

Б. С. Колосницын

МОЩНЫЕ И СВЧ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

*Рекомендовано УМО вузов Республики Беларусь
по образованию в области информатики и радиоэлектроники
в качестве учебно-методического пособия
для студентов учреждений,
обеспечивающих получение высшего образования
по специальностям «Микро- и нанoeлектронные технологии и системы»
и «Квантовые информационные системы»*

Минск БГУИР 2008

УДК 539.293 (075.8)
ББК 22.379 я 73
К61

Р е ц е н з е н т ы :
ректор Минского государственного
высшего радиотехнического колледжа,
проф. Н. А. Цырельчук;
директор научно-технического центра
электронной техники НПО «Интеграл»,
канд. техн. наук А. И. Демченко

Колосницын, Б. С.
К 61 Мощные и СВЧ полупроводниковые приборы : учеб.-метод. посо-
бие / Б. С. Колосницын. – Минск : БГУИР, 2008. – 151 с. : ил.
ISBN 978-985-488-246-8

В пособии рассмотрены физика работы и конструкция мощных биполярных и полевых транзисторов, СВЧ полупроводниковых диодов и тиристоров.

УДК 539.293 (075.8)
ББК 22.379 я 73

ISBN 978-985-488-246-8

© Колосницын Б. С., 2008
© УО «Белорусский государственный
университет информатики
и радиоэлектроники», 2008

ВВЕДЕНИЕ

Предлагаемое вашему вниманию учебно-методическое пособие базируется на конспекте лекций и электронном учебно-методическом комплексе по дисциплине «Физика полупроводниковых приборов» и посвящено, в частности, физике работы мощных и СВЧ полупроводниковых приборов.

Первый раздел пособия знакомит студентов с проблемами, возникающими при работе МОП-транзисторов с малыми размерами, и путями их решения. Описывает конструкцию и физику работы мощных и СВЧ МОП-транзисторов, а также особенности работы полевых транзисторов с затвором Шоттки.

Среди многообразных направлений современной полупроводниковой электроники важное место занимает разработка и производство кремниевых биполярных транзисторов, предназначенных для работы в широком диапазоне частот (до нескольких гигагерц) при высоких уровнях мощности (десятки и сотни ватт). Физике работы этих приборов и проблемам, возникающим при их разработке, посвящен второй раздел учебно-методического пособия.

Физика работы туннельных, параметрических, лавинно-пролетных, инжекционно-пролетных диодов и диодов Шоттки рассмотрена в третьем разделе. В нем особое внимание уделяется диодам Шоттки в связи с их широким применением в современной силовой и высокочастотной электронике.

В четвертом разделе рассматриваются различные типы тиристоров – динисторы, тринисторы, симисторы, их физика работы, конструкции и параметры.

1. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

1.1. МОП-транзистор с короткими и узкими каналами

По мере уменьшения длины канала МОП-транзистора свойства последнего начинают резко отличаться от свойств обычных длинноканальных приборов. Эти отклонения – так называемые короткоканальные эффекты – обусловлены существенно двумерным характером распределения электрических полей в активной области и сравнительно высокими абсолютными значениями напряженности полей.

Если при неизменной концентрации легирующей примеси в подложке сокращать длину канала прибора, в конце концов она станет величиной порядка толщины обедненных слоев p - n -переходов стока и истока. При этом распределение потенциала в канале будет равным образом определяться поперечным полем e_x , обусловленным напряжениями на затворе и подложке, и продольным полем e_y , инициированным напряжением смещения стока транзистора. Иными словами, распределение потенциала в таком короткоканальном приборе имеет двумерный характер, и для его описания уже нельзя использовать приближение плавного канала, которое предполагает, что $e_x \gg e_y$. Двумерный характер распределения потенциала существенно изменяет подпороговый участок характеристики прибора, обуславливает нежелательную зависимость порогового напряжения от длины канала и напряжений смещения на электродах, уменьшает выходное сопротивление, препятствуя отсечке канала.

При повышенных значениях электрических полей, характерных для короткоканальных приборов, становится важной полевая зависимость подвижности, которая в конечном итоге приводит к насыщению дрейфовой скорости. При еще больших полях в окрестности стокового перехода начинается ударная ионизация, становится существенной дополнительная проводимость по подложке и происходит так называемое включение паразитного биполярного транзистора. Высокие электрические поля приводят также к разогреву носителей и соответствующей инжекции горячих носителей в окисел. Такая зарядка окисла обуславливает сдвиг порога, дрейф характеристик и ухудшение крутизны прибора.

Все перечисленные короткоканальные эффекты усложняют работу прибора и ухудшают его рабочие характеристики. Следовательно, в практике конструирования следует стремиться к устранению или минимизации этих эффектов, чтобы «физически» короткоканальный прибор был электрически подобен длинноканальному.

1.1.1. Подпороговые токи

На рис. 1.1 приведены экспериментальные передаточные (т.е. $I_n I_c$ от $V_{зп}$) характеристики нескольких МОП-транзисторов, изготовленных по стандартной n -канальной технологии на пластинах p -кремния с ориентацией (100). После выращивания подзатворного окисла заданной толщины с помощью рентгеновской литографии на пластинах формировались поликремниевые затворы длиной от 1 до 10 мкм и одинаковой шириной 70 мкм. Переходы стока и истока были получены имплантацией ионов мышьяка с последующим отжигом. Глубина переходов варьировалась от 0,25 до 1,5 мкм в зависимости от энергии имплантации и режима отжига. Для контактной металлизации был использован алюминий.

В МОП-транзисторах, характеристики которых приведены на рис. 1.1, толщина окисла составляла 130 нм, концентрация легирующей примеси в подложке – 10^{15} см^{-3} , а глубина переходов – 0,33 мкм. Прибор с каналом длиной 7 мкм демонстрирует типичное длинноканальное поведение. Его подпороговая характеристика не зависит от напряжения стока, как и должно быть при $V_c > 3kT/q$. В приборе с $L = 3$ мкм изменение V_c немного сдвигает подпороговый участок. Несколько больший сдвиг при изменении напряжения стока от $V_c = 0,5$ до 1,0 В наблюдается в транзисторе с самым коротким ($L = 1,5$ мкм) каналом. Соответственно изменяются и пороговые напряжения $V_{пор}$, определенные здесь как точка (показанная на рис. 1.1 стрелками), в которой $I-V$ зависимость начинает отклоняться от прямой линии. При увеличении V_c уменьшается также крутизна подпорогового участка (S увеличивается).

Иные характеристики имеют приборы с идентичными (за исключением концентрации примеси в подложке $N_{п} = (10^{14} \text{ см}^{-3})$) параметрами (рис. 1.1, б). Здесь небольшой сдвиг характеристик при изменении V_c наблюдается уже в приборе с $L = 7$ мкм. В МОП-транзисторе с каналом длиной 3 мкм подпороговые токи и соответствующие S существенно увеличены. И, наконец, характеристики прибора с самым коротким каналом ($L = 1,5$ мкм) кардинально отличаются от характеристик обычных длинноканальных приборов (прибор «не выключается»). Критерий, разграничивающий длинно- и короткоканальные приборы, можно попытаться определить, используя одно из двух характерных свойств обычного длинноканального МОП-транзистора: 1) обратно пропорциональную зависимость тока стока от длины канала $I_c \sim 1/L$; 2) независимость подпорогового тока обычного прибора от напряжения стока при $V_c > 3kT/q$. На рис. 1.2 приведены зависимости I_c и DI_c/I_c от $1/L$, где I_c – ток стока транзисторов при напряжении на затворе I_3 равном пороговому напряжению $V_{пор}$, а DI_c/I_c – относительная разность токов при том же $V_3 = V_{пор}$ и двух различных напряжениях стока V_c . Началом короткоканального поведения будем считать момент,

когда отклонение тока стока от длинноканальной зависимости $I_C \sim 1/L$ составляет 10 % или когда относительная разность DI_C/I_C равна 0,1.

Результаты большого количества измерений, выполненных в МОП-транзисторах, параметры которых варьировались в широких пределах (толщина подзатворного окисла 100...1000 нм, концентрация примеси в подложке $10^{14} \dots 10^{17} \text{ см}^{-3}$, глубина переходов 0,18...1,5 мкм при напряжениях на стоке до 5 В) обобщаются

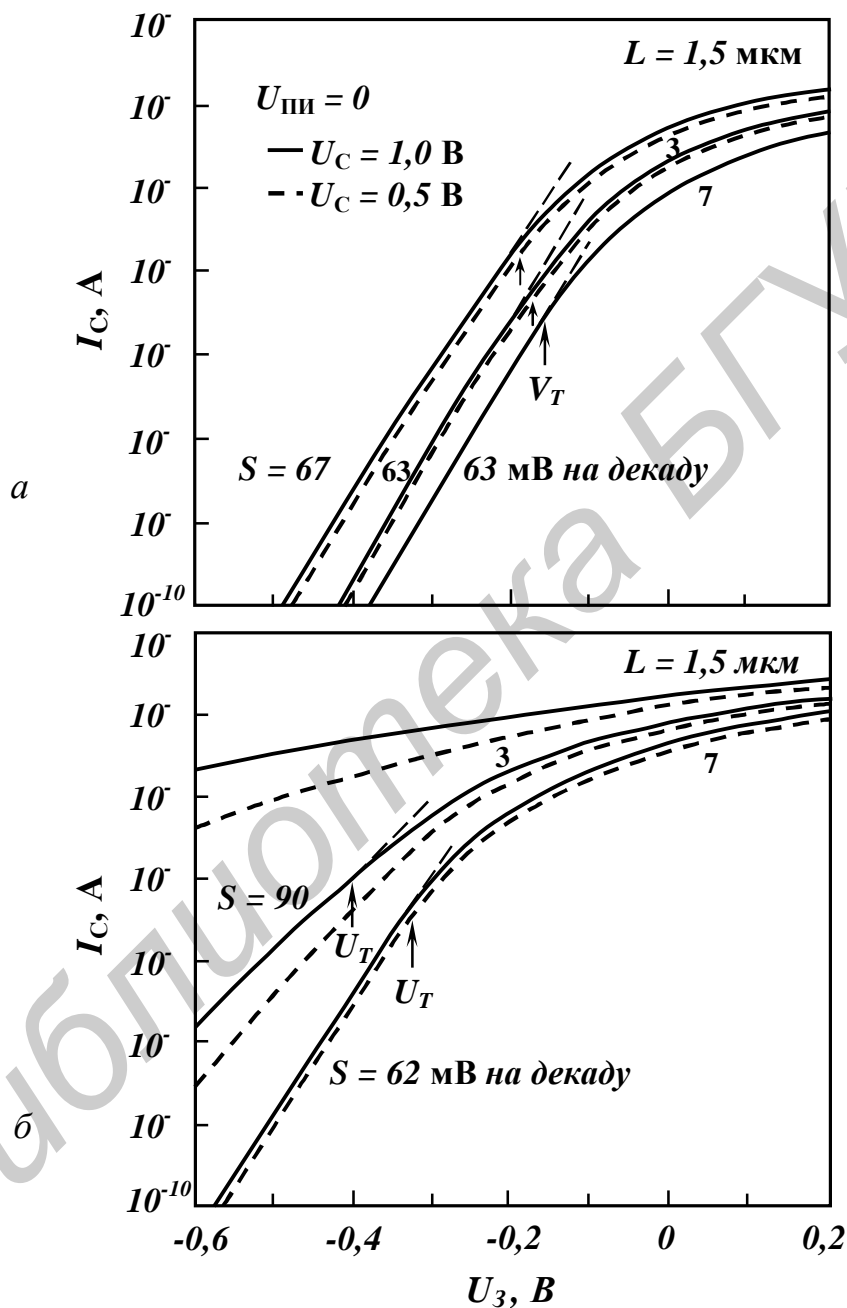


Рис. 1.1. Подпороговые характеристики МОП-транзисторов с различной длиной канала:
 а – $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; б – $N_D = 10^{14} \text{ см}^{-3}$

довольно простым эмпирическим соотношением:

$$L_{min} = 0,4[r_i d(X_{dн} + X_{dс})]^{1/3} \equiv 0,4(g)^{1/3}, \quad (1.1)$$

где L_{min} – минимальная длина канала, при которой подпороговый участок еще сохраняет длинноканальный характер, мкм; r_i – глубина переходов, мкм; d – толщина слоя окисла; $X_{dн} + X_{dс}$ – сумма толщин обедненных слоев стока и истока, вычисленная в приближении одномерного резкого p - n -перехода:

$$X_{dс} = \sqrt{\frac{2ee_0}{qN_{II}}(V_c + j_k + U_{ПИ})} \text{ [мкм]}, \quad (1.2)$$

$$g \equiv r_i d(X_{dс} + X_{dн})^2,$$

где j_k – контактная разность перехода, а $U_{ПИ}$ – смещение на подложке. При нулевом смещении стока ($V_c = 0$) толщина $X_{dн}$ равна $X_{dс}$.

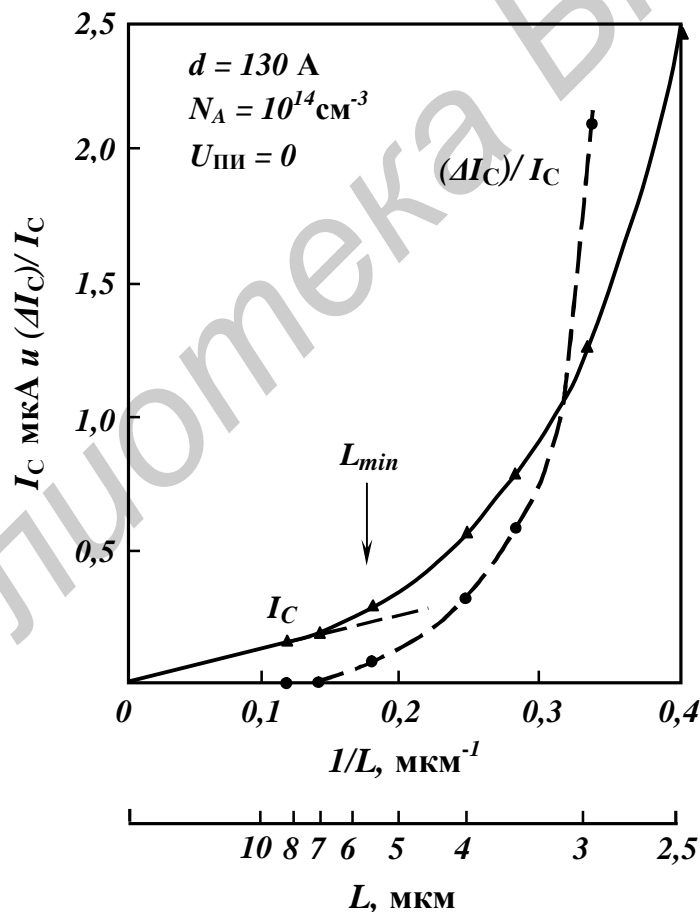


Рис. 1.2. Зависимость тока стока и отношения $\Delta I_c / I_c$ от величины $1/L$

На рис. 1.3 приведены для сравнения результаты соответствующих экспериментальных измерений (—•—) и вычислений по эмпирическому соотношению. Здесь также приведены результаты двумерных машинных расчетов зави-

симости L_{min} от γ (— о —), полученные на основе сформулированных выше критериев короткоканального поведения. Отметим, что в самых худших случаях экспериментальные и расчетные результаты отличаются от эмпирического соотношения не более чем на 20 %, а для основного числа точек наблюдается значительно лучшее соответствие. Следовательно, эмпирическую формулу можно использовать в качестве главного ориентира в практике миниатюризации МОП-транзисторов. Все МОП-транзисторы с параметрами, которым соответствует точка в заштрихованной области рис. 1.3, по своим электрическим свойствам будут короткоканальными приборами. МОП-транзисторы с параметрами, попадающими в незаштрихованную область (см. рис. 1.3), в электрическом смысле являются длинноканальными. Так, например, свойства прибора с $L = 10$ мкм, у которого $\gamma = 10^5$ мкм³, будут короткоканальными, в то время как МОП-транзистор с $L = 0,5$ мкм, но с $\gamma = 1$ мкм³ будет вести себя как длинноканальный прибор.

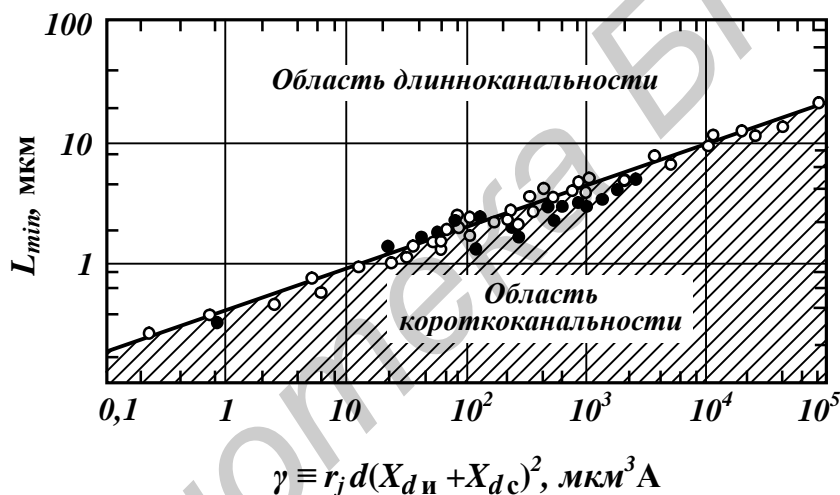


Рис. 1.3. Зависимость минимальной длинноканальной длины L_{min} от параметра

1.1.2. Пороговые напряжения

В первом приближении величину порогового напряжения короткоканального прибора можно оценить, используя простые геометрические соображения (рис. 1.4). Будем считать, что эффективный полный заряд Q'_{II} равен заряду ионизированных примесей в трапецеидальной области под затвором:

$$\frac{Q'_{II}}{Z} = qN_{II}X_d \left(\frac{L + L'}{2} \right). \quad (1.3)$$

Из обычных тригонометрических соотношений получим для $L + L'$ следующее выражение:

$$\frac{L + L'}{2L} = 1 - \frac{r_j}{L} \left(\sqrt{1 + \frac{2X_d}{r_j}} - 1 \right) \quad (1.4)$$

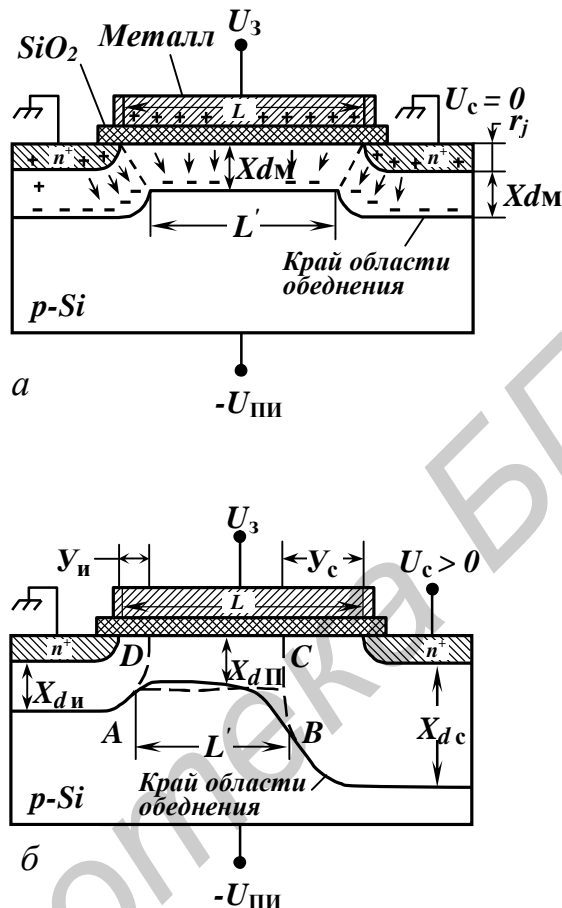


Рис. 1.4. Модель принципа электронейтральности при рассмотрении короткоканальных эффектов:
 а – $U_c = 0$; б – $U_c > 0$

при этом сдвиг порогового напряжения

$$DV_{\text{пор}} = \frac{1}{C_i} \left(\frac{Q'_{\text{П}}}{ZL} - qN_{\text{П}}X_d \right) = -\frac{qN_{\text{П}}X_d}{C_i} \left(1 - \frac{L + L'}{2L} \right) = -\frac{qN_{\text{П}}X_d r_j}{C_i L} \left(\sqrt{1 + \frac{2X_d}{r_j}} - 1 \right) \quad (1.5)$$

Для учета влияния напряжения стока и смещения на подложке выражение (1.5) запишем в модифицированной форме:

$$DV_{\text{пор}} = -\frac{qN_{\text{П}}X_d j}{2C_i L} \left[\left(\sqrt{1 + \frac{2y_{\text{и}}}{r_j}} - 1 \right) + \left(\sqrt{1 + \frac{2y_{\text{с}}}{r_j}} - 1 \right) \right], \quad (1.6)$$

где y_n и y_c (см. рис. 1.4, б) определяются выражениями (1.7, а, б),

$$y_n \approx \sqrt{\frac{2ee_0}{qN_n}(j_k - j_s)}, \quad (1.7, а)$$

$$y_c \cong \sqrt{\frac{2ee_0}{2N_n}(j_k - j_s) + U_c}. \quad (1.7, б)$$

Здесь j_s – поверхностный потенциал, а

$$X_d = \sqrt{2ee_o(2j_F + V_{\text{Пн}})/qN_n}. \quad (1.8)$$

Определенное влияние на пороговое напряжение оказывает также краевой эффект на боковой границе затвора. Соответствующий сдвиг порога при этом обусловлен тем фактом, что область обеднения выходит в направлении z , перпендикулярном току I_c за боковой край затвора. Предполагая эту краевую часть области пространственного заряда цилиндрической, для полного заряда в области обеднения будем иметь

$$Q_{\text{Об}} = qN_n Z L X_d \left(1 + \frac{p}{2} \frac{X_d}{Z} \right). \quad (1.9)$$

Из этого выражения видно, что боковое расширение области пространственного заряда описывается соответствующим нагрузочным коэффициентом $1 + pX_d/2Z$. В результате наблюдается соответствующее увеличение порогового напряжения:

$$V_{\text{пор}} = V_{\text{ПЗ}} + 2j_F + \frac{\sqrt{2ee_o q N_n (2j_n + V_{\text{Пн}})}}{C_i} \left(1 + \frac{p}{2} \frac{X_d}{Z} \right). \quad (1.10)$$

Заметного эффекта бокового сужения канала можно ожидать, когда ширина канала Z становится сравнимой с характерной глубиной слоя обеднения X_d . Так, например, для прибора с шириной затвора $L = 1$ мкм соответствующее увеличение $V_{\text{пор}}$ становится существенным при уровнях легирования подложки, меньших 10^{16} см^{-3} .

1.1.3. Умножение носителей и заряда окисла

В длинноканальных приборах при достаточно высоком напряжении на стоке в области отсечки у границы канала со стоком происходит слабый лавинный пробой. Генерированные при этом электроны сразу же уходят в сток, а генерированные дырки коллектируются подложкой, создавая ток подложки $I_{\text{Пн}}$. Зависимость этого тока от напряжения на затворе в длинноканальном приборе с $L = 10$ мкм приведена на рис. 1.5. Здесь показаны также полный ток стока I_c

транзистора и генерационно-рекомбинационный ток в области обеднения. Диапазон изменения тока на рис. 1.5 перекрывает все характерные режимы работы прибора (подпороговый участок, линейную область и насыщение). При увеличении напряжения на затворе ток подложки $I_{\text{ПЦ}}$ сначала увеличивается, а затем, проходя через максимум, снова уменьшается. Такое поведение тока $I_{\text{ПЦ}}$ можно

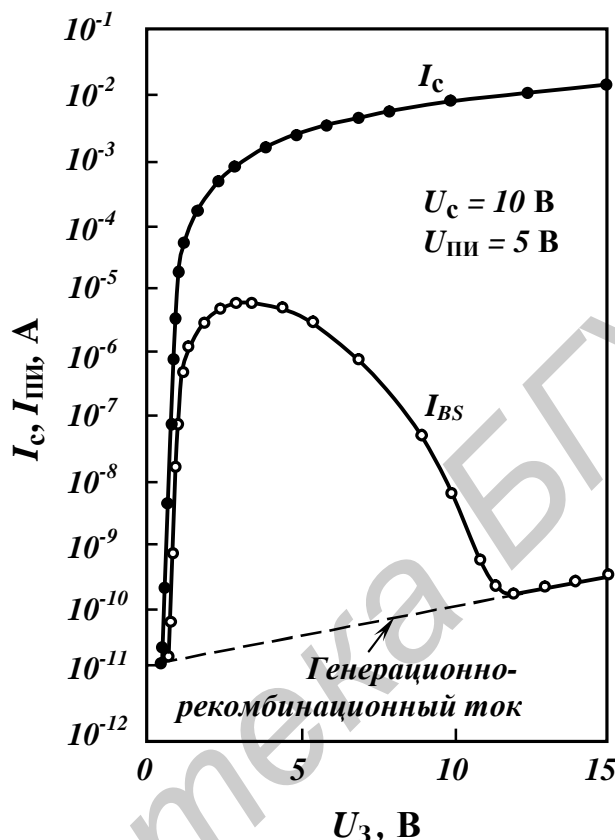


Рис. 1.5. Зависимости токов стока и подложки от напряжения на затворе в длинноканальном транзисторе

объяснить следующим образом. Предположим для простоты, что ударная ионизация происходит однородно по длине области отсечки канала ΔL . Тогда для тока подложки $I_{\text{ПЦ}}$ можно написать

$$I_{\text{ПЦ}} = I_c a \Delta L, \quad (1.11)$$

где a — коэффициент ударной ионизации, т.е. число электронно-дырочных пар, генерируемых электроном на единице длины. При заданном напряжении на стоке и при увеличении V_c одновременно увеличивается ток V_c и напряжение $V_{\text{СИ нас}}$. Однако с ростом $V_{\text{СИ нас}}$ уменьшается поверхностное поле в области отсечки $V_{\text{СИ}} - V_{\text{СИ нас}} / L$, что, естественно, приводит к уменьшению α . Следовательно, имеются два противоположных фактора: 1) рост V_c обуславливает увеличение $I_{\text{ПЦ}}$ при малых V_z и 2) уменьшение a приводит к снижению $I_{\text{ПЦ}}$ при

больших напряжениях на затворе, при котором действие обоих факторов сбалансировано.

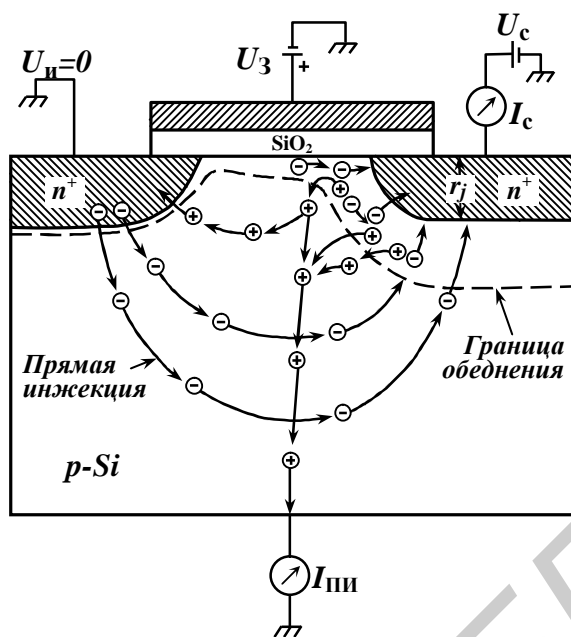


Рис. 1.6. Эффект паразитного биполярного транзистора

В короткоканальных приборах возникает дополнительный эффект, обусловленный током дырок, генерированных в области пробоя. Дело в том, что при малом расстоянии между стоком и истоком и при достаточном напряжении стока V_c значительная часть этих дырок увлекается электрическим полем в исток, а не в подложку (рис. 1.6). Встречая на пути энергетический барьер $n^+ - p$ -перехода истока, дырки накапливаются у его внешней границы и «открывают» переход. В результате исток начинает инжектировать в объем подложки электроны, которые корректируются стоком. Все это представляет собой механизм «включения» паразитного биполярного (исток–подложка–сток) $n-p-n$ -транзистора в короткоканальных приборах. Ясно, что развитие этого процесса приводит к электрическому пробую структуры, начало которого определяется условием

$$a_{npn}M = 1, \quad (1.12)$$

где a_{npn} – коэффициент усиления тока биполярного транзистора в схеме с общей базой:

$$a_{npn} = \operatorname{sech}(L_3 / L_{\text{диф}}) \approx 1 - \frac{L_3^2}{2L_{\text{диф}}^2}. \quad (1.13)$$

Здесь L_3 – эффективная толщина базы, равная по порядку величине затвора, а $L_{\text{диф}}$ можно записать в виде

$$M = \left[1 - \left(\frac{U_{\text{КЭО}}}{U_{\text{ПР}}} \right)^n \right]^{-1}, \quad (1.14)$$

где $U_{\text{КЭО}}$ – напряжение пробоя биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером и разомкнутой базой, а $U_{\text{ПР}}$ – напряжение пробоя перехода сток-подложка. Из выражений (1.12)–(1.14) для результирующего напряжения пробоя короткоканального МОП-транзистора получим

$$U_{\text{ПР МОП}} = U_{\text{КЭО}} \approx \frac{U_{\text{ПР}}}{2^{1/n}} \left(\frac{L_3}{L_{\text{диф}}} \right)^{2/n}. \quad (1.15)$$

Другим эффектом, существенным для работы короткоканальных приборов, который возникает при больших полях, является зарядка окисла. Оказывается, что при высоких продольных электрических полях часть электронов, двигаясь в канале, разогревается до энергии, достаточной для преодоления энергетического барьера на границе Si-SiO_2 (более 3 эВ), и инжектируется в окисел.

Горячие электроны могут инжектироваться в окисел также из электронно-дырочной плазмы лавинного пробоя в области отсечки канала у границы со стоком. Кроме того, в SiO_2 могут инжектироваться электроны, термически генерированные в объеме подложки и разогретые большим поперечным электрическим полем на пути к границе раздела. Отметим, что при инжекции горячих электронов, во-первых, пороговое напряжение при зарядке окисла становится более положительным и, во-вторых, снижается крутизна МОП-транзистора (меньший наклон I – V -зависимости) вследствие уменьшения подвижности в канале. Кроме того, возрастают подпороговые токи прибора вследствие увеличения плотности поверхностных состояний.

Зарядка окисла оказывает существенное влияние на стабильность работы МОП-транзистора и в конечном счете определяет срок его службы, поскольку этот процесс приводит к непрерывной деградации рабочих характеристик прибора. Для замедления деградации и тем самым увеличения срока службы прибора приходится ограничивать максимальную амплитуду рабочих напряжений МОП-транзистора.

Для устранения эффекта паразитного транзистора следует уменьшать сопротивление подложки $R_{\text{п}}$ так, чтобы произведение тока подложки на это сопротивление не превышало напряжения 0,6 В, требуемого для открывания истока, когда напряжение на стоке равно или превышает соответствующее напряжение $U_{\text{КЭО}}$. При этом напряжение пробоя короткоканального МОП-транзистора уже не ограничивается величиной $U_{\text{КЭО}}$ и прибор может работать при более высоких напряжениях, что обеспечивает большую надежность. Чтобы уменьшить зарядку окисла, следует уменьшать плотность электронных ловушек в SiO_2 . Для увеличения напряжения смыкания применяют одно- или да-

же двукратно ионноимплантированные структуры с повышенным легированием приповерхностной области подложки.

1.2. МОП-транзисторные структуры

Мощные МОП-транзисторы используются или как усилители мощности (при конструировании необходимо добиваться хороших частотных характеристик), или как мощный ключевой элемент (при конструировании необходимо добиваться малых потерь мощности).

1.2.1. МОП-транзистор как усилитель мощности

Работая в пологой области выходной характеристики, МОП-транзистор является по существу прибором с квадратичной вольт-амперной характеристикой, так как

$$I_c = k/2(U_{зи} - U_{пор})^2.$$

Отсутствие в характеристике МОП-транзистора членов нечеткого порядка приводит к малому уровню перекрестных искажений, т.е. к отсутствию заметного взаимодействия между двумя высокими частотами внутри полосы пропускания, когда прибор используется как линейный усилитель.

Переходные характеристики МОП-транзисторов приблизительно линейны при малых сигналах, когда ток на выходе i_c связан с входным напряжением $U_{зи}$ соотношением

$$i_c = S \cdot U_{зи}.$$

Если это свойство МОП-транзисторов сохраняется для достаточно большого интервала токов, то они приобретают преимущество перед биполярными транзисторами, поскольку последние для подавления искажений требуют более сильной обратной связи. Поэтому мощные МОП-транзисторы применяются в схемах усилителей звуковой частоты, а также для осуществления широтно-импульсной модуляции. Биполярные транзисторы для этой цели не годятся, так как не обладают достаточно высокими частотными характеристиками.

Выходная мощность МОП-транзистора

$$P_{\text{вых}} \cong I_{c \text{ max}} (U_{\text{си проб}} - U_{\text{си нас}}), \quad (1.16)$$

где $(U_{\text{си проб}} - U_{\text{си нас}})$ – максимальный размах напряжения на стоке; $U_{\text{си проб}}$ – напряжение пробоя сток–исток.

Очевидно, что для достижения большой выходной мощности желательно, чтобы напряжение пробоя $U_{\text{си проб}}$ было намного больше напряжения насыщения $U_{\text{си нас}}$.

Для получения большой величины тока стока $I_{c \text{ max}}$ нужно увеличивать ширину Z затвора. Для этого в конструкциях МОП-транзисторов применяют

или гребенчатый затвор (зубцы гребенки входят друг в друга), или затвор имеет ячеистый вид. Необходимо также уменьшать последовательное сопротивление транзистора во включенном состоянии, которое вмещает в себя сопротивление канала, тока и истока. На сопротивлениях истока и стока бесполезно рассеивается мощность. Сопротивление истока, кроме того, влияет на параметры входной цепи усилителя и проявляется как элемент обратной связи, в результате чего коэффициент усиления прибора падает.

В настоящее время при постоянных токах стока десятки ампер сопротивления истока и стока МОП-транзисторов не превышают нескольких десятых ома.

Минимизировать емкость затвор–канал можно использованием самосодержимого затвора из поликристаллического кремния. Уменьшить паразитные емкости помогает также применение более утолщенной пленки оксида под металлическим контактом затвора в местах, расположенных вне активного канала.

Использование в качестве усилителей транзисторов с n -каналами во многих отношениях предпочтительнее, чем с p -каналами из-за большей подвижности электронов, лучших частотных характеристик и большей крутизны вольт-амперной характеристики.

1.2.2. Мощный МОП-транзистор как ключевой элемент

Мощные МОП-транзисторы предназначены для переключения больших токов, и при этом падение напряжения на нем в проводящем состоянии $U_{\text{ПР}} = I_{\text{С}} \cdot (R_{\text{К}} + R_{\text{И}} + R_{\text{С}})$ лишь ненамного выше, чем в биполярных транзисторах с такой же активной площадью кремниевой структуры. Падение напряжения, которое возникает на остаточном сопротивлении проводящей структуры (сопротивление канала $R_{\text{К}}$, истока $R_{\text{И}}$ и стока $R_{\text{С}}$), является одним из важнейших параметров любого переключения, так как именно им определяется количество рассеиваемой мощности.

На рис. 1.7 показана идеализированная характеристика переключения: вход – напряжение затвор–исток $U_{\text{ЗИ}}$, выход – ток стока $I_{\text{С}}$.

При достижении на затворе порогового напряжения $U_{\text{пор}}$ ток стока быстро нарастает (для идеализации предполагаем, что подпороговый ток равен нулю). По окончании времени $t_{\text{ПР}}$ ток стока достигает своего максимального установившегося значения $I_{\text{С уст}}$. После снятия напряжения на затворе начинает разрешаться емкость затвор–канал. По истечении относительно короткого времени рассасывания $t_{\text{рас}}$ (рассасывание заряда, накопленного на емкости затвор–канал) напряжение на затворе уменьшается до величины $U_{\text{ЗИ}}$, при котором ток транзистора выходит из области насыщения и начинает уменьшаться при одновременном уменьшении напряжения на затворе.

По истечении времени спада $t = t_{\text{СП}}$ напряжение на затворе станет равным пороговому $U_{\text{пор}}$, и процесс выключения практически оканчивается.

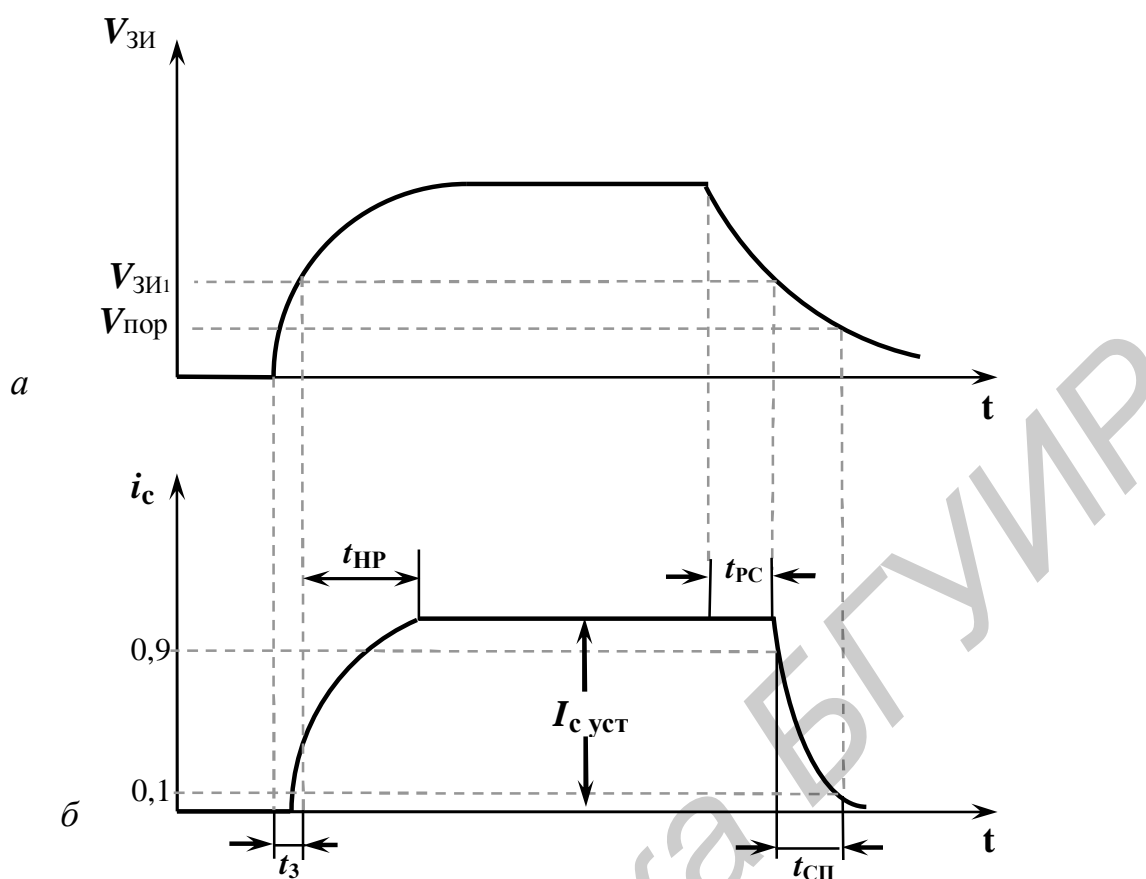


Рис. 1.7. Идеализированная характеристика переключения мощного МОП-транзистора

В биполярных транзисторах процессы токопереноса определяются как основными, так и неосновными носителями заряда. Поэтому накопление заряда неосновных носителей как в базовой, так и в коллекторной областях во многом определяет время переключения мощных биполярных транзисторов. Процессы в МОП-транзисторах определяются только основными носителями заряда, хотя в МОП-транзисторах необходимо учитывать накопление заряда на входной емкости, которая определяется полной площадью затвора, намного меньше заряда, накапливаемого в биполярном транзисторе. Следовательно, МОП-транзисторы являются более быстродействующими приборами, чем биполярные. Например, время включения и выключения оптимально изготовленного МОП-транзистора при токе стока $I_c = 10 \text{ А}$ и напряжении на стоке $U_{СИ} = 200 \text{ В}$, как правило, составляет 100 нс и зависит, безусловно, от внешней цепи. Время задержки обычно не превышает 50 нс, а время рассасывания – 100 нс. К тому же время переключения несущественно зависит от температуры, в то время как в биполярных транзисторах время переключения намного увеличивается при росте температуры, так как растет время жизни.

Максимальные полученные значения частоты переключения в мощных МОП-транзисторах составляют несколько сот килогерц, в биполярных же эта частота составляет 5 кГц.

Напряжение на затворе растет соответственно уравнению заряда входной емкости:

$$U_3(t) = U_{3И} \left[1 - \exp(-t / (R_{Г} \cdot C_{ВХ})) \right], \quad (1.17)$$

где $C_{ВХ} = C_{3И} + C_{3С}$ – входная емкость; $R_{Г}$ – внутреннее сопротивление генератора импульсов. Время задержки при включении заканчивается в момент, когда потенциал на затворе достигает порогового значения $U_{пор}$, и согласно выражению (1.17)

$$t_3 = C_{ВХ} \cdot R_{Г} \ln \left(1 - U_{пор} / U_{3И} \right). \quad (1.18)$$

1.2.3. Геометрия мощного МОП-транзистора

Конструкции мощных транзисторов условно можно делить на два класса – горизонтальные и вертикальные. В горизонтальных структурах сток и исток располагаются на одной плоскости (в горизонтальном направлении). Они аналогичны стандартным МОП-транзисторам, за исключением высокорезистивной области стока, что необходимо для работы с большим напряжением стока.

В вертикальных структурах протяженная дрейфовая область стока расположена вертикально, а электрод стока – на противоположной нижней стороне пластины. Такая конструкция позволяет лучше использовать поверхность кремния, так как на ней расположены только два электрода: исток и затвор. Горизонтальная структура МОП-транзистора – транзистор со смещенным затвором – изображена на рис. 1.8. Эта структура предполагает уменьшение паразитной емкости сток–затвор C_3 .

Прибор представляет собой МОП-транзистор с каналом p -типа, с поликристаллическим кремнием в качестве затвора и протяженной областью стока, образованной ионной имплантацией. Электрод затвора смещен, т.е. не покрывает полностью область между истоком и сильнолегированным стоком. Наличие протяженной имплантированной R -области стока исключает сквозное обеднение канала. В то же время наличие этой области приводит к увеличению последовательного сопротивления в стоке, которое необходимо минимизировать, чтобы исключить потери мощности. Следовательно, необходимо увеличивать ширину канала Z , что соответственно увеличивает площадь, на которой расположен транзистор.

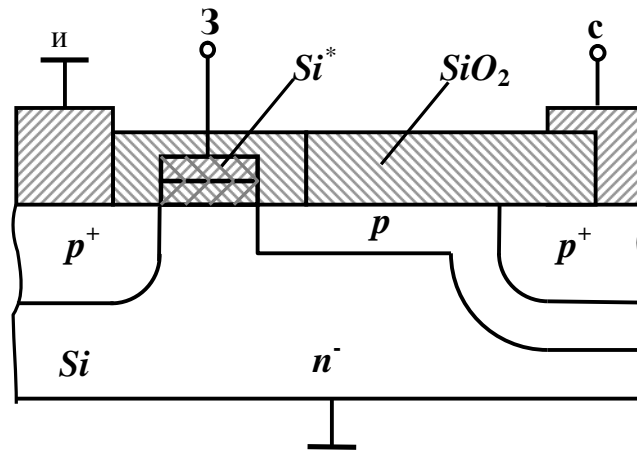


Рис. 1.8. Ячеистая структура МОП-транзистора с p -каналом и со смещенным затвором

Иногда в конструкциях транзисторов со смещенным затвором используется полевая обкладка. В этом случае электрическое поле, величина которого определяется напряжением, падающим на протяженную имплантированную p -область стока, будет иметь два максимальных пика: один у края затвора, а другой – у края полевой обкладки. Каждый максимум, как правило, меньше одного для случая, когда обкладка отсутствует.

Эта технология позволяет изготавливать приборы с p - и n -каналами с напряжением пробоя выше 250 В при токе стока 12 А.

Горизонтальный транзистор с двойной диффузией изготавливается с использованием двойной диффузии через одни и те же окна в оксиде. Короткие каналы, длина которых поддерживается с большей точностью, получаются путем диффузии соответствующих примесей p - и n -типа. В области p -типа формируется n -канал, диффузия примеси n -типа предназначена для создания n^+ -истока (рис. 1.9). Очень малая длина канала L позволяет не только значительно улучшить частотные свойства транзистора, но и получить большие величины крутизны вольт-амперной характеристики и коэффициента усиления.

Кроме того, с увеличением отношения Z/L возрастет токосъем с прибора. Увеличение рабочего напряжения транзистора достигается с помощью дополнительной слабелегированной n -области в стоке с полевой обкладкой над ней. При высоком напряжении сток–исток $U_{СИ}$ обедненная область в канале около стока простирается немного в канал, но в основном сосредоточена в дрейфовой области n -области, которая изготавливается такой длины, чтобы получить расчетное напряжение пробоя.

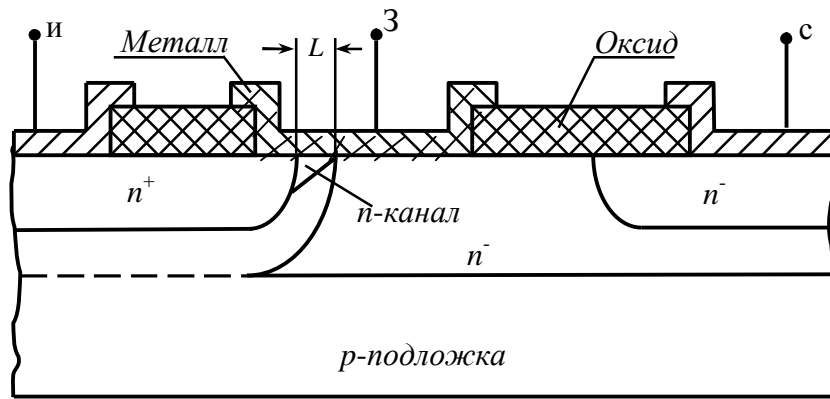


Рис. 1.9. Горизонтальный МОП-транзистор с n -каналом с областью дрейфовой n^- -стока

Структура МОП-транзистора вертикального типа с V -канавкой схематически показана на рис. 1.10.

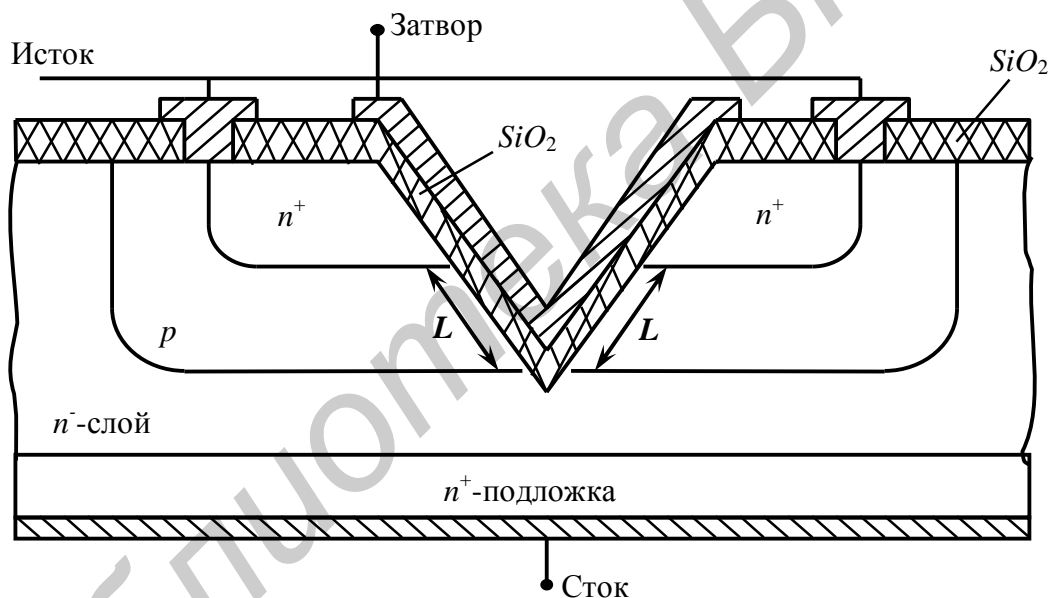


Рис. 1.10. МОП-транзистор с V -канавкой

Чтобы вытравить V -образную канавку, используется свойство анизотропии кремния при травлении в разных кристаллографических направлениях. При ориентировании кристалла в направлении $\langle 100 \rangle$ анизотропия травления приводит к тому, что получаются канавки V -образной формы, ориентированные точно в направлении $\langle 100 \rangle$. При этом стенки канавок составляют угол $54, 74^\circ$ с горизонтальным направлением.

Плотность упаковки приборов с V -образными канавками с многоканальной или многоэлементной геометрией высокая, поскольку на верхней поверхности расположены лишь электроды истока и затвора. Вертикальное расположение дрейфовой n^- -области обеспечивает высокое значение напряжения про-

боя и малую емкость обратной связи сток–затвор. Низкие значения сопротивления в проводящем состоянии обеспечиваются обеими проводящими сторонами канавок. В этих транзисторах ток имеет возможность широко растекаться, и поэтому можно ожидать, что с точки зрения вторичного пробоя он превосходит транзистор с горизонтальной структурой.

В приборах с V -образной канавкой анизотропное травление прекращается в тот момент, когда две наклонные стенки канавки сходятся на одной линии. Если процесс травления прекратить раньше этого момента, то канавка получится усеченной, т.е. будет U -образной (рис. 1.11).

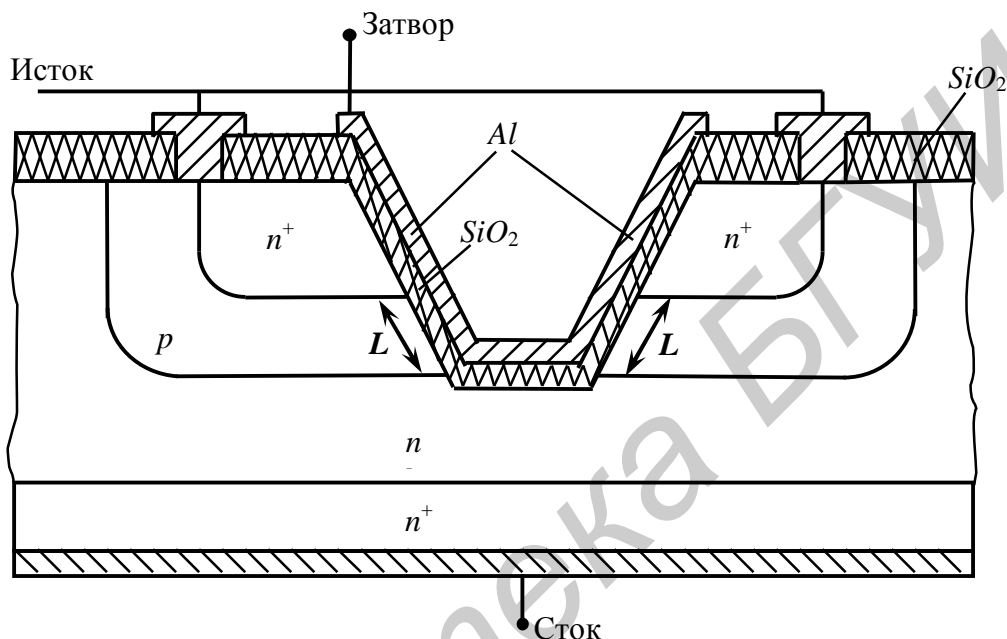


Рис. 1.11. Поперечное сечение вертикального МОП-транзистора с U -образной канавкой

Так же как и в приборе с V -образной канавкой, в структуре U -типа длина канала определяется двойной диффузией через одни и те же окна в оксиде. Основное преимущество такой структуры состоит в том, что она обладает меньшим, чем V -образная структура, сопротивлением во включенном состоянии из-за лучшего распределения тока в дрейфовой n -области стока. А недостаток структуры заключается в том, что процесс травления U -образной канавки не является самоограничивающимся.

1.2.4. Влияние температуры на параметры и характеристики МОП-транзистора

Эффективная подвижность носителей $m_{эф}$ в области канала с ростом температуры падает из-за усиления различных механизмов рассеяния. В интервале температур от -55 до -125 °С зависимость подвижности от температуры можно представить в виде $m_{эф} \sim T^{-1}$ как для дырок, так и для электронов. При

температуре выше 125 °С эффективная подвижность меняется более резко, а именно: $m_{эф} \sim T^{-3/2}$.

В выражении для порогового напряжения

$$U_{пор} = j_{мл} - \frac{Q_{SS}}{C_o} \pm \frac{Q_{OC}}{C_o} \pm \frac{Q_k}{C_o}$$

практически все составляющие правой части этого выражения зависят от температуры, а именно [1]:

$$\frac{Q_k}{C_o} = 2j_F; j_F = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{II}}{n}; n_i = (N_c N_v)^{1/2} \exp\left(\frac{-E_g}{kT}\right); j_{МП} = -0,6 \pm j_F$$

(для МОП-транзистора с алюминиевым затвором) и т.д. Измерение порогового напряжения для n - и p -канальных транзисторов составляет -2 мВ/К для концентрации примеси в подложке $N_n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1.12).

Изменение подвижности носителей и порогового напряжения с температурой сказывается на таких параметрах, как ток стока I_c , крутизна характеристики S и сопротивление транзистора в проводном состоянии.

Температурный коэффициент тока стока при небольших токах положителен, тогда как при больших токах он отрицателен. Такая зависимость объясняется тем, что при падении порогового напряжения с ростом температуры при том же напряжении на затворе течет большой ток стока; это преобладающая причина изменения тока при малых его величинах при изменении температуры. При больших значениях тока он начинает падать с ростом температуры из-за уменьшения величины подвижности. Точки изменения знака температурного коэффициента различны для различных приборов.

Крутизна характеристики S с ростом температуры уменьшается с температурным коэффициентом -2% на градус Цельсия (рис. 1.13). Из-за уменьшения удельной крутизны K , которая, в свою очередь уменьшается вследствие падения подвижности:

$$K = \frac{m_{эф} \cdot C_o \cdot Z}{L}$$

Также из-за уменьшения подвижности растет сопротивление транзистора в проводящем состоянии с температурным коэффициентом примерно $+0,7\%$ на градус Цельсия.

1.3. Мощные СВЧ МОП-транзисторы

1.3.1. Эквивалентные схемы мощного СВЧ МОП-транзистора в режиме малого и большого сигналов

В последние годы в различных радиоэлектронных СВЧ-устройствах наряду с мощными биполярными транзисторами начали широко использоваться и мощные полевые транзисторы с изолированным затвором (МОП-транзисторы).

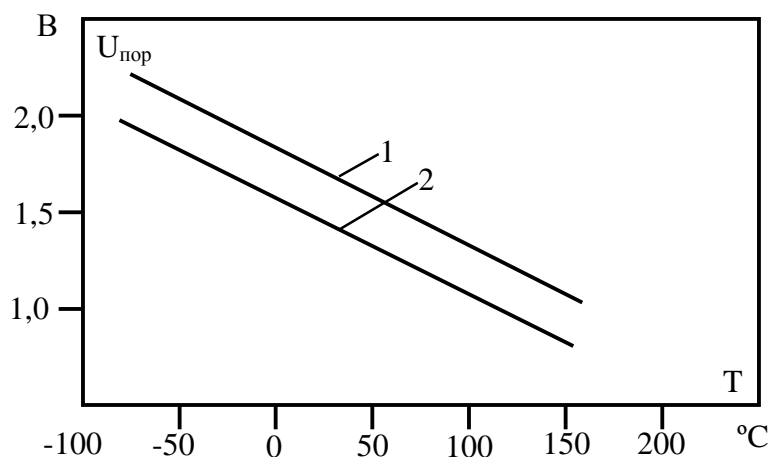


Рис. 1.12. Зависимость величин порогового напряжения МОП-транзисторов с каналами *n*- и *p*-типов с концентрацией в подложке $N_n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (кривая 1) и 10^{15} см^{-3} (кривая 2) [2]

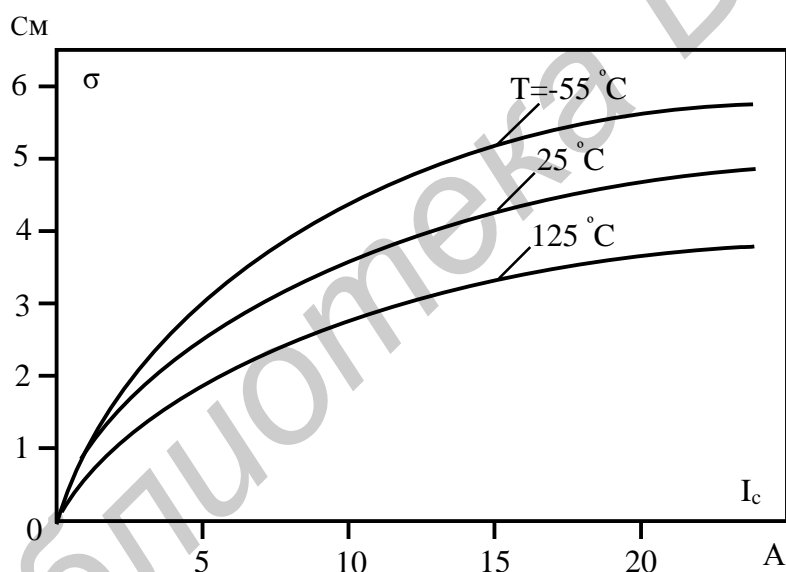


Рис. 1.13. Зависимость крутизны характеристики тока стока I_c при различных температурах и напряжении сток-подложка $U_{СП} = 25 \text{ В}$ [2]

Разработанные СВЧ МОП-транзисторы отдают в нагрузку в непрерывном режиме мощность $P_1 = 250...300 \text{ Вт}$ на частоте $400...500 \text{ МГц}$ и $100...150 \text{ Вт}$ на частоте 1 ГГц и разрабатываются МОП-транзисторы с рабочими частотами до $2...3 \text{ ГГц}$ и выходной мощностью в несколько десятков ватт, в том числе широкополосные с полосой частот в несколько октав. Реальность повышения значений P_1 для СВЧ МОП-транзисторов обусловлена прежде всего возможностью

значительного увеличения площади структуры, так как отрицательный температурный коэффициент тока стока, присущий полевым транзисторам, препятствует возникновению тепловой неустойчивости и вторичного пробоя, в результате оказывается возможным параллельное соединение дискретных ячеек и кристаллов без использования стабилизирующих резисторов.

Мощным ВЧ и СВЧ МОП-транзисторам присущи и другие достоинства: высокое входное сопротивление в широкой полосе частот, отсутствие накопления и рассасывания избыточных зарядов неосновных носителей, линейность передаточной характеристики в достаточно большом диапазоне рабочих токов, меньший, чем у биполярных транзисторов, уровень шумовых излучений.

На рис. 1.14, *а* показана обобщенная эквивалентная схема, наиболее полно учитывающая специфические особенности современных конструкций мощных СВЧ МОП-транзисторов при работе в режиме малого сигнала в пологой области выходных вольт-амперных характеристик. В ней мощный МОП-транзистор представлен элементами с сосредоточенными параметрами. На рис. 1.14, *б* на примере одной из конструкций мощных МОП-транзисторов показано происхождение элементов схемы замещения и их местоположение в структуре прибора.

Штриховой линией на рис. 1.14, *а* выделены внутренние элементы структуры. Цепь $R'_k C_k$ моделирует распределенное сопротивление индуцированного канала и распределенную емкость затвор-канал, а резистор R_c – объемное сопротивление высокоомной n -области стока. Емкости затвор-исток, затвор-сток и стокового p - n -перехода на эквивалентной схеме представлены элементами $C_{зи}$, $C_{зс}$, C_c . Источник тока $\dot{S} \dot{U}_{к1}$ характеризует управляющее действие затвора на ток стока (\dot{S} – комплексная крутизна; $\dot{U}_{к1}$ – амплитуда управляющего напряжения на емкости затвор-канал C_k). Резистор R_i отражает влияние стокового напряжения на ток стока. К внешним элементам структуры относятся распределенные сопротивления электродов затвора и истока, представленные на эквивалентной схеме резисторами R_z и $R_{и}$, паразитные межэлементные емкости корпуса $C_{зк}$, $C_{зс к}$, $C_{с к}$ и паразитные индуктивности электродов затвора, истока и стока (включая индуктивности внутренних соединительных проволочек и внешних выводов корпуса) L_z , $L_{и}$, L_c .

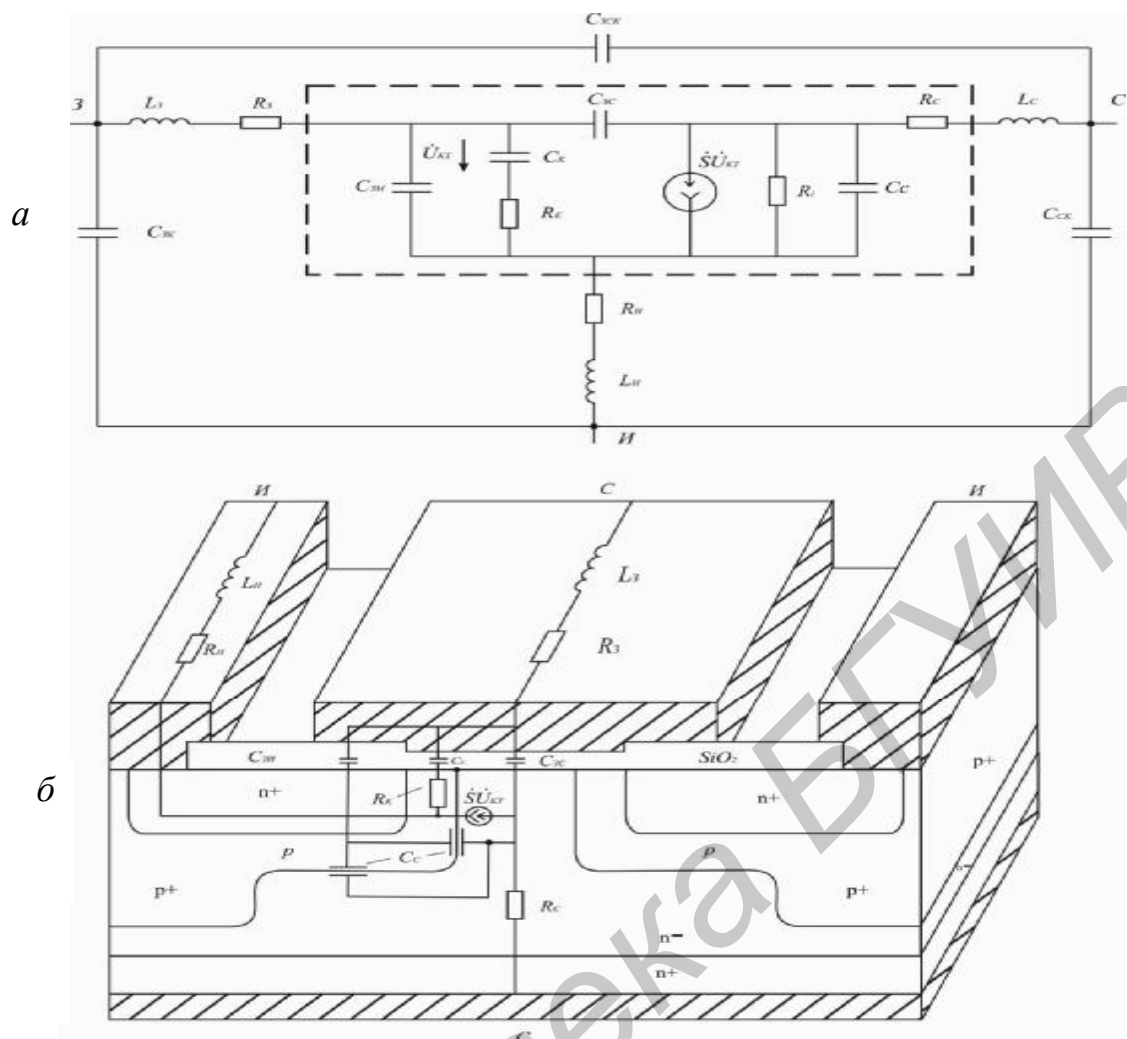


Рис. 1.14. Мощный СВЧ МОП-транзистор:
а – малосигнальная эквивалентная схема; *б* – конструкция

Параметры эквивалентной схемы могут быть рассчитаны теоретически или определены экспериментально на основе измерений низкочастотных и высокочастотных параметров МОП-транзистора: крутизны, входной C_{11} , проходной C_{12} и выходной C_{22} емкостей, емкости затвор–исток $C_{зи}$, выходной проводимости g_{22} , сопротивления сток–исток в открытом состоянии ($R_{СИ\text{отк}}$), а также y - или z -параметров.

1.3.2. Общий подход к выбору конструкции и проектированию топологии структуры мощного кремниевого СВЧ МОП-транзистора

В зависимости от назначения мощные СВЧ МОП-транзисторы характеризуются диапазоном рабочих частот, выходной мощностью P_1 , коэффициентом усиления по мощности $K_{y\ p}$, коэффициентом полезного действия η , уровнем нелинейных искажений и собственных шумов и т.д. Для генераторных транзисторов основным качественным критерием является уровень выходной мощности, отдаваемой прибором в нагрузку на определенной частоте или в

диапазоне частот при максимально возможных $K_{y p}$ и h . Поэтому выбор конструкции и расчет топологии структуры мощного генераторного МДП-транзистора необходимо производить, исходя прежде всего из требуемого значения P_1 . Выходная мощность P_1 ограничена значениями максимально допустимых напряжений исток–сток $U_{СИ max}$, сток–затвор $U_{СЗ max}$, максимально допустимой мощностью рассеяния P_{max} и максимально допустимым током стока I_{max} . Без учета потерь мощности на объемном сопротивлении стока R_c выходная мощность МДП-транзистора в критическом режиме класса B связана с I_{max} и $U_{СИ max}$ следующим известным соотношением:

$$P_1 = I'_c (U_{СИ max} - U_{ост})/8, \quad (1.19)$$

где $U_{ост} = I'_c R_{СИ отк}$ – остаточное напряжение стока; $I'_c \approx I_{max}$ – ток стока при $U_{ЗИ} = U_{ЗИ max}$ и $U_{СИ} = U_{ост}$.

Максимально допустимое напряжение $U_{ЗИ max} = 20...25$ В, как правило, не является ограничивающим фактором для выходной мощности СВЧ МОП-транзисторов. Оно может быть только превышено при работе транзистора с малыми углами отсечки ($0 < 70^\circ$).

Требуемое значение $U_{СИ max}$ определяется напряжением источника питания цепи стока E_c , которое для большинства СВЧ-усилителей не превышает 28 В. В недонапряженном и критическом режимах работы амплитуда напряжения на нагрузке примерно равна $2 E_c$, поэтому $U_{СИ max}$ и соответственно пробивное напряжение стока $U_{СИ проб}$ с учетом необходимых запасов должно быть $U_{СИ проб} \geq U_{СИ max} \approx (1,1...1,2) (2E_c + U_{ост}) = 65...75$ В.

Более высокие значения $U_{СИ проб}$ для мощных СВЧ МОП-транзисторов обычно нецелесообразны, так как при этом возрастают $U_{ост}$ и $R_{СИ отк}$, что приводит к уменьшению $K_{y p}$ и h , особенно заметному на высоких частотах. Поэтому при разработке мощного СВЧ МОП-транзистора большое значение имеет правильный выбор исходного материала подложки.

Для наиболее распространенных в настоящее время конструкций МДП-транзисторов с вертикальным n -каналом, изготовленных на кремниевых n^-n^+ -подложках с однородным профилем легирования n^- -слоя, оптимальный уровень легирования N_d , толщина D_{x_B} (расстояние между металлургической границей стокового p - n -перехода и нижним высоколегированным n^+ -слоем подложки) и удельное сопротивление r_{n^-} эпитаксиального n^- -слоя для заданной величины $U_{СИ проб}$ могут быть определены как [38, 80]:

$$N_d = 60^{1,33} \left(\frac{e_d}{1,1} \right)^2 10^{16} U_{СИ проб}^{-1,33} = 2,18 \cdot 10^{18} U_{СИ проб}^{-1,33}, \quad (1.20)$$

$$Dx_B = \sqrt{\frac{2e_{Si}e_0U_{СИ \text{ проб}}}{qN_D}} = 2.47 \cdot 10^{-6} U_{СИ \text{ проб}}^{1,17}, \quad (1.21)$$

$$r_{n^-} = \frac{1}{qm_n N_D} = 2,40 \cdot 10^{-3} U_{СИ \text{ проб}}^{1,33}. \quad (1.22)$$

Принимая во внимание вид краевой защиты стокового p - n -перехода (наличие полевой обкладки, охранного кольца), конфигурацию и радиус кривизны его периферийных областей, а также реальный разброс толщины и удельного сопротивления эпитаксиальных слоев, при выбросе подложки необходимо иметь запас 15...20 % по отношению к значениям параметров, рассчитанным по (1.19)–(1.21).

При проектировании топологии структуры СВЧ МОП-транзисторов необходимо знать значение I_{max} и суммарную ширину канала Z , требуемые для реализации заданного уровня P_1 , а также минимальные значения длины канала l_k , толщины изолятора затвора d_{SiO_2} и концентрации акцепторов N_a в p -канальной области, обеспечивающие надежную работу прибора при требуемых значениях $U_{СИ \text{ max}}$ и $U_{ЗИ \text{ max}}$.

Ток стока при известных значениях P_1 и $U_{СИ \text{ max}}$ в соответствии с (1.18) и учетом того, что $U_{ост} = (0,1 \dots 0,2) U_{СИ \text{ max}}$, равен

$$I_{max} = 8P_1 / (0,90 \dots 0,80) U_{СИ \text{ max}} = (8,9 \dots 10) P_1 / U_{СИ \text{ max}}. \quad (1.23)$$

Толщина изолятора затвора d_{SiO_2} обычно выбирается из тех соображений, чтобы при $U_{ЗИ \text{ max}}$ не была превышена максимально допустимая для термической двуокиси кремния напряженность поля $E_{проб} = (2 \dots 6) 10^6 \text{ В/см}$:

$$d_{SiO_2} = \frac{U_{ЗИ \text{ max}} - U_{пор}}{E_{пор}} = (1,66 \dots 5) 10^{-7} (U_{ЗИ \text{ max}} - U_{пор}), \quad (1.24)$$

где $U_{пор}$ – пороговое напряжение (напряжение открывания транзистора. Используя типичные значения $U_{пор} = 1 \dots 2 \text{ В}$, $U_{ЗИ \text{ max}} = 20 \dots 30 \text{ В}$, $E_{проб} = 2 \cdot 10^6 \text{ В/см}$, из (1.24) получаем $d_{SiO_2} = 0,08 \dots 0,15 \text{ мкм}$.

Указанное значение $U_{пор}$ является оптимальным для СВЧ МОП-транзисторов, работающих в режиме обогащения, так как при $U_{пор} > 2 \text{ В}$ заметно уменьшается эффективное управляющее напряжение затвора ($U_{з \text{ эф}} = U_{ЗИ} - U_{пор}$), а минимальное значение $U_{пор} \geq 1 \text{ В}$ гарантирует неизменность закрытого состояния транзистора при $U_{ЗИ} = 0$ и воздействии повышенных

температур вплоть до +125 °С, при которых напряжение $U_{\text{пор}}$ заметно убывает. Это условие накладывает ограничения на концентрацию акцепторов в p -канальной области МОП-транзисторов.

Пороговое напряжение $U_{\text{пор}}$ связано с толщиной окисла d_{SiO_2} и концентрацией акцепторов N_a следующим соотношением:

$$U_{\text{пор}} = -\frac{Q_{\text{SiO}_2} d_{\text{SiO}_2}}{e_{\text{SiO}_2} \epsilon_0} + \frac{2kT}{q} I_n \frac{N_a}{n_i} + \frac{2d_{\text{SiO}_2}}{e_{\text{SiO}_2} \epsilon_0} \sqrt{q N_a e_{\text{Si}} \epsilon_0 \frac{kT}{q} I_n \frac{N_a}{n_i}} + j_{\text{МП}}, \quad (1.25)$$

где Q_{SiO_2} – плотность положительного ионного заряда в затворном слое SiO_2 ; $\epsilon_{\text{Si}} = 12$ – относительная диэлектрическая постоянная термического окисла SiO_2 ; $n_i = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (при $T = 300 \text{ К}$) – концентрация носителей в собственном кремнии; $j_{\text{МП}}$ – разность работ выхода металла затвора и полупроводника p -типа. Подставляя в (1.24) значения $U_{\text{пор}} = 1 \dots 2 \text{ В}$, $Q_{\text{SiO}_2} = (2 \dots 5) \times 10^{-8} \text{ Кл/см}^2$, $d_{\text{SiO}_2} = (1 \dots 1,5) \cdot 10^{-5} \text{ см}$, $j_{\text{МП}} = -0,9 \text{ В}$ (для затвора из алюминия), получаем $N_a = (2 \dots 6) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Минимальная длина канала l_k должна быть выбрана такой, чтобы при $U_{\text{СИ max}} = U_{\text{СИ проб}}$ исключить вероятность сквозного обеднения канала пространственным зарядом стокового перехода. Расчет $l_k (U_{\text{СИ проб}})$ можно проводить по формуле для ширины резко асимметричного n^+p -перехода:

$$l_k = \sqrt{\frac{2e_{\text{Si}} \epsilon_0 U_{\text{СИ проб}}}{q N_a}}. \quad (1.26)$$

Из (1.26) следует, что при $U_{\text{СИ max}} = 60 \text{ В}$ и $N_a = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $l_k = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. При таких значениях l_k электроны движутся в канале с дрейфовой скоростью насыщения $V_S = (4,5 \dots 6) \cdot 10^6 \text{ см/с}$, которая достигается при напряжениях продольного поля $E = (2 \dots 3) \cdot 10^4 \text{ В/см}$, т.е. при относительно небольших напряжениях $U_{\text{СИ}} = El_k = (1 \dots 1,5) \cdot 10^{-4} (2 \dots 3) \cdot 10^4 = 2 \dots 4,5 \text{ В}$.

Влияние поперечного и продольного полей на подвижность носителей в канале обуславливает линейный характер зависимости $I_c(U_{\text{ЗИ}})$ мощных СВЧ МОП-транзисторов в широком диапазоне напряжений $U_{\text{ЗИ}}$, которую на крутом участке выходных характеристик можно приближенно описать соотношением

$$i_c = \frac{m_{n0} Z e_0 e_{\text{SiO}_2}}{l_k d_{\text{SiO}_2} [1 + d(U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{пор}})]} \frac{[(U_{\text{ЗИ}} - U_{\text{пор}}) U_{\text{СИ}} - 0,5(1 + s_0) U_{\text{СИ}}^2]}{[1 + m_{n0} U_{\text{СИ}} / l_k V_{se}]}, \quad (1.27)$$

где m_{n0} – подвижность электронов в канале в слабом поле ($u_{СИ} \approx 0$); $d = 0,0534 \text{ В}^{-1}$ – эмпирический коэффициент, характеризующий уменьшение подвижности m_n под действием поперечного поля затвора $(U_{ЗИ} - U_{пор})/d_{SiO_2}$, а член $[1 + m_{n0} U_{СИ}/l_k U_{СИ}]$ отражает зависимость m_n от продольного поля, созданного напряжением $U_{СИ}$; s_0 – коэффициент, характеризующий влияние подложки p -типа на ток стока:

$$s_0 = \frac{d_{SiO_2} \sqrt{q e_0 e_{Si} N_a}}{2 e_0 e_{SiO_2}} \sqrt{\frac{kT}{q} - \frac{N_a}{n_i}}. \quad (1.28)$$

При заданном напряжении $U_{ЗИ}$ ток стока достигает своего максимального значения при напряжении насыщения

$$u_{СИ \text{ нас}} = u_{ЗИ} - 2 \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a}{n_i} + j_{МП} + 2s_0 \sqrt{\frac{kT}{q} \ln \frac{N_a}{n_i}} \times \left[1 - \sqrt{1 + \frac{U_{ЗИ}}{2s_0^2 (kT/q) \ln(N_a/n_i)}} \right]. \quad (1.29)$$

Приравнивая выражения (1.23) и (1.27) (при $U_{СИ} = U_{СИ \text{ нас}}$), получаем формулу для расчета минимальной ширины канала W при заданных значениях P_1 , $U_{СИ \text{ max}}$, $U_{ЗИ \text{ max}} - U_{пор} = 20 \text{ В}$, $m_{n0} = 600 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$:

$$Z = \frac{9,4 P_1 \left[1 + d (U_{ЗИ \text{ max}} - U_{пор}) \right] \left[1 + m_{n0} U_{СИ \text{ нас}} / l_k V_S \right] l_k d_{SiO_2}}{U_{СИ \text{ max}} \left[(U_{ЗИ \text{ max}} - U_{пор}) U_{СИ \text{ нас}} - 0,5(1 + s_0) U_{СИ \text{ нас}}^2 \right] m_{n0} e_0 e_{SiO_2}}. \quad (1.30)$$

1.4. Полевые транзисторы с затвором Шоттки

1.4.1. Устройство и принцип действия

Полевой транзистор с затвором Шоттки (ПТШ) принадлежит к классу полевых транзисторов с барьерным переходом. Простейшая структура ПТШ представлена на рис. 1.15. На высокоомной (полуизолирующей) $i\text{-GaAs}$ подложке ($r \cong 10^7 \dots 10^9 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) методами эпитаксии или ионного легирования сформирован активный слой $n\text{-GaAs}$ толщиной a . Электроды стока (2) и истока (2) имеют омический контакт с активным n -слоем. Электрод затвора (3) образует с n -слоем контакт типа Шоттки, под которым формируется обедненная электронная область пространственного заряда (ОПЗ) толщиной X_d . В результате

сток и исток соединены между собой проводящим электрически нейтральным каналом 4 толщиной $a - xd$. При изменении потенциала затвора изменяется толщина ОПЗ и, следовательно, толщина канала. Если между стоком и истоком приложено напряжение

$$U_{СИ} = U_c - U_{и},$$

то изменение напряжения между затвором и истоком

$$U_{ЗИ} = U_3 - U_{и}$$

приводит к изменению тока стока I_c вследствие изменения проводимости канала. Принципы действия ПТШ и МОП-транзистора весьма схожи: в обоих приборах напряжение сток–исток модулирует проводимость канала. Однако имеются и существенные различия a .

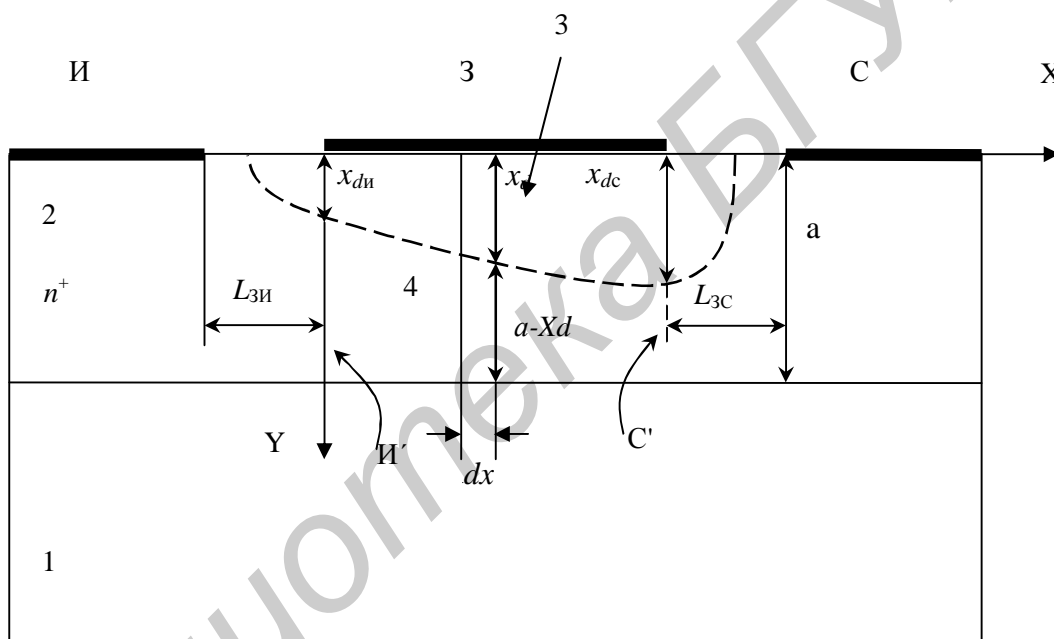


Рис. 1.15. Простейшая структура ПТШ

В n -канальном МОП-транзисторе канал представляет собой приповерхностную область полупроводника, легированную акцепторами и обогащенную электронами вследствие эффекта поля. Толщина канала имеет порядок дебаевской длины экранирования, а модуляция его проводимости напряжением $U_{зи}$ осуществляется за счет изменения концентрации электронов. Емкость затвор–канал определяется толщиной подзатворного диэлектрика и не зависит от напряжения между затвором и каналом.

В ПТШ канал представляет собой электронейтральную область, в которой положительный заряд доноров компенсирован зарядом основных носителей (электронов). Модуляция проводимости канала осуществляется за счет изменения толщины канала, которая обычно много больше дебаевской длины эк-

ранирования. Канал отделен от поверхности слоем ОПЗ, толщина которого зависит от напряжения между затвором и каналом и определяет барьерную емкость затвор–канал. Как правило, толщина ОПЗ в ПТШ больше толщины подзатворного диэлектрика в МОП-транзисторе. Поэтому управляющее действие затвора проявляется несколько слабее, что снижает крутизну ВАХ. Во столько же раз снижается емкость затвор–канал. Кроме этого, в канале ПТШ подвижность электронов не подвержена действию поверхностных дефектов, как это имеет место в МОП-транзисторе.

Несмотря на отмеченные различия, ВАХ ПТШ и МОП-транзистора качественно весьма схожи. Основное различие связано с тем, что в МОП-транзисторе затвор электрически изолирован от канала диэлектриком и ток затвора практически равен нулю. В ПТШ переход затвор–канал имеет диодную характеристику и при положительных напряжениях $U_{ЗИ}$ ток затвора может быть достаточно большим.

1.4.2. Пороговое напряжение

При $U_{СИ} = 0$ ($I_c = I_{и} = 0$) потенциалы всех точек канала одинаковы и $X_{dn} = X_{dc}$. Толщина ОПЗ определяется напряжением $U_{ЗИ}$:

$$X_d = [2\epsilon\epsilon_0(j_{\text{Б}} - U_{ЗИ})/qN_d]^{1/2}, \quad (1.31)$$

где N_d – концентрация доноров в однородно легированном активном слое; $\square_{\text{Б}}$ – контактная разность потенциалов между затвором и активным слоем.

Пороговое напряжение $U_{\text{пор}}$ соответствует напряжению затвор–исток, при котором толщина канала обращается в нуль, т.е. $a = X_d$. Таким образом, следует:

$$U_{\text{пор}} = j_{\text{Б}} - U_{\text{П}},$$

где

$$U_{\text{П}} = eN_d a^2 / 2\epsilon\epsilon_0 - \quad (1.32)$$

напряжение перекрытия канала, численно равное пороговому напряжению при $j_{\text{Б}} = 0$.

Величина барьерного потенциала слабо зависит от материала затвора, так как определяется в основном поверхностными состояниями, и составляет обычно около 0,8 В. Как будет показано ниже, крутизна ВАХ ПТШ пропорциональна произведению подвижности электронов в канале на концентрацию доноров. Для увеличения крутизны желательно повысить концентрацию доноров, однако при этом снижается подвижность, уменьшается толщина ОПЗ и возрастает емкость затвор–канал. Оптимальное значение N_d лежит в диапазоне

$(1...5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При фиксированных значениях j_B и N_d величина $U_{\text{пор}}$ соответствует толщине активного слоя

$$a_0 = (2ee j_B / qN_d)^{1/2} = 0,1 \text{ мкм.}$$

При $a > a_0$ пороговое напряжение отрицательно и в равновесном состоянии ($U_{\text{ЗИ}} = 0$) канал существует. Такие ПТШ называются *нормально открытыми* (встроенный канал). При $a < a_0$ пороговое напряжение положительно и для образования канала необходимо приложить напряжение $U_{\text{ЗИ}} = U_{\text{пор}} > 0$. Такие ПТШ называются *нормально закрытыми* (индуцированный канал). Таким образом, толщина активного слоя является главным параметром, определяющим величину порогового напряжения.

1.4.3. Сравнительные характеристики ПТ с управляющим p - n -переходом и ПТШ

Принцип действия полевого транзистора (ПТ) с управляющим p - n -переходом аналогичен принципу действия ПТШ, только вместо барьерного контакта Шоттки для модуляции толщины канала используется p - n -переход.

Под действием напряжения затвор–исток изменяется толщина ОПЗ (p - n -перехода), модулируя ток стока.

Изменение толщины канала соответствует изменению толщины n -области p - n -перехода X_{dn} . Соотношение между толщиной n - и p -областей перехода определяется результирующими концентрациями примеси в затворе N_a и канале N_d :

$$k_n = \frac{X_{dn}}{X_d} = \frac{1}{1 + N_d / N_a}. \quad (1.33)$$

Для ПТ с управляющим p - n -переходом остаются справедливыми все соотношения, полученные для порогового напряжения и ВАХ ПТШ с заменами $U_B \rightarrow j_K, q$,

где
$$j_K = j_T l_n (N_a N_d / n_i^2) - \quad (1.34)$$

контактная разность потенциалов перехода затвор–канал. При $k_N = 1$ ВАХ ПТ с управляющим p - n -переходом и ПТШ идентичны. Практически величина k_N составляет 0,9...0,95, что приводит к соответствующему снижению крутизны.

ПТ с управляющим p - n -переходом имеют большие, чем ПТШ, значения краевых емкостей $C_{\text{крЗИ}}$ и $C_{\text{крЗП}}$ и $C_{\text{крЗС}}$, которые включают торцевые площади p - n -перехода.

Преимуществом ПТ с управляющим p - n -переходом является большая величина контактной разности потенциалов j_k по сравнению с барьерным потенциалом j_B . Величина j_k составляет обычно около 1,2 В, что существенно расширяет рабочий диапазон напряжений затвор–исток нормально закрытых ПТ.

Другим важным преимуществом является возможность создания в ИМС комплементарных транзисторных пар с каналами n - и p -типа. При использовании ПТШ такая возможность практически отсутствует из-за трудностей создания высококачественных контактов Шоттки к p - $GaAs$. Заметим, что p -канальные ПТ на арсениде галлия не обладают высоким быстродействием ввиду низкой подвижности дырок. Однако цифровые ИМС на комплементарных ПТ с управляющим p - n -переходом обладают исключительно высокой радиационной стойкостью. Их радиационная стойкость значительно выше, чем биполярных транзисторов (где существенную роль играют неосновные носители, концентрация которых изменяется при облучении) и МОП-транзисторов (чьи характеристики деградируют из-за радиационных дефектов в окисле и на поверхности).

Недостатком ПТ с управляющим p - n -переходом является возможная инжекция дырок в n -канал при сильном отпирании перехода. Инжектированные дырки обладают низкой подвижностью, и их рассасывание замедляет процесс выключения ПТШ ПТ.

Наиболее перспективным технологическим методом создания ПТ с управляющим p - n -переходом является ионная имплантация донорных и акцепторных примесей в чистую подложку $GaAs$. В качестве акцепторов применяются бериллий или магний.

Последовательность технологических операций при создании комплементарных ПТ с управляющим p - n -переходом представлена на рис. 1.16. Формирование слоев n^+ -затвора p -канального ПТ, n^+ -областей каналов, p^+ -областей стока и истока p -канального ПТ, а также p^+ -затвора n -канального ПТ осуществляется путем четырех последовательных имплантаций ионов Si^+ и Mg^+ через реактивно распыленный слой Si_3N_4 (100 нм) в фоторезистивную маску. Для создания омических контактов к p^+ -областям используются слои $Pt-Au$, $Mu-Mg$ или $Zn-Pd-Au$.

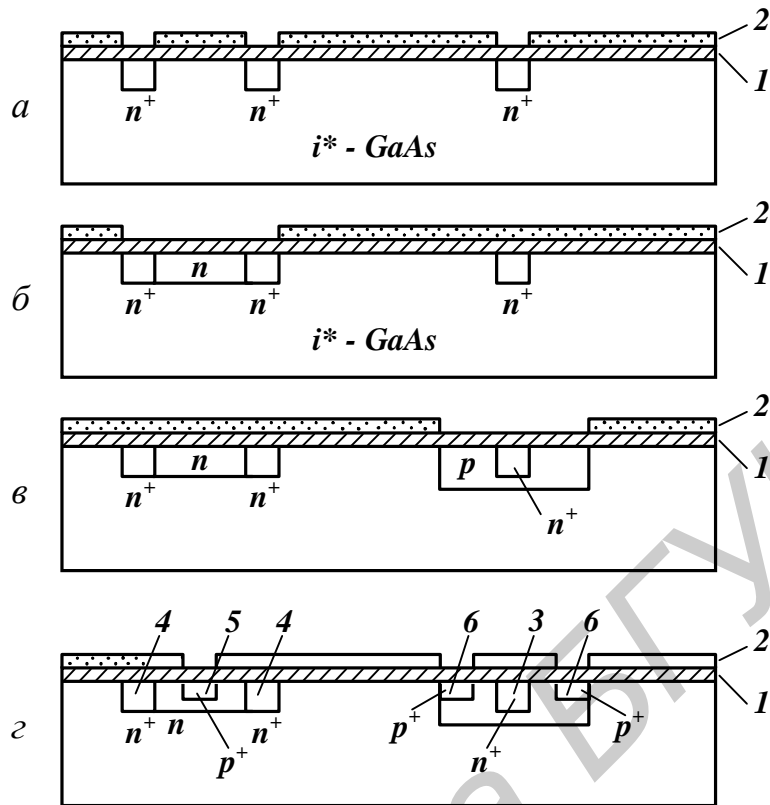


Рис. 1.16. Структура комплементарных полевых транзисторов с управляющим переходом и последовательность технологических операций ее изготовления:

1 – Si_3N_4 (100 нм);

2 – фоторезист;

3 – затвор p -канального транзистора;

4 – сток и исток n -канального транзистора;

5 – затвор n -канального транзистора;

6 – сток и исток p -канального транзистора;

a – имплантация n^+ (Si^+);

$б$ – имплантация n (Si^+);

$в$ – имплантация p^+ (Mg^+);

$г$ – имплантация p (Mg^+)

2. МОЩНЫЕ БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

2.1. Свойства полупроводников с высокими концентрациями носителей заряда

Известно [1], что при больших плотностях тока (высокий уровень инжекции) изменяются многие основные электрофизические параметры полупроводника: подвижности μ время жизни носителей заряда t , коэффициент диффузии D и др. Кроме того, и это очень важно при расчете электрических параметров полупроводниковых приборов, меняется ширина запрещенной зоны полупроводника E_g .

2.1.1. Амбиполярные подвижности и коэффициент диффузии

Если концентрация неосновных носителей заряда в какой-либо области полупроводника становится больше концентрации легирующей примеси в этой области, то все движение носителей заряда можно рассматривать как движение носителей одного знака сквозь облако носителей другого. При наличии электрического поля и градиента концентрации движение электронов и дырок происходит в противоположном направлении. На работе полупроводниковых приборов, имеющих области с такой концентрацией носителей заряда, начинает сказываться электростатическое притяжение зарядов разного знака. Это особенно проявляется при равенствах носителей заряда $\Delta n \approx \Delta p$, их градиента $\frac{d(\Delta n)}{dx} = \frac{d(\Delta p)}{dx}$ и когда скорости рекомбинации электронов и дырок равны и

определяются избыточной концентрацией носителей $\frac{\Delta n}{t_n} = \frac{\Delta p}{t_p}$.

Комбинируя уравнение электропереноса при высоком уровне инжекции (ВУИ) и уравнение непрерывности, получим

$$-\frac{\Delta n}{t} + D_a \frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} - m_n E \frac{d(\Delta n)}{dx} = 0, \quad (2.1)$$

где t – время жизни электронов и дырок при ВУИ.

$$D_a = (n+p) D_n D_p / (n D_n + p \cdot D_p);$$
$$m_a = (n+p) m_n m_p / (n m_n + p \cdot m_p).$$

Здесь D_a и m_a – амбиполярные коэффициент диффузии и подвижность соответственно.

Амбиполярная диффузия – совокупная диффузия противоположно заряженных частиц в направлении падения их концентрации. В отличие от диффу-

зии нейтральных частиц в объеме полупроводника электроны и дырки не могут диффундировать независимо друг от друга: в этом случае нарушилась бы квазинейтральность объема.

При ВУИ кроме рассеяния на ионизированных примесях $m_{иП}$ и тепловых колебаниях кристаллической решетки $m_{реш}$ необходимо учитывать рассеяние носителей на носителях $m_{нн}$, т.е.

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{m_{иП}} + \frac{1}{m_{реш}} + \frac{1}{m_{нн}}.$$

Как и подвижность коэффициента диффузии уменьшаются с ростом концентрации по закону $D \sim n^{-1/2}$. При высоком уровне инжекции $D_n = D_p = D_a$, $m_n = m_p = m_a$ (рис. 2.1, а, б).

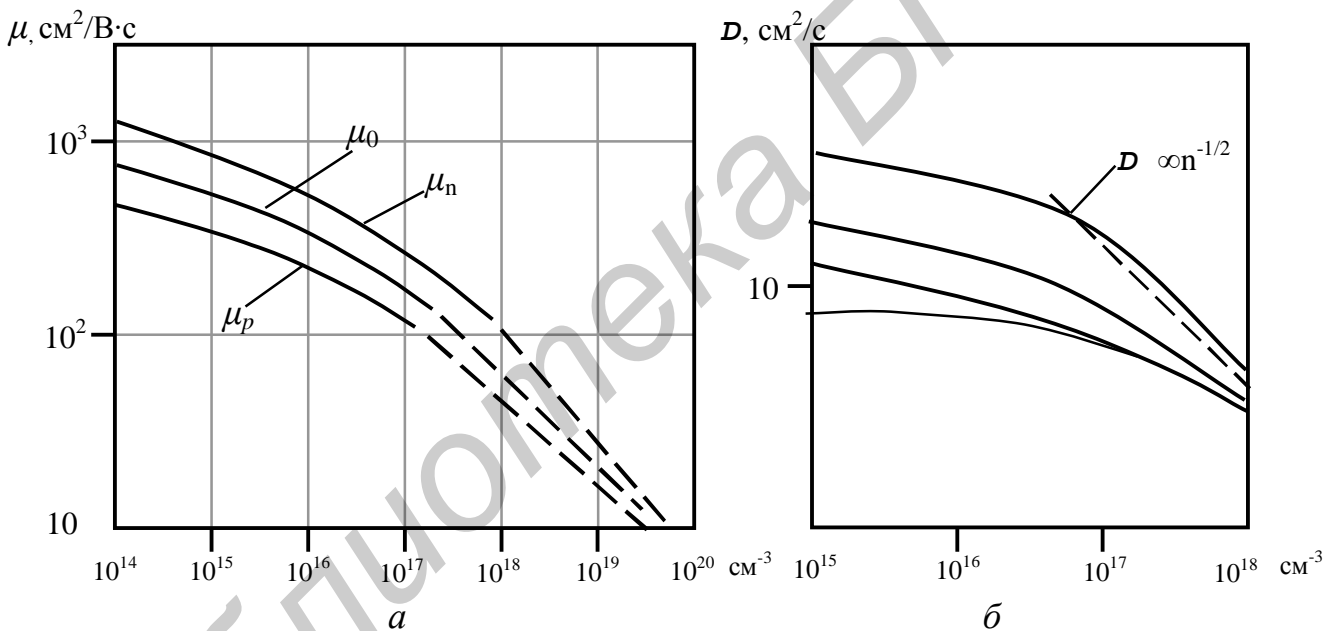


Рис. 2.1. График зависимости подвижностей (а) и коэффициентов диффузии (б) от концентрации легирующих примесей в кремнии

Для аналитических расчетов величины подвижности электронов в примесных полупроводниках можно воспользоваться выражением

$$m_n = m_0 / \left[1 + \left(\frac{N_d}{10^{17}} \right)^{1/2} \right], \quad (2.2)$$

где m_0 – величина подвижности электронов в собственном полупроводнике, N_d – концентрация донорной примеси.

Как видно из (2.1), величина подвижности при концентрации $N_d = 10^{17}$ уменьшается в 2 раза по сравнению с величиной собственной концентрации. Следует напомнить, что величины подвижностей электронов в собственном кремнии равны соответственно 1400, 10 000 и 4200 $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

2.1.2. Время жизни носителей при высоком уровне инжекции

Независимо от типа полупроводника выражение для скорости рекомбинации можно записать как

$$R = -a\Delta n - b\Delta n^2 - c n^3, \quad (2.3)$$

где Δn – избыточная концентрация носителей заряда; a , b и c – коэффициенты, ответственные за тот или иной вид рекомбинации.

Первый член правой части выражения (2.3) характеризует процесс, связанный с рекомбинацией через рекомбинационные центры, а коэффициент a – величина, обратная времени жизни носителей при малом уровне инжекции. Второй член связан с прямыми переходами носителей: зона проводимости – валентная зона. Этот вид рекомбинации не учитывается в непрямозонных полупроводниках (например в кремнии). Третий член описывает оже-рекомбинацию, а коэффициенты c в кремнии при высоком уровне инжекции при температуре $T = 300$ К для n и p кремния равны соответственно $c = 2 \cdot 10^{-31} \text{см}^2/\text{с}$.

Если прибор работает при малом уровне инжекции, то времена жизни электронов и дырок, характеризующиеся рекомбинацией через рекомбинационные центры, энергетический уровень которых E_t расположен вблизи середины запрещенной зоны, определяются как

$$t_{no} = \frac{1}{t_n \cdot V_s \cdot N_t}; t_{po} = \frac{1}{t_p \cdot V_s \cdot N_t}, \quad (2.4)$$

где t_n, t_p – сечения захвата электронов и дырок соответственно; V_s – скорость насыщения (в кремнии 10^7 $\text{см}/\text{с}$); N_t – концентрация рекомбинационно-генерационных центров в единице объема.

При высоком уровне инжекции времена жизни электронов и дырок равны $\frac{1}{t_n} = \frac{1}{t_p} = \frac{1}{t_{po}} + \frac{1}{t_{no}}$. В области пространственного заряда p - n -перехода независимо от уровня инжекции время жизни определяется как $t_o = 0,5(t_{po} + t_{no})$.

Оже-рекомбинацию необходимо учитывать или при высоком уровне инжекции, или в сильнолегированной области полупроводника, когда концентрация легирующей примеси $N > 10^{17} \text{см}^{-3}$. В этом виде рекомбинации участвуют

три носителя, так как освобождаемая энергия при оже-рекомбинации двух носителей передается третьему.

В кремнии без учета второго члена правой части выражения (2.3) скорости рекомбинации $R = -aDn - cDn^3$, а так как, в свою очередь, $R = -Dn/t_{\text{эф}}$, то эффективное время жизни определяется как

$$t_{\text{эф}} = \frac{1}{a + c\Delta n^2}. \quad (2.5)$$

Как видно из (2.1), время жизни быстро уменьшается при увеличении Δn .

2.1.3. Уменьшение ширины запрещенной зоны в кремнии при высоких концентрациях носителей

Известно [1], что коэффициент инжекции эмиттера биполярного транзистора можно увеличить, повышая отношение проводимостей эмиттер–база. Однако, как будет показано ниже, чрезмерное увеличение концентрации носителей в эмиттерной области не приводит к ожидаемому результату, так как при этом уменьшается ширина запрещенной зоны кремния и, как следствие, увеличивается концентрация свободных носителей заряда n_i .

Уменьшение ширины запрещенной зоны сильно компенсированного полупроводника можно объяснить исходя из следующих соображений. При сближении электронов, когда их концентрация $n \geq 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (рассматривается кремний n -типа), волновые функции объединенных электронов перекрываются. Примесные энергетические уровни расщепляются, границы зон размываются и наблюдаются «хвосты» в зонах (рис. 2.2), образуя примесные зоны, и, как результат, эффективная ширина запрещенной зоны уменьшается.

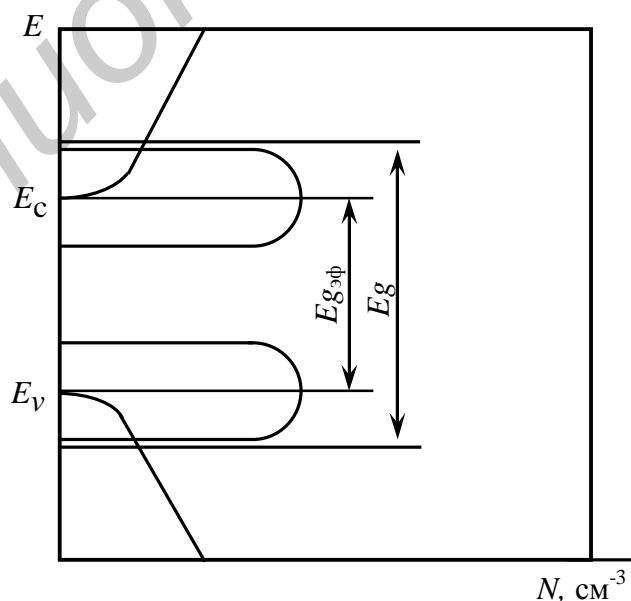


Рис. 2.2. Схема, поясняющая эффект сужения запрещенной зоны в сильно компенсированном полупроводнике

Сужение ширины запрещенной зоны при $n \leq 10^{20} \text{ см}^{-3}$ можно объяснить, рассматривая движение большого массива инжектированных носителей в окружении большого количества основных носителей, которое, как правило, сопровождается нарушением зарядовой нейтральности. В свою очередь, это приводит к уменьшению энергии активации при генерации пары электрон–дырка, что равносильно уменьшению ширины запрещенной зоны.

Существует несколько аналитических эмпирических выражений, связывающих величину сужения ширины запрещенной зоны с концентрацией носителей заряда в кремнии:

- для невырожденного

$$DE_g = (3q^2 / 16_{pee_o}) \cdot (q^2 n / ee_o kT)^{1/2} \text{ мЭВ},$$

которое для $T = 300 \text{ К}$ запишется как

$$DE_g = 22,5(n/18)^{1/2} \text{ мЭВ};$$

- для вырожденного кремния при $T = 300 \text{ К}$

$$DE_g = 162(n/10^{21})^{1/6} \text{ мЭВ}$$

и, наконец, выражение, которое применимо для обоих случаев:

$$DE_g = q \left[\ln \frac{n}{10^{17}} + (\ln \frac{n}{10^{17}} + 0,5)^{1/2} \right] \text{ мЭВ}. \quad (2.6)$$

Экспериментальная зависимость величины сужения ширины запрещенной зоны от концентрации носителей представлена на рис. 2.3.

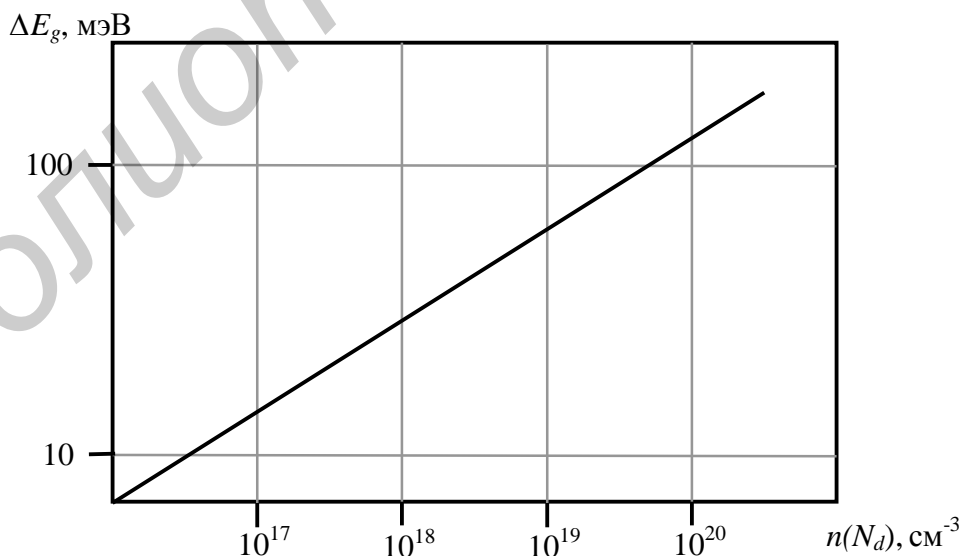


Рис. 2.3. Зависимости величины сужения ширины запрещенной зоны в кремнии и концентрации носителей заряда

При высоких уровнях легирования из-за сужения ширины запрещенной зоны E_{g0} согласно выражению $n_i^2 = N_c N_v \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right)$ будет увеличиваться собственная концентрация свободных носителей заряда $n_{i\text{эф}}$:

$$n_{i\text{эф}}^2 = n_i^2 \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right). \quad (2.7)$$

В сильнолегированном кремнии ($n \gg 10^{21} \text{см}^{-3}$) величина n_i может увеличиться почти на 2 порядка (рис. 2.4).

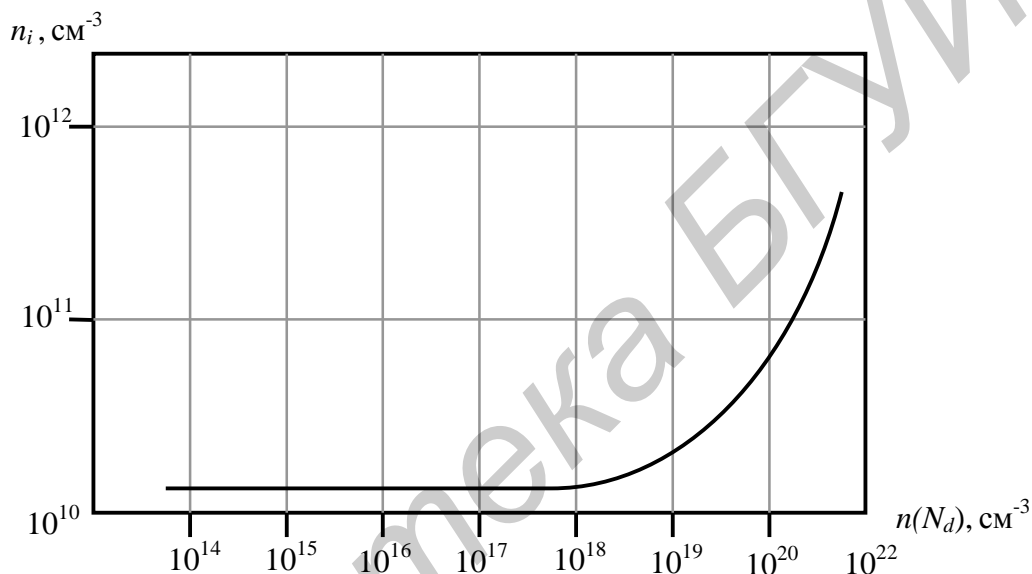


Рис. 2.4. График зависимости концентрации собственных носителей заряда от концентрации примеси в кремнии

2.2. Лавинный пробой электронно-дырочного перехода

Основы теории лавинного пробоя одномерного p - n -перехода и коллекторного p - n -перехода биполярного транзистора были рассмотрены в [1]. В этом разделе основное внимание будет уделено особенностям, возникающим при лавинном пробое реального планарного p - n -перехода, и методам увеличения напряжения пробоя.

2.2.1. Пробой планарного электронно-дырочного перехода

Одно из эмпирических выражений, определяющее величину напряжения пробоя резкого несимметричного кремниевого одномерного планарного p - n -перехода, это $U_{\text{пр}} = k_1 \cdot 10^{13} N_B^{-3} L$, где N_B – концентрация примеси в базе

(подложке), k_1 – коэффициент $k_1 = k_1 \cdot 10^{13} N_B^{-3}$. Здесь $K_1 = 6$ или $5,5$. Если коэффициент K_1 принять равным $5,3$ и выразить ширину области пространственного заряда (ОПЗ) X_d в микрометрах, то из выражения $X_{dпр} = (2U_{пр} \epsilon \epsilon_0 / q N_B)^{1/2}$ получим $X_{dпр} = 2,5 \cdot 10^{-2} U_{пр}^{7/6}$. Для симметричного p - n -перехода концентрацию N_B выражают как $\frac{1}{N_B} = \frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d}$. В общем случае величину пробивного напряжения для резкого как симметричного, так и несимметричного p - n -перехода можно выразить как $U_{пр} = 5,8 \cdot 10^4 X_{dпр}^{0,84}$, где $X_{dпр}$ измеряется в микрометрах, а $U_{пр}$ – в вольтах. Следует отметить, что при расчетах величины напряжения пробоя плавного p - n -перехода, как правило, пользуются выражением, полученным для резкого p - n -перехода, так как они близки по значениям.

Величина напряжения пробоя планарного p - n -перехода зависит от профиля распределения концентрации примесей и в значительной степени от кривизны края p - n -перехода. Когда планарный переход создают диффузией через прямоугольную маску, то в образовавшемся p - n -переходе можно выделить три области, величина напряжения в которых различна: центральную плоскую, цилиндрическую по боковому периметру и сферическую по углам маски.

В зависимости от величины и знака заряда поверхностных состояний, находящегося на границе $Si-SiO_2$, ширина ОПЗ, выходящая на поверхность, может быть больше (рис. 2.5, б) или меньше (рис. 2.5, а) ширины ОПЗ в объеме полупроводника.

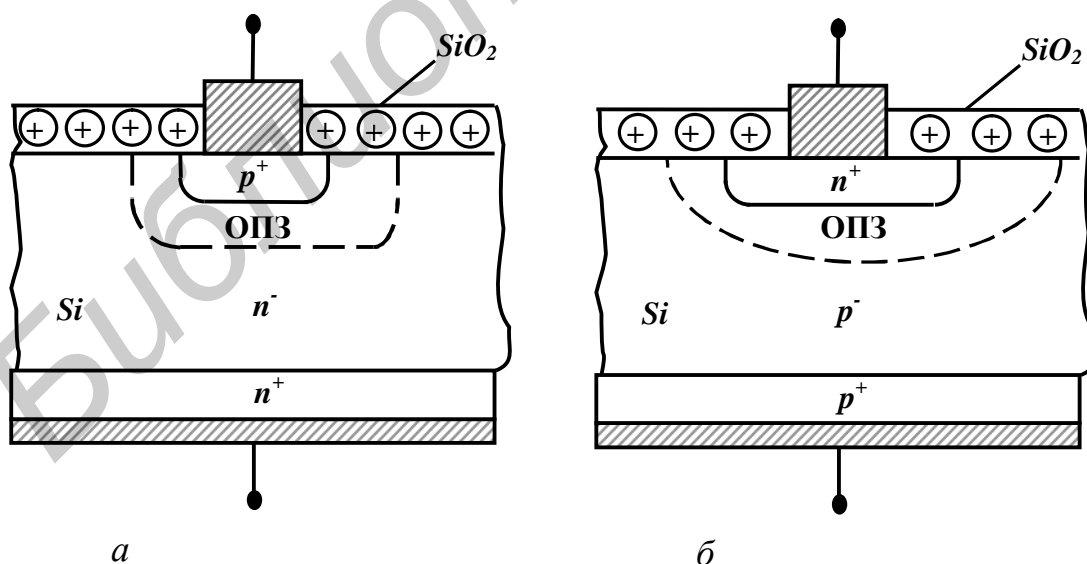


Рис. 2.5. Схемы, поясняющие изменение ширины ОПЗ на поверхности по отношению к объему

Диоксид кремния на границе $Si-SiO_2$ преимущественно имеет положительный заряд, поэтому ширина ОПЗ перехода p^+-n на поверхности по отношению к объему сужается. Следовательно, лавинный пробой, критическая величина напряженности электрического поля которого $E_{кр} \gg 5 \cdot 10^5$ В/см, начнется в приповерхностном слое при более низком напряжении $E_{кр} = \frac{U}{X_d}$ и напряжение пробоя уменьшается.

Величина напряжения пробоя зависит не только от конфигурации (плоский, цилиндрический, сферический), но и от радиуса кривизны $p-n$ -перехода (рис. 2.6).

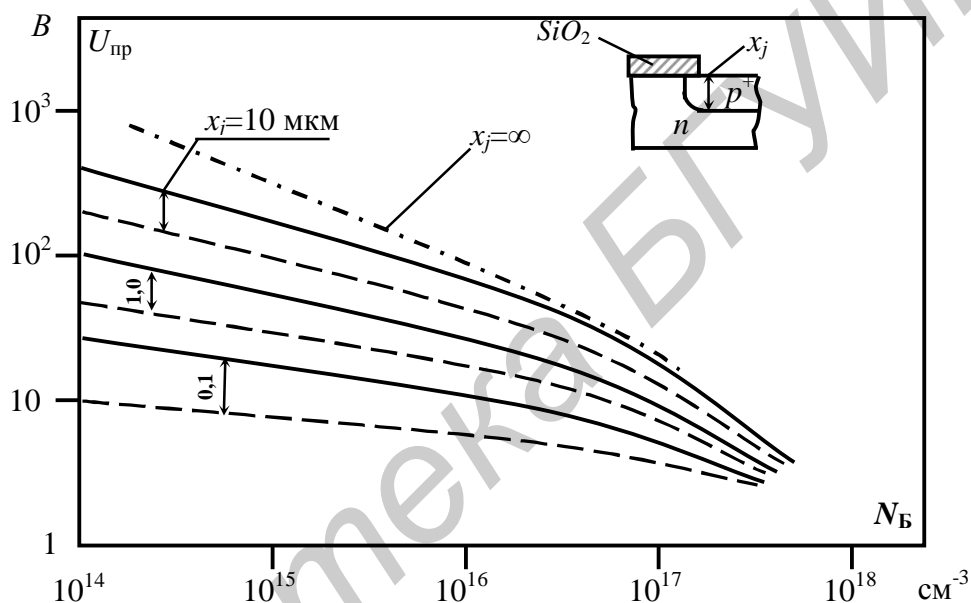


Рис. 2.6. Напряжение пробоя как функция концентрации примеси в подложке для односторонних резких $p-n$ -переходов различной конфигурации: плоской (штрихпунктирная кривая), цилиндрической (сплошные кривые), сферической (штриховые кривые)

Напряжение пробоя несимметричного резкого цилиндрического или сферического переходов в кремнии (в вольтах) можно записать как

$$U_{пр} \approx 6 \cdot 10^{13} N^{-3/4} \left\{ \left[(n+1+8)g^n \right]^{1/n+1} - g \right\}, \quad (2.8)$$

где $g = \frac{X_g}{X_d}$, $n = 1$ для цилиндрического и $n = 2$ для сферических переходов;

X_d – ширина обедненного слоя несимметричного плоскостного резкого перехода при пробое, мкм.

$$X_d = \left(\frac{2U_{пр} e e}{q N_B} \right)^{1/2} \text{ или } X_d = 2,5 \cdot 10^{-2} U_{пр}^{7/6}.$$

2.2.2. Методы повышения напряжения лавинного пробоя

Известно [2], что лавинный пробой возникает, когда величина напряженности электрического поля достигает величины порядка $5 \cdot 10^5$ В/см. Существует ряд методов, которые позволяют свести к минимуму вероятность лавинного пробоя по поверхности p - n -перехода, а также уменьшить величину напряженности электрического поля в объеме полупроводника.

2.2.3. Полевая обкладка и эквипотенциальное кольцо

В подразд. 2.2 (см. рис. 2.5) показано, что из-за наличия положительного заряда поверхностных состояний на границе Si - SiO_2 ширина ОПЗ на поверхности сужается и возникает большая вероятность появления лавинного пробоя по поверхности. Применение полевых обкладок (рис. 2.7) является одним из наиболее распространенных методов предотвращения поверхностного пробоя.

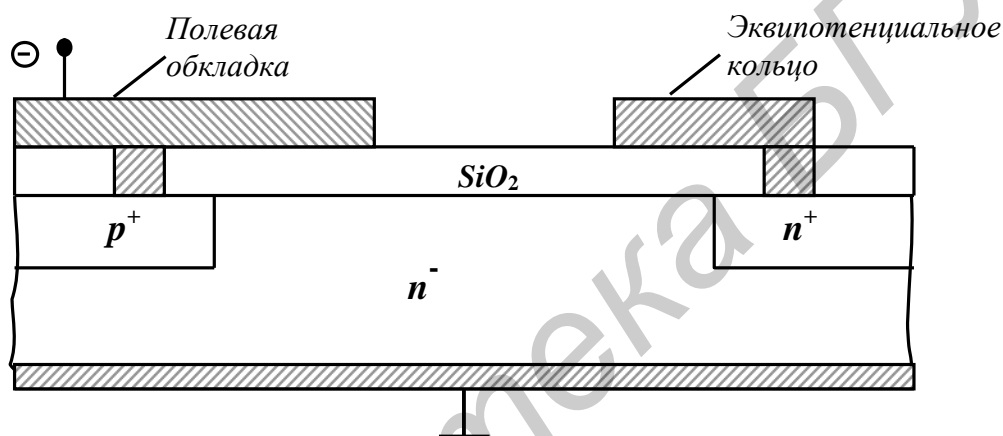


Рис. 2.7. Переход p^+ - n с полевой обкладкой и эквипотенциальным кольцом

Если к переходу приложить обратное напряжение («-» к p^+ -области), то обкладка приобретает отрицательный потенциал по отношению к n^- -слою и поверхность n^- -кремния обедняется электронами. Таким образом, достигается формат расширения области ОПЗ у поверхности. Но если приложено достаточно большое напряжение или толщина оксида кремния достаточно мала, то существует вероятность того, что в результате глубокого обеднения наступит инверсия электропроводности у поверхности полупроводника. Если образовавшийся инверсный слой сомкнется с n^+ -областью, то напряжение пробоя резко упадет. Нужный эффект — глубокое обеднение, а следовательно, увеличение напряжения пробоя может быть достигнуто выбором необходимой величины оксида кремния. Для того чтобы избежать непредсказуемой ситуации, полевая обкладка, как правило, применяется вместе с другим электродом — эквипотенциальным кольцом, окружающим полевую обкладку и электрически связанным с положительно смещенной n -подложкой. Положительно смещенное кольцо, отталкивая дырки и притягивая электроны к поверхности полупроводника,

препятствуют возможности инвертирования поверхности на границе с контактом к n^+ -области.

Как уже было сказано, толстый оксид кремния предотвратит создание инверсионного слоя на поверхности подложки. Но существует и другая опасность: оксид будет настолько толст, что не наступит обеднение поверхностного слоя. Для решения поставленной задачи – выбора оптимальной величины оксида кремния для соответствующей концентрации примеси в подложке Nn – была решена система двумерных уравнений [2] Лапласа:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \approx 0$$

и Пуассона:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = -\frac{qNn}{\epsilon\epsilon_0}.$$

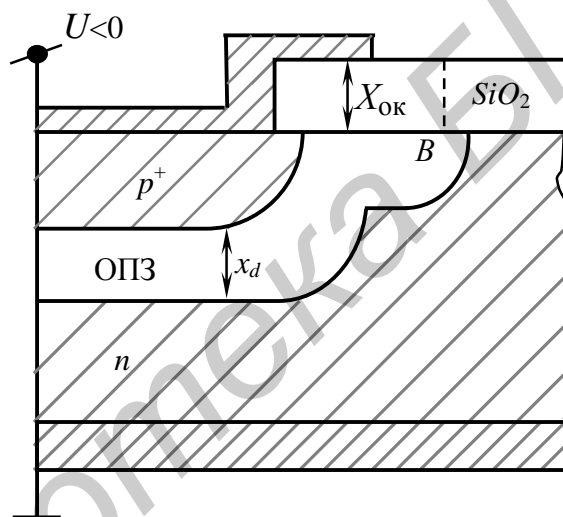


Рис. 2.8. Двумерная модель для расчета полевой обкладки

Решение на ЭВМ этой системы уравнений позволяет рассчитать распределение напряженности электрического поля и потенциалов и, следовательно напряжение лавинного пробоя.

Расчеты показывают (рис. 2.9), что при концентрации примеси в подложке меньше 10^{16} см^{-3} и толщинах оксида меньше $X_{ок}$ меньше 0,1 мкм лавинный пробой размывается в точке B (рис. 2.8) и напряжение пробоя растет с уменьшением концентрации в подложке (кривые 1,2,3, см. рис. 2.9). Слой оксида тонок, падение напряжения в нем мало, а пробой, как и в случае обычного планарного p - n -перехода, наблюдается в области индуцированного пространственного заряда в кремнии с той только разницей, что величина напряжения пробоя меньше, чем в плоскостном p - n -переходе, из-за концентрации силовых линий поля у края полевой обкладки.

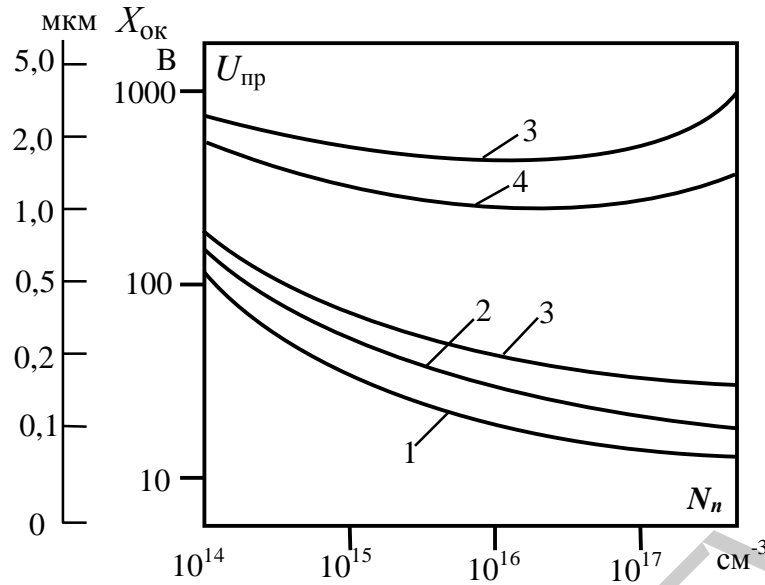


Рис. 2.9. Напряжение пробоя как функция концентрации примеси в подложке

При больших значениях толщин оксида и концентрациях примеси в подложке ($X_{ок} \geq 1$ мкм и $N_n \geq 10^{16}$ см⁻³) пробой происходит в центральной плоской части $p-n$ -перехода, а напряжение пробоя растет с увеличением концентрации примеси в подложке от 10^{16} см⁻³ до 10^{18} см⁻³ (кривые 3,4, см. рис. 2.9). Для этого интервала величин $X_{ок}$ и N_n практически всё напряжение падает в оксиде, где концентрация силовых линий значительно больше, чем в полупроводнике. Обозначив критическую величину напряженности электрического поля при пробое полупроводника через $E_{кр}$, значение напряженности поля в оксиде при пробое кремния запишем как

$$E_{ок пр} = \left(\frac{e_{Si}}{e_{SiO_2}} \right) E_{кр} \cdot \quad (2.9)$$

Величина падения напряжения на кремнии пренебрежимо мала, то при $U_{пр} \gg U_{пр}$ наблюдается аномальный эффект: напряжение пробоя $p-n$ -перехода растет с увеличением концентрации примеси в подложке, поскольку $E_{кр}$ увеличивается с ростом N_n . Уравнение 2.9 указывает еще и на то, что при больших значениях концентрации примеси в подложке напряжение пробоя линейно увеличивается с ростом толщины оксида.

Как видно из 2.9, в каждой данной толщине оксида имеется такое значение концентрации примеси в подложке, в которой величина напряжения пробоя минимальна. Слева от этого минимума пробой развивается в ОПЗ $p-n$ -перехода, справа – напряжение пробоя – в основном определяется напряжением пробоя оксида. Следовательно, при удовлетворении условия $X_{ок} = X_{d max}$, где $X_{d max}$ – максимальная ширина ОПЗ плоскостного перехода, электрическое поле будет однородно.

Результаты полученных соотношений величин толщины оксида и концентрации примеси в подложке при расчете напряженности поля в p - n -переходе с полевой обкладкой указывают на то, что использование более толстого оксида позволяет значительно ослабить влияние концентрации силовых линий у края полевой обкладки на величину напряжения пробоя и увеличить его аналогично тому, как это достигалось увеличением глубины перехода. Более того, как будет видно из последующих соотношений, напряженность поля в подложке более чувствительна к изменению толщины оксида, нежели к равному изменению глубины p - n -перехода X_j :

$$DX_j = \left(\frac{e_{Si}}{e_{SiO_2}} \right) \cdot DX_{ок}. \quad (2.10)$$

Из уравнения (2.1), учитывая (2.4), получим выражение для величины напряжения пробоя цилиндрического планарного перехода с полевой обкладкой:

$$U_{пр\ no} = 6 \cdot 10^{13} N_n^{-3/4} \left\{ [(2 + g')g']^{1/2} - g' \right\}, \quad (2.11)$$

где $g' = \left(\frac{e_{Si}}{e_{SiO_2}} \right) \left(\frac{X_{ок}}{X_d} \right) \approx 3 \left(\frac{X_{ок}}{X_d} \right)$, X_d – ширина обедненной области одно-стороннего резкого p - n -перехода. Соотношение (2.5) справедливо в том случае, если плотность поверхностных состояний $N_{ss} \ll 10^{12} \text{ см}^{-2}$, так как при большой величине положительного заряда в окисле напряжение пробоя p^+ - n -перехода будет падать, n^+ - p – возрастать.

Величина напряжения пробоя p - n -перехода с полевой обкладкой зависит от величины напряжения на обкладке и будет увеличиваться с его ростом до того момента, пока на поверхности базы (подложки) не появится инверсный слой, который при отсутствии эквипотенциального кольца может сомкнуться с планарным выводом базы. В этом случае напряжение пробоя резко упадет.

2.2.4. Резистивная полевая обкладка

Искажение электрического поля, возникающее из края полевой обкладки и эквипотенциального кольца, можно снизить путем применения поликристаллической резистивной пленки, шунтирующей область между металлической обкладкой и кольцом. Присутствие такой пленки делает электрическое поле более однородным, уменьшает напряжение пробоя и предотвращает искрение по поверхности. В качестве резистивной пленки можно использовать нелегированный поликристаллический кремний с листовым сопротивлением $5 \cdot 10^{10} \text{ Ом}$ на квадрат. Существенное улучшение характеристик прибора можно получить, если обычную поликристаллическую пленку заменить пленкой поликристаллического полуизолирующего кремния (сипос). Если пленка сипос имеет очень высокое сопротивление благодаря легированию кислородом, то напряжение

пробоя достигает такого же значения, как и в термическом оксиде. Сипос для планарного p^+-n -перехода при концентрации примеси в n -области 10^{14} см^{-3} . Видно, что когда атомная концентрация кислорода достигает 66,7 %, напряжение пробоя становится таким же, как и в планарном переходе, пассивированном термическим окислом.

Сипос в настоящее время широко используется в качестве резистивных полевых обкладок. Известно, что в планарных приборах положительный заряд поверхностных состояний в SiO_2 на границе с кремнием Q_{SS} вызывает инверсию электропроводности поверхности в подложке (базе) кремния, что приводит к понижению величины напряжения пробоя. Кроме того, подвижные положительные заряды SiO_2 (ионы легких щелочных металлов натрия, калия и т.д.) способствуют появлению нестабильности электрических параметров приборов. В лавинных (переключающих) плоскостных транзисторах, пассивированных оксидом кремния, интенсивно проходит процесс рекомбинации и носителей на поверхности кремния в окрестностях металлургической границы эмиттер–база, что приводит к увеличению тока базы, а следовательно, к уменьшению величины коэффициента усиления по току. И еще, во время лавинного пробоя горячие носители, инжектированные в SiO_2 , модулируют поверхностную проводимость и вызывают так называемый блуждающий пробой. Применение сипоса в качестве резистивной полевой обкладки, обладающей слабо проводящими свойствами, а следовательно, проводящей небольшой ток, выравнивает электрическое поле на поверхности кремния и намного уменьшает ток утечки через пленку. Обратное напряжение, приложенное к коллектору транзистора, оказывается приложенным также и к пленке сипоса, которая благодаря наличию проводимости передает его, словно полевой экран, на поверхность базовой области. В $p-n-p$ -транзисторе поверхность у n -базы обедняется электронами, так как на коллектор транзистора подается отрицательное напряжение. Следовательно, поверхностный слой базовой области обедняется электронами, ОПЗ расширяется и напряжение пробоя растет.

2.2.5. Диффузионное охранное и полевое ограничительное кольца

Малая глубина перехода X_j , получаемая при изготовлении биполярной структуры с мелким эмиттером, является причиной низкого напряжения пробоя. Если окружить планарный переход по периметру диффузионным охранным кольцом (рис. 2.10) того же типа электропроводности, но значительно большей глубины, а значит, увеличить радиус кривизны X_j , то можно значительно улучшить условия пробоя.

Полевое ограничительное кольцо представляет собой диффузионную область, аналогичную сильнолегированной части основного $p-n$ -перехода (рис. 2.11), которая при обратном смещении основного $p-n$ -перехода находится под плавающим потенциалом. Расстояние между кольцом и основным $p-n$ -переходом выбирается достаточно малым, чтобы обедненные области обо-

их p - n -переходов объединялись при величине напряжения, близком к лавинному пробую, в результате чего напряженность электрического поля не достигнет критического значения. При дальнейшем увеличении напряжения на p - n -переходе общая область пространственного заряда сложным образом огибает как основной p - n -переход, так и ограничительное кольцо.

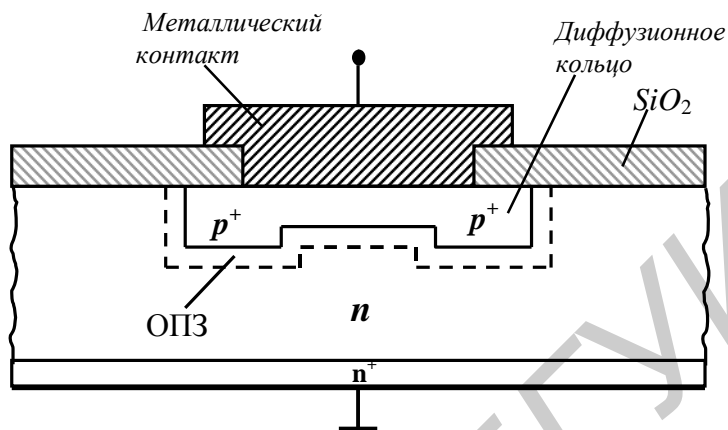


Рис. 2.10. Диффузионное охрannое кольцо

Дальнейшее улучшение условий пробоя достигается изготовлением нескольких колец (рис. 2.12). Каждое последующее от основного p - n -перехода берет на себя всего меньшую часть полного напряжения, основная часть которого приходится на основной p - n -переход.

Применение полевых ограничительных колец позволяет значительно увеличить напряжение лавинного пробоя p^+ - n -перехода. Но в n^+ - p -переходах результаты их применения менее впечатляющие, так как появляются каналы инверсной проводимости и увеличиваются токи утечки. Недостаток использования полевых ограничительных колец — большая площадь для расщепления колец, что увеличивает размеры прибора.

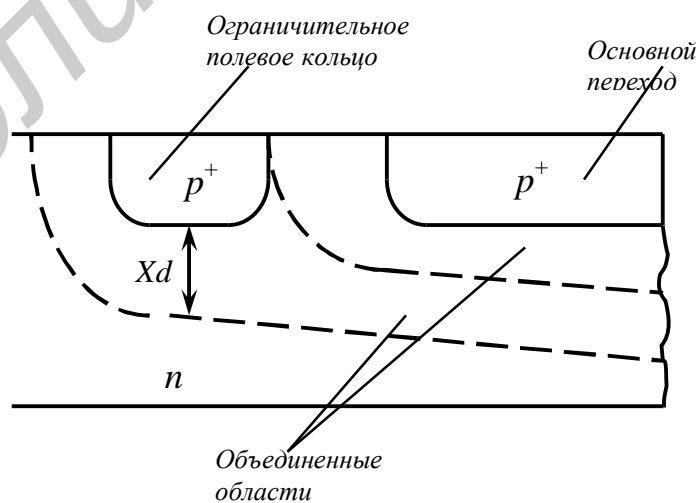


Рис. 2.11. Полевое ограничительное кольцо

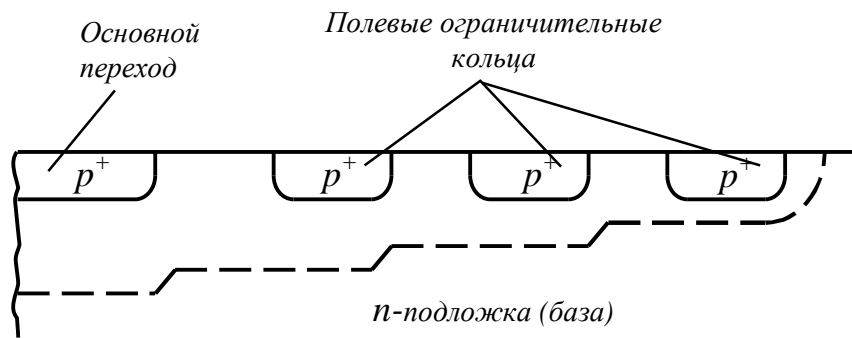


Рис. 2.12. Планарный p - n -переход с несколькими ограничительными кольцами (штриховая линия – граница обедненной области)

2.3. Мощные биполярные транзисторы

Главными характеристиками мощного транзистора являются напряжение, ток и преобразуемая мощность. Структура транзисторов должна позволять рассеивать большую мощность без каких-либо изменений. И, естественно, что она отличается от обычных малосигнальных транзисторных структур, так как должна пропускать большой коллекторный ток и выдерживать на коллекторе большое напряжение.

2.3.1. Структуры мощных транзисторов

Одна из немногих структур биполярного транзистора, реализующая бездрейфовый тип транзистора, – это транзистор с одноразовой диффузией, в котором n^+ -эмиттер и n^+ -коллектор получены одновременной диффузией в однородно легированный p -кремний (рис. 2.13).

При выборе концентрации примеси в базе и ее толщины в этом транзисторе приходится идти на компромиссы: относительно высокая концентрация примеси позволяет уменьшить толщину базы, так как затрудняет эффект смыкания эмиттерного и коллекторного p - n -переходов, но не позволит получить большую величину коэффициента инжекции эмиттера, а следовательно, и коэффициента усиления. Кроме того, в этом случае транзистор будет иметь небольшую величину напряжения лавинного пробоя из-за малой толщины коллекторного p - n -перехода. С другой стороны, уменьшение концентрации примеси в базе может привести к падению напряжения смыкания, что заставит увеличить её толщину со всеми вытекающими из этого нежелательными последствиями.

Улучшенный тип конструкции представлен на рис. 2.14. Введение в коллекторную область высокоомного слоя n^- (или δ) позволит не бояться эффекта

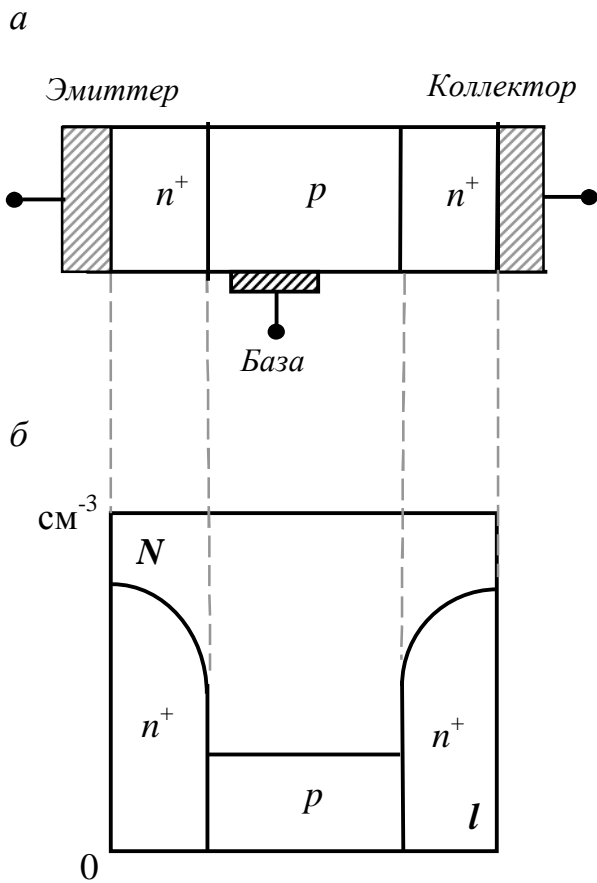


Рис. 2.13. Структура $n^+ - p - n^+$ (а), профиль легирования (б) в мощном транзисторе односторонней диффузией:
 N – концентрация примеси;
 l – расстояние от поверхности эмиттера

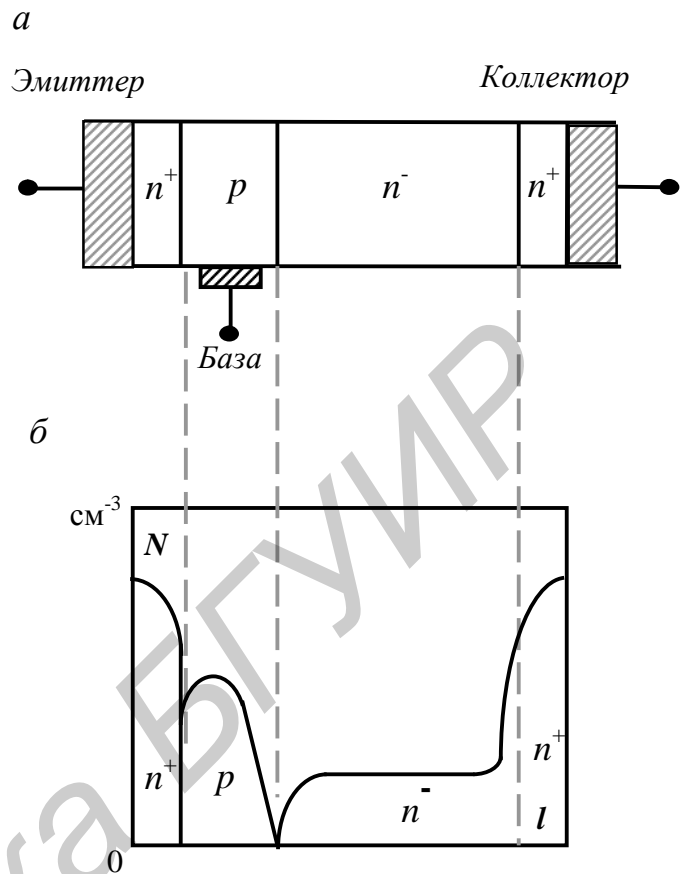


Рис. 2.14. Структуры $n^+ - p - n^- - n^+$ (а) и профиль легирования (б) в мощном транзисторе с высоким сопротивлением n^- -коллекторной области:
 N – концентрация примеси;
 l – расстояние от поверхности эмиттера

смыкания эмиттерного и коллекторного переходов, так как при увеличении напряжения на коллекторе ОПЗ в основном будет распространяться в низколегированную n -область. Из-за наличия n -области также увеличивается ширина коллекторного напряжения и, как следствие, растет величина напряжения лавинного пробоя.

Введение в коллектор n -слоя между областями n^- и n^+ (рис. 2.15) позволит уменьшить вероятность вторичного пробоя в случае, когда из-за эффекта Кирка квазинейтральная базовая область проникает далеко в n^- -слой коллектора.

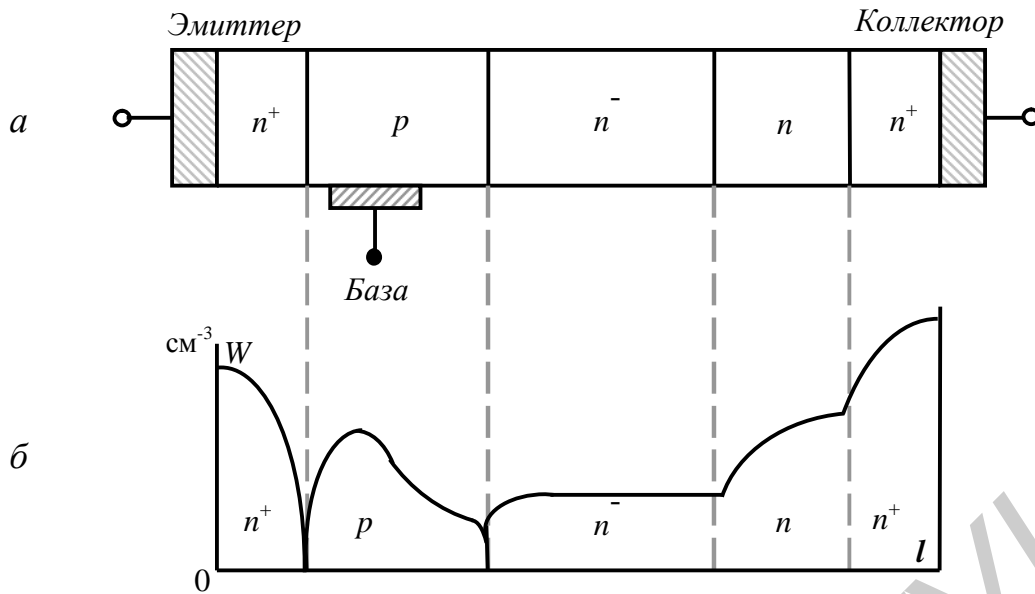


Рис. 2.15. Структура $n^+p\bar{n}n^+$ (а) и профиль легирования в мощном транзисторе с буферной зоной n -типа в коллекторе:
 N – концентрация примеси, l – расстояние от поверхности эмиттера

2.3.2. Влияние высокого уровня легирования на коэффициент усиления по току

Повышение степени легирования эмиттера приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны, увеличению собственной концентрации свободных носителей заряда в эмиттере, понижению времени жизни и, как следствие, к снижению величины коэффициента инжекции эмиттера, а следовательно, и коэффициента усиления по току.

Плотность тока неосновных носителей J_p в эмиттере n - p - n -транзистора

$$J_p = qm_p pE - qD_p \frac{dp}{dx}, \quad (2.12)$$

где поле

$$E = -\frac{kT}{q} \frac{1}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx}. \quad (2.13)$$

Здесь $N(x)$ – концентрация примеси в эмиттере, зависящая от координаты,

$D_p = m_p \frac{kT}{q}$ – соотношение Эйнштейна.

Из выражений (2.12) и (2.13) с учетом соотношения Эйнштейна получим

$$J_p = -qD_p \left[-\frac{dp}{dx} - \frac{p}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx} \right]. \quad (2.14)$$

Известно (2.1.3), что при высокой степени легирования эмиттера эффективная собственная концентрация носителей $n_{i\text{эф}}$ связана с собственной концентрацией n_i соотношением $n_{i\text{эф}}^2 = n_i^2 \exp \frac{DE}{kT}$.

Увеличение собственной концентрации собственных свободных носителей заряда является причиной появления дополнительного электрического поля в диффузионном эмиттере [2]:

$$DE = \frac{kT}{q} \frac{1}{n_{i\text{эф}}^2} \frac{dn_{i\text{эф}}^2}{dx}. \quad (2.15)$$

Это поле направлено против поля, обусловленного градиентом концентрации примеси в эмиттере. В итоге суммарное электрическое поле

$$E = \frac{\kappa T}{q} \left[-\frac{1}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx} + \frac{1}{n_{i\text{эф}}^2} \frac{dn_{i\text{эф}}^2}{dx} \right]. \quad (2.16)$$

Выражение для тока неосновных носителей g_p :

$$g_p = qD_p \left[-\frac{dp}{dx} - \frac{p}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx} + \frac{p}{n_{i\text{эф}}^2} \frac{dn_{i\text{эф}}^2}{dx} \right]. \quad (2.17)$$

Судя по выражениям (2.16) и (2.17), изменение величины поля в эмиттере приводит к ослаблению противодействующего электрического поля и способствует достижению неосновными носителями эмиттерного контакта.

Известно [1], что коэффициент передачи тока

$$a_N = g \cdot a_T,$$

где

$$g = \left(1 + \frac{G_{N\text{э}} \cdot \bar{D}_{p\text{э}}}{G_{N\text{э}} \bar{D}_{n\text{Б}}} \right)^{-1}. \quad (2.18)$$

Здесь $G_{N\text{Б}}, G_{N\text{э}}$ – числа Гуммеля в базе и эмиттере, соответственно, $\bar{D}_{p\text{э}}, \bar{D}_{n\text{Б}}$ – усредненные величины коэффициентов диффузии дырок в эмиттере и электронов в базе. Соответственно

$$G_{N\text{э}} = \frac{Q_{\text{э}}}{q} \quad \text{или} \quad G_{N\text{э}} = \int_0^{W_3} N_d(x) dx,$$

где $N_d(x)$ – концентрация доноров в эмиттере, зависящая от координаты.

С учетом эффектов высокого уровня легирования получим число Гуммеля в эмиттере:

$$G_{N_{\text{э}}} = \int_0^{W_3} N'(x) = N_d \left[\frac{n_i}{n_{i\text{эф}}^2(x)} \right]^2 -$$

профиль эффективного легирования эмиттера.

Из рис. 2.16 видно, что эффективная концентрация примеси в эмиттере представляет собой величину, на несколько порядков меньшую, чем заложенная технологией (действительная) степень легирования.

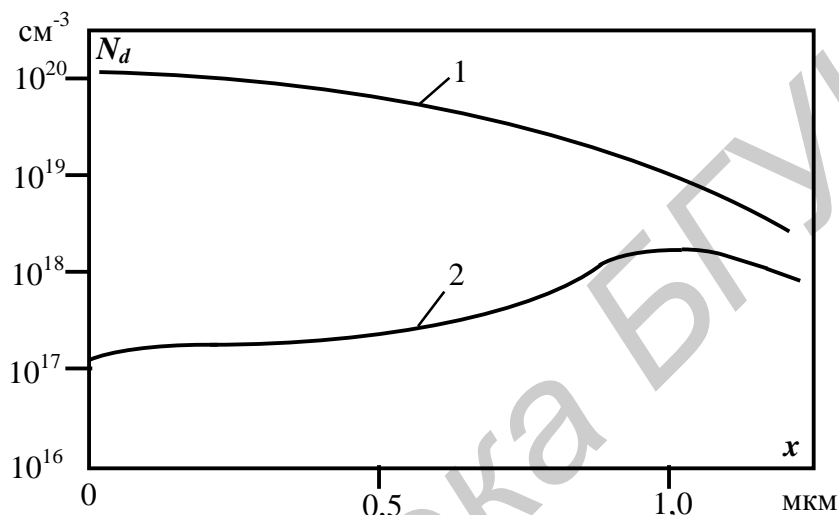


Рис. 2.16. Профили действительного (1) и эффективного (2) легирования (x — глубина эмиттера)

При больших концентрациях носителей заряда уменьшается время их жизни и, как следствие, уменьшается диффузионная длина неосновных носителей (дырок) в эмиттере, что приводит к снижению эффективности эмиттера [1]. При низких концентрациях носителей время жизни L_o определяется рекомбинацией Шокли–Рида–Холла (ШРХ). При концентрациях выше 10^{17} см⁻³ время жизни при оже-рекомбинации уменьшается как квадрат концентрации неосновных носителей. Следовательно, при какой-то определенной величине концентрации носителей время жизни, определяемое ШРХ-рекомбинацией, будет равно при какой-то определенной точке X_o времени жизни, зависящей от оже-рекомбинации:

$$t_o = t_{\text{ШРХ}} \cdot$$

Эмиттерная область таким образом будет разделена на две части: в области высоких концентраций I (ближе к поверхности) будет преобладать оже-рекомбинация, а в области более низких значений концентраций II – ШРХ-рекомбинация (рис. 2.17).

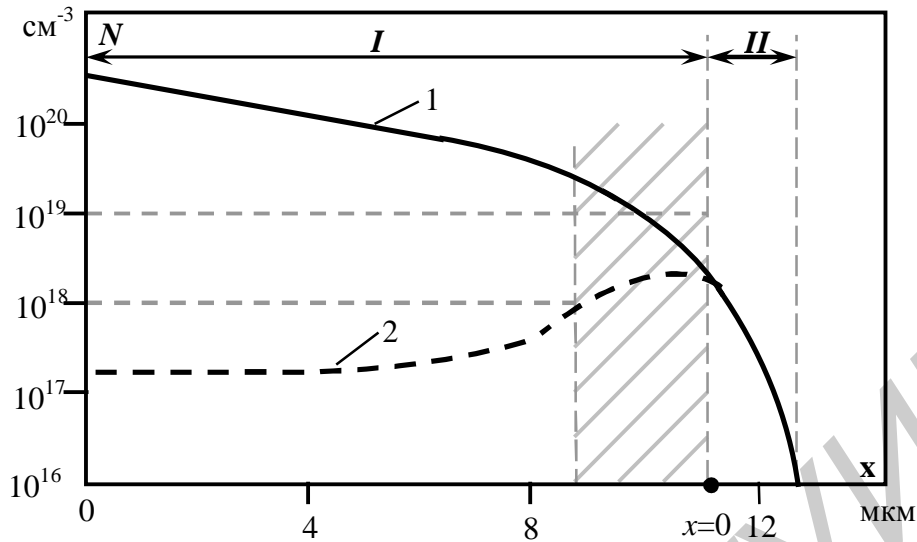


Рис. 2.17. Действительный (кривая 1) и эффективный (кривая 2) графики [2], в области I превалирует рекомбинация Оже, а в области II – рекомбинация Шокли–Рида–Холла, заштрихованная область – активная область эмиттера

Вследствие оже-рекомбинации только часть эффективного профиля (заштрихованная область рис. 2.17) является активным эмиттером. Оже-рекомбинацией можно пренебречь только при $L_p \gg X_o$. Однако анализ литературы, приведенный в [2], показывает, что оже-рекомбинация сама по себе не может предсказать реальные измерения значения коэффициента инжекции эмиттера.

Действительный и эффективный профили легирования двумерной модели транзистора, представленной на рис. 2.18, резко отличаются между собой.

Электроны, инжектированные в сильнолегированную базу на периферии эмиттера, смогут достичь базового контакта вследствие преобладающего влияния на встроенное электрическое поле эффектов сильного легирования (отклонение $n_{i\text{эф}}/n_i$ резко возрастает). Дырки, инжектированные в эмиттер в любой точке его периферийной области, также из-за появления дополнительного электрического поля могут достаточно легко достигать эмиттерного металлического контакта. Поскольку время жизни, определяемое ШРХ-рекомбинацией, уменьшается с увеличением $n_{i\text{эф}}$ по квадратичному закону, то токи утечки по периферии, где компенсация примеси наибольшая, существенно возрастут.

Эффективность инжекции через величину коэффициента усиления по току b можно выразить как

$$\frac{1}{b_{\text{эф}}} = \frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_p} + \frac{1}{b_n}, \quad (2.19)$$

где b_1 – отношение полного коллекторного тока к току дырок, инжектированных в центральную область эмиттера; b_p – отношение тока коллектора к току дырок, инжектированных вдоль его периферии; b_n – отношение коллекторного тока к электронному току, текущему из эмиттера в базовый контакт.

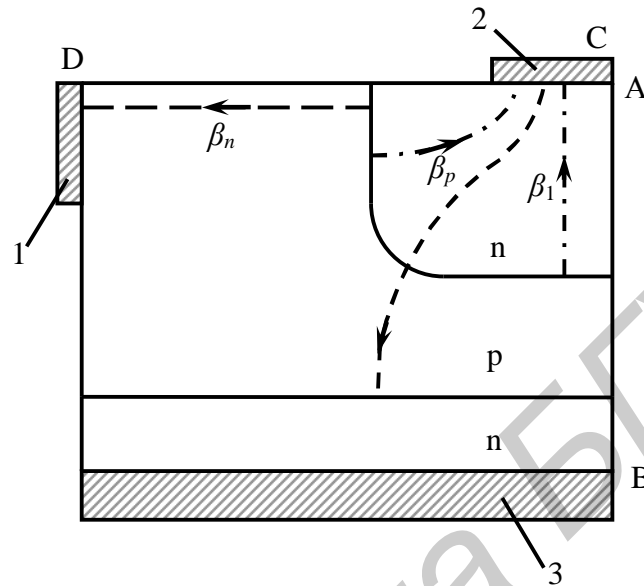


Рис. 2.18. Двумерная модель $n-p-n$ -транзистора:
 1 – базовый контакт; 2 – эмиттерный контакт;
 3 – коллекторный контакт; сплошная линия – граница эмиттера;
 штриховая линия – электроны; штрихпунктирная линия – дырки

Анализ, проведенный в [2], показал, что в настоящее время не существует единого мнения относительно значимости влияния на величину коэффициента усиления по току транзистора рассмотренных в этом подразделе эффектов.

На эффективность эмиттера, в первую очередь, влияет сужение ширины запрещенной зоны, а именно: эффективная собственная концентрация $n_{i\text{эф}}$. Одним из наиболее важных механизмов, ограничивающих коэффициент инжекции эмиттера, является инжекция дырок в эмиттерную область в периферийной части эмиттера; эффективным стоком для этих дырок является эмиттерный контакт, а не рекомбинация в эмиттерном слое. При высоком уровне инжекции этот механизм в основном ответственен за падение тока. При малом уровне инжекции большую роль может играть рекомбинация в эмиттере вблизи поверхности полупроводника.

Оже-рекомбинация оказывает заметное влияние на коэффициент усиления по току в транзисторах с глубокими эмиттерами ($x_{j\text{э}} \geq 4$ мкм).

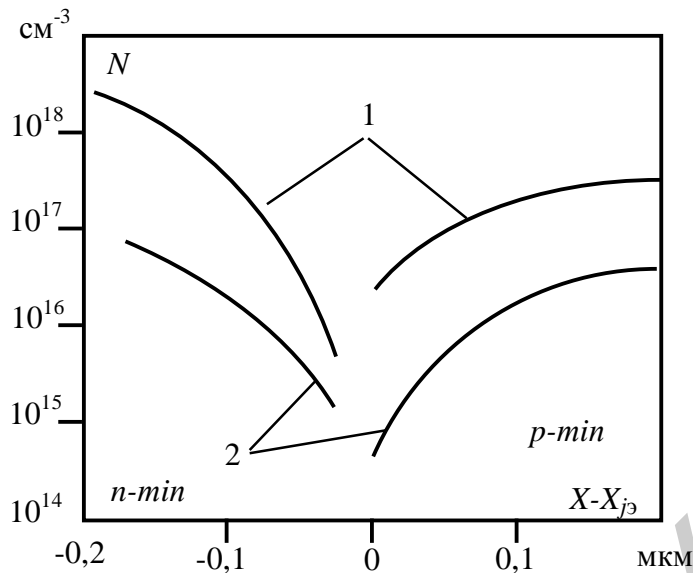


Рис. 2.19. Действительный (кривая 1), эффективный (кривая 2) профили легирования в центральной части прибора ($x_{jэ}$ – глубины эмиттерного перехода)

2.3.3. Расширение базы при высоких плотностях тока

О расширении квазинейтральной базы при высоких плотностях тока (высоком уровне инжекции), названного эффектом Кирка, упоминалось в [1] без рассмотрения проявления этого эффекта в конкретных транзисторных структурах и без аналитических выражений для расчета приращения базы. Эффект Кирка по-разному проявляется в n^+p-n^+ - и n^+p-n^+ -структурах. Если в n^+p-n^+ -структурах расширение базы происходит только за счет части ОПЗ коллекторного перехода, которая становится «наведенной» базой, то в n^+p-n^+ -структуре «наведенной» базой может стать значительная часть высокоомной n^- -области.

Транзисторы со структурой n^+p-n^+ (см. рис. 2.14), как уже упоминалось, имеют достаточно широкую однородно легированную базу. Поэтому их целесообразно применять в низковольтных мощных ключевых схемах и для усиления в низкочастотном диапазоне.

При больших плотностях тока, которые имеют место в мощных транзисторах, плотность свободных инжектированных носителей (в данном случае электронов) в области пространственного заряда коллекторного перехода становится больше концентрации неподвижных атомов примеси (в данном случае акцепторов). Если полагать, что вся область пространственного заряда сосредоточена в области базы, что практически справедливо для n^+p-n^+ -структуры, то полная плотность заряда в обедненном слое состоит из заряда связанных носителей заряда – акцепторов и электронов, т.е.

$$N = N_a + n.$$

Поскольку полная плотность заряда увеличивается, то согласно уравнению электронейтральности заряда в ОПЗ $N_a X_p = N_d X_n$ коллекторный запирающий слой в p -базе уменьшается и толщина базы увеличивается.

Если полагать, что электрическое поле в коллекторном переходе превышает 10^4 В/см и поток электронов проходит через обедненный слой со скоростью насыщения, то

$$n = J_k / q v_s. \quad (2.20)$$

Критическая плотность тока в запирающем слое, когда его величина ограничена областью пространственного заряда, а база максимально широкая, равна

$$J_0 = q v_s \cdot N_a. \quad (2.21)$$

Из выражений (2.20) и (2.21) получим

$$N = N_a (1 + J_k / J_0). \quad (2.22)$$

Ширина обедненного слоя X_d может быть вычислена из известного выражения

$$X_d = \left(\frac{2 e e_0 U_{\text{КБ}}}{q N_a} \right)^{1/2}.$$

Приращение толщины базы определяется как разница между величинами обедненного слоя при наличии электронного тока, когда $N = N_a \left(1 + \frac{J_k}{J_0} \right)$, и его отсутствии, когда $N = N_a$:

$$dW_B = \left(\frac{2 e e_0 U_{\text{КБ}}}{q N_a} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{J_k}{J_0}} \right)^{1/2}. \quad (2.23)$$

Рассмотрим случай, когда напряжение на коллекторе высокое и почти все оно падает на коллекторном p - n -переходе, а падение напряжения на n -области несущественно.

Если заряд в ОПЗ коллекторного перехода ограничить рассмотрением эпитаксиальной однородно легированной n -областью, то полный заряд в обедненном слое коллекторного p - n -перехода при протекании тока будет

$$r(x) = q \left[N_d - n(x) \right], \quad (2.24)$$

где N_d – концентрация доноров в n -области; $n(x)$ – концентрация электронов, зависящая от координаты. Для этого случая уравнение Пуассона можно записать как

$$dE(x) / dx = q [N_d - n(x)] / e e_0. \quad (2.25)$$

Полагаем, как и при рассмотрении структуры $n^+ - p - n^+$, что электрическое поле в обедненном слое превышает 10^4 В/см и носители движутся со скоростью насыщения V_S . Концентрацию электронов, следовательно, можно выразить как

$$n(x) = J_k / qV_S. \quad (2.26)$$

Подставляя выражение (2.26) в (2.25), получим

$$dE(x) / dx = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} (N_d - J_k / qV_S). \quad (2.27)$$

Интегрируя (2.27), получим

$$E(x) = E(0) + \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \left(N_d - J_k / qV_S \right) \cdot x, \quad (2.28)$$

где $E(0)$ – напряженность поля при $x=0$. Видно, что напряженность поля в обедненной δ -области линейно зависит от координаты x , а наклон этой кривой определяется плотностью тока J_k . При плотности тока $J_k = J_e = qV_S N_d$ поле в обедненной области $E = E(0)$ становится однородным (линия J_{k_3} на рис. 2.20).

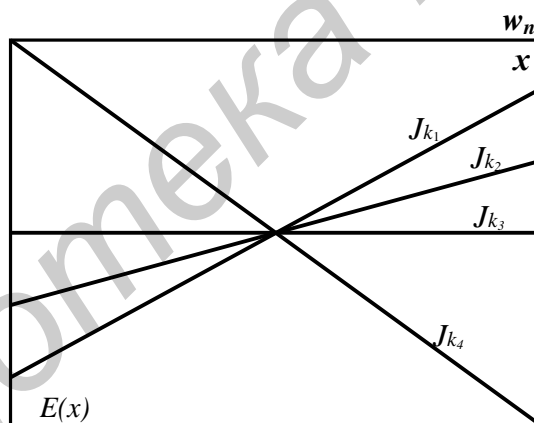


Рис. 2.20. Напряженность электрического поля в U -области при различных плотностях тока $J_{k_1} < J_{k_2} < J_{k_3} < J_{k_4}$

При увеличении плотности тока выше J_0 кривая меняет знак; напряженность поля при $x=0$ становится равной нулю, а на $\delta - n^+$ -переходе она максимальна (линия J_{k_2} на рис. 2.21). Для этого случая база становится максимально широкой, а ток целиком ограничен областью пространственного заряда.

Напряженность электрического поля на $U - n^+$ -границе:

$$E(W_n) = -2U_{\text{КБ}} / W_n,$$

где $U_{\text{КБ}}$ – падение напряжения на обедненной приколлекторной δ -области шириной W_n .

Критическая плотность тока, при которой напряженность достигает этого значения при $x = W_n$, рассчитывается с помощью выражения (2.17) при $E|_0 = 0$.

$$j'_0 = qV_S \left(N_d + 2ee |U_{КБ}| / qW_n^2 \right). \quad (2.29)$$

При увеличении напряжения на коллекторе, когда плотность коллекторного тока превысит J'_0 , количество электронов в ОПЗ начнет расти и наклон кривой dE/dx становится резким (рис. 2.21).

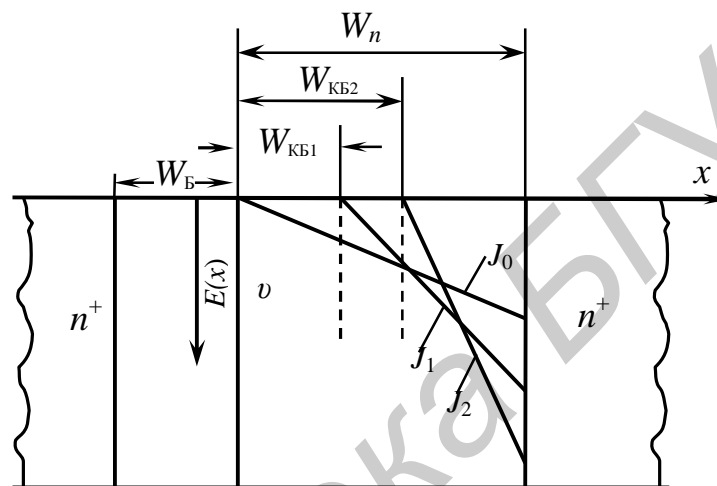


Рис. 2.21. Зависимость толщины «наведенной» коллектором базы от плотности коллекторного тока при заданном напряжении коллектора

Кривые J'_0 , J_{k_1} и J_{k_2} представляют собой зависимости напряженности электрического поля E от расстояния x от границы базы: $J'_0 < J_k < J_{k_2}$.

Площади выше линий $E(x)$ равны постоянному значению падения напряжения $U_{КБ}$, так что расстояние, на которое распространяется поле, уменьшается с увеличением тока и равно $W_n - W_{КБ}$.

Следовательно,

$$U_{КБ} = E_{max} \frac{1}{2} (W_n - W_{КБ}), \quad (2.30)$$

где $W_{КБ}$ — ширина квазинейтральной области, представляющей собой «наведенный» коллектором участок базы. Общая толщина квазинейтральной базы становится равной

$$W_B + W_{КБ}.$$

Ширина $W_{КБ}$ может быть вычислена с помощью уровней (2.25) и (2.30):

$$W_{КБ} = W_n \left[1 - (J'_0 - qV_S N_d)^{1/2} / (J_k - qV_S N_d)^{1/2} \right]. \quad (2.31)$$

2.3.4. Методы увеличения коэффициента усиления по току

Различают два типа транзисторов с низкой концентрацией примеси (НКЭ-транзистор) [2]: транзистор со слаболегированным эмиттером (ТСЭ-транзистор) и транзистор с пониженной концентрацией фосфора в эмиттере (ПКФ-транзистор).

ТСЭ-транзистор формируется в виде комбинации слоев: сильнолегированный верхний n^+ -слой и слаболегированный эпитаксиальный n^- -слой (рис. 2.22, а, б).

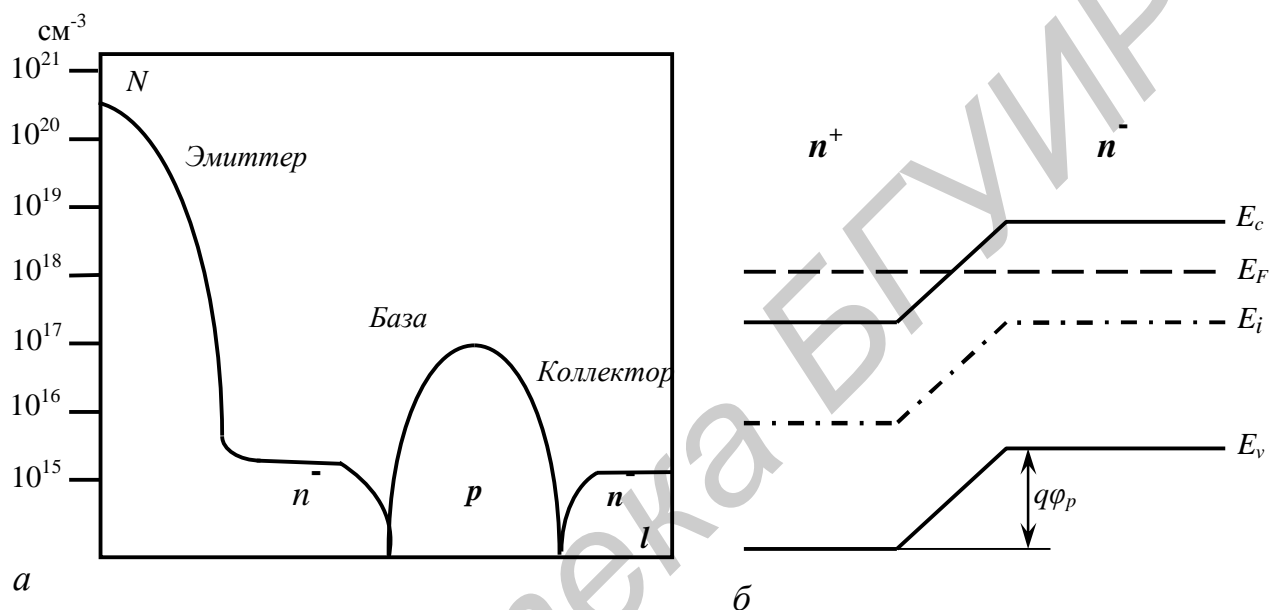


Рис. 2.22. Профиль распределения примесей в транзисторе со слаболегированным эмиттером (а); энергетическая зонная диаграмма n^+ - n^- -эмиттерных слоев

Этот тип транзистора сокращенно был назван транзистором со слаболегированным эмиттером (ТСЭ). Несмотря на то, что степень легирования базы может быть на порядок выше, чем эмиттерного n^- -слоя, величина эффективности эмиттера достаточно велика из-за того, что энергетический барьер $q\phi_{кр}$ на границе n^+ - n^- -перехода (см. рис. 2.22, б) не позволяет дыркам, инжектированным из базы, достичь металлического контакта к эмиттеру. Главное преимущество этого транзистора – малая скорость рекомбинации в запирающем слое эмиттер–база.

Исследования мощных транзисторов, проведенные с целью выявления снижения эффективности эмиттера при сильном легировании эмиттера, показали, что в n - p - n -транзисторах с концентрацией фосфора в диффузионном эмиттере $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ по отношению к транзистору с концентрацией в эмиттере $5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ имело место более высокое время жизни и незначительное сужение запрещенной ширины. При токах коллектора порядка 10 А эти транзисторы имели коэффициент усиления по току в 1,5 раза больше.

Использование легированной примеси в эмиттере позволяет изготовить мощные *n-p-n* с более резким переходом эмиттер–база и частично исключить эффект вытеснения эмиттерного тока [1], имеющий место при диффузии фосфора и особенно неприятный для СВЧ-транзисторов с очень узкими базами.

Коэффициент усиления ЭЛМ-транзистора ограничивается не коэффициентом инжекции эмиттера, а коэффициентом переноса носителей через базу, и коэффициент инжекции увеличивается с ростом поверхностной концентрации $N_{пэ}$ вплоть до $1,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Существенное сужение ширины запрещенной зоны для этого типа транзистора начинается с величины поверхностной концентрации порядка $1,8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. В имплантированно-диффузионных эмиттерах на величину эффективности эмиттера рост поверхностной концентрации сказывается примерно на $\frac{1}{5}$ медленнее, чем скорость увеличения $N_{пэ}$ при двойной диффузии. Следовательно, ионная имплантация является превосходным методом управления значением коэффициента усиления при производстве транзисторов.

Гетеропереход – это переход, образованный контактом двух полупроводников с различной шириной запрещенной зоны.

Возможность создания гетероперехода определяется существованием двух полупроводников с близкими значениями периода кристаллической решетки и технологической возможностью их совместного изготовления. Это $GaAs$, который, благодаря высокой подвижности электронов, широко применяется для создания СВЧ-приборов; идеальной парой является $AlAs$. Различие периодов решетки этих двух полупроводниковых соединений A^3B^5 составляет всего 0,12 % (0,5664 и 0,5661 соответственно). Технологически такой гетеропереход может быть изготовлен, например, методом молекулярно-лучевой эпитаксии, позволяющим создавать сверхтонкие (вплоть до моноатомных) слои. На $GaAs$ выращивается эпитаксиальный слой $Al_x Ga_{1-x} As$, где x – мольная доля Al . Ширина запрещенной зоны в $AlAs$ на $DE_{g0} = 0,736 \text{ эВ}$ больше, чем $GaAs$. Причем в соединении $Al_x Ga_{1-x} As$ величина DE_g примерно пропорциональна доле Al :

$$DE_g \cong DE_{g0}.$$

На рис. 2.23, *a* представлены зонные диаграммы *p-GaAs* (индекс 1) и *n-Al_xGa_{1-x}As* (индекс 2), а на рис. 2.23, *б* – энергетическая диаграмма идеализированного гетероперехода. Штриховая линия соответствует энергии покоящегося электрона в вакууме E_0 .

Разрывы зоны проводимости и валентной зоны связаны очевидным соотношением

$$DE_c + DE_v = DE_g.$$

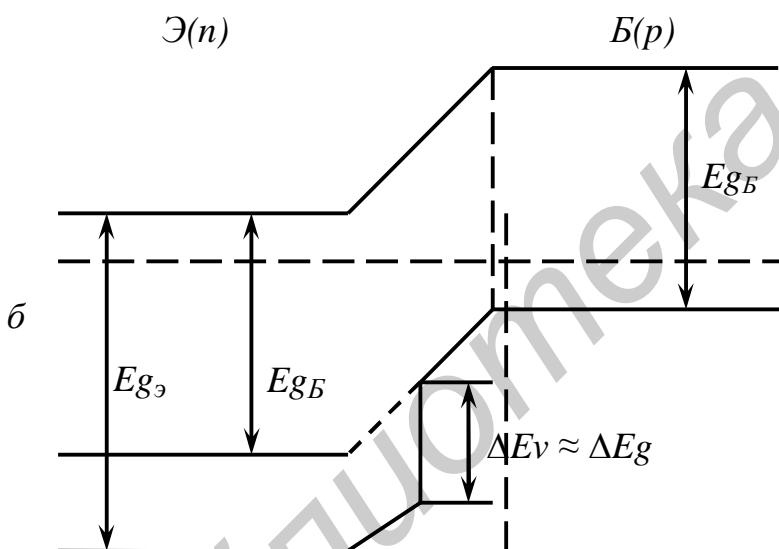
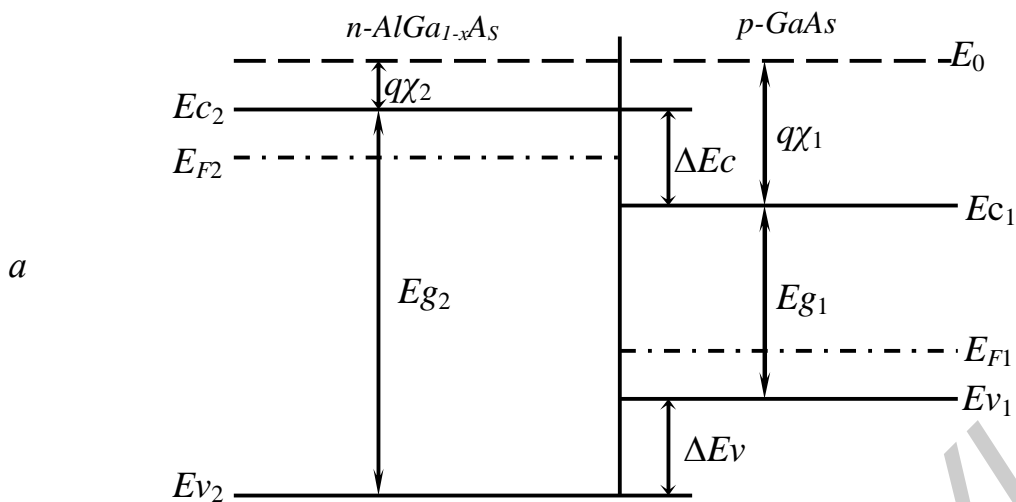


Рис. 2.23. Зонные диаграммы $p\text{-GaAs}$ (индекс 1) и $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (индекс 2)

(а), энергетическая зонная диаграмма $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ $p\text{-GaAs}$;

(б) $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ – эмиттер, $p\text{-GaAs}$ – база биполярного транзистора с широкозонным эмиттером

В идеализированном случае, что практически совпадает с реальной энергетической диаграммой гетероперехода, можно принять $\Delta E_V \cong \Delta E_g$.

Как известно [1], коэффициент инжекции n^+p -перехода равен $g = \frac{I_n}{I_n + I_p}$.

Если предположить, что это эмиттерный переход $n\text{-}p\text{-}n$ -транзистора, то эффек-

тивность эмиттера при условии равномерного легирования эмиттера и базы равна

$$g = \frac{I_{\varepsilon n}}{I_{\varepsilon n} + I_{p\varepsilon}} = \frac{1}{1 + \frac{I_{\varepsilon p}}{I_{\varepsilon n}}} = \left(1 + \frac{n_{i\varepsilon}^2 \cdot N_{aБ} \cdot D_{p\varepsilon} \cdot W_{Б}}{n_{iБ}^2 \cdot N_{d\varepsilon} \cdot D_{nБ} \cdot W_{\varepsilon}} \right), \quad (2.32)$$

где $n_{i\varepsilon}^2$, $n_{iБ}^2$ – собственные концентрации свободных носителей заряда в эмиттере ($A_xG_{1-x}As$) и базе ($GaAs$) соответственно.

Зная, что $n_i^2 = N_c \exp(-E_g/kT)$, и полагая, что параметры эмиттера и базы, входящие в выражение для g и n_i^2 (W, N, D, N_c и N_v), равны, имеем

$$g = \frac{1}{1 + 1/\exp\left(\frac{DE_g}{kT}\right)}, \quad (2.33)$$

где $DE_g = E_{g2} - E_{g1}$ – разница ширины запрещенных зон эмиттера и базы.

Следовательно, для получения высокого значения эффективности эмиттера совсем необязательно сильно легировать эмиттер по отношению к базе, так как даже при равных концентрациях примесей в эмиттере и базе из-за разницы в них ширины запрещенных зон можно получить значение эффективности, близкое к единице (2.33).

Кроме того, использование такого гетероперехода в качестве эмиттерного дает возможность изготовить транзисторы с сильнолегированной базой без ухудшения коэффициента инжекции и тем самым в значительной степени предотвратить оттеснение тока эмиттера на край эмиттера [1], что улучшает характеристики вторичного пробоя и повышает максимальную рабочую частоту транзистора.

Базовый ток, протекающий под прямосмещенным эмиттером параллельно плоскости p - n -перехода, вызывает неоднозