

Лекция 3.

Электрические процессы в p - n -переходе при наличии внешнего напряжения

Подключение к p - n -структуре внешнего напряжения (напряжения смещения) приводит к изменению условий переноса заряда через p - n -переход. Существенную роль при этом играет полярность внешнего напряжения, с которой оно прикладывается к p - n -переходу.

Прямая ветвь вольт-амперной характеристики p - n -перехода

Рассмотрим случай, когда внешнее напряжение подключено к p - n -структуре в прямом направлении, т.е. плюсом источника к выводу p -области, а минусом источника — к выводу n -области (рис. 2.2, а). При таком подключении источника создаваемое им электрическое поле направлено противоположно внутреннему полю в переходе, что приводит к уменьшению результирующего поля в p - n -переходе. Объемный заряд обоих знаков, сосредоточенный в переходе по разные стороны границы раздела, будет определяться не только величиной φ_0 , обуславливаемой, как было показано, диффузионным движением носителей заряда под действием разности их концентраций в приграничных слоях, но и внешним напряжением U_a . Если пренебречь падением напряжения в слоях p - и n -структуры, то объемному заряду в переходе будет отвечать напряжение $\varphi_0 - U_a$, меньшее, чем в отсутствие внешнего источника. Следовательно, уменьшится и обусловленный напряжением объемный заряд в p - n -переходе.

Величина $\varphi_0 - U_a$ определяет высоту потенциального барьера в p - n -переходе при включении внешнего напряжения в прямом направлении (рис. 2.2, б). Уменьшение объемного заряда (потенциального барьера) проявляется в сужении p - n -перехода, которое происходит в основном за счет n -слоя, как более высокоомного.

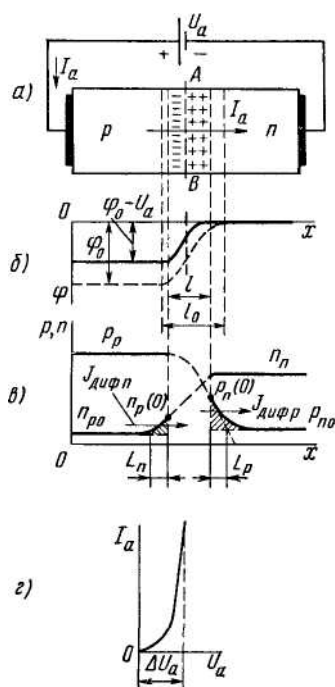


Рис. 2.2. Полупроводниковый диод при подключении внешнего напряжения в прямом направлении

Уменьшение потенциального барьера облегчает переход основных носителей заряда под действием диффузии через границу раздела в соседние области, что приводит к увеличению диффузионного тока через p - n -переход (рис. 2.2, в). Указанное явление называют **инжекцией носителей заряда** через p - n -переход.

Вместе с тем дрейфовый ток через p - n -переход, создаваемый потоками неосновных носителей заряда, подходящих из приграничных слоев толщиной L к p - n -переходу, остается без изменения. Разность диффузионного и дрейфового токов определяет результирующий прямой ток через p - n -переход (прямой ток диода). Плотность прямого тока

$$J_a = J_{\text{диф}} - J_{\text{др}}. \quad (2.2)$$

С повышением приложенного внешнего напряжения диффузионный ток увеличивается (так как уменьшившийся потенциальный барьер способны преодолеть основные носители заряда, обладающие меньшей энергией), в связи с чем возрастает прямой ток через p - n -переход. Примерный вид прямой ветви вольт-амперной характеристики p - n -перехода показан на рис. 2.2, г (ток I_a на рис. 2.2 равен произведению плотности тока J_a через p - n -переход на площадь его сечения S).

В кремниевых диодах величина ϕ_0 выше, чем в германиевых. Одинаковая величина внешнего напряжения U_a здесь создает меньшее относительное снижение потенциального барьера, чем в германиевых диодах, и обуславливает меньший прямой ток при одинаковой площади p - n -перехода.

