

Федеральное агентство по образованию

Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет «ЛЭТИ»

**РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ**

Методические указания

Санкт-Петербург
2006

Федеральное агентство по образованию

Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет «ЛЭТИ»

**РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ**

**Методические указания
по курсовому проектированию**

Санкт-Петербург
Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ»
2006

Расчет параметров активных элементов электронной техники: Методические указания по курсовому проектированию / Сост: И.И. Зятков, О. А. Изумрудов, Л.А. Марасина. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2006. 60 с.

Рассмотрены принцип действия и основные физические процессы, определяющие свойства и области применения активных элементов электронной техники (диодов, транзисторов, тиристоров). Даны рекомендации по расчету геометрических и электрических параметров и характеристик активных элементов. Приводятся расчетные формулы, полученные с использованием физически обоснованных допущений и различных методов упрощения.

Предназначены для выполнения курсовой работы по дисциплине «Твердотельная электроника» для студентов, обучающихся по специальностям 200100 «Микроэлектроника и твердотельная электроника», 071400 «Физическая электроника» и 201900 «Микро-системная техника», по направлению 654100 «Электроника и микроэлектроника».

Утверждено
редакционно-издательским советом университета
в качестве методических указаний

© СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2006

Введение

Методические указания составлены для выполнения курсовых проектов по дисциплине «Твердотельная электроника», входящей в план подготовки специалистов по направлению 654100 «Электроника и микроэлектроника» по специальностям: 200100 «Микроэлектроника и твердотельная электроника», 071400 «Физическая электроника» и 201900 «Микросистемная техника».

Практические занятия и курсовой проект по данной дисциплине должны способствовать закреплению теоретических знаний и развитию навыков проектирования и расчета активных элементов интегральных схем. В настоящее время как дискретные полупроводниковые приборы, так и элементы твердотельных интегральных микросхем изготавливаются по планарно-эпитаксиальной технологии, что приводит к неравномерному распределению примесей в них и необходимости применения численных методов расчета параметров приборов. В методических указаниях расчетные формулы составлены с учетом ряда допущений, касающихся как характера физических процессов в полупроводниковых элементах, так и их конструктивно-технологических особенностей, что позволило представить эти соотношения в форме, пригодной для аналитических расчетов. Студенты должны иметь представление о принятых физических допущениях, упрощающих расчеты, и пределах применимости расчетных зависимостей. Соответственно, в пояснительной записке к курсовому проекту должны быть отражены ограничения, связанные с использованием тех или иных формул.

Пояснительная записка должна оформляться в соответствии с требованиями ЕСКД и содержать следующие разделы:

1. Введение, в котором даются определение прибора, рассматриваются его функциональное назначение и области применения.
2. Краткое описание структуры и метода формирования элемента.
3. Описание принципа действия, режимов работы, основных параметров и характеристик активного элемента.
4. Расчет электрофизических параметров материала и геометрических размеров областей, входящих в структуру элемента.
5. Расчет электрических параметров элемента и его характеристик.
6. Примеры применения прибора в электрических схемах.
7. Заключение.

1. РАСЧЕТ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ

Общие сведения. Полупроводниковым диодом называют полупроводниковый прибор с одним выпрямляющим электрическим переходом и двумя выводами.

В качестве переходов с выпрямляющими свойствами используют p – n -переходы, гетеропереходы, а также переходы металл – полупроводник. Диоды на основе p – n -переходов находят наибольшее применение.

В зависимости от технологических процессов, использованных при их изготовлении, различают сплавные и микросплавные, диффузионные и эпитаксиальные диоды. Перспективным методом формирования p – n -переходов является метод ионной имплантации примесей. Сплавная технология в настоящее время имеет ограниченное применение.

По характеру распределения концентрации примесей различают резкие и плавные p – n -переходы. Переход, в котором толщина области изменения концентрации примеси значительно меньше толщины p – n -перехода, называют резким p – n -переходом. Переход, в котором толщина области изменения концентрации примеси сравнима с толщиной p – n -перехода или больше ее, называют плавным p – n -переходом.

По соотношению концентраций основных носителей заряда или соответствующих примесей в p - и n -областях различают симметричные и несимметричные p – n -переходы. У симметричных p – n -переходов концентрации основных носителей заряда в прилегающих к переходу p - и n -областях приблизительно равны. Для несимметричных p – n -переходов эти концентрации сильно различаются. Низкоомную область диодов называют эмиттером, а высокоомную – базой.

Диоды подразделяют на диоды с толстой базой и диоды с тонкой базой. Диод с толстой базой – это диод, толщина базы которого значительно превышает диффузионную длину неосновных носителей заряда в ней. Диод с тонкой базой – это диод, толщина базы которого значительно меньше диффузионной длины неосновных носителей заряда в ней.

В зависимости от соотношения линейных размеров выпрямляющего электрического перехода и характеристической длины (наименьшей из двух величин – толщины базы и диффузионной длины неосновных носителей заряда в базе) различают плоскостные и точечные диоды. Плоскостным называют диод, у которого линейные размеры, определяющие площадь выпрям-

ляющего электрического перехода, значительно больше характеристической длины. Точечным называют диод, у которого линейные размеры, определяющие площадь выпрямляющего электрического перехода, значительно меньше характеристической длины.

По функциональному назначению диоды делят на стабилитроны, варикапы, фотодиоды, светодиоды, диоды Ганна, выпрямительные, импульсные, смесительные, детекторные, переключающие, умножительные, модуляторные и т. д.

1.1. Расчет выпрямительного диода

Выпрямительными называют диоды, предназначенные для преобразования переменного тока в постоянный, к быстрдействию, емкости p – n -перехода и стабильности параметров которых обычно не предъявляют специальных требований.

По значению выпрямленного тока выпрямительные диоды делятся на диоды малой ($I < 0,3$ А), средней ($0,3 \text{ А} < I < 10 \text{ А}$) и большой ($I > 10 \text{ А}$) мощностей. Высокие значения тока обеспечиваются использованием p – n -переходов с большой площадью, поэтому выпрямительные диоды имеют повышенные значения диффузионной и барьерной емкостей и могут работать только на низких частотах.

На высоких частотах значительную часть тока составляет емкостной ток, и выпрямление отсутствует. При преобразовании переменного тока промышленной частоты рабочая частота выпрямительных диодов равна 50 Гц, а верхняя граница рабочих частот, как правило, не превышает 0,5...20 кГц.

Германиевые выпрямительные диоды могут быть использованы при температурах, не превышающих 80 °С, кремниевые и арсенид-галлиевые – до 150 °С, карбид- кремниевые до 650 °С.

К основным параметрам выпрямительных диодов относятся (типовые значения приведены в скобках):

1. Максимально допустимое обратное напряжение диода $U_{\text{обр max}}$ – значение напряжения, приложенного в обратном направлении, которое диод может выдержать в течение длительного времени без нарушения работоспособности (от десятков до тысяч вольт).

2. Средний выпрямленный ток диода $I_{\text{вп ср}}$ – среднее за период значение выпрямленного тока, протекающего через диод (от сотых долей до тысяч ампер).
3. Средний обратный ток диода $I_{\text{обр ср}}$ – среднее за период значение обратного тока (от долей микроампера до долей ампера).
4. Среднее прямое напряжение диода при заданном среднем значении прямого тока $U_{\text{пр ср}}$ (от десятых долей до нескольких вольт).
5. Средняя рассеиваемая мощность диода $P_{\text{ср}}$ – средняя за период мощность, рассеиваемая диодом при протекании тока в прямом и в обратном направлениях (от десятков милливатт до сотен ватт).
6. Дифференциальное сопротивление диода $r_{\text{диф}}$ – отношение приращения напряжения на диоде к вызвавшему его малому приращению тока (от сотых долей до тысяч ом).

1.1.1. Формирование структуры выпрямительных диодов

В качестве выпрямительных диодов используют плоскостные сплавные (рис. 1.1, *а*) и диффузионные (рис. 1.1, *б – г*) диоды, выполненные на основе несимметричных p – n -переходов.

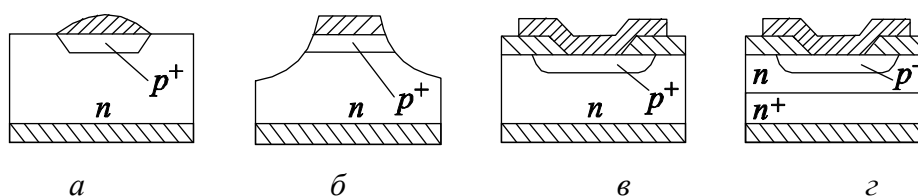


Рис. 1.1

Диоды с мезаструктурой (рис. 1.1, *б*) обладают повышенным обратным напряжением, а с эпитаксиальной структурой (рис. 1.1, *г*) – пониженным прямым падением напряжения.

Из-за наличия сопротивления базовой области диода ухудшаются выпрямляющие свойства p – n -перехода, так как увеличивается прямое падение напряжения и возрастает мощность, рассеиваемая на диоде. Поэтому выпрямительные диоды, работающие в области больших токов, целесообразно изготавливать с тонкой базой.

Большинство современных выпрямительных диодов изготавливаются на основе высокоомного кремния n -типа электропроводности. Электронно-дырочные переходы таких диодов формируют диффузией примесей алюминия или бора.

Диффузия примесей фосфора в кристаллы кремния с электропроводностью p -типа используется при формировании структуры n^+-p .

1.1.2. Принцип действия выпрямительных диодов

Обычно выпрямительные диоды имеют несимметричные p - n -переходы. Структура диода с резким несимметричным p - n -переходом и распределение концентрации легирующих примесей (акцепторов N_a и доноров N_d) в p - и n -областях показаны, соответственно, на рис. 1.2, а и рис. 1.2, б.

В рабочем диапазоне температур атомы примесей полностью ионизированы, т. е. концентрации основных носителей заряда вдали от металлургического контакта можно считать равными концентрациям соответствующих легирующих примесей: $n_{n0} \approx N_d$, $p_{p0} \approx N_a$.

Если полупроводник достаточно сильнолегирован, то $n_{n0} \gg p_{n0}$ и $p_{p0} \gg n_{p0}$, где p_{n0} и n_{p0} – равновесные концентрации неосновных носителей заряда, соответственно, в n - и в p -полупроводниках.

В результате диффузии дырок из p -области в n -область и электронов из n -области в p -область и последующей рекомбинации с носителями противоположного знака их концентрации вблизи металлургического контакта уменьшаются, и возникает объемный заряд нескомпенсированных ионов акцепторов ($-qN_a$) и доноров ($+qN_d$).

В результате рассмотренных процессов вблизи металлургического контакта образуется область пространственного заряда (ОПЗ), имеющая высокое электрическое сопротивление и называемая электронно-дырочным переходом.

Распределения концентрации основных носителей заряда и плотности объемного заряда ρ в ОПЗ в состоянии термодинамического равновесия, т. е. в отсутствие внешнего напряжения смещения, показаны на рис. 1.2, в и рис. 1.2, г, соответственно, где δ_n и δ_p – границы электронно-дырочного перехода.

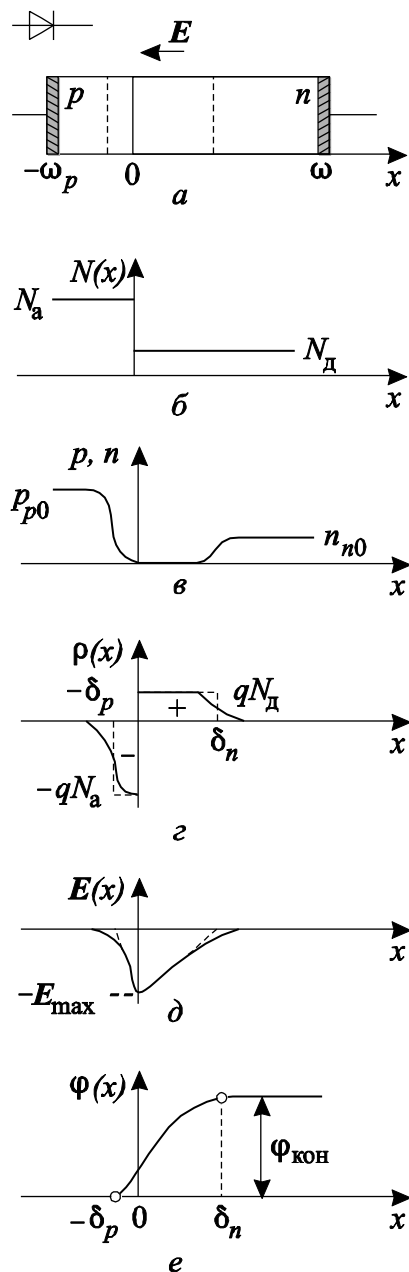


Рис. 1.2

При разделении положительных и отрицательных зарядов в ОПЗ образуется электрическое поле E и устанавливается равновесная разность потенциалов $\phi_{\text{кон}}$, связанная с распределением напряженности электрического поля в ОПЗ перехода, которая носит название контактной разности потенциалов. Распределение напряженности электрического поля и разности потенциалов ϕ в p - n -переходе показано на рис. 1.2, δ и рис. 1.2, e соответственно.

При приложении к p - n -переходу внешнего напряжения U термодинамическое равновесие нарушается.

При прямом смещении p - n -перехода электрическое поле в нем ослабляется и уменьшается высота потенциального барьера, что сопровождается инжекцией неосновных носителей заряда в области полупроводника, прилегающие к p - n -переходу.

При обратном смещении p - n -перехода внешнее электрическое поле совпадает по направлению с внутренним и происходит экстракция неосновных носителей заряда из прилегающих к переходу областей.

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) диода с учетом только процессов инжекции и экстракции неосновных носителей заряда соответствует уравнению

$$I = I_{\text{нас}} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right), \quad (1.1)$$

где $I_{\text{нас}}$ — ток насыщения.

В реальных диодах прямая и обратная ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ) отличаются от идеализированных, описываемых выражением (1.1) и показанных на рис. 1.3. Это отличие обусловлено тем, что при прямом включении существенное влияние на ход ВАХ оказывают падение напряжения на сопротивлении базы диода, а также наличие токов рекомбинации в

p - n -переходе, изменение (модуляция) сопротивления базы при инжекции в нее неосновных носителей заряда и наличие в базе внутреннего поля, возникающего при большом уровне инжекции.

При обратном включении ток неосновных носителей заряда, возникающих в результате тепловой генерации в объеме p - и n -областей диода, прилегающих к ОПЗ (ток насыщения), может составлять лишь часть обратного тока диода из-за вклада термогенерационных явлений непосредственно в области p - n -перехода, влияния поверхностных состояний и существования токов утечки. Обратный ток утечки сильно зависит от плотности дислокаций, которые присутствуют в полупроводниковом материале и дополнительно могут создаваться при токовых термоударах, обусловленных неправильной эксплуатацией прибора.

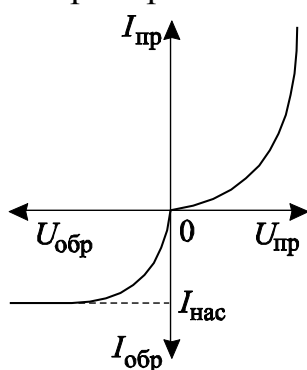


Рис. 1.3

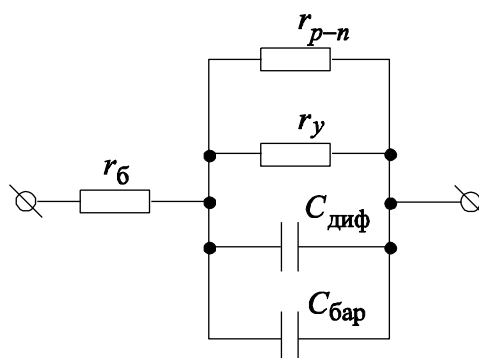


Рис. 1.4

Эквивалентная схема реального диода (рис. 1.4) помимо сопротивления выпрямляющего электрического перехода r_{p-n} должна содержать последовательное сопротивление базы диода r_b , а также параллельно включенные сопротивление утечки r_y , барьерную $C_{бар}$ и диффузионную $C_{диф}$ емкости p - n -перехода, обусловленные пространственным перераспределением зарядов электронов и дырок при приложении внешнего напряжения к p - n -переходу, которые в сильной степени определяют быстродействие приборов.

Работа выпрямительных диодов основана на использовании выпрямительных свойств электронно-дырочного перехода, хорошо проводящего ток в прямом направлении и практически не пропускающего его в обратном. Простейшая схема для выпрямления переменного тока показана на рис.1.5, б. В ней последовательно с выпрямительным диодом VD включен нагрузочный резистор R .

В течение первого полупериода входное напряжение для диода является прямым (рис. 1.5, а) и в нагрузку проходит большой прямой ток, создающий

на резисторе падение напряжения U_R (рис.1.5, в). В течение следующего полупериода входное напряжение является обратным, обратный ток очень мал, и $U_R \approx 0$.

Таким образом можно считать, что через нагрузочный резистор протекает пульсирующий ток одной полярности. Уменьшить амплитуду пульсаций (отфильтровать постоянную составляющую) можно с помощью интегрирующей цепи, содержащей, например электрическую емкость.

При высоких частотах переменного напряжения изменение полярности может вызывать значительные выбросы обратного тока и, следовательно, напряжения на нагрузочном резисторе. Кривые тока через диод (а – на низких, б – на средних и в – на высоких частотах) показаны на рис. 1.6.

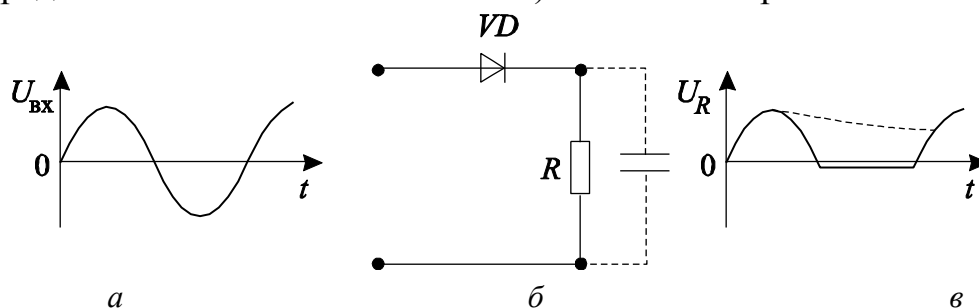


Рис. 1.5

На низкой частоте переходные процессы, связанные с рекомбинацией неосновных носителей заряда в базе диода, успевают установиться, значение выпрямленного тока равно среднему значению тока за период и составляет $I_{вп\ ср} \approx U_{\max} / (\pi R)$ (рис. 1.6, а).

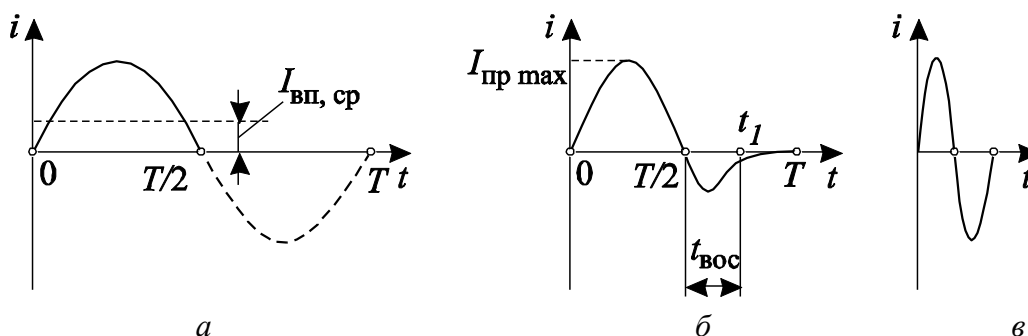


Рис. 1.6

На повышенной частоте, когда период колебаний тока примерно равен времени жизни неосновных носителей заряда в базе диода τ , носители заряда, инжектированные в базу за положительный полупериод, не успевают полностью рекомбинировать в ней за время отрицательного полупериода. Оставшаяся часть носителей вытягивается обратносмещенным $p-n$ -переходом и создает всплеск обратного тока (рис. 1.6, б). Таким образом, время жизни не-

основных носителей заряда в базе диода определяет время восстановления обратного сопротивления диода ($t_{\text{вос}}$), в течение которого обратный ток уменьшается до стационарного значения тока насыщения.

На очень высоких частотах заряд неосновных носителей, введенный в базу диода за положительный полупериод, полностью выводится во внешнюю цепь за отрицательный полупериод. Таким образом, с увеличением частоты выпрямительные свойства диода ухудшаются (рис 1.6, в).

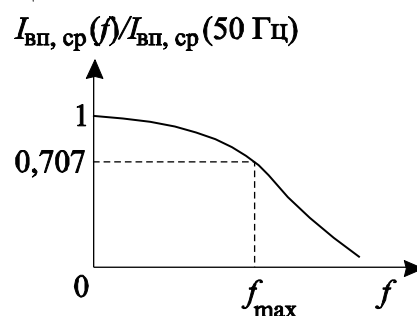


Рис. 1.7

Максимальную частоту выпрямления f_{max} определяют как

$$f_{\text{max}} = 1/2\pi\tau. \quad (1.2)$$

Частотная характеристика выпрямленного тока имеет вид, представленный на рис. 1.7. В соответствии с (1.2) повышение рабочих частот выпрямительных диодов достигается за счет уменьшения времени жизни неосновных носителей заряда в базе, однако при этом возрастает падение напряжения диода в прямом направлении.

1.1.3. Выбор исходного материала

и расчет основных геометрических размеров выпрямительных диодов

Материал и тип электропроводности исходной полупроводниковой пластины определяются заданием. Ее удельное сопротивление рассчитывается исходя из заданного для проектируемого диода значения максимального обратного рабочего напряжения $U_{\text{обр max}}$. При этом необходимо учитывать, что для обеспечения надежной работы диода пробивное напряжения прибора $U_{\text{проб}}$ должно быть больше $U_{\text{обр max}}$ и обычно составляет от 1,25 до 1,5 $U_{\text{обр max}}$.

В кремниевых диодах, изготовленных по планарной технологии, пробивное напряжение при лавинном пробое резких несимметричных электроно-дырочных переходов связано с удельным сопротивлением базовой области диода соотношением

$$U_{\text{проб}} = B\rho_6^{0,78}, \quad (1.3)$$

где ρ_b – удельное сопротивление базовой области диода, Ом·см, B – коэффициент, равный 96 для p^+n -переходов и 48 для $p-n^+$ -переходов.

В реальных электронно-дырочных переходах пробивное напряжение может отличаться от расчетных значений из-за влияния кривизны металлургической границы p – n -перехода (рис. 1.8).

Боковые границы диффузионного перехода имеют цилиндрическую (Ц) конфигурацию, а вблизи углов – сферическую (С) (рис. 1.8, *а*) с радиусом кривизны r , примерно равным глубине залегания перехода (рис. 1.8, *б*). С учетом кривизны металлургической границы напряжение лавинного пробоя резкого несимметричного перехода $U^*_{\text{проб}}$ рассчитывается по формуле

$$U^*_{\text{проб}} = U_{\text{проб}} \{ [(n + 1 + \gamma)\gamma^n]^{1/(n+1)} - \gamma \}, \quad (1.4)$$

где $U_{\text{проб}}$ – напряжение пробоя плоского перехода, определяемое выражением (1.3.); $n = 1$ для цилиндрического перехода и $n = 2$ для сферического; $\gamma = r/\delta_{\text{max}}$ (δ_{max} – ширина области пространственного заряда перехода при $U = U_{\text{проб}}$)

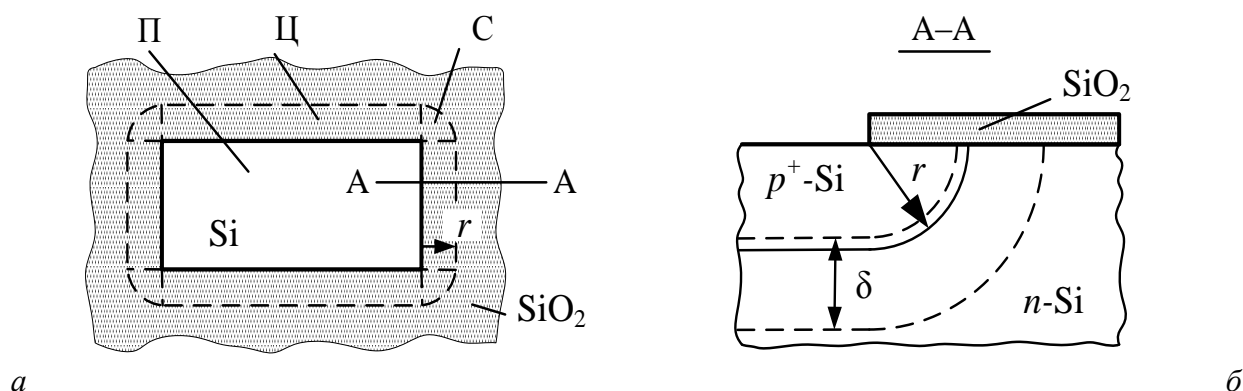


Рис. 1.8

С уменьшением глубины залегания перехода и с увеличением удельного сопротивления высокоомной области различия между напряжениями $U^*_{\text{проб}}$ для плоской, цилиндрической и сферической частей перехода увеличивается.

В плавных p – n -переходах с линейным распределением примесей напряжение лавинного пробоя практически не зависит от кривизны боковых участков перехода.

Предполагая, что при комнатной температуре все примесные атомы в полупроводниковой подложке ионизированы, по найденному значению ρ_b определяют концентрацию легирующей примеси в базе. Например, для базы

n -типа электропроводности концентрация доноров рассчитывается по формуле

$$N_d = n_{n0} = 1/(q\rho_n\mu_n), \quad (1.5)$$

где μ_n – подвижность электронов в полупроводниковой подложке при $T = 300$ К.

Принимают, что концентрация легирующей примеси в низкоомной области, прилегающей к p – n -переходу (в эмиттере), в тысячу раз больше, чем соответствующая концентрация примеси в высокоомной области базы.

Минимальную площадь электронно-дырочного перехода S_{\min} рассчитывают по заданному значению максимально допустимого прямого тока диода $I_{\text{пр max}}$ и максимально допустимой плотности прямого тока через переход $J_{\text{доп max}}$:

$$S_{\min} = I_{\text{пр max}} / J_{\text{доп max}}.$$

Допустимая плотность прямого тока для кремниевых электронно-дырочных переходов равняется 200 А/см^2 , а для германиевых – 100 А/см^2 .

Линейные размеры электронно-дырочного перехода определяют исходя из выбранной топологии диода при условии $S \geq S_{\min}$.

Выбор толщины базы производится с учетом ряда ограничений, накладываемых заданными условиями работы диода. Значение толщины базы w_b может быть ограничено толщиной электронно-дырочного перехода при максимально допустимом обратном напряжении на диоде и значением максимально допустимого обратного тока через диод или заданным падением напряжения на диоде в прямом направлении.

Если обратный ток связан с экстракцией неосновных носителей заряда из прилегающих к p^+ – n -переходу областей, то он определяется из соотношения

$$I_{\text{экс}} = qSp_{n0}D_p / w_{b\ n}. \quad (1.6)$$

Тогда нижний предел толщины базы $w_{b\ \min}$ может быть рассчитан по формуле

$$w_{b\ \min} = qSp_{n0}D_p / I_{\text{экс}}. \quad (1.7)$$

При этом необходимо учитывать, что наибольший обратный ток наблюдается при максимально допустимой рабочей температуре диода. Поэтому

значения всех остальных параметров, входящих в формулу (1.7), также должны соответствовать этой температуре.

При определении толщины электронно-дырочного перехода, исходя из максимально допустимого обратного напряжения на диоде, следует учитывать характер распределения примесей в переходе.

Для резкого электронно-дырочного перехода его толщина определяется соотношением

$$\delta = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(N_d + N_a)}{q(N_d N_a)}(\varphi_{\text{кон}} - U)}.$$

При этом металлургический контакт p - n -перехода делит область пространственного заряда резкого электронно-дырочного перехода на части, толщина которых обратно пропорциональна концентрации примесей в соответствующих областях:

$$\frac{\delta_n}{\delta_p} = \frac{N_a}{N_d}.$$

Принимая, что для несимметричного перехода большая часть ОПЗ располагается в слаболегированной области базы, можно рассчитать толщину резкого электронно-дырочного перехода по формуле

$$\delta = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\varphi_{\text{кон}} - U)}{qN}}, \quad (1.8)$$

где N – концентрация примеси в области слаболегированной базы, $\varphi_{\text{кон}}$ – контактная разность потенциалов, которая определяется соотношением

$$\varphi_{\text{кон}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_0 n_0}{n_i^2}. \quad (1.9)$$

Толщина плавного электронно-дырочного перехода с линейным распределением примесей определяется соотношением

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{12\epsilon\epsilon_0(\varphi_{\text{кон}} - U)}{qa}}, \quad (1.10)$$

где a – градиент концентрации примесей на металлургической границе p - n -перехода.

Верхний предел толщины базы $w_{\text{б max}}$ ограничен заданным значением прямого напряжения на диоде $U_{\text{пр}}$, и его можно найти исходя из значения

прямого тока через диод, который обычно соответствует высокому уровню инжекции.

Вольт-амперная характеристика диода с тонкой базой при высоком уровне инжекции подчиняется уравнению

$$I_{\text{пр}} = \frac{2qSDn_i}{w_{\text{б}}} \exp \frac{qU_{\text{пр}}}{2kT}, \quad (1.11)$$

где D – коэффициент диффузии неосновных носителей заряда в базе диода (для p^+-n -перехода $D = D_p$).

Следовательно, верхний предел толщины базы может быть рассчитан по формуле

$$w_{\text{б max}} = \frac{2qSDn_i}{I_{\text{пр}}} \exp \frac{qU_{\text{пр}}}{2kT}.$$

Расчет следует производить, используя параметры D , n_i , $I_{\text{пр}}$, соответствующие минимальной температуре работы диода.

Толщина базы проектируемого диода должна соответствовать условию $w_{\text{б min}} < w_{\text{б}} < w_{\text{б max}}$.

1.1.4. Расчет вольт-амперных характеристик выпрямительных диодов

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) диода при низком уровне инжекции ($n_p \ll p_{p0}$ и $p_n \ll n_{n0}$) соответствует уравнению (1.1).

Для диодов с толстой базой ток насыщения может быть вычислен по формуле

$$I_{\text{нас}} = qS \left(\frac{p_{n0}D_p}{L_p} + \frac{n_{p0}D_n}{L_n} \right), \quad (1.12)$$

где $L_p(L_n)$ – диффузионная длина неосновных носителей заряда в n - и p -областях соответственно.

Для диодов с тонкой базой ток насыщения соответствует формуле

$$I_{\text{нас}} = qS \left(\frac{p_{n0}D_p}{w_{\text{бn}}} + \frac{n_{p0}D_n}{w_{\text{бp}}} \right). \quad (1.13)$$

Из (1.13) следует, что формула (1.6) записана в предположении большого различия концентрации примесей в эмиттерной и базовой областях.

Расчет прямой ветви вольт-амперной характеристики диода. При прямом напряжении протекающий ток через p – n -переход равен сумме токов инжекции и рекомбинации носителей заряда в ОПЗ. При больших прямых напряжениях, характерных для выпрямительных диодов, прямой ток связан в основном с инжекцией носителей через пониженный потенциальный барьер перехода.

При низком уровне инжекции прямая ветвь ВАХ может быть рассчитана в соответствии с уравнением (1.1) с учетом (1.12) или (1.13)

При высоком уровне инжекции ($n_p \gg p_{p0}$ и $p_n \gg n_{n0}$) прямая ветвь ВАХ диода с тонкой базой может быть рассчитана по формуле (1.11).

Из условия стыковки двух частей характеристики, рассчитанных в приближении низкого и высокого уровней инжекции, можно найти граничный ток, определяющий верхнюю границу применимости (1.1) и одновременно нижнюю границу применимости (1.11):

$$I_{\text{гр}} = \frac{4qSDN}{w_0},$$

где значения D и N соответствуют слаболегированной области базы.

При расчете вольт-амперных характеристик диода в заданном температурном диапазоне необходимо учесть температурные изменения собственной концентрации носителей заряда, концентрации неосновных носителей заряда в базовой области диода, их коэффициента диффузии и диффузионной длины.

Собственную концентрацию носителей заряда можно вычислить по соотношению

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp(-\Delta\mathcal{E}_0 - \beta T) / (2kT),$$

где $\Delta\mathcal{E}_0$ – ширина запрещенной зоны кремния при $T = 0$ К, β – температурный коэффициент ширины запрещенной зоны.

Эффективные плотности состояний электронов в зоне проводимости N_c в валентной зоне N_v рассчитывают по формулам

$$N_c = 2 \left(2\pi m_{N_c}^* kT \right)^{1,5} / h^3, \quad N_v = 2 \left(2\pi m_{N_v}^* kT \right)^{1,5} / h^3,$$

где $m_{N_c}^*$ и $m_{N_v}^*$ – эффективные массы плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно.

Необходимые для расчета параметры кремния приведены в таблице.

$m_{N_c}^*/m_0$	$m_{N_v}^*/m_0$	$\Delta\mathcal{E}_0$, эВ	β , эВ/К	ϵ	τ_n, τ_p , с	μ_{n0} , м ² /(В·с)	μ_{p0} , м ² /(В·с)
1,06	0,56	1,21	$4 \cdot 10^{-4}$	12	10^{-6}	0,13	0,05

Концентрацию неосновных носителей заряда определяют по закону действующих масс

$$n_{p0} = n_i^2/p_{p0}, \quad p_{n0} = n_i^2/n_{n0}.$$

Температурные изменения коэффициента диффузии неосновных носителей заряда можно рассчитать, пользуясь соотношением Эйнштейна

$$D/\mu = kT/q,$$

предварительно определив значения подвижностей носителей заряда в кремнии по формулам

$$\mu_n = \mu_{n0}(T/300)^{-2,0}, \quad \mu_p = \mu_{p0}(T/300)^{-2,7}.$$

Значения подвижностей электронов и дырок в кремнии при комнатной температуре μ_{n0} и μ_{p0} соответственно также приведены в таблице.

Диффузионную длину неосновных носителей заряда можно оценить по соотношению

$$L = \sqrt{D\tau}.$$

При малых напряжениях на диодах, изготовленных на основе полупроводника с большой шириной запрещенной зоны, кроме инжекционной составляющей в прямой ток может вносить существенный вклад и рекомбинационная составляющая. Расчет рекомбинационной составляющей прямого тока может быть выполнен по формуле

$$I_{\text{рек}} = \frac{qS n_i \delta}{\tau} \frac{kT}{q(\phi_{\text{кон}} - U)} \left[\exp \frac{qU}{2kT} - \exp \left(-\frac{qU}{2kT} \right) \right].$$

В расчете рекомбинационной составляющей прямого тока при разных температурах надо учесть температурные изменения контактной разности

потенциалов и связанные с ней температурные изменения толщины электронно-дырочного перехода.

Следует отметить, что с ростом температуры соотношение токов инжекции и рекомбинации меняется. Ток рекомбинации возрастает значительно слабее, так как $I_{\text{рек}} \sim n_i$, а ток инжекции $I_{\text{рек}} \sim n_i^2$.

Расчет обратной ветви вольт-амперной характеристики диода. Полный обратный ток через диод определяется выражением

$$I_{\text{обр}} = M(I_{\text{экс}} + I_{\text{ген}}), \quad (1.14)$$

где M – коэффициент лавинного размножения; $I_{\text{экс}}$ определяется процессом экстракции неосновных носителей заряда из прилегающих к электронно-дырочному переходу областей; $I_{\text{ген}}$ характеризует процесс тепловой генерации носителей заряда в электронно-дырочном переходе.

Значения токов насыщения, связанных с экстракцией неосновных носителей заряда, в диодах с толстой и с тонкой базами определяются по формулам (1.12) и (1.13) соответственно.

Генерационная составляющая обратного тока $I_{\text{ген}}$ рассчитывается по формуле

$$I_{\text{ген}} \approx qSn_i\delta/\tau. \quad (1.15)$$

Коэффициент лавинного размножения показывает, во сколько раз увеличится ток через электронно-дырочный переход в результате ударной ионизации в электронно-дырочном переходе.

Коэффициент лавинного размножения зависит от напряжения, приложенного к переходу:

$$M = [1 - (U/U_{\text{проб}})^{-b}]^{-1}, \quad (1.16)$$

где b – эмпирический коэффициент, равный 3,5 и 2 для кремниевых p^+-n -переходов и для кремниевых n^+-p -переходов соответственно.

Так же, как для прямой ветви ВАХ, необходимо найти границы температурного смещения обратной ветви вольт-амперной характеристики диода, учитывая температурные изменения различных параметров, определяющих значения обратного тока.

1.2. Расчет стабилитрона

Стабилитрон представляет собой плоскостной диод, работающий в режиме пробоя. Его работа основана на использовании явления электрического пробоя при включении диода в обратном направлении. Стабилитроны предназначены для стабилизации напряжения.

Основные параметры стабилитронов и их значения следующие.

1. Напряжение стабилизации $U_{ст}$ – падение напряжения на стабилитроне при протекании заданного тока стабилизации (от нескольких единиц до сотен вольт).

2. Максимальный ток стабилизации $I_{ст\ max}$ (от нескольких миллиампер до нескольких ампер).

3. Минимальный ток стабилизации $I_{ст\ min}$ (от долей до десятков миллиампер)

4. Дифференциальное сопротивление стабилитрона $r_{ст}$ – отношение приращения напряжения к соответствующему приращению тока на участке пробоя при заданном значении тока (от долей до тысяч ом).

5. Статическое сопротивление стабилитрона $R_{ст}$ – отношение напряжения к соответствующему значению тока на участке пробоя (в рабочей точке).

6. Коэффициент качества, равный отношению дифференциального сопротивления к статическому сопротивлению (0,01...0,05 и ниже).

7. Температурный коэффициент напряжения стабилизации $\alpha_{U_{ст}}$ – относительное изменение напряжения стабилизации при изменении температуры окружающей среды $(1...5) \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$.

1.2.1. Принцип действия стабилитрона

Вольт-амперная характеристика стабилитрона показана на рис. 1.9. Механизм пробоя может быть лавинным, туннельным или смешанным.

При лавинном пробое носители заряда в p – n -переходе на пути, равном длине свободного пробега, набирают кинетическую энергию, достаточную для ионизации нейтральных атомов кремния. С ростом температуры напря-

жение пробоя увеличивается. Это обусловлено тем, что длина свободного пробега носителей заряда уменьшается и к p - n -переходу нужно приложить большее напряжение, чтобы носители на меньшем пути могли набрать достаточную для ионизации энергию.

Туннельным пробоем p - n -перехода называют электрический пробой, вызванный квантово-механическим туннелированием носителей заряда из валентной зоны p -области в зону проводимости n -области сквозь запрещенную зону полупроводника без изменения их энергии. С повышением температуры уменьшаются ширина запрещенной зоны и толщина потенциального барьера, что приводит к увеличению вероятности туннелирования носителей заряда сквозь потенциальный барьер и уменьшению пробивного напряжения.

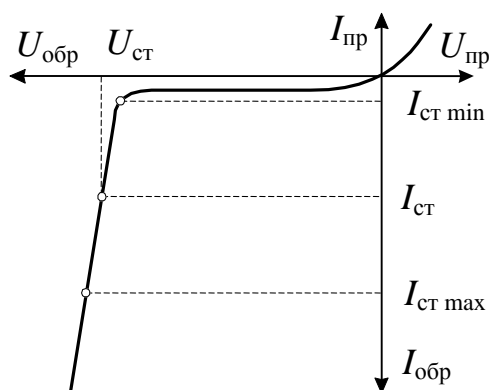


Рис. 1.9

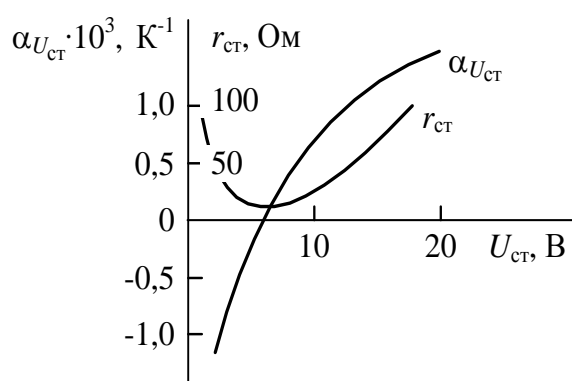


Рис. 1.10

Как видно из рис. 1.10, у низковольтных стабилитронов с напряжением пробоя менее 3 В (с малым сопротивлением базы и малой шириной p - n -перехода) более вероятен туннельный пробой, и температурный коэффициент напряжения стабилизации отрицателен.

У сравнительно высоковольтных стабилитронов с напряжением пробоя, превышающем 7 В (с высокоомной базой и достаточно большой шириной p - n -перехода), пробой носит лавинный характер и температурный коэффициент напряжения стабилизации положителен (рис. 1.10).

При $U_{ст} = 3...7$ В пробой определяется действием как лавинного, так и туннельного механизмов (смешанный пробой). В этой области изменения напряжения стабилизации при изменении температуры будут минимальными. Изменение знака температурного коэффициента напряжения стабилизации происходит при концентрациях примеси в слаболегированной области диода порядка $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Как видно из рис. 1.9, ВАХ стабилитрона в области пробоя имеет некоторый наклон, поэтому напряжение стабилизации зависит от тока стабилиза-

ции. Для однозначного определения напряжения стабилизации нужно задаться определенной силой тока. Всякое отклонение от этого значения будет приводить к изменению напряжения на стабилитроне. Ток стабилизации $I_{ст}$ определяется как средний рабочий ток диода.

Помимо него в справочниках указываются значения минимального и максимального токов стабилизации. Максимальный ток стабилизации $I_{ст\ max}$ ограничен допустимой мощностью рассеяния 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 стабилитронах с лавинным пробоем возникают значительные шумы из-за неустойчивости процесса ударной ионизации в начальной стадии развития пробоя (обычно $I_{ст} \geq 3\text{ мА}$).

Чем меньшие изменения напряжения будут соответствовать наперед заданным изменениям тока, тем лучшую стабилизацию будет обеспечивать стабилитрон. Дифференциальное сопротивление стабилитрона, определяющее наклон ВАХ в области пробоя, характеризует степень стабилизации. Чем меньше $r_{ст}$, тем лучше стабилизация. Минимальные значения $r_{ст}$ наблюдаются у диодов с $U_{ст}$ примерно 7 В (см. рис. 1.10)

В отличие от дифференциального сопротивления коэффициент качества определяет не просто наклон ВАХ, а его отношение к значению напряжения стабилизации. Коэффициент качества можно рассматривать как отношение относительного изменения напряжения стабилизации к относительному изменению тока через диод. Стабилизирующие свойства диода тем лучше, чем меньше значение коэффициента качества.

Статическое сопротивление $R_{ст}$ характеризует потери в стабилитроне для заданной рабочей точки.

1.2.2. Формирование структуры стабилитрона

Стабилитроны изготавливаются в основном из кремния формированием p – n -переходов методами сплавления и диффузии примесей. Материалы, используемые для создания p – n -перехода в стабилитронах, по сравнению с выпрямительными диодами, имеют более высокую концентрацию примесей. Вследствие этого напряженность электрического поля в p – n -переходе значи-

тельно выше, чем у обычных диодов, поэтому при относительно небольших обратных напряжениях в p – n -переходе возникает электрический пробой.

1.2.3. Выбор исходного материала и расчет основных геометрических размеров стабилитрона

Исходя из заданного типа электропроводности материала базы стабилитрона производят расчет по формуле (1.3) необходимого удельного сопротивления исходного кремния по заданному напряжению стабилизации.

По вычисленному значению удельного сопротивления базовой области определяют концентрации примесей в базе (1.5) и в эмиттере стабилитрона, пользуясь соотношением $N_3 = 10^3 N_6$.

Расчет необходимой площади электронно-дырочного перехода стабилитрона может быть произведен в предположении, что и при прямом, и при обратном включениях на единичной площади перехода рассеивается одна и та же максимально допустимая удельная мощность.

Максимально допустимую удельную мощность рассеивания $P_{уд\ max}$ при прямом включении кремниевого электронно-дырочного перехода можно найти по максимально допустимой плотности прямого тока ($J_{пр\ max}$) и усредненному прямому напряжению ($U_{пр}$) при максимально допустимом прямом токе ($I_{ст\ max}$).

Таким образом, необходимая площадь электронно-дырочного перехода стабилитрона

$$S = \frac{P_{max}}{P_{уд\ max}} = \frac{I_{ст\ max} U_{ст}}{J_{пр\ max} U_{пр}},$$

где $U_{ст}$ – заданное значение напряжения стабилизации.

За толщину базы стабилитрона обычно принимают значение несколько большее, чем толщина области объемного заряда электронно-дырочного перехода стабилитрона при заданном значении напряжения стабилизации, которую можно оценить по соотношению (1.8), предварительно рассчитав соответствующую контактную разность потенциалов по формуле (1.9).

1.2.4. Расчет основных параметров и характеристик стабилитрона

При расчете обратной ветви вольт-амперной характеристики стабилитрона (1.14) надо учитывать значения составляющих обратного тока, связанных с процессом экстракции несновных носителей заряда из прилегающих к p – n -переходу областей и с процессом тепловой генерации носителей заряда в самом p – n -переходе, которые определяются соотношениями (1.13) и (1.15) соответственно. В этих расчетах надо учитывать зависимость толщины электронно-дырочного перехода δ от обратного напряжения $U_{обр}$, а при лавинном пробое стабилитрона – и величину коэффициента лавинного размножения M в соответствии с формулой (1.16).

Для расчета обратной ветви вольт-амперной характеристики стабилитрона при температурах, отличных от комнатной, надо учесть температурные изменения собственной концентрации и подвижности носителей заряда, а следовательно, и связанных с ними величин: удельного сопротивления кремния, напряжения стабилизации, контактной разности потенциалов, толщины электронно-дырочного перехода.

По рассчитанным и построенным вольт-амперным характеристикам стабилитрона можно определить его основные параметры: дифференциальное $r_{диф}$ и статическое $R_{ст}$ сопротивления при выбранном номинальном токе стабилизации (в рабочей точке), а также температурный коэффициент напряжения стабилизации $\alpha_{ст}$.

Для исключения поверхностного пробоя в местах выхода электронно-дырочного перехода на поверхность кристалла кремния необходимы специальные технологические операции.

1.2.5. Примеры применения стабилитронов в электрических схемах стабилизации напряжения

Простейшая схема стабилизации напряжения на нагрузке показана на рис.1.11. Нагрузка включена параллельно стабилитрону. Как только ток через диод становится больше $I_{ст\ min}$, падение напряжения на стабилитроне и на нагрузке остается неизменным. При увеличении тока через стабилитрон возрастает падение напряжения на ограничительном резисторе $R_{огр}$. Таким образом, все изменения напряжения источника $U_{вх}$ при его неустойчивости

почти полностью происходят на резисторе $R_{огр}$, а выходное напряжение остается практически неизменным за счет своеобразной характеристики обратной ветви стабилитрона.

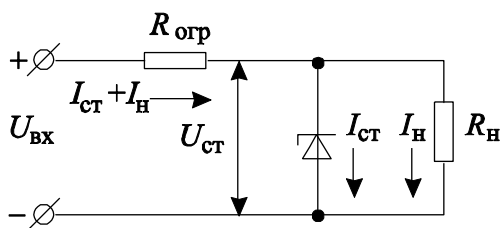


Рис. 1.11

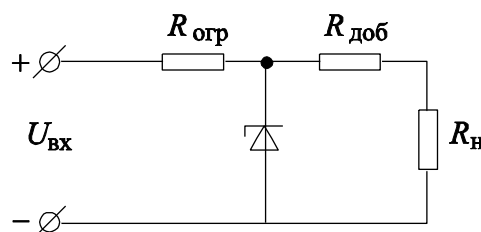


Рис. 1.12

Если необходимо получить стабильное напряжение, более низкое, чем дает стабилитрон, тогда последовательно с нагрузкой включают добавочный резистор $R_{доб}$ (рис. 1.12).

Для получения более высоких стабильных напряжений применяется последовательное соединение стабилитронов, рассчитанных на одинаковые токи (рис. 1.13).

Для уменьшения температурного коэффициента напряжения стабилизации последовательно со стабилитроном с лавинным пробоем может быть включен и дополнительный прямосмещенный диод (рис. 1.14, а).

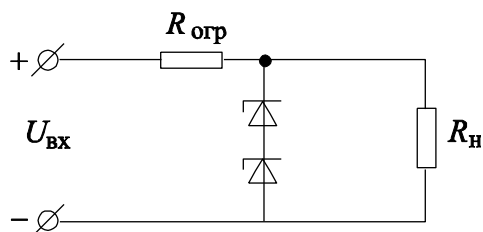


Рис. 1.13

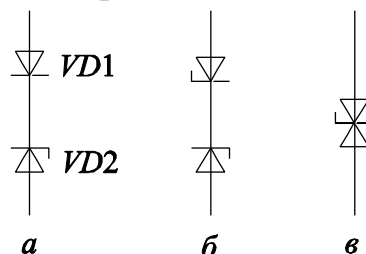


Рис. 1.14

Соединив стабилитрон с отрицательным температурным коэффициентом напряжения последовательно со стабилитроном с положительным температурным коэффициентом напряжения, получают источник опорного напряжения с низким температурным коэффициентом $\alpha_{ст}$ порядка $0,002\% \cdot K^{-1}$. Такой стабилитрон практически не изменяет напряжение стабилизации при изменении температуры, так как с повышением температуры напряжение на прямовключенном диоде уменьшается, что компенсирует увеличение напряжения на стабилитроне при лавинном пробое. Данные стабилитроны получили название термокомпенсированных прецизионных и выпускаются промышленностью в виде законченных компонентов.

При необходимости обеспечить стабилизацию биполярных напряжений стабилитроны включают последовательно (рис. 1.14, б). В схемах стабилизации напряжения разной полярности и для защиты различных элементов электрических цепей от перенапряжений обеих полярностей применяют двуханодные стабилитроны (рис. 1.14, в), сформированные в одном кристалле кремния введением одной и той же примеси с двух сторон кристалла с образованием встречновключенных $p-n$ -переходов.

1.3. Расчет варикапа

Варикап – это полупроводниковый прибор, реактивностью которого можно управлять с помощью напряжения смещения. Он широко используется в параметрических усилителях, генераторах гармоник, смесителях, детекторах и в системах с электронной настройкой в качестве нелинейной управляемой электрическим напряжением емкости.

Основные параметры варикапов и их типовые значения следующие.

1. Емкость варикапа C_V – емкость, измеренная между выводами варикапа при заданном обратном напряжении (от единиц до сотен пикофарад).
2. Коэффициент перекрытия по емкости K_C – отношение емкостей варикапа (от нескольких единиц до нескольких десятков) при двух заданных значениях обратных напряжений.
3. Сопротивление потерь r_{Π} – суммарное активное сопротивление включая сопротивление кристалла, контактных соединений и выводов варикапа.
4. Добротность Q_V – отношение реактивного сопротивления варикапа на заданной частоте переменного сигнала X_C к сопротивлению потерь r_{Π} при заданных значениях емкости или обратного напряжения (от десятков до сотен единиц).
5. Температурный коэффициент емкости α_C – относительное изменение емкости при изменении температуры окружающей среды $(2...6) \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$.

1.3.1. Принцип действия варикапа

В варикапах используется свойство $p-n$ -перехода изменять свою барьерную емкость под действием внешнего напряжения.

При приложении внешнего напряжения к p - n -переходу происходит изменение толщины ОПЗ, что связано с изменением объемного заряда некомпенсированных ионов в области p - n -перехода. Изменение размеров и значений емкости соответствует тому, что p - n -переход ведет себя как конденсатор. Эта емкость называется барьерной, и ее необходимо учитывать при приложении к диоду переменного напряжения.

Для плоскостного диода ее можно рассчитать по формуле плоского конденсатора:

$$C_{\text{бар}} = \epsilon \epsilon_0 S / \delta, \quad (1.17)$$

где толщина электронно-дырочного перехода δ для случаев резкого и плавного переходов определяется соотношениями (1.8) и (1.10) соответственно.

На рис. 1.15 показаны вольт-фарадные характеристики плавного 1 и резкого 2 переходов при увеличении обратного напряжения $U_{\text{обр}}$, уменьшение барьерной емкости обусловлено увеличением толщины p - n -перехода.

Диффузионная емкость p - n -перехода проявляется при прямом смещении диода и характеризуется изменением заряда инжектированных носителей при изменении внешнего напряжения.

Практическому использованию в варикапах диффузионной емкости препятствуют ее низкая добротность из-за относительно больших активных токов через диод, сильная зависимость диффузионной емкости от температуры и частоты, а также высокий уровень собственных шумов.

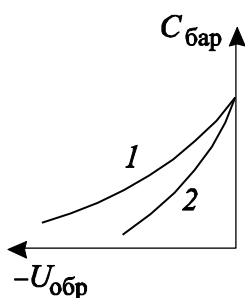


Рис. 1.15

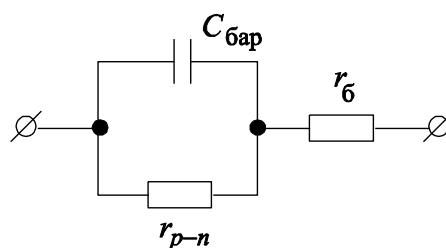


Рис. 1.16

Варикап работает при обратном напряжении ($U_{\text{обр}} < 0$), приложенном к p - n -переходу в частных случаях распределения примесей, соответствующих резкому и плавному p - n -переходам. При этом формула (1.17) преобразуется к виду

$$C_B(U) = C_B(0) \left(\frac{\Phi_{\text{кон}}}{\Phi_{\text{кон}} - U_{\text{обр}}} \right)^{-n}, \quad (1.18)$$

где $n = 2$ для резких переходов и $n = 3$ для плавных переходов; $C_B(0)$ – емкость при нулевом напряжении на диоде, равная для резких и плавных переходов, соответственно,

$$C_{\text{рез}}(0) = S \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 N}{2\Phi_{\text{кон}}}}, \quad C_{\text{плав}}(0) = S \sqrt[3]{\frac{q\epsilon^2\epsilon_0^2 a}{12\Phi_{\text{кон}}}}.$$

Упрощенная эквивалентная схема варикапа приведена на рис. 1.16, где $C_{\text{бар}}$ – емкость перехода, $r_{\text{б}}$ – последовательное сопротивление базы, r_{p-n} – параллельное эквивалентное сопротивление (дифференциальное сопротивление $p-n$ -перехода), обусловленное обратным током $p-n$ -перехода, включающим в себя ток насыщения (1.12) и ток генерации (1.15), а также током утечки.

С ростом обратного смещения $C_{\text{бар}}$ и $r_{\text{б}}$ уменьшаются, а r_{p-n} обычно возрастает.

Эффективность варикапа определяется его добротностью Q_B , которая равна отношению запасенной в нем энергии к рассеиваемой, и может быть рассчитана по формуле

$$Q_B \approx \frac{\omega C_{\text{бар}} r_{p-n}}{1 + \omega^2 C_{\text{бар}}^2 r_{p-n} r_{\text{б}}}. \quad (1.19)$$

Продифференцировав это выражение, можно получить угловую частоту ω_0 , соответствующую максимальной добротности $Q_{B \text{ max}}$, и саму величину $Q_{B \text{ max}}$:

$$\omega_0 \approx \left[C_{\text{бар}} (r_{p-n} r_{\text{б}})^{0,5} \right]^{-1}, \quad (1.20)$$

$$Q_{B \text{ max}} \approx \left[r_{p-n} / (4r_{\text{б}}) \right]^{0,5}. \quad (1.21)$$

На рис. 1.17 приведены кривые, поясняющие зависимость между добротностью варикапа Q_B , частотой ω и напряжением смещения. Максимум добротности варикапов обычно достигается в диапазоне частот 1...10 МГц.

Максимальное напряжение смещения ограничено напряжением пробоя p – n -перехода варикапа U_B .

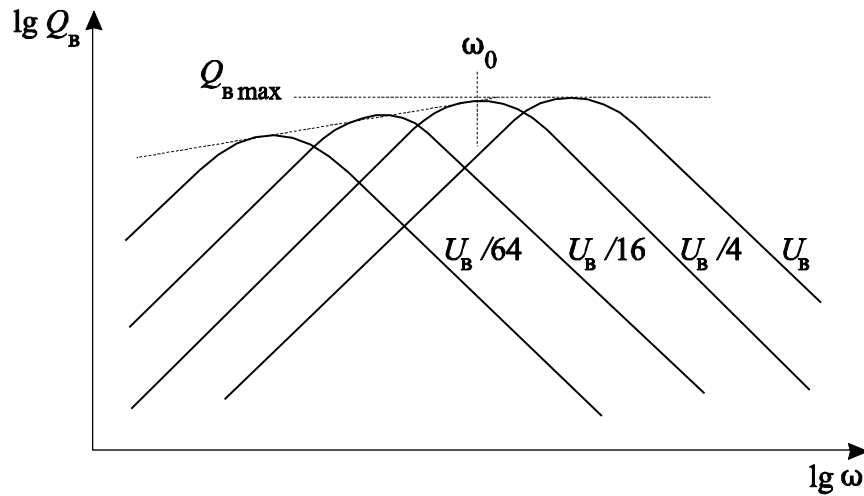


Рис. 1.17

При фиксированном напряжении смещения добротность Q_B изменяется на низких частотах по закону

$$Q_B = \omega r_{p-n} C_{бар}, \quad (1.22)$$

т. е. добротность варикапа растет с увеличением частоты. На высоких частотах добротность изменяется по закону

$$Q_B = (\omega r_0 C_{бар})^{-1}, \quad (1.23)$$

т. е. добротность варикапа уменьшается с увеличением частоты.

1.3.2. Формирование структуры варикапа

При выборе материала для изготовления варикапа и при формировании его структуры необходимо учитывать ряд факторов.

Для изготовления низкочастотных варикапов целесообразно использовать полупроводниковые материалы с большой шириной запрещенной зоны (кремний, арсенид галлия), что это обеспечивает большее значение дифференциального сопротивления p – n -перехода. Для изготовления высокочастотных варикапов следует выбирать исходные полупроводниковые материалы с большой подвижностью носителей заряда (арсенид галлия, германий с электропроводностью n -типа), чтобы уменьшить последовательное сопротивление базы.

Для уменьшения сопротивления базы без уменьшения пробивного напряжения базу варикапа делают двухслойной (рис. 1.18). При этом низкоом-

ный слой базы представляет собой подложку относительно большой толщины, обеспечивающей необходимую механическую прочность структуре прибора. Высокоомный слой базы с тем же типом электропроводности имеет малую толщину (несколько микрометров). Он может быть создан методом эпитаксиального наращивания.

В варикапах с резким p – n -переходом зависимость барьерной емкости от напряжения смещения получается более резкой, чем в варикапах с плавным p – n -переходом (см. рис. 1.15). Увеличение коэффициента перекрытия по емкости K_C можно достичь за счет неоднородного легирования примесями вблизи металлургической границы p – n -перехода, например методом диффузии. Тогда при низком напряжении изменение $C_{бар}$ соответствует плавному p – n -переходу, а при высоком – резкому. Для получения еще более резкой зависимости $C_{бар}$ от $U_{обр}$ в базе варикапа создают аномальное распределение примесей с градиентом концентрации другого знака по сравнению со знаком градиента концентрации в базе диффузионного диода (рис. 1.19).

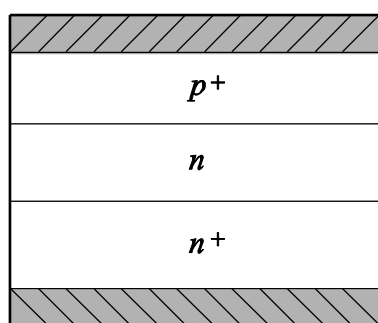


Рис. 1.18

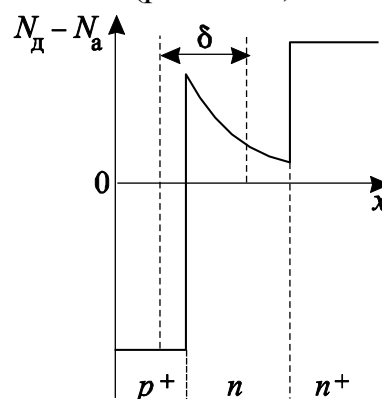


Рис. 1.19

При этом основная часть базы варикапа (подложка) будет низкоомной, а большое удельное сопротивление слоев базы, прилегающих к p – n -переходу, обеспечивает необходимое пробивное напряжение варикапа.

1.3.3. Выбор исходного материала и расчет основных геометрических размеров варикапа

Удельное сопротивление исходного материала для формирования структуры варикапа рассчитывают по формуле (1.3) исходя из заданного значения максимального рабочего напряжения прибора и учитывая, что оно должно быть меньше пробивного напряжения и обычно составляет $U_{max}=0,8U_{проб}$.

Полагая, что большая часть объемного заряда электронно-дырочного перехода лежит в высокоомной области базы, и считая, что при комнатной температуре все примесные атомы в полупроводниковой подложке ионизированы, по найденному значению ρ_6 определяют концентрацию легирующей примеси в базе варикапа, прилегающей к p – n -переходу, по формуле (1.5). Обычно принимается, что концентрация легирующей примеси в низкоомной области, прилегающей к p – n -переходу, в тысячу раз больше, чем соответствующая концентрация примеси в высокоомной области.

По заданному значению емкости варикапа при заданном малом напряжении смещения можно вычислить необходимую площадь электронно-дырочного перехода варикапа по формуле

$$S = C_B / C_{уд},$$

где удельная емкость $C_{уд}$ определяется из соотношения

$$C_{уд} = \epsilon \epsilon_0 / \delta.$$

Толщина электронно-дырочного перехода варикапа, соответствующая заданному значению напряжения смещения, предварительно рассчитывается по формуле (1.8) и должна учитывать контактную разность потенциалов, определяемую по формуле (1.9), которой нельзя пренебрегать при небольших напряжениях смещения.

Для оценки толщины высокоомной части базы следует определить толщину электронно-дырочного перехода варикапа, соответствующую заданному значению максимального рабочего напряжения прибора. Толщина базы должна быть несколько больше полученной толщины электронно-дырочного перехода. Обычно принимают $w_6 = (1,2 \dots 1,5) \delta_{\max}$.

1.3.4. Расчет основных параметров и характеристик варикапа

Для построения вольт-фарадной характеристики варикапа надо рассчитать его емкость C_B при нескольких значениях напряжения смещения в соответствии с формулой (1.18).

Коэффициент перекрытия по емкости K_C определяется как отношение емкостей варикапа при двух заданных значениях напряжения смещения U_{\min} и U_{\max} .

Для вычисления добротности варикапа Q_v надо определить дифференциальное сопротивление p – n -перехода $r_{\text{пер}}$ при заданном напряжении смещения и последовательное объемное сопротивление базы r_b варикапа по формулам (1.19), (1.21) – (1.23).

Чтобы определить дифференциальное сопротивление p – n -перехода r_{p-n} , надо рассчитать обратную ветвь вольт-амперной характеристики, учитывая вклад тока экстракции несновных носителей заряда из областей, прилегающих к p – n -переходу, и тока генерации носителей заряда в области p – n -перехода, которые определяются соотношениями (1.12) и (1.15) соответственно. Преобладание вклада той или иной составляющей обратного тока зависит от исходного материала, используемого для формирования структуры варикапа. Для вычисления объемного сопротивления базы r_b надо воспользоваться соотношением

$$r_b = \rho_b w_b / S.$$

В случае использования структуры варикапа с двухслойной базой, т. е. с высокоомным эпитаксиальным слоем и низкоомной подложкой с тем же типом электропроводности (концентрация примесей в подложке обычно в сотни раз выше, чем в эпитаксиальном слое), необходимо учесть сопротивления обоих слоев, включенные последовательно. Толщину низкоомной подложки принять равной 300 мкм.

Для построения зависимости добротности варикапа Q_v от частоты ω приложенного напряжения и определения угловой частоты ω_0 , соответствующей максимальной добротности $Q_{v \text{ max}}$, следует воспользоваться соотношениями (1.19) и (1.20).

Диапазон рабочих частот варикапов обычно ограничен уменьшением добротности варикапа при изменении частоты переменного напряжения до значения $Q_v=1$. Нижний предел рабочих частот $f_1 = 1/2\pi\tau_1$ ограничен постоянной времени перезаряда барьерной емкости $\tau_1 = r_b C_{\text{бар}}$. Другим принципиальным (физическим) ограничением скорости изменения барьерной емкости варикапа является конечная скорость перемещения основных носителей заряда в базовой области варикапа при изменении на нем напряжения. Инерционность этого процесса характеризуется временем диэлектрической релаксации $\tau_2 = \epsilon\epsilon_0\rho_b$ и определяет частоту $f_2 = 1/2\pi\tau_2$.

2. РАСЧЕТ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Общие сведения. Биполярный транзистор – это полупроводниковый прибор с тремя выводами и двумя взаимодействующими электронно-дырочными переходами, сформированными в объеме монокристалла.

Принцип действия биполярного транзистора основан на управлении переносом основных и неосновных носителей заряда, образующих ток, изменением уровня их инжекции (или экстракции). Электронно-дырочные переходы в объеме кристалла взаимодействуют между собой, если расстояние между переходами (толщина области базы) меньше диффузионной длины неосновных носителей заряда. В зависимости от чередования в объеме кристалла областей с различным типом электропроводности различают $n-p-n$ - и $p-n-p$ -транзисторы. Электронно-дырочные переходы транзистора – эмиттерный, основной функцией которого является инжекция (введение) неосновных носителей в базу, и коллекторный, осуществляющий собирание (экстракцию) инжектированных в базу носителей, – могут смещаться от внешнего источника напряжения в прямом либо в обратном направлении. Поэтому различают три режима работы транзистора: режим насыщения (оба перехода смещены в прямом направлении); режим отсечки (оба перехода смещены в обратном направлении); активный режим (один переход смещен в прямом направлении, а другой – в обратном). В активном режиме работы транзистор усиливает электрические сигналы по мощности. В режимах насыщения и отсечки он выполняет функции ключевого элемента.

Электрические свойства транзистора определяются размерами областей эмиттера, базы, коллектора, их взаимным расположением и электрофизическими параметрами полупроводникового материала (концентрацией и распределением легирующих примесей, подвижностью носителей заряда, временем жизни, диффузионной длиной и др.).

2.1. Формирование транзисторной структуры

При изготовлении транзисторов дискретного и интегрального типов наиболее часто используется планарно-эпитаксиальная технология.

На рис. 2.1 показаны структуры дискретного и интегрального биполярных транзисторов. В дискретных транзисторах (рис. 2.1, а) используется сильнолегированная подложка n^+ -типа, на которой выращивается высокоом-

ный эпитаксиальный слой n -типа, служащий активной коллекторной областью.

В структуре интегрального транзистора (рис. 2.1, б) коллекторная область также располагается в эпитаксиальном слое n -типа, выращенном на достаточно толстой (0,25...0,4 мм) подложке p -типа, обеспечивающей механическую прочность интегральной структуры. Обычно в качестве подложек используют полупроводниковые пластины p -типа с удельным сопротивлением 1...10 Ом·см. Скрытый n^+ -слой служит для уменьшения сопротивления коллекторной области от активной зоны, расположенной под эмиттером, до вывода коллектора.

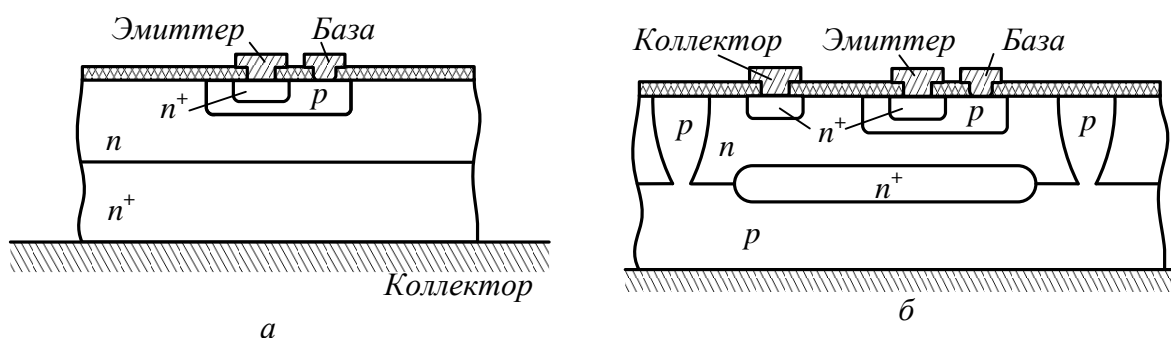


Рис. 2.1

На рис. 2.2 показаны поперечное сечение (рис. 2.2, а) и вид сверху (рис. 2.2, б) интегрального транзистора. На поперечном сечении транзистора можно выделить ряд областей: 1 – активная область базы, расположенная под эмиттерным переходом; 2 – пассивная область базы; 3 – периферийная область коллектора.

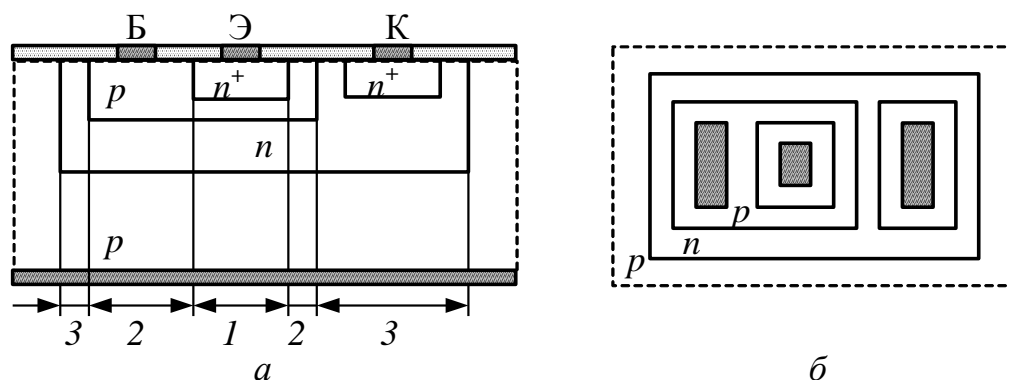


Рис. 2.2

Активная область транзистора 1 определяется границами активной области базы. Через активную область протекает основной поток носителей от эмиттера к коллектору в направлении, перпендикулярном границам электронно-дырочных переходов эмиттера и коллектора. Эта часть транзистор-

ной структуры определяет его усилительные свойства и обычно рассматривается как одномерная теоретическая модель транзистора.

С помощью одномерной модели транзистора анализируются основные закономерности физических процессов в транзисторе и в первую очередь процессы переноса неосновных носителей заряда.

Влияние пассивных областей базы на распределение потока носителей и периферийных областей коллектора на параметры транзистора учитываются дополнительно.

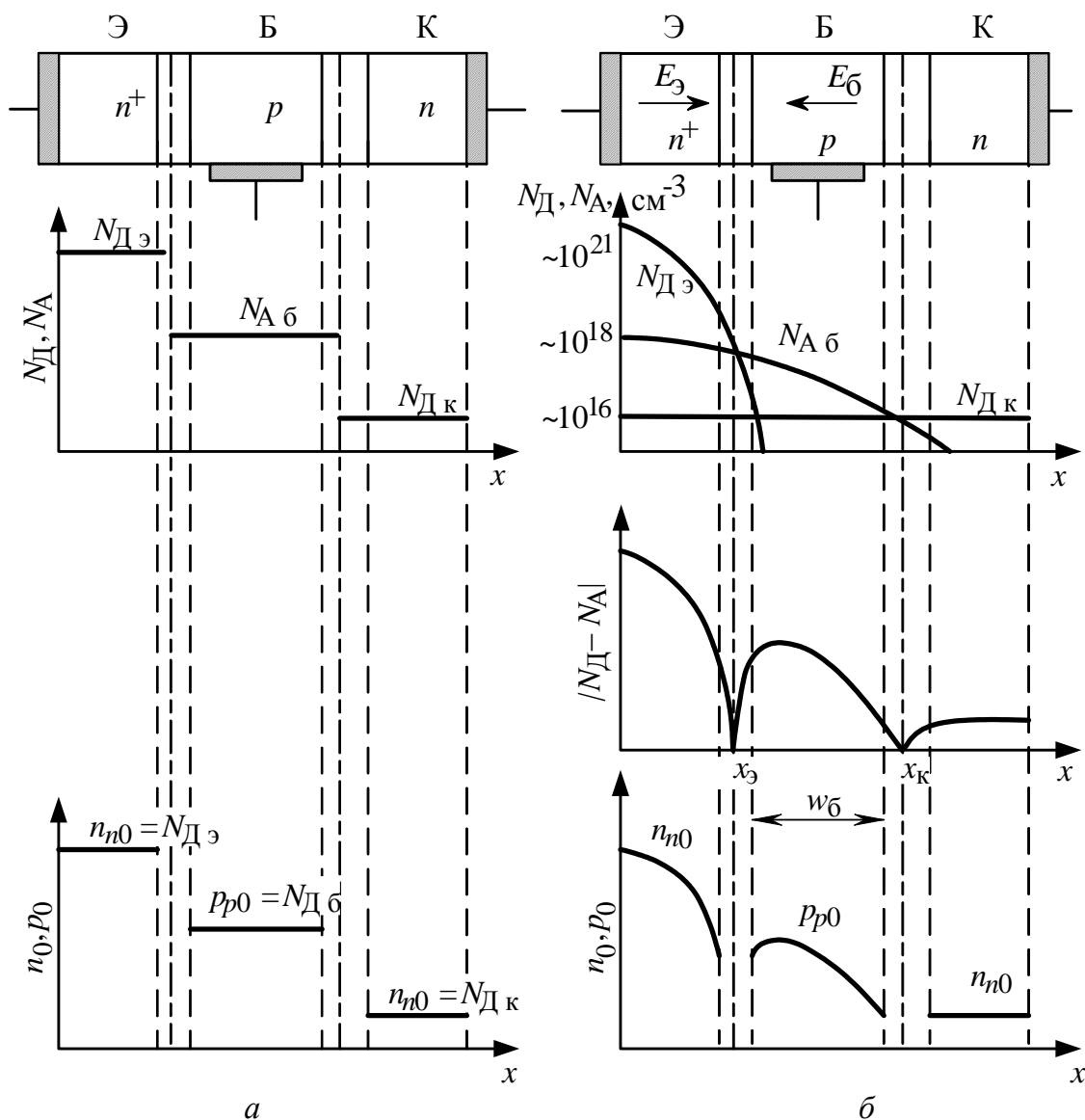


Рис. 2.3

Транзисторы с однородно легированной базой, называют диффузионными или бездрейфовыми, а транзисторы с неоднородно легированной базой, в области базы которых существует электрическое поле, называют дрейфовыми.

Для формирования однородной базы используют тонкие эпитаксиальные слои.

Неоднородно легированная база формируется методом диффузии. На рис. 2.3 показано распределение концентраций атомов примесей (рис. 2.3, *а*), основных и неосновных носителей заряда в равновесных условиях в транзисторе с однородно легированными областями (рис. 2.3, *б*) и в дрейфовом транзисторе с неоднородно легированной базой (рис. 2.3, *в*). Электрическое поле, возникающее в области базы при неоднородном легировании, ускоряет перенос носителей через область базы и улучшает усилительные и частотные свойства дрейфовых транзисторов.

2.2. Проектирование биполярного $n - p - n$ -транзистора

Техническое задание на проектирование содержит описание функций, которые транзистор должен выполнять в электронной схеме (усилитель, ключ, модулятор, управляемый резистор, диод, конденсатор и др.), и требования к его основным электрическим параметрам (напряжение пробоя, эмиттерный ток, быстродействие, граничная частота, коэффициент передачи тока и др.) в различных схемах включения (ОБ, ОЭ, ОК).

На первой стадии проектирования – физико-топологической – производится расчет геометрических размеров транзистора. Эта стадия проектирования включает определение размеров и конфигурации областей эмиттера, базы, коллектора, расчет их электрофизических параметров. Полученные в результате расчета параметры структуры транзистора в большинстве случаев следует считать оценочными, так как в расчетах используются упрощенные математические зависимости.

Расчетные значения параметров должны уточняться для достижения более точного удовлетворения техническому заданию.

2.2.1. Расчет геометрических размеров эмиттерной области

Определение размеров эмиттерной области производится исходя из обеспечения максимального коэффициента передачи тока при рабочем токе эмиттера.

При высоких плотностях тока эмиттерный переход транзистора работает в режиме высокого уровня инжекции, при котором наблюдаются такие эффекты, как эффект увеличения проводимости базы, снижающий эффектив-

ность эмиттера, эффект компенсации объемного заряда в коллекторном переходе инжектированными носителями заряда и уменьшение ширины области объемного заряда коллектора. Соответствующее увеличение ширины базовой области приводит к уменьшению коэффициента переноса носителей и снижению усиления транзистора по току. При больших плотностях тока эмиттера необходимо учитывать эффект оттеснения эмиттерного тока на край эмиттерной области из-за падения напряжения на сопротивлении активной области базы $r_{б1}$ при протекании базовой составляющей тока эмиттера. Оттеснение эмиттерного тока на край эмиттерной области будет существенным, если $I_{б} r_{б a} \geq \varphi_T$. Здесь:

$$r_{б a} = \rho_{v б a} l_э / (w_{б a} b_э), \quad (2.1)$$

где $\rho_{v б a}$ – удельное объемное сопротивление активной области базы; $l_э$ – длина эмиттера в направлении перпендикулярном выводу базы; $w_{б a}$ – толщина активной области базы; $b_э$ – ширина эмиттерной области вдоль вывода базы. В дрейфовых транзисторах из-за неравномерности распределения примеси в области базы (см. рис. 2.3, б) в (2.1) значение $\rho_{v б a} / w_{б a} = \rho_{б}$, т. е. можно принять равному среднему значению удельного сопротивления базы.

Максимальный удельный ток эмиттера (на единицу ширины эмиттера), превышение которого вызывает переход к высокому уровню инжекции и оттеснению тока, можно определить из соотношения

$$I_{э max} / b_э = (\varphi_T / \rho_{v б a}) (2B)^{1/2}. \quad (2.2)$$

Этому соответствует $(w_{б a} / l_э) (2B)^{1/2} \leq 1$. Условие (2.2) обычно выполняется для планарных транзисторов.

Если уменьшение усиления происходит в результате повышения уровня инжекции носителей в базу, увеличения ее проводимости и уменьшения времени жизни носителей заряда (эффект модуляции проводимости базы), то максимальное значение коэффициента передачи тока базы (B) достигается при значениях

$$I_{э max} / b_э = \varphi_T l_э / (\rho_{v б a} w_{б a})$$

и

$$(w_{б a} / l_э) (2B)^{1/2} \geq 1.$$

Для ослабления эффекта оттеснения тока эмиттера стремятся уменьшить длину эмиттера и общее сопротивление базы: $r_{\bar{\sigma}} = r_{\bar{\sigma}a} + r_{\bar{\sigma}п}$.

При проектировании топологии планарных транзисторов широко используются полосковые, гребенчатые, структуры эмиттерных областей, т.е. структуры с большим отношением периметра эмиттера к его площади.

При выборе полосковой структуры эмиттера отношение ширины эмиттера к длине задают в пределах 5...10 для маломощных транзисторов с токами до десяти миллиампер и 10...50 для мощных транзисторов с токами в десятки и сотни миллиампер (рис. 2.4).

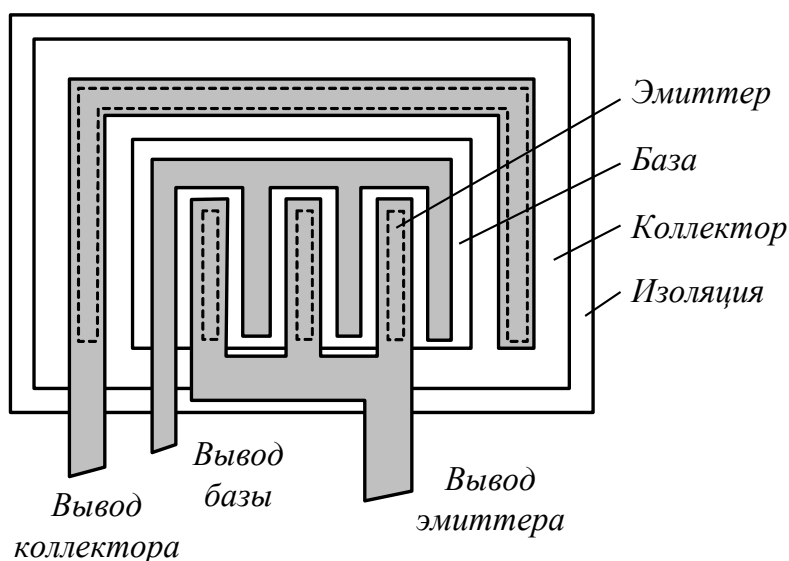


Рис. 2.4

Определение площади эмиттера производится в соответствии с представлением о том, что эмиттерный переход состоит из плоской части с площадью $S_{эпл}$, размеры которой совпадают с размерами окна в оксидной пленке, через которое проводилась диффузия примеси, и боковых частей $S_{эбок}$, связанных с боковой диффузией примеси. Боковая поверхность $p-n$ -перехода рассматривается как часть цилиндрической поверхности с радиусом, равным глубине залегания эмиттерного перехода $x_э$. Общая площадь эмиттера

$$S_{э} = S_{эпл} + S_{эбок} = l_э b_э + \pi x_э (l_э + b_э).$$

Если считать, что ток эмиттера равномерно распределен по площади эмиттерного перехода, то при допустимой плотности эмиттерного тока $J_э$ площадь эмиттера находится по формуле

$$S_{э} = I_э / J_{э доп}$$

Допустимая плотность тока эмиттера для кремниевых транзисторов составляет $10^2 \dots 10^3 \text{ А/см}^2$ в зависимости от режима работы транзистора.

В полосковой (гребенчатой) структуре транзистора (рис. 2.4) число полосок эмиттера можно оценить из соотношения $n_3 = S_3 / (l_3 b_3)$.

2.2.2. Расчет размеров базовой и коллекторной областей

Топологические размеры базовой и коллекторной областей определяются после расчета эмиттерной области. В маломощных транзисторах ($I_3 \leq 1$ мА) размеры областей базы и коллектора рассчитываются исходя из технологической нормы d , определяющей минимальный геометрический размер (окна в слое оксида, расстояния между границами диффузионных областей, расстояния между краями проводников и др.), который может быть выполнен при заданном уровне технологии.

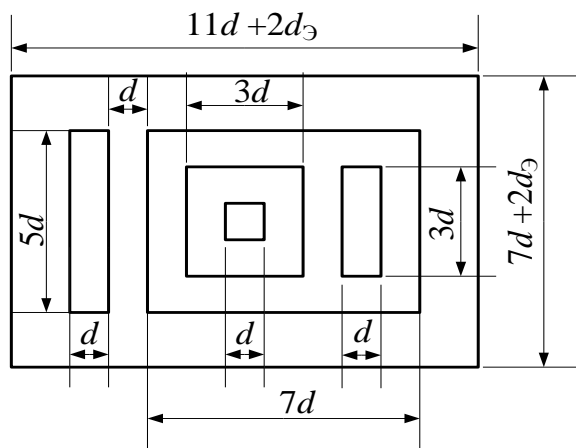


Рис. 2.5

Минимальное расстояние между границами диффузионных областей должно учитывать боковую диффузию под край окна в оксидном слое, которая принимается равной толщине диффузионных слоев x_3 , x_k , и максимальную ширину области объемного заряда у границ переходов. Горизонтальные размеры активных областей и размеры транзистора минимальной площади показаны на рис. 2.5.

Вертикальные размеры областей в поперечном сечении физической структуры транзистора (см. рис. 2.2) непосредственно влияют на такие параметры транзистора, как коэффициент передачи тока, время переноса носителей через базу, пробивное напряжение эмиттерного и коллекторного переходов и др.

2.2.3. Определение глубины залегания коллекторного и эмиттерного переходов транзистора

Глубина залегания коллекторного перехода x_k определяется с учетом расширения области пространственного заряда перехода при увеличении обратного напряжения и толщины прилегающих областей транзисторной структуры. Для достаточно больших обратных напряжений толщину коллек-

торного перехода в диффузионных и дрейфовых транзисторах можно рассчитать по формуле резкого перехода:

$$\delta = [2 \varepsilon_{\text{п}} \varepsilon_0 U_{\text{кб}} / (qN_{\text{к}})]^{1/2},$$

где $N_{\text{к}}$ – концентрация примеси в высокоомной коллекторной области.

Кривизна металлургической границы диффузионного перехода приводит к уменьшению его пробивного напряжения. Наибольшее снижение пробивного напряжения $U_{\text{проб сф}}$ происходит на сферических угловых границах перехода с радиусом закругления r , примерно равным глубине залегания перехода $x_{\text{к}}$. Значение $x_{\text{к}}$ можно найти из соотношения (1.4) при $n = 2$

$$U_{\text{проб сф}} = U_{\text{проб пл}} (r/\delta) [(3(\delta/r) + 1)^{1/3} - 1],$$

где $U_{\text{проб пл}}$ – пробивное напряжение плоской части коллекторного перехода, рассчитанное далее (см. 2.3).

После определения $x_{\text{к}}$ можно приближенно определить глубину залегания эмиттерного перехода $x_{\text{э}}$ из соотношения $x_{\text{э}} = x_{\text{к}} - w_{\text{б}}$.

2.2.4. Определение толщины базовой области транзистора

Толщину активной области базы определяют по времени переноса носителей заряда через базу $t_{\text{пр}}$. Для дрейфовых транзисторов можно принять

$$t_{\text{пр}} \approx w_{\text{б}}^2 / 2D_{\text{б}},$$

где $D_{\text{б}}$ – среднее значение коэффициента диффузии неосновных носителей заряда в базе. Следует заметить, что для дрейфовых транзисторов, формируемых методом двойной диффузии, влияние ускоряющего поля в базе на время пролета носителей компенсируется наличием тормозящего поля вблизи эмиттера. Поэтому выигрыш в уменьшении $t_{\text{пр}}$ достигается главным образом за счет того, что данная технология позволяет значительно уменьшить толщину базы.

2.2.5. Определение площади коллекторного перехода

Площадь коллекторного перехода находится по известной барьерной емкости коллекторного перехода $C_{\text{кб}}$ и удельной емкости перехода $c_{\text{кб}0}$:

$$S_{\text{к}} = C_{\text{кб}} / c_{\text{кб}0} ,$$

Удельная барьерная емкость $p-n$ -перехода в общем случае $c_{j0} = \varepsilon_{\text{п}} \varepsilon_0 / \delta$ или с учетом напряжения на переходе U :

$$c_{j0}(U) = c_{j0}(0) / (1 - U / \varphi_{\text{кон}})^{1/n},$$

где $c_{j0}(0)$ – удельная барьерная емкость при $U = 0$; δ – толщина $p-n$ -перехода; постоянная n равна 2 при ступенчатом характере перехода и 3 при плавном переходе с линейным распределением примесей в слое пространственного заряда. Для резкого несимметричного перехода

$$c_{j0}(0) = [\varepsilon_{\text{п}} \varepsilon_0 q N / (2 \varphi_{\text{кон}})]^{1/2},$$

где N – концентрация примеси в слаболегированной области; контактная разность потенциалов (1.9); $\varphi_{\text{кон}} = \varphi_{\text{т}} \ln(N_{\text{а}} N_{\text{д}} / n_i^2)$.

Для линейного (плавного) перехода с градиентом концентрации примесей в обедненной области a удельная емкость

$$c_{j0}(0) = [(\varepsilon_{\text{п}} \varepsilon_0)^2 q a / (12 \varphi_{\text{кон}})]^{1/3};$$

контактная разность потенциалов

$$\varphi_{\text{кон}} = \varphi_{\text{т}} [1,61 \lg(3 \varepsilon_{\text{п}} \varepsilon_0 \varphi_{\text{т}} a^2 / (q n_i^3)) + 0,8],$$

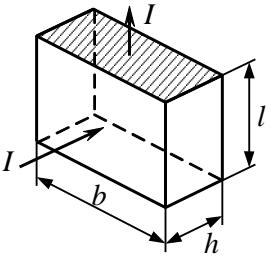
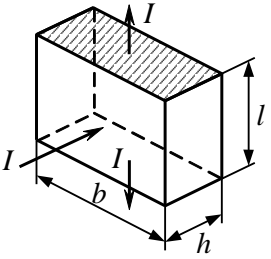
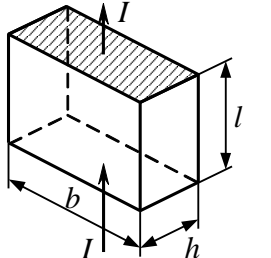
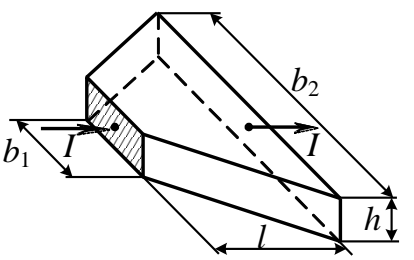
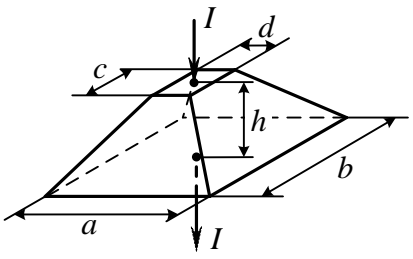
где $\varphi_{\text{т}}$ – тепловой потенциал, примерно равный 25 мэВ при 300 К.

В дрейфовых транзисторах эмиттерный переход по характеру распределения примесей в обедненной области можно считать линейным, в то время как коллекторный переход только при малых напряжениях, соизмеримых с $\varphi_{\text{кон}}$, можно отнести к таковому. Для достаточно больших напряжений коллекторный переход следует рассматривать как резкий.

2.2.6. Расчет сопротивления базы транзистора

Сопротивление базовой области определяет усилительные свойства транзистора, коэффициент обратной связи по напряжению, входное сопротивление, эффект оттеснения тока на край эмиттерной области и др. Сопротивление базы $r_{\text{б}}$ включает две составляющие: сопротивление активной области $r_{\text{б а}}$, расположенной под эмиттером, и сопротивление пассивной области $r_{\text{б п}}$ между краем активной области и контактом базы, по которому проходит ток базы. При расчете сопротивления $r_{\text{б}}$ базовую область разбивают на участки простой конфигурации (см. таблицу), сопротивление которых в зависимости от направления протекания тока, можно определить по соответствующим формулам.

Формулы для расчета сопротивлений полупроводниковых областей различной конфигурации.

№ п/п	Форма области	Сопротивление
1		$r = \frac{\rho_v}{3h} \frac{l}{b} = \rho_s \frac{l}{3b}$
2		$r = \frac{\rho_v}{12h} \frac{l}{b} = \frac{\rho_s}{12} \frac{l}{b}$
3		$r = \frac{\rho_v}{h} \frac{l}{b} = \rho_s \frac{l}{b}$
4		$r = \frac{2\rho_v l}{(b_1 + b_2)h}$
5		$r = \frac{\rho_v h}{da - bc} \ln \frac{da}{bc}$

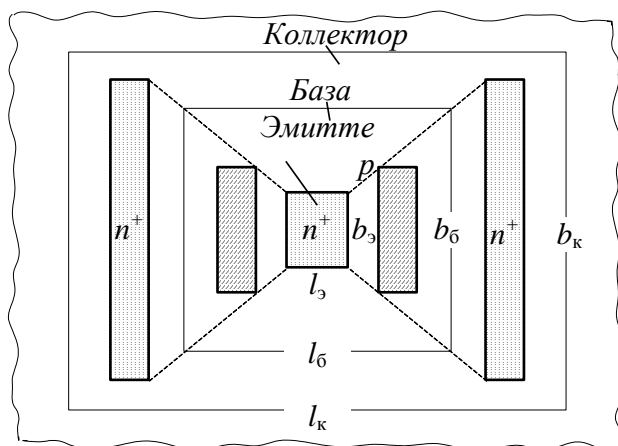


Рис. 2.6

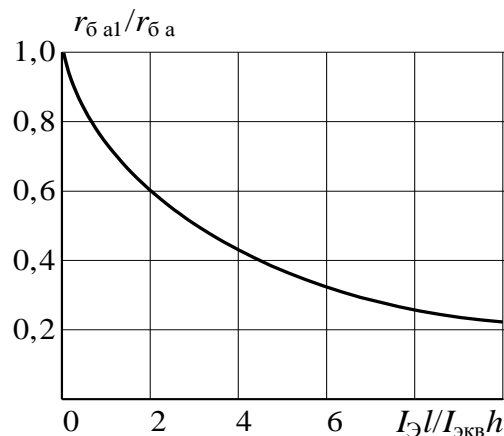


Рис. 2.7

Область базы интегрального транзистора условно делится, например на три участка: прямоугольную призму под основанием эмиттера, трапециевидную призму в промежутке между краем эмиттера и краем базового контакта и прямоугольную призму под базовым контактом (рис. 2.6).

Так, например сопротивление активной области r_{6a} , расположенной под основанием эмиттера, в транзисторе с одним выводом базы определяется (см. таблицу) из соотношения $r_{6a} = \rho_{v6a} l_3 / (3w_{6\text{эф}} b_3)$. В планарном транзисторе интегральной схемы с двумя выводами базы оба края эмиттерного перехода, обращенные к выводам базы, являются активными, поэтому расчет сопротивления r_{6a} производится по формуле $r_{6a} = \rho_{v6a} l_3 / (12w_{6\text{эф}} b_3)$ (см. таблицу, формула № 2). Размеры длины l_3 и ширины b_3 эмиттера находятся из удельного тока на единицу длины активной части периметра эмиттера (см. 2.2.1).

Сопротивление активной части базы r_{6a} зависит от эмиттерного тока за счет модуляции проводимости. Зависимость нормированного сопротивления активной базовой области r_{6a1}/r_{6a} от тока эмиттера приведена на рис. 2.7. Здесь

$$I_{3кв} = 2\phi_T w_{6a} / [\rho_{v6a}(1-\alpha)].$$

С учетом сопротивления $r_{6п}$ пассивной области базы общее сопротивление базы составляет $r_6 = r_{6a1} + r_{6п}$. В модели транзистора с двумя выводами базы $r_6 = r_{6a1} + r_{6п}/2$.

В гребенчатой структуре транзистора распределенное сопротивление базы уменьшается обратно пропорционально числу эмиттерных полосок.

2.2.7. Расчет объемного сопротивления коллекторной области

Сопротивление коллекторной области $r_{кк}$ оказывает влияние на пробивное напряжение коллекторного перехода, постоянную времени коллекторной цепи транзистора, остаточное падение напряжения на транзисторе в состоянии насыщения

$$U_{\text{ост}} = \varphi_T \ln \frac{\alpha_i (1 - 1/S)}{1 + B(1 - \alpha_i)/S} + I_{кн} r_{кк},$$

где $S = BI_{\text{б}}/I_{кн}$ – степень насыщения транзистора; α_i – инверсный коэффициент передачи тока эмиттера; $I_{\text{б}}$ и $I_{кн}$ – его базовый и коллекторный токи в режиме насыщения. Этот параметр имеет большое значение при использовании транзисторов в ключевом режиме.

Для определения общего сопротивления $r_{кк}$ коллекторная область транзистора разбивается на четыре или пять участков простой конфигурации (рис. 2.8), сопротивление которых определяется также по формулам из таблицы. Сопротивление $r_{кк}$ может принимать значения от нескольких килоом в структурах транзисторов без скрытого n^+ -слоя (рис. 2.8, а) до десятков ом в структурах с n^+ -слоем (рис. 2.8, б).

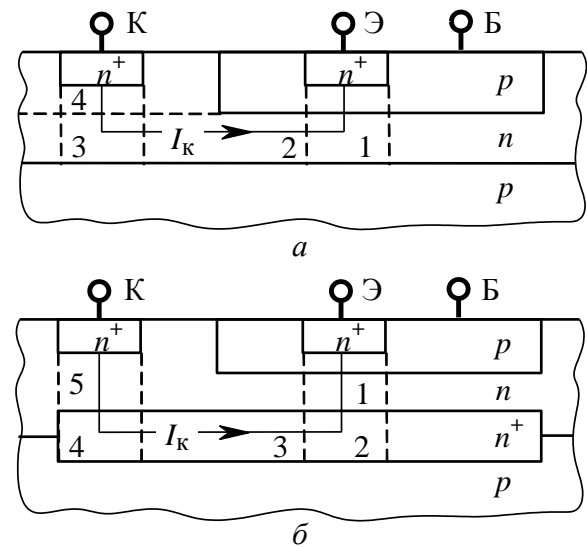


Рис. 2.8

2.3. Напряжение пробоя $p - n$ -переходов транзистора

Пробой эмиттерного и коллекторного переходов транзистора в большинстве случаев имеет лавинный характер и в кремниевых транзисторах наблюдается при напряженности электрического поля $E_{\text{max}} \approx 3 \cdot 10^5$ В/см. Значение напряжения лавинного пробоя резких $p - n$ - переходов, к которым можно отнести коллекторный переход диффузионного транзистора при достаточно больших напряжениях, определяется из эмпирических соотношений

$$U_{\text{проб}} = 60 (N \cdot 10^{-16})^{-0.75}, \quad U_{\text{проб}} = (2,7 \cdot 10^{12}) N^{-2/3}, \quad (2.3)$$

где N – эффективная концентрация примеси в высокоомной области перехода.

Напряжение лавинного пробоя плавных электронно-дырочных переходов, к которым можно отнести эмиттерный переход дрейфового транзистора, рассчитывается по формуле

$$U_{\text{проб}} = 60 [a/(3 \cdot 10^{20})]^{-0,4},$$

где a – градиент концентрации примесей на металлургической границе перехода.

В транзисторах с тонкой базой при увеличении коллекторного напряжения может происходить смыкание границ эмиттерного и коллекторного переходов, которое приводит к резкому возрастанию тока и пробоем транзистора. Напряжение смыкания можно определить в виде

$$U_{\text{см}} \approx (q N_6 / 2 \varepsilon \varepsilon_0) w^2(0),$$

где $w_6(0)$ – толщина базы при $U_k = 0$.

При включении транзистора по схеме ОЭ, когда напряжение U_k приближается к пробивному, ток коллектора возрастает из-за ударной ионизации в коллекторном переходе. Напряжение пробоя в схеме ОЭ при $I_6 = 0$ определяется как

$$U_{k \text{ э } 0 \text{ проб}} = U_{k \text{ б } 0 \text{ проб}} (1 - \alpha)^{1/3} = U_{k \text{ б } 0 \text{ проб}} / (1 + h_{21\text{э}})^{1/3},$$

где $U_{k \text{ б } 0 \text{ проб}}$ – напряжение лавинного пробоя коллекторного перехода при $I_3 = 0$, определяемое из (2.3). Уравнение (2.4) показывает, что в схеме ОЭ пробивное напряжение существенно меньше, чем в схеме ОБ ($U_{\text{проб}}$).

В планарных транзисторах пробивное напряжение эмиттерного и коллекторного переходов может отличаться от расчетных значений из-за кривизны металлургических границ (см. 1.1.2). Максимально допустимое рабочее напряжение электронно-дырочного перехода, при котором гарантируется надежная работа прибора, должно быть меньше расчетного значения пробивного напряжения. Для этого достаточно, чтобы $U_{\text{max}} = (0,5 \dots 0,8) U_{\text{проб}}$.

2.4. Частотные характеристики интегральных транзисторов

Основными параметрами, характеризующими усилительные свойства транзисторов в широком диапазоне частот, являются граничная частота коэффициента передачи тока эмиттера ($f_{\text{гр}} = f_T$), на которой модуль коэффициента передачи тока $|h_{21\text{э}}|$ равен единице; предельные частоты $f_{\alpha} = f_{h21\text{б}}$ и $f_{\beta} = f_{h21\text{э}}$ – для схем с ОБ и ОЭ соответственно, на которых модуль коэф-

коэффициента передачи тока уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с его значением в области низких частот; максимальная частота генерации f_{\max} , при которой коэффициент усиления по мощности уменьшается до единицы.

Граничная частота коэффициента передачи тока эмиттера определяется из приближенного выражения

$$1/\omega_{\text{гр}} = \tau_3 + t_{\text{пр}} + \tau_{\text{ок}} + \tau_{\text{к}},$$

где τ_3 – постоянная времени эмиттерной цепи; $t_{\text{пр}}$ – усредненное время пролета инжектированных носителей через базу; $\tau_{\text{ок}}$ – время пролета носителей заряда через обедненный слой коллекторного перехода; $\tau_{\text{к}}$ – постоянная времени коллекторной цепи.

Эти величины определяются следующим образом.

$\tau_3 = r_3 C_{36}$, где r_3 – дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода, C_{36} – барьерная емкость эмиттерного перехода;

$t_{\text{пр}} = w_b^2 / 2D_b$, где D_b – коэффициент диффузии носителей в базе в отсутствие поля.

В дрейфовых транзисторах пролет носителей через базу происходит в присутствии встроенного электрического поля, поэтому время пролета $t_{\text{пр}} = w_b^2 / [2D_b(\eta + 1)]$, где $\eta = 0,5 \ln [N_b(0)/N_b(w)]$ – коэффициент неоднородности базы, равный нулю для бездрейфовых транзисторов и 1,5...4 – для дрейфовых, тогда

$\tau_{\text{ок}} = \delta_k / (2 v_{\text{ск}})$, где $v_{\text{ск}}$ – скорость носителей, ограниченная рассеянием на тепловых колебаниях решетки ($8,5 \cdot 10^6$ см/с); δ_k – ширина коллекторного перехода при данном напряжении;

$\tau_{\text{к}} = (r_{\text{кк}} + r_b)(C_{\text{кб}} + C_{\text{кп}})$, где $r_{\text{кк}}$ – объемное сопротивление коллекторной области; $C_{\text{кб}}$ – барьерная емкость коллекторного перехода; $C_{\text{кп}}$ – барьерная емкость изолирующего перехода «коллектор – подложка» (для интегральных транзисторов). Для интегральных транзисторов $r_{\text{кк}}$ может составлять 10...100 Ом и $C_{\text{кп}} = (2...3)C_{\text{кб}}$. Типичное значение удельной емкости $c_{\text{кп0}}$ составляет для донной части 100 пФ/мм², для боковой – 150...250 пФ/мм².

Так как для бездрейфовых транзисторов основную роль в определении частотных свойств играет время пролета носителей через базу, определяемое диффузией неосновных носителей, можно принять, что граничная частота

$$f_{\text{Гр}} \approx f_{h21\delta} \approx 1/(2\pi t_{\text{пр}}) \approx D_n/(\pi w_{\delta}^2 \epsilon_{\text{эф}}).$$

Для дрейфовых транзисторов граничная частота обратно пропорциональна среднему времени пролета $t_{\text{пр}}$ носителей через область базы и при наличии ускоряющего поля определяется из соотношения

$$f_{\text{Гр}} \approx f_{h21\delta}/(1 + m\alpha_0),$$

где $m = 0,21 + 0,18\eta$.

Предельная частота коэффициента передачи тока для схемы с ОЭ

$$f_{h21\epsilon} = f_{h21\delta}(1 - \alpha_0)/(1 + m\alpha_0).$$

Необходимо отметить, что ввиду малого времени пролета носителей через область базы в дрейфовых транзисторах, при определении их частотных свойств существенную роль играют постоянные времени эмиттерной и коллекторной цепей.

Критерием усилительных свойств транзистора на высоких частотах служит также максимальная частота генерации f_{max} , при которой коэффициент усиления по мощности уменьшается до единицы $K_p \approx (f_{\text{max}}/f)$.

Максимальная частота генерации

$$f_{\text{max}} = [\alpha_0 f_{\text{Гр}}/(8\pi r_{\delta} C_{\text{к}\delta})]^{1/2} = [D_{\delta}/(4\pi r_{\delta} C_{\text{к}\delta} w_{\delta}^2 \epsilon_{\text{эф}})]^{1/2}.$$

Приведенное выражение позволяет установить факторы, от которых зависят частотные свойства транзисторов.

Сравнение значений указанных частот показывает, что $f_{h21\epsilon} < f_{\text{Гр}} < f_{h21\delta}$. Частоты $f_{h21\delta}$, $f_{h21\epsilon}$ преимущественно используются для оценки усилительных свойств транзисторов в области низких и средних частот. Высокими частотами считаются частоты выше частоты $f = (2\pi r_{\text{к}} C_{\text{к}\delta})^{-1}$. С этой частоты усиливается влияние емкости $C_{\text{к}\delta}$ и постоянной времени $r_{\delta} C_{\text{к}\delta}$. Частота f_{max} при малых значениях $r_{\delta} C_{\text{к}\delta}$, характерных для высокочастотных транзисторов, обычно больше $f_{h21\delta}$. Для низкочастотных транзисторов ($f_{h21\delta} < 25$ МГц) значение $f_{\text{max}} < f_{h21\delta}$.

2.5. Определение токов $n - p - n$ -транзистора

В активном режиме работы транзистора эмиттерный $p - n$ -переход смещен в прямом направлении и в нем происходит инжекция электронов и ды-

рок в приграничные области, поэтому ток эмиттера содержит две составляющие – электронную $I_{n\text{э}}$ и дырочную $I_{p\text{э}}$. Неосновные носители, инжектированные эмиттером в базу, переносятся от эмиттера к коллектору за счет диффузии в бездрейфовом транзисторе или за счет диффузии и дрейфа в дрейфовом транзисторе. В объеме базы происходит частичная рекомбинация инжектированных носителей и образуется ток базы $I_{\text{рек б а}}$. Если диффузионная длина неосновных носителей в базе $L_{n\text{б}} \gg w_{\text{ба}}$, то большая часть инжектированных носителей достигает коллекторного перехода и поступает во внешнюю цепь, поэтому ток коллектора $I_{n\text{к}} = I_{n\text{э}} - I_{\text{рек б а}}$.

В бездрейфовом транзисторе ток инжекции электронов в базу при $L_{n\text{б}} \gg w_{\text{ба}}$ и прямом напряжении на переходе $U_{\text{э б}}$ определяется как

$$I_{n\text{э}} = S_{\text{э}} [q D_{n\text{б}} n_i^2 / (N_{\text{а б}} w_{\text{ба}})] (e^{U_{\text{э б}} / \varphi_{\text{т}}} - 1), \quad (2.5)$$

Ток инжекции дырок в однородно легированную n^+ - область эмиттера при $w_{\text{э}} > L_{p\text{э}}$ находится из уравнения

$$I_{p\text{э}} = S_{\text{э}} [q D_{p\text{э}} n_i^2 / (N_{\text{д э}} L_{p\text{э}})] (e^{U_{\text{э б}} / \varphi_{\text{т}}} - 1), \quad (2.6)$$

Полный ток эмиттера $I_{\text{э}} = I_{n\text{э}} + I_{p\text{э}}$.

Частичная рекомбинация неосновных носителей в базе определяет ток объемной рекомбинации в активной области базы

$$I_{\text{рек б а}} = S_{\text{э}} [q n_i^2 w_{\text{ба}} / (2 N_{\text{а б}} \tau_{n\text{б}})] (e^{U_{\text{э б}} / \varphi_{\text{т}}} - 1), \quad (2.7)$$

где $\tau_{n\text{б}}$ – время жизни неосновных носителей в базе.

В реальных транзисторах дырки, инжектированные эмиттером, рекомбинируют не только в активной области базы, но также и в объеме и на поверхности пассивной области базы. Эти потери при больших токах эмиттера могут в несколько раз превышать рекомбинационные потери в активной области базы.

Ток коллектора определяется той частью инжектированных неосновных носителей, которые проходят область базы и достигают коллекторного перехода:

$$I_{\text{к}} = I_{n\text{к}} = I_{n\text{э}} - I_{\text{рек б а}} = I_{n\text{э}} (1 - I_{\text{рек б а}} / I_{n\text{э}}).$$

В дрейфовом транзисторе электронная составляющая эмиттерного тока $I_{n\bar{\epsilon}}$ увеличивается в $w_{\bar{\epsilon}}/L_{a\bar{\epsilon}}$ раз по сравнению с током бездрейфового транзистора и примерно во столько же раз увеличивается I_K :

$$I_{n\bar{\epsilon}} = S_{\bar{\epsilon}} [qD_{n\bar{\epsilon}} n^2 / (N_{a\bar{\epsilon}} w_{\bar{\epsilon}})] (w_{\bar{\epsilon}}/L_{a\bar{\epsilon}}) (e^{U_{\bar{\epsilon}}/\phi_T} - 1).$$

Здесь $L_{a\bar{\epsilon}}$ – диффузионная длина атомов акцепторной примеси в базовой области:

$$L_{a\bar{\epsilon}} = w_{\bar{\epsilon}} / \ln [N_{a\bar{\epsilon}}(0)/N_{a\bar{\epsilon}}(w_{\bar{\epsilon}})],$$

где $N_{a\bar{\epsilon}}(0)$, $N_{a\bar{\epsilon}}(w_{\bar{\epsilon}})$ – значения концентрации атомов акцепторной примеси на границах базовой области со стороны эмиттерного и коллекторного переходов. Отношение данных концентраций определяет значение установившегося поля в области базы.

2.6. Расчет коэффициента передачи тока транзистора

Коэффициент передачи тока является важнейшим параметром транзистора, который характеризует его усилительные свойства. Интегральное (статическое) значение данного параметра определяется отношением выходного тока транзистора к его входному току.

В схеме с ОБ интегральный коэффициент передачи тока эмиттера $h_{21B} = \alpha = \gamma_{\bar{\epsilon}} \alpha_{\Pi} M = I_K/I_{\bar{\epsilon}}$, где $\gamma_{\bar{\epsilon}}$ – эффективность эмиттера; α_{Π} – коэффициент переноса; M – коэффициент ударной ионизации.

В схеме с ОЭ коэффициент передачи тока базы $h_{21\bar{\epsilon}} = B = I_K/I_{\bar{\epsilon}}$, а между коэффициентами передачи тока в схемах с ОБ и ОЭ выполняется соотношение $B = \alpha/(1 - \alpha)$.

Эффективность эмиттера в бездрейфовом транзисторе

$$\begin{aligned} \gamma_{\bar{\epsilon}} = I_{n\bar{\epsilon}}/I_{\bar{\epsilon}} &= [1 + D_{p\bar{\epsilon}} N_{a\bar{\epsilon}} w_{\bar{\epsilon}} / (D_{n\bar{\epsilon}} N_{d\bar{\epsilon}} L_{p\bar{\epsilon}})]^{-1} = \\ &= [1 + (\rho_{nv}^+ / \rho_{pv})(w_{\bar{\epsilon}} / L_{p\bar{\epsilon}})]^{-1}, \end{aligned} \quad (2.8)$$

где ρ_{nv}^+ и ρ_{pv} – объемные удельные сопротивления областей эмиттера и базы соответственно.

Для одномерной модели бездрейфового транзистора коэффициент переноса неосновных носителей через активную часть базы (без учета рекомбинации в пассивной области базы, в области объемного заряда эмиттерного перехода) и при $L_{n\bar{\epsilon}} \gg w_{\bar{\epsilon}}$ определяется как

$$\alpha_{\Pi} = I_{n\kappa}/I_{n\varepsilon} = 1 - I_{\text{рек } \delta a}/I_{n\varepsilon} = [1 + 0,5(w_{\delta a}/L_{n\delta})^2]^{-1}. \quad (2.9)$$

Коэффициент ударной ионизации M характеризует увеличение тока коллектора за счет умножения количества носителей в результате ударной ионизации в сильном электрическом поле коллекторного перехода. Он определяется из эмпирического выражения

$$M = [1 - (U_{\kappa\delta}/U_{\text{проб}})^n]^{-1},$$

где $n \approx 3$ для большинства транзисторов. Напряжение пробоя $U_{\text{проб}}$ обычно много больше рабочего напряжения $U_{\kappa\delta}$ транзистора, поэтому коэффициент ударной ионизации $M \approx 1$.

Таким образом, на основании (2.8) и (2.9) коэффициент передачи тока эмиттера для бездрейфового транзистора

$$\alpha = [1 + 0,5(w_{\delta a}/L_{n\delta})^2]^{-1} [1 + (\rho_{n\nu}^+/\rho_{p\nu})(w_{\delta a}/L_{p\varepsilon})]^{-1}.$$

В дрейфовом транзисторе встроенное электрическое поле в области неоднородно легированного эмиттера (см. рис. 2.3) влияет на инжекцию дырок из области базы. Считая эмиттерный переход при малых напряжениях линейным, его эффективность

$$\gamma_{\varepsilon} \approx 1 - L_d L_a / [\tau_{p\varepsilon} D_{n\delta}(0)], \quad (2.10)$$

где L_d, L_a – диффузионные длины доноров и акцепторов в эмиттере и базе соответственно; $\tau_{p\varepsilon}$ – время жизни дырок в эмиттере; $D_{n\delta}(0)$ – коэффициент диффузии электронов на границе базовой области со стороны эмиттера. Коэффициент переноса неосновных носителей от эмиттера к коллектору зависит также от встроенного электрического поля в базе, поэтому

$$\alpha_{\Pi} \approx 1 - 0,5[w_{\delta}/L_{n\delta}(0)]^2 / [1 + \ln(N_{a\delta}(0)/N_{a\delta}(w_{\delta}))], \quad (2.11)$$

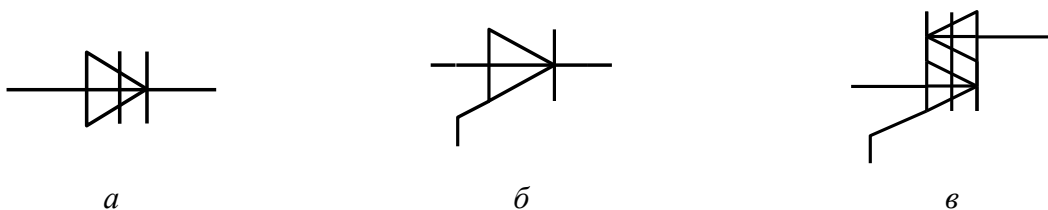
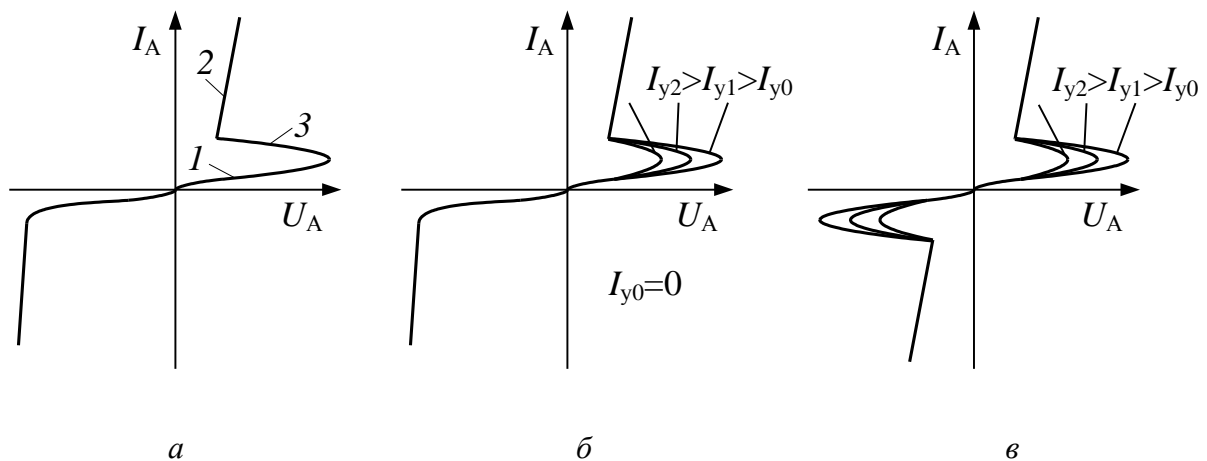
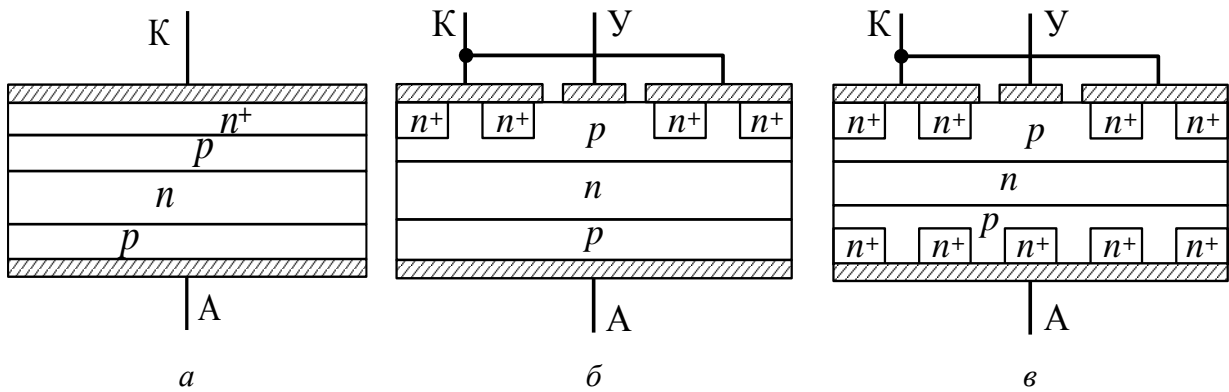
где $L_{n\delta}(0)$ – диффузионная длина электронов в базе на границе с эмиттерным переходом.

Из (2.11) следует, что в дрейфовом транзисторе коэффициент переноса зависит не только от $w_{\delta}/L_{n\delta}(0)$, но и от граничных концентраций примеси в базе $N_{a\delta}(0)$ и $N_{a\delta}(w_{\delta})$, значения которых характеризуют неоднородность легирования базы и напряженность встроенного поля, ускоряющего перенос носителей заряда. Коэффициент передачи тока α для дрейфовых транзисторов находится из соотношений (2.10) и (2.11). Анализ показывает, что при прочих равных условиях коэффициент передачи тока дрейфового транзистора больше, чем бездрейфового.

3. РАСЧЕТ ТИРИСТОРА

Тиристор – это электропреобразовательный полупроводниковый прибор с тремя (или более) p – n -переходами (рис. 3.1). В его работе возможны два устойчивых состояния: закрытое (рис. 3.2, а, 1) и открытое (рис. 3.2, а, 2). Благодаря этому тиристор используется в схемах в качестве электронного ключа, причем схема может оставаться в одном из устойчивых состояний сколь угодно долго до подачи переключающего сигнала.

На вольт-амперной характеристике тиристора имеется участок отрицательного дифференциального сопротивления (участок 3 на рис 3.2, а), что позволяет на основе тиристора формировать усилители или генераторы сигналов.



На рис.3.1 представлены различные структуры тиристоров: *а* – диодный тиристор (динистор); *б* – триодный тиристор (триак) с управлением по катоду; *в* – симметричный тиристор (симистор) с управлением по катоду.

На рис 3.2 приведены соответствующие этим структурам вольт-амперные характеристики, а на рис. 3.3 – обозначения этих тиристоров на электрических схемах.

3.1. Формирование тиристорной структуры

В настоящее время тиристоры в основном используются в схемах силовой электроники, т. е. для переключения больших токов и напряжений, поэтому $p-n$ -переходы имеют большую площадь и формируются методом диффузии примесей на большую глубину.

Рассмотрим порядок формирования структуры на примере диодного тиристора (рис. 3.4).

В качестве исходного материала при формировании тиристорных структур используются пластины полупроводникового монокристаллического кремния высокого удельного сопротивления с электропроводностью n -типа. Вначале при использовании акцепторов с большим значением коэффициента диффузии, например алюминия (Al) или, что реже, галлия (Ga), формируются $p-n$ -переходы П2 и П3 (рис. 3.4, *а*).

Для улучшения контакта металл-полупроводник вводится бор (В).

При формировании $p-n$ -перехода П1 в качестве донорной примеси используется фосфор (Р).

При таком методе формирования тиристорных структур распределение примесей в областях получается неоднородным (рис. 3.4, *б*). Однако при расчете параметров тиристора в первом приближении можно заменить реальное распределение примесей средними значениями их концентраций N_{cp} в каждой из областей (рис. 3.4, *в*).

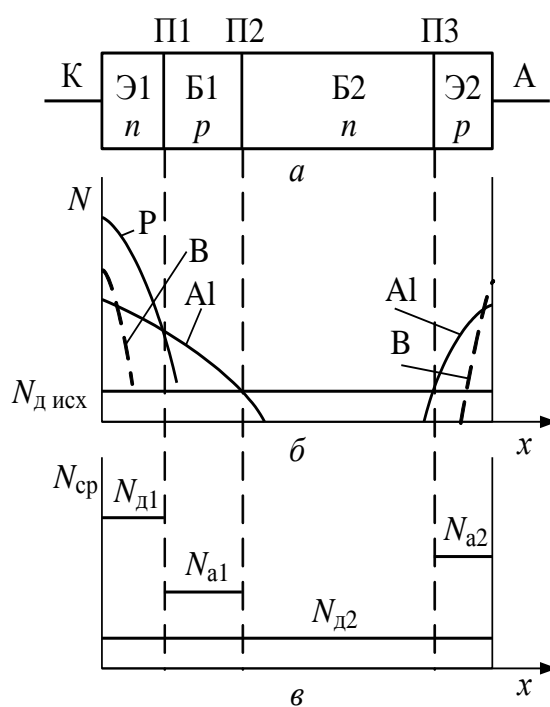
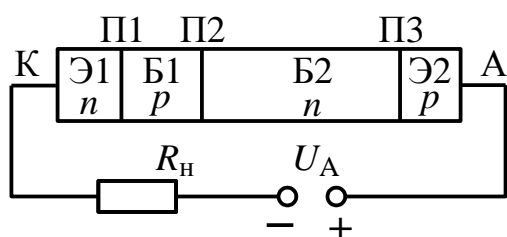


Рис. 3.4

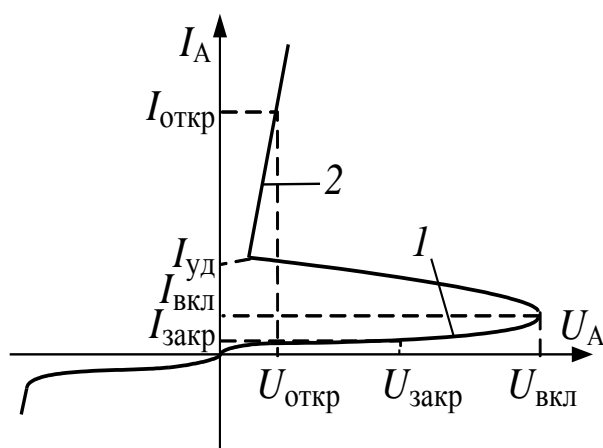
3.2. Принцип действия тиристора

Принцип действия тиристора рассмотрим на примере диодного тиристора (рис. 3.5).

При подаче на анод положительного потенциала относительно катода (рис. 3.5, а) p - n -переходы П1 и П3 оказываются включенными в прямом направлении, а П2 – в обратном. При этом инжектированные из эмиттеров электроны (из Э1) и дырки (из Э2) под действием диффузии пролетают через базы Б1 и Б2 соответственно и полем обратно смещенного p - n -перехода П3 переносятся в соседние области, соответственно, Б2 и Б1.



а



б

Рис. 3.5

При напряжении на аноде U_A менее $U_{вкл}$ (рис. 3.5, б) через тиристор течет малый анодный ток, соответствующий обратному току p - n -перехода П2, например $I_{закр}$ при напряжении $U_{закр}$. Такое состояние тиристора называют выключенным (состояние 1 на рис. 3.5, б).

При увеличении анодного напряжения U_A растут прямые смещения на эмиттерных переходах П1 и П3, а также обратное смещение на коллекторном переходе П2. За счет расширения области пространственного заряда перехода П2 уменьшаются эффективные толщины баз Б1 и Б2: в них уменьшается рекомбинация неосновных носите-

лей заряда, инжектированных из эмиттеров Э1 и Э2, и происходит накопление электронов в n -базе Б2 и дырок в p -базе Б1. При этом возникает поле, направленное навстречу полю перехода П2. При достижении критического заряда $Q_{кр}$ в базах (что соответствует $U_A = U_{вкл}$) поле, созданное накопленными зарядами, преобладает над полем коллекторного p - n -перехода, вследствие этого коллекторный p - n -переход П2 оказывается смещенным в прямом направлении, а тиристор переходит во включенное состояние (состояние 2 на

рис. 3.5, б). Через включенный тиристор течет большой анодный ток $I_{\text{откр}}$, определяемый сопротивлением нагрузки во внешней цепи R_H при малом падении напряжения на нем $U_{\text{откр}}$, так как все три перехода включены в прямом направлении. Анодное напряжение, которое в состоянии I падало в основном на коллекторном переходе П2 (за счет высокого сопротивления обратно смещенного p – n -перехода), теперь падает на нагрузке R_H .

В таком проводящем состоянии тиристор будет находиться достаточно долго, пока в базах заряд остается больше $Q_{\text{кр}}$, что соответствует току I_A , большему тока удержания $I_{\text{уд}}$ (рис. 3.5, б). При токе $I_A < I_{\text{уд}}$ тиристор переходит в устойчивое состояние I – выключенное.

При включении тиристора в обратном направлении (U_A – отрицательно относительно катода) обратно включенными оказываются p – n -переходы П1 и П3, а p – n -переход П2 включен в прямом направлении. Так как переход П1 образован областями с высокими концентрациями примесей (см. рис. 3.4, б), то пробивное напряжение его мало (обычно, менее 20 В), поэтому после пробоя этого перехода можно считать, что напряжение U_A падает в основном на переходе П3. Обратный ток тиристора при этом определяется током через этот p – n -переход.

При наличии управляющего электрода У (рис. 3.1, б и 3.1, в) и при положительном смещении на нем относительно катода К (что соответствует управляющему току $I_y > 0$ на рис. 3.2, б и 3.2, в) возрастает инжекция из эмиттерного p – n -перехода П1, а достижение $Q_{\text{кр}}$ происходит при меньших анодных напряжениях: $U_{\text{вкл}}$ уменьшается.

Основной характеристикой тиристора является его вольт-амперная характеристика. Аналитическое выражение для нее в закрытом состоянии тиристора удобно получить, исходя из двухтранзисторной модели тиристора (рис. 3.6, б), соответствующей структуре рис. 3.6, а:

$$I_A = \frac{I_{\text{к0}}}{1 - (\alpha_n + \alpha_p)}, \quad (3.1)$$

где $I_{\text{к0}}$ – ток через тиристор (через средний обратно смещенный p – n -переход П2) в закрытом состоянии; α_n и α_p – коэффициенты передачи токов эмиттеров транзисторов моделей n – p – n и p – n – p , соответственно. Ток $I_{\text{к0}}$ зависит от

напряжения на p – n -переходе П2, а следовательно, и от U_A . Коэффициенты α_n и α_p зависят как от тока тиристора I_A , так и от напряжения U_A на нем. Таким образом, выражение (3.1) представляет собой вольт-амперную характеристику тиристора в неявном виде (уравнение (3.1) – трансцендентное).

Чтобы рассчитать ВАХ тиристора, необходимо найти параметры, входящие в уравнение (3.1). Очевидно, это уравнение справедливо, пока $\alpha_n + \alpha_p < 1$. Соотношение $\alpha_n + \alpha_p = 1$ является условием переключения тиристора из закрытого состояния в открытое, что соответствует неограниченному возрастанию тока через тиристор. Иными словами, переключение тиристора происходит, когда сумма коэффициентов передачи эмиттерных токов транзисторов модели достигает единицы.

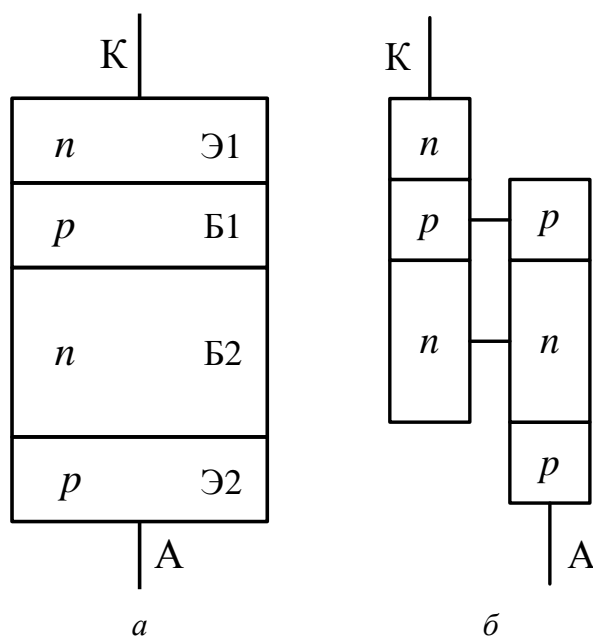


Рис. 3.6

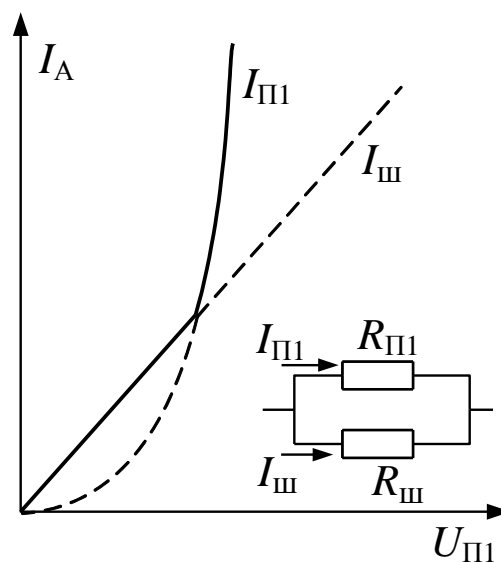


Рис. 3.7

Изменять напряжение включения тиристора $U_{вкл}$ можно, изменяя как значение коэффициентов передачи α_n и α_p , так и их зависимость от тока I_A и напряжения U_A тиристора. Это достигается в первую очередь в процессе разработки тиристора за счет выбора материала и изменения конструкции областей структуры (толщин областей, распределения примесей в областях и др.). Например, обычно толщина w_p базы Б1 меньше толщины w_n базы Б2, следовательно, рекомбинация носителей заряда в базе Б1 меньше и α_n больше α_p , поэтому для изменения $U_{вкл}$ удобнее регулировать α_n .

Одним из способов регулирования α_n является шунтирование эмиттера объемным сопротивлением прилегающей базовой области (см. рис. 3.1, б, в). В этом случае при малых напряжениях U_A ток I_A в основном течет по шунтирующему сопротивлению, следовательно, α_n — очень мал. При увеличении напряжения на p – n -переходе П1 уменьшается высота потенциального барьера и преобладает инжекция носителей заряда через p – n -переход, поэтому возрастает ток $I_A = I_{П1}$ (рис. 3.7), а следовательно, и α_n .

3.3. Выбор исходного материала для тиристора и основных геометрических размеров структуры

Исходным материалом при формировании тиристорной структуры является материал высокоомной базы Б2 — кремний с n -типом электропроводности. Удельное сопротивление материала выбирается из заданного максимального рабочего напряжения на тиристоре ($U_{вкл}$ или $U_{обр \max}$).

Предполагая $U_{обр \max} > U_{вкл}$, примем, что пробивное напряжение $U_{проб} = (1,2 \dots 1,3) U_{обр \max}$, тогда из соотношения (1.3) находится удельное сопротивление исходного материала: $\rho_n = \rho_{\bar{0}}$, а полагая $n_{n0} \approx N_{д2}$, можно рассчитать по (1.5) концентрацию доноров в области базы Б2: $N_{д2} = 1/(q\rho_n\mu_n)$.

Зная $N_{д2}$, можно оценить металлургическую толщину области базы Б2, полагая (для исключения смыкания p – n -переходов П2 и П3)

$$w_{n \bar{0}} = (1,2 \dots 1,5) \delta_{n \max}.$$

Значение $\delta_{n \max}$ можно найти при $\varphi_k \cong 0$ и $U_{обр} = U_{обр \max}$ (принимая, что большая часть p – n -перехода П2 лежит в слаболегированной области n -базы) из выражения (1.8) при $N = N_{д2}$.

Для мощных тиристоров различных типов толщина n -эмиттера составляет 10...30 мкм; p -базы — 15...50 мкм; n -базы — 50...100 мкм для низковольтных и до 500...700 мкм для высоковольтных приборов; p -эмиттера — 25...100 мкм.

Площадь структуры (в первом приближении) определяется площадью коллекторного p – n -перехода S_k . С учетом шунтирования эмиттера она примерно вдвое больше площади эмиттера $S_э$, и ее можно определить как

$$S_k = 2S_э = 2I_{A \max} / J_{доп},$$

где $J_{\text{доп}}$ – максимальный прямой ток через тиристор; $J_{\text{доп}} = 200 \text{ А/см}^2$ – допустимая плотность тока через p – n -переход, сформированный на основе кремния.

3.4. Расчет вольт-амперной характеристики тиристора

Расчет вольт-амперной характеристики тиристора (3.1) в закрытом состоянии (до напряжения включения) сводится к расчету $I_{\text{к0}}$ и коэффициентов передачи токов транзисторов α_n и α_p .

Ток обратносмещенного p – n -перехода Π_2 можно рассчитать аналогично обратному току диода, т. е. принять $I_{\text{к0}} = I_{\text{обр}}$ (1.16), его составляющие определить, соответственно, по (1.13) и (1.17), а коэффициент M – по (1.18). При расчете тока в этих уравнениях следует принять $S = S_{\text{к}}$, а вместо $w_{n\text{б}}$ использовать значение эффективной толщины базы Б2:

$$w_{n\text{эф}} = w_{n\text{б2}} - \delta_n, \quad (3.2)$$

где $w_{n\text{б2}}$ – металлургическая толщина базы Б2; $\delta = \delta_n$ – толщина области объемного заряда коллекторного p – n -перехода в n -базе при $U_{\text{обр}} \cong U_{\text{А}}$ (1.8).

Коэффициенты передачи тока эмиттера α_n и α_p в общем случае можно выразить как

$$\alpha = \gamma \alpha_{\text{п}} \alpha^* M,$$

где γ – коэффициент инжекции эмиттера; $\alpha_{\text{п}}$ – коэффициент переноса носителей через базу; α^* – эффективность коллектора (обычно принимают $\alpha^* = 1$); M – коэффициент лавинного размножения.

Так как коллекторный p – n -переход в обоих транзисторах один и тот же, то и M будет одним и тем же для α_n и α_p .

При расчете коэффициента инжекции n – p -транзистора γ_n необходимо учитывать шунтирование p – n -перехода Π_1 . Тогда

$$\gamma_n = \frac{I_{n\text{э}}}{I_{\text{э}}} = \frac{I_{n\text{э}}}{I_{n\text{э}} + I_{p\text{э}} + I_r + I_{\text{ш}}},$$

где токи $I_{n\text{э}}$, $I_{p\text{э}}$, $I_{\text{рек}}$ рассчитываются по формулам (2.5), (2.6) и (2.7), соответственно, а ток через шунт

$$I_{\text{ш}} = \frac{U_{\text{э}}}{R_{\text{ш}}},$$

где $R_{ш}$ – сопротивление шунта, значение которого определяется конструкцией n -эмиттера тиристора.

Коэффициент переноса неосновных носителей через однородно легированную базу (в данном случае – электронов через p -базу) определяется по (2.9). Параметры p – n – p -транзистора рассчитываются аналогично параметрам n – p – n -транзистора. Однако если для n – p – n -транзистора толщину базы w_p можно принять неизменной, то для p – n – p -транзистора в расчетах необходимо использовать эффективную толщину базы $w_{n\text{эф}}$ (3.2).

Напряжение на тиристоре во включенном состоянии $U_{\text{откр}}$ определяется падением напряжения на трех прямовключенных переходах и на сопротивлениях базовых областей. Так как два p – n -перехода из трех включены встречно, то можно учитывать падение напряжения только на одном переходе. В случае, если уровень инжекции перехода Э1–Б1 остается низким:

$$U_{p-n} = \frac{kT}{q} \ln \frac{I_A}{I_0},$$

где $I_0 = S_p \frac{qD_p n_i^2}{N_{ap} L_{p\delta}}$. Падение напряжения на высокоомной базе Б2 при не

очень больших токах, когда проводимость базы увеличивается пропорционально протекающему току, определяется как

$$U_{B2} = 1,5 \frac{kT}{q} \ln \frac{w_{p\delta}}{2L_{p\delta}}.$$

Таким образом, при рассмотренных приближениях падение напряжения на открытом тиристоре можно окончательно записать:

$$U_{\text{откр}} = U_{p-n} + U_{B2}.$$

При обратном включении тиристора (на аноде отрицательное напряжение относительно катода) тиристор (при пробое p – n -перехода 1) можно рассматривать как транзистор, включенный по схеме с общим эмиттером с оторванной базой. В этом случае ток через тиристор можно оценить как

$$I_{\text{обр}} = \frac{I_{\text{к0}}}{1 - \alpha_p}.$$

Участок отрицательного дифференциального сопротивления аналитически рассчитать не представляется возможным.

Список обозначений основных величин

- a – градиент концентрации примесей.
 b – ширина эмиттерных областей.
 B – статический коэффициент передачи тока базы.
 C – емкость.
 D – коэффициент диффузии.
 f – частота колебаний в секунду.
 h – постоянная Планка ($h = 6,626196 \cdot 10^{-34}$ Дж·с).
 I – ток.
 J – плотность тока.
 $K_{\text{нас}}$ – коэффициент насыщения.
 k – постоянная Больцмана ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К).
 L – диффузионная длина.
 M – коэффициент лавинного умножения.
 m_e – масса электрона ($m_e = 9,109558 \cdot 10^{-31}$ кг).
 n – концентрация свободных электронов.
 N – концентрация легирующей примеси.
 N_a, N_d – концентрации акцепторов и доноров соответственно.
 p – концентрация свободных дырок.
 $r_{\text{диф}}$ – дифференциальное сопротивление.
 r – радиус.
 R – статическое сопротивление.
 q – элементарный заряд ($q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл).
 S – площадь.
 T – абсолютная температура.
 t – время.
 U – напряжение.
 v – скорость.
 w – толщина.
 x – координата.
 α – коэффициент передачи тока эмиттера.
 γ – эффективность эмиттера.
 δ – толщина электронно-дырочного перехода..
 $\varphi_{\text{кон}}$ – контактная разность потенциалов.
 τ – постоянная времени.
 τ_n, τ_p – время жизни неосновных носителей заряда.
 ε – относительная диэлектрическая проницаемость.
 ε_0 – электрическая постоянная ($\varepsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12}$ Ф/м).
 μ – подвижность носителей заряда.
 ρ – удельное сопротивление.

Список рекомендуемой литературы

ГОСТ 18472-88. Приборы полупроводниковые. Основные размеры. – М.: Изд-во стандартов, 1989.

Березин А. С., Мочалкина О. Р. Технология и конструирование интегральных микросхем. – М.: Радио и связь, 1992.

Зи С. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Мир, 1984.

Зятков И. И., Чиркин Л. К., Юрченко Е. П. Расчет МДП-приборов: Учеб. пособие/ ЛЭТИ. – Л., 1991.

Расчет полупроводниковых приборов и элементов интегральных микросхем: Учеб. пособие / И. И.Зятков, В. А. Миронов, Р. П. Чернова и др. ЛЭТИ, Л., 1989.

Пасынков В. В., Чиркин Л. К. Полупроводниковые приборы.– М.: Лань, 2003.

Петров К. С. Радиоматериалы, радиокомпоненты и электроника: Учеб. пособие. – СПб.: Питер, 2003.

Протасов Ю. С., Чувашев С. Н. Твердотельная электроника. – М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2003.

Росадо Л. Физическая электроника и микроэлектроника. – М.: Высш. шк., 1991.

Степаненко И. П. Основы микроэлектроники: Учеб. пособие. – М.: Высш. шк., 2002.

Тейлор П. Расчет и проектирование тиристорov.– М.: Энергоиздат, 1990.

Содержание

Введение	3
1. РАСЧЕТ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИДОВ	4
1.1. Расчет выпрямительных диодов	5
1.2. Расчет стабилитрона	19
1.3. Расчет варикапа	25
2. РАСЧЕТ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ	32
2.1. Формирование транзисторной структуры	32
2.2. Проектирование биполярного $n-p-n$ -транзистора	34
2.3. Напряжение пробоя $p-n$ -переходов транзистора	43
2.4. Частотные характеристики интегральных транзисторов	44
2.5. Определение токов $n-p-n$ -транзистора	46
2.6. Расчет коэффициента передачи тока транзистора	48
3. РАСЧЕТ ТИРИСТОРА	50
3.1. Формирование тиристорной структуры	51
3.2. Принцип действия тиристора	52
3.3. Выбор исходного материала для тиристора и основных геометрических размеров структуры	55
3.4. Расчет вольт-амперной характеристики тиристора	56
Список обозначений основных величин	58
Список рекомендуемой литературы	59

Редактор И. Б. Сенишева

Подписано в печать 00.00.00. Формат 60×84 1/16
Бумага офсетная. Печать офсетная. Гарнитура «Times». Печ. л. 3,75.
Тираж 150 экз. Заказ

Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ»
197376, С.-Петербург, ул. Проф. Попова, 5