.

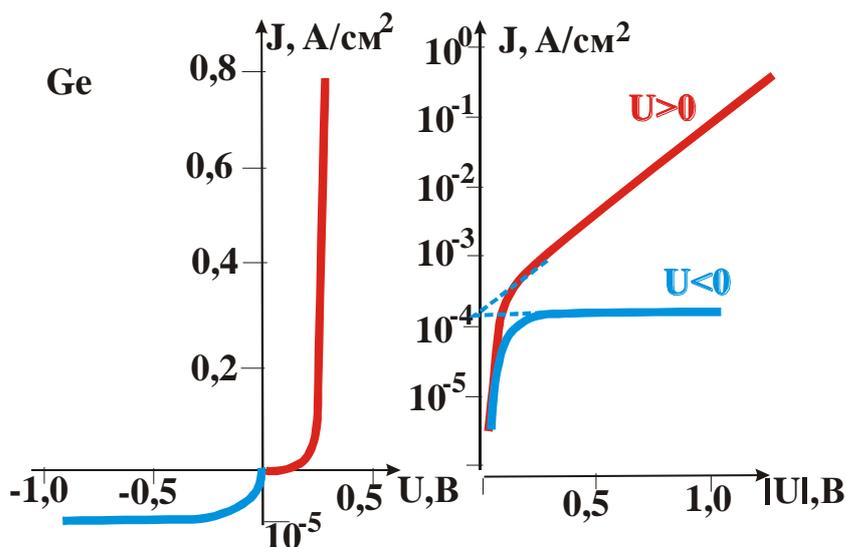


Рисунок 2.10 – Вольтамперная характеристика p-n перехода

Уравнение (2.7), описывающее вольтамперную характеристику p-n перехода является феноменологическим, т.е. оно получено на основе рассмотрения явлений (явление – *phenomena* *англ.*) происходящих в диоде, но оно не дает нам возможности связать характеристики диода с электрофизическими параметрами его областей. К электрофизическим параметрам материала относятся: концентрация носителей заряда (примесей), время их жизни, подвижность и т.д. Уравнение (2.7) так же не дает ответ на вопрос о температурной зависимости тока, поскольку нам неизвестна температурная зависимость тока J_0 .

Будем считать, что все приложенное внешнее напряжение U падает на p-n переходе, тогда высота барьера равна $q(\phi_k - U)$, см. (2.6). Связь граничной концентрации с высотой барьера должна иметь тот же вид, что и (2.4), поскольку при наложении напряжения $E_{Fn} - E_{Fp} = q(\phi_k - U)$:

$$p_n(0) = p_{p0} e^{-\frac{U_k - U}{u_t}} = p_{n0} e^{\frac{U}{u_t}}, \quad n_p(0) = n_{n0} e^{-\frac{U_k - U}{u_t}} = n_{p0} e^{\frac{U}{u_t}} \quad (2.8)$$

Из (2.8) видно, что при приложении к p-n переходу прямого напряжения $U > 0$ (часто говорят смещения, т.е. смещения уровней Ферми пропорционального приложенному напряжению) концентрация неосновных носителей на границе возрастает экспоненциально с напряжением (происходит их инжекция из соседней области).

При приложении к р-п переходу обратного смещения $U < 0$ концентрация неосновных носителей экспоненциально уменьшается, поскольку из соседней области носители перестают поступать, а все неосновные носители, генерируемые теплом в этой области, попав на границу ОПЗ, подхватываются электрическим полем и перебрасываются в соседнюю область.

Поскольку при обратном напряжении уже в 1 В граничная концентрация неосновных носителей заряда становится чрезвычайно малой (меньше одного электрона/дырки в 1 см^{-3}), будем считать, что при обратных напряжениях на р-п переходе превышающих 1 В граничные концентрации носителей заряда равны 0.

Из уравнений (2.8) легко можно определить значения напряжения на р-п переходе по значениям граничных концентраций:

$$U = u_t \ln \frac{p_{p0}}{p_n(0)}, \quad U = u_t \ln \frac{n_{n0}}{n_p(0)} \quad (2.9)$$

Эти уравнения можно рассматривать как еще одну форму записи граничных условий. При использовании (2.8) и (2.9) следует помнить, что в полупроводниковых приборах с хорошей степенью точности удовлетворяются равенства $n_{n0} \simeq Nd$, $p_{p0} \simeq Na$, тогда $p_{n0} \simeq n_i^2/Nd$ и $n_{p0} \simeq n_i^2/Na$. Таким образом, зная концентрации примеси, мы всегда можем рассчитать равновесные концентрации основных и неосновных носителей и величину контактной разности потенциалов (2.3). Зная же величину приложенного напряжения можно определить граничные концентрации носителей заряда (2.8)

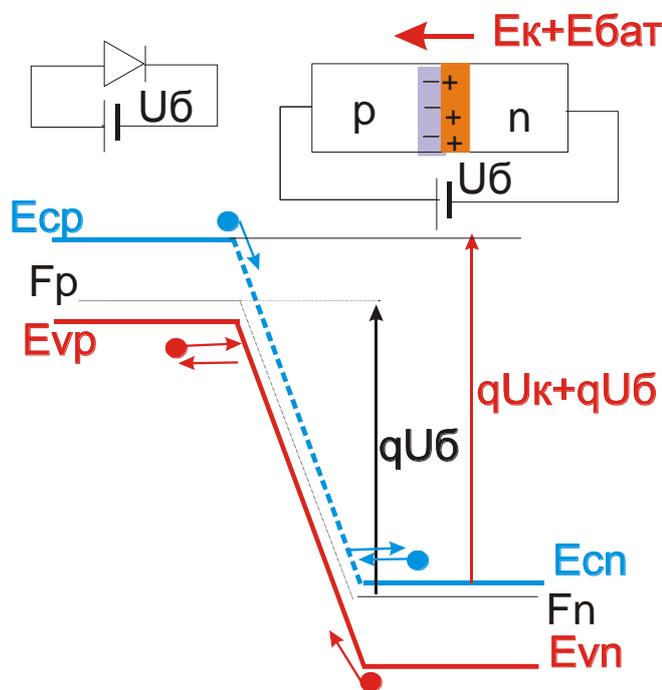


Рисунок 2.11 – Энергетическая диаграмма р-п перехода, к которому приложено обратное (увеличивающее высоту барьера) напряжение батареи U_6 .

На рисунке 2.11 показана энергетическая диаграмма р-п перехода, включенного в обратном направлении. Как видно из диаграммы при обратном включении электронные

уровни соседних областей получают дополнительное смещение друг относительно друга на величину потенциальной энергии qU_6 , соответствующей напряжению внешней батареи. При этом уровни Ферми в соседних зонах расходятся на величину qU_6 в направлении соответствующем увеличению высоты барьера. Теперь для всей системы единого уровня Ферми нет, это отражает тот факт, что равновесие между ее частями нарушено и количество переходящих через барьер в противоположных направлениях носителей зарядов не будет равно.

Рассмотрим случай, когда полярность внешней батареи изменяется на противоположную и к переходу приложено прямое напряжение $U > 0$ (рисунок 2.12). При этом создаваемое внешней батареей электрическое поле уменьшает электрическое поле, создаваемое контактной разностью потенциалов, и высота барьера уменьшается на величину напряжения батареи. Квазиуровни Ферми расходятся друг относительно друга на величину qU , но в другую сторону.

Как видно из (2.8) и рисунок 2.12 прямое смещение в пределе ведет к исчезновению потенциального барьера, поэтому в пределе оно не может быть больше величины контактной разности потенциалов ϕ_k . Действительно, в рассмотренной модели идеального p-n перехода сопротивление примыкающих к переходу легированных областей полагалось равным нулю и ток через переход определялся только свойствами барьера, поэтому когда барьер исчезает (его сопротивление стремится к нулю), то ток через переход должен стремиться к бесконечности. Для реальных диодов он будет ограничиваться сопротивлением легированных областей на которых будет дополнительное падение напряжения и в результате прямое падение напряжения на диоде может превышать контактную разность потенциалов.

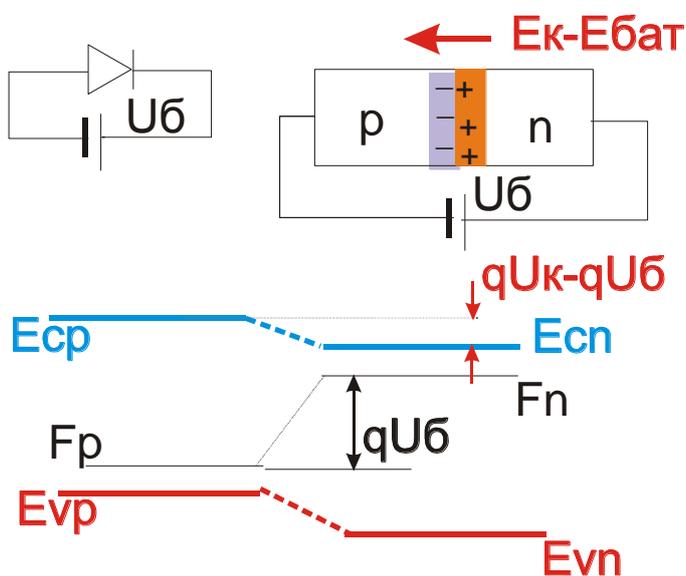


Рисунок 2.12 – Энергетическая диаграмма p-n перехода, к которому приложено прямое (уменьшающее высоту барьера) напряжение батареи U_6 .

Таким образом, создав в кристалле p-n переход, мы формируем потенциальный барьер, который дает средство для управления током. Причем, изменяя степень легирования областей, мы можем задавать условия для преимущественного протекания

через барьер электронных или дырочных потоков. Именно эти свойства избирательного управления потоками носителей заряда легли в основу большей части биполярных приборов.

При значительном обратном смещении высота барьера настолько велика, что тепловой энергии для преодоления барьера становится недостаточно и тогда начинает доминировать поток неосновных носителей заряда. Для создающих обратный ток перехода неосновных носителей нет барьера и поэтому те из них, которые дошли до перехода, подхватываются электрическим полем и перебрасываются в соседнюю область. Именно отсутствием для этих носителей барьера объясняется то, что обратный ток не зависит от приложенного напряжения. Обратный ток пропорционален концентрации неосновных носителей заряда, а темп генерации неосновных носителей определяется температурой, поэтому его часто называют тепловым:

$$p_n = \frac{n_i^2}{p_p} \cong \frac{N_c N_v}{N_a} e^{-\frac{E_g}{kT}}, \quad n_p = \frac{n_i^2}{n_n} \cong \frac{N_c N_v}{N_d} e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad (2.10)$$

Как следует из (2.10), обратный ток экспоненциально зависит от температуры. Наличие обратного тока ухудшает вентиляльные свойства p-n перехода, поэтому его стремятся уменьшить, взяв материал с большей запрещенной зоной. Так, например, в переходах на основе Si обратный ток примерно в тысячу раз меньше, чем в переходах на основе Ge. Однако, как следует из (2.10) сам ток с увеличением E_g уменьшается, однако его зависимость от температуры становится сильнее.

§ 4 «Влияние генерационно-рекомбинационных процессов на ВАХ p-n перехода»

Для обратных токов электронов и дырок можно написать:

$$J_{sp} = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} = \frac{qD_p L_p p_{n0}}{L_p^2} = \frac{q p_{n0} L_p}{\tau_p} \quad (2.11)$$

$$J_{sn} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} = \frac{qD_n L_n n_{p0}}{L_n^2} = \frac{q n_{p0} L_n}{\tau_n}$$

Физический смысл правой части уравнения (2.11) заключается в том, что обратный ток создается неосновными носителями, генерируемыми в примыкающих к области пространственного перехода области n и p баз диода на расстоянии диффузионных длин от него. Предполагалось, что генерацией неосновных носителей заряда в обедненной области длиной d можно пренебречь. Это условие действительно справедливо для случая когда $L_p \gg d$ или $L_n \gg d$ или когда высока концентрация p_{n0} , n_{p0} , т.е. ширина запрещенной зоны не очень велика (например, в Ge). Однако для таких материалов как Si и GaAs генерационно-рекомбинационный ток в ОПЗ может быть сравним с током насыщения диода, создаваемым n_p и p_n .

Для обратного тока, возникающего за счет генерационно-рекомбинационных процессов в области пространственного заряда можно записать:

$$J_{gr0}(U) = \frac{q n_i w(U)}{\tau_{eff}}, \quad (2.12)$$

где n_i – концентрация носителей заряда в ОПЗ (допускается, что его проводимость близка к собственной),

τ_{eff} – эффективное время жизни электронно-дырочных пар в ОПЗ, $w(U)$ – ширина ОПЗ.

Для оценки эффективного времени жизни носителей в ОПЗ можно воспользоваться следующей формулой:

$$\tau_{eff} = 2\sqrt{\tau_n \tau_p} \left(\frac{E_t - E_i}{kT} + \frac{1}{2} \ln \frac{\tau_p}{\tau_n} \right). \quad \tau_{eff} \cong \sqrt{\tau_n \tau_p} \ln \frac{\tau_p}{\tau_n}, \text{ если } E_t \cong E_i$$

Ширина ОПЗ рассчитывается следующим образом:

$$W(U) = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(N_a + N_d)(U_k - U)}{qN_a N_d}}$$

При включении p-n перехода в прямом направлении рекомбинация носителей так же может иметь существенное значение в широкозонных полупроводниках.

Обычно влияние генерационно-рекомбинационного тока на ВАХ описывают соотношением:

$$J_{gr} = J_{gr0} \left(e^{\frac{U}{\mu_t}} - 1 \right) \quad (2.13)$$

Общий ток равен сумме диффузионной и генерационно-рекомбинационной компонент.