Большая величина φ_0 является одной из причин большего падения напряжения ΔU_a в кремниевых переходах (0,8—1,2 В) по сравнению с германиевыми переходами (0,3—0,6 В) при протекании тока в прямом направлении. Таким образом, падение напряжения ΔU_a не превышает 1,2 В, что выгодно отличает их от переходов других типов, в частности электровакуумных и газоразрядных (ионных).

Рассмотрим распределение неравновесных концентраций носителей заряда в прилегающих к p - n -переходу слоях (рис. 2.2, в), создаваемых диффузией носителей через смещенный в прямом направлении p - n -переход. Это важно для лучшего уяснения вида прямой ветви вольт-амперной характеристики перехода и представления общей картины протекания тока через переход в цепи с внешним источником.

При прямом смещении p - n -перехода диффузионные составляющие тока существенно превышают дрейфовые составляющие. В связи с этим избыточные концентрации неравновесных носителей заряда в прилегающих к p - n -переходу слоях, создаваемые диффузией носителей через p - n -переход, будут значительно превышать снижение концентрации одноименных (неосновных) носителей заряда, создаваемое вследствие их ухода через p - n -переход за счет дрейфа. Иными словами, граничные концентрации электронов $n_p(0)$ и дырок $p_n(0)$, а также распределение концентрации $n_p(x)$ и $p_n(x)$ в прилегающих к переходу слоях (рис. 1.9, б) будут определяться входящими в эти слои в результате диффузии через p - n -переход электронами и дырками.

Граничные концентрации входящих в p -слой электронов $n_p(0)$ и в n -слой дырок $p_n(0)$ влияют на градиенты концентрации неравновесных носителей заряда на границе с p - n -переходом и тем самым согласно (1.8) определяют соответственно диффузионные составляющие токов $J_{\text{диф}n}$ и $J_{\text{диф}p}$, протекающие через p - n -переход.

Граничные концентрации неосновных носителей заряда связаны с прямым напряжением на p - n -переходе соотношениями

$$n_p(0) = n_{p0} e^{U_a/\varphi_T}, \quad (2.3)$$

$$p_n(0) = p_{n0} e^{U_a/\varphi_T}, \quad (2.4)$$

где n_{p0} — равновесная концентрация электронов в p -слое; p_{n0} — равновесная концентрация дырок в n -слое.

Экспоненциальный характер зависимости граничных концентраций от приложенного прямого напряжения определяет экспоненциальную зависимость от него диффузионных составляющих, а следовательно, и анодного тока на прямой ветви вольт-амперной характеристики (рис. 2.2, з).

Диффундируя в глубь слоев, неравновесные электроны рекомбинируют с дырками p -слоя, а неравновесные дырки — с электронами n -слоя. В связи с этим концентрации неравновесных носителей заряда уменьшаются по экспоненциальному закону до значений равновесных концентраций (рис. 2.2,

в). На расстоянии диффузионных длин L_n и L_p их концентрации уменьшаются в e раз.

В несимметричном p - n -переходе концентрация дырок в p -слое на несколько порядков превышает концентрацию электронов в n -слое ($p_p \gg n_n$), а для концентраций неосновных носителей заряда характерно обратное соотношение: $n_{p0} \ll p_{n0}$. Этим объясняется, что в несимметричном переходе граничная концентрация $p_n(0) \gg n_p(0)$ и ток через p - n -переход создается в основном диффузией дырок из p -слоя в n -слой (дырочной составляющей диффузионного тока), p -слой, осуществляющий эмиссию дырок через p - n -переход, называют **эмиттером**. Поскольку основой при получении p - n -структуры диода обычно служит полупроводниковый материал n -типа, n -слой называют **базой**.

Неравновесная концентрация дырок в близлежащем к p - n -переходу слое базы создает положительный заряд. Его компенсируют вошедшие под действием сил электрического притяжения электроны от отрицательного полюса источника, в связи с чем базовый слой остается электрически нейтральным. Эти электроны увеличивают концентрацию основных носителей заряда в примыкающем к p - n -переходу базовом слое (на рис. 2.2, в не показано). Ее распределение вдоль оси x соответствует распределению вдоль этой оси концентрации неравновесных дырок, вызванной их диффузией через p - n -переход.

Непрерывная диффузия дырок через p - n -переход, и их рекомбинация с электронами в прилегающем слое базы создают непрерывный приток электронов от отрицательного полюса источника, а следовательно, и ток в рассматриваемом участке цепи. Таким образом, в то время как прямой ток в p - n -переходе определяется диффузионным током дырок, ток в основной части базового слоя и внешнем выводе обуславливается дрейфовым током электронов. В примыкающем к p - n -переходу базовом слое прямой ток равен сумме диффузионного тока дырок и дрейфового тока электронов. Уменьшение дырочной диффузионной составляющей тока по мере удаления от границы p - n -перехода объясняется уменьшением градиента концентрации дырок вследствие их рекомбинации с электронами. Описанное явление обычно наблюдается при относительно большой ширине n -слоя в так называемых **переходах с толстой базой**.

В **переходах с тонкой базой**, когда ее толщина соизмерима с диффузионной длиной дырок L_p (рис. 2.2, в), большинство дырок успевает в результате диффузии пройти базу без рекомбинации, в связи с чем ток в базе будет преимущественно определяться диффузионным током дырок.

Подобные процессы наблюдаются и в слое эмиттера. Избыточная концентрация электронов, созданная в прилегающей к p - n -переходу области под действием диффузии, компенсируется повышением там концентрации дырок (на рис. 2.2, в не показано). Однако для несимметричного p - n -перехода

роль электронной составляющей диффузионного тока в общем токе, протекающем через переход, мала. Ее роль незначительна и в токе, протекающем через эмиттерный слой. Ток через эмиттерный слой обуславливается в основном дрейфовым током дырок ввиду существующей в этом слое напряженности электрического поля от внешнего источника.

Обратная ветвь вольт-амперной характеристики перехода

При подключении к диоду источника внешнего напряжения в обратном направлении (рис. 2.3, а) потенциальный барьер возрастает на величину U_b и становится равным $(\varphi_0 + U_b)$ (рис. 2.3, б). При этом увеличиваются объемный заряд в p - n -переходе и его ширина. Возросший потенциальный барьер затрудняет прохождение через p - n -переход основных носителей заряда, вследствие чего диффузионный ток, создаваемый этими носителями, уменьшается. Дрейфовый же ток, обусловленный концентрациями неосновных носителей заряда по обе стороны перехода ($J_{др} = J_{др p} + J_{др n}$), можно считать неизменным (рис. 2.3, в). Однако теперь он будет превышать диффузионный ток. Через диод будет протекать ток в обратном направлении:

$$J_b = J_{др} - J_{диф}. \quad (2.5)$$

Обратная ветвь вольт-амперной характеристики перехода показана на рис. 2.3, г. При небольших обратных напряжениях (участок 0—1) увеличение обратного тока наблюдается за счет уменьшения диффузионной составляющей. При обратном напряжении, соответствующем точке 1 и большем, основные носители заряда не способны преодолеть потенциальный барьер, в связи с чем диффузионный ток равен нулю. Этим объясняется отсутствие роста обратного тока при увеличении обратного напряжения (участок характеристики левее точки 1).

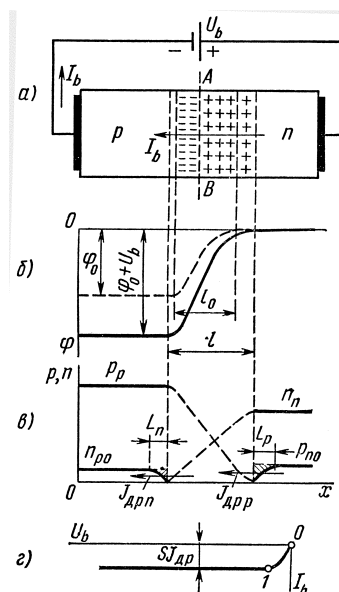


Рис. 2.3. Полупроводниковый диод при подключении внешнего напряжения в обратном направлении: *а* — схема включения; *б* — потенциальный барьер при обратном напряжении;
в — распределение концентраций носителей заряда;
г — обратная ветвь вольт-амперной характеристики

Приведенная на рис. 2.3, *в* диаграмма распределения концентраций соответствует обратным напряжениям, превышающим напряжение в точке 1. Она подтверждает неизменность обратного тока на рассматриваемом участке. В отсутствие инжекции распределение концентраций носителей заряда в прилегающих к *p-n*-переходу слоях характеризуется уменьшением концентраций неосновных носителей вследствие их ухода через *p-n*-переход. На границах *p-n*-перехода для неосновных носителей заряда действует ускоряющее поле *p-n*-перехода, вследствие чего их концентрация там равна нулю. Поскольку в прилегающих к *p-n*-переходу слоях полупроводник должен оставаться электрически нейтральным, уменьшение в них концентрации неосновных носителей заряда вызывает аналогичное уменьшение концентрации основных носителей заряда. Однако ввиду существенно большей концентрации основных носителей заряда это снижение слабо отражается на их значениях (на рис. 2.3, *б* не показано).

Составляющие дрейфового тока ($J_{др\ p}$ и $J_{др\ n}$) создаются неосновными носителями заряда (дырками и электронами), диффундирующими к границам *p-n*-перехода из прилегающих к ним слоев. Они определяются по градиентам концентрации неосновных носителей заряда на границах *p-n*-перехода, т.е. из условия их диффузии в направлении перехода, и не зависят от приложенного напряжения U_b .

Обратный ток, создаваемый неосновными носителями заряда, зависит от их концентраций в *p*- и *n*-слоях, а также от рабочей поверхности *p-n*-перехода. Этим объясняется тот факт, что в мощных диодах, имеющих большую площадь *p-n*-перехода, обратный ток больше, чем в маломощных. Поскольку концентрация неосновных носителей заряда является функцией температуры кристалла, обратный ток диода также зависит от температуры. По этой причине обратный ток иногда называют тепловым. Увеличение обратного тока с ростом температуры подчиняется примерно экспоненциальному закону.

Как известно концентрация неосновных носителей заряда уменьшается с ростом ширины запрещенной зоны на энергетической диаграмме полупроводника. Ширина запрещенной зоны в кремнии (1,12 эВ) больше, чем в германии (0,72 эВ). В силу этого обратный ток в кремниевых переходах на несколько порядков меньше, чем в германиевых, и кремниевые переходы допускают эксплуатацию при более высокой температуре полупроводниковой структуры (135—140°C против 50—60°C у германиевых переходов). Кроме того, кремниевые переходы применимы при более высоких обратных напряжениях, чем германиевые (2500—3500 В против наибольших значений 500—600 В у германиевых переходов).

Полная вольт-амперная характеристика перехода

Полная вольт-амперная характеристика полупроводникового перехода приведена на рис. 2.4. От характеристики идеального диода она отличается наличием некоторого падения напряжения на приборе при пропускании прямого тока и обратного тока в случае приложения обратного напряжения.

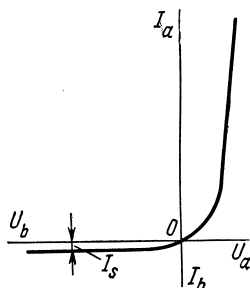


Рис. 2.4. Идеализированная вольт-амперная характеристика диода

Как известно, прямой ток перехода создается основными, а обратный — неосновными носителями заряда. Концентрация основных носителей заряда на несколько порядков превышает концентрацию неосновных носителей. Этим и обуславливаются вентиляльные свойства p - n -перехода.

Проведенному техническому анализу вольт-амперной характеристики перехода соответствует ее запись в аналитической форме:

$$I_a = I_s (e^{U/\varphi_T} - 1), \quad (2.6)$$

где $I_s = sJ_{др}$ — ток насыщения (тепловой ток), создаваемый неосновными носителями заряда; φ_T — тепловой потенциал.

При $U = 0$ согласно соотношению (2.6) $I_a = 0$. В случае приложения прямого напряжения ($U = U_a > 0$) в (2.6) единицей можно пренебречь и зависимость $I_a(U_a)$ будет иметь экспоненциальный характер. В случае обратного напряжения ($U = U_b < 0$) можно не учитывать достаточно малую величину e^{-U/φ_T} и тогда $I_a = I_b = -I_s$.

Учет дополнительных факторов, влияющих на вольт-амперную характеристику перехода

В проведенном анализе, позволяющем главным образом объяснить принцип действия p - n -перехода, не учитывались некоторые факторы, отражающиеся на его реальной вольт-амперной характеристике.

На прямую ветвь вольт-амперной характеристики перехода оказывает влияние объемное сопротивление слоев p - n -структуры (особенно при больших токах), увеличивающее падение напряжения ΔU_a на диоде. В кремниевых диодах это влияние более значительно, чем в германиевых, так как из-за меньшей подвижности носителей заряда удельное сопротивление кремния выше. С учетом падения напряжения в слоях в кремниевых диодах

при протекании прямого тока $\Delta U_a = 0,8 \div 1,2$ В, а в германиевых $\Delta U_a = 0,3 \div 0,6$ В.

На обратную ветвь вольт-амперной характеристики перехода оказывают влияние ток утечки через поверхность p - n -перехода и генерация носителей заряда, которая является причиной возможного пробоя p - n -перехода. Оба фактора приводят к тому, что обратная ветвь вольт-амперной характеристики диода принимает вид, показанный на рис. 2.5.

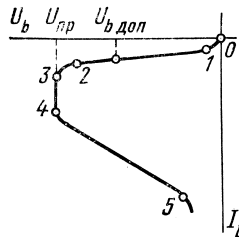


Рис. 2.5. Обратная ветвь вольт-амперной характеристики реальных переходов

Ток утечки связан линейной зависимостью с напряжением U_b . Он создается различными загрязнениями на внешней поверхности p - n -структуры, что повышает поверхностную электрическую проводимость p - n -перехода и обратный ток через переход. Эта составляющая обратного тока обуславливает появление наклонного участка 1—2 на характеристике диода (рис. 2.5).

Влияние генерации носителей заряда в p - n -переходе обычно сказывается при повышенных обратных напряжениях. Оно проявляется вначале в нарушении линейной зависимости изменения обратного тока от напряжения U_b (участок 2—3), а затем в резком возрастании обратного тока (участок 3—5), характеризующем пробоем p - n -перехода.

В зависимости от причин, вызывающих появление дополнительных носителей заряда в p - n -переходе, различают электрический пробой и тепловой пробой. Электрический пробой, в свою очередь, может быть лавинным или туннельным. Рассмотрим эти виды пробоя.

Лавинный пробой обусловлен лавинным размножением носителей в p - n -переходе в результате ударной ионизации атомов быстрыми носителями заряда. Он происходит следующим образом. Неосновные носители заряда, поступающие в p - n -переход при действии обратного напряжения, ускоряются полем и при движении в нем сталкиваются с атомами кристаллической решетки. При соответствующей напряженности электрического поля носители заряда приобретают энергию, достаточную для отрыва валентных электронов. При этом образуются дополнительные пары носителей заряда — электроны и дырки, которые, ускоряясь полем, при столкновении с атомами также создают дополнительные носители заряда. Описанный процесс носит лавинный характер.

Лавинный пробой возникает в широких p - n -переходах, где при движении под действием электрического поля носители заряда, встречаясь с большим

количеством атомов кристалла, в промежутке между столкновениями приобретают достаточную энергию для их ионизации.

В основе туннельного пробоя лежит непосредственный отрыв валентных электронов от атомов кристаллической решетки под действием сильного электрического поля. Образующиеся при этом дополнительные носители заряда (электроны и дырки) увеличивают обратный ток через p - n -переход. Туннельный пробой развивается в узких p - n -переходах, где при сравнительно небольшом обратном напряжении имеется высокая напряженность поля.

Лавинный и туннельный пробой сопровождаются появлением почти вертикального участка 3—4 на обратной ветви вольт-амперной характеристики (рис. 2.5). Причина этого заключается в том, что небольшое повышение напряжения на p - n -переходе вызывает более интенсивную генерацию в нем носителей заряда при лавинном или туннельном пробое.

Оба эти вида пробоя являются обратимыми процессами. Это означает, что они не приводят к повреждению перехода и при снижении напряжения его свойства сохраняются.

Тепловой пробой возникает за счет интенсивной термогенерации носителей в p - n -переходе при недопустимом повышении температуры. Процесс развивается лавинообразно и ввиду неоднородности p - n -перехода обычно носит локальный характер. Лавинообразное развитие теплового пробоя обуславливается тем, что увеличение числа носителей заряда за счет повышения температуры вызывает увеличение обратного тока и, следовательно, еще больший разогрев участка p - n -перехода. Процесс заканчивается расплавлением этого участка и выходом прибора из строя.

Тепловой пробой может произойти в результате перегрева отдельного участка p - n -перехода вследствие протекания большого обратного тока при лавинном или туннельном пробое (участок 4—5 на рис. 2.5). Тепловой пробой здесь является следствием недопустимого повышения обратного напряжения (перенапряжения). Велика вероятность наступления теплового пробоя при общем перегреве p - n -перехода ввиду ухудшения, например, условий теплоотвода.

В этом случае он может произойти при меньшем напряжении U_b , минуя стадии лавинного или туннельного пробоя.

Возможность теплового пробоя p - n -перехода учитывается указанием в паспорте на прибор допустимого обратного напряжения $U_{b \text{ доп}}$ и температурного диапазона работы. Величина допустимого обратного напряжения устанавливается с учетом исключения возможности электрического пробоя и составляет $(0,5 \div 0,8) U_{пр}$.

Емкости p - n -перехода

Емкость p - n -перехода равна сумме так называемых барьерной и диффузионной емкостей.

Барьерная (или зарядная) емкость характеризуется сосредоточением по обе стороны границы раздела p - и n -слоев объемных зарядов, создаваемых ионами примесей. Физическим аналогом; барьерной емкости приближенно может служить емкость плоского конденсатора.

Наличие барьерной емкости проявляется протеканием тока через p - n -переход вследствие изменения объемных зарядов (а следовательно, ширины p - n -перехода) при изменении напряжения на переходе и определяется соотношением $C_b = dQ/dU$. Зарядная емкость возрастает с уменьшением толщины p - n -перехода, т.е. при снижении обратного напряжения. Она выше при прямых напряжениях, чем при обратных. Величина барьерной емкости зависит от площади p - n -перехода и может составлять десятки и сотни пикофард. Зависимость барьерной емкости p - n -перехода от обратного напряжения используется в варикапах (параметрических диодах), применяемых в качестве конденсаторов переменной емкости, управляемых напряжением.

В отличие от барьерной емкости, определяемой шириной области объемного заряда p - n -перехода, диффузионная емкость обуславливается изменением суммарных зарядов неравновесных электронов и дырок соответственно слева и справа от p - n -перехода в результате изменения напряжения на нем (см. рис. 2.2, в). Так как эти заряды создаются за счет диффузии (инъекции) носителей через p - n -переход, диффузионную емкость следует учитывать при прямом напряжении смещения. В несимметричных p - n -переходах, для которых $p_p \gg n_n$, диффузионная емкость определяется преимущественно суммарным зарядом неравновесных дырок в n -слое, величина которого изменяется при изменении прямого напряжения.

Величина диффузионной емкости зависит от протекающего через p - n -переход прямого тока и может составлять сотни и тысячи пикофард, т.е. она существенно больше барьерной емкости. Таким образом, при прямых напряжениях смещения емкость p - n -перехода определяется в основном диффузионной емкостью, а при обратных напряжениях, когда диффузионная емкость равна нулю, — барьерной емкостью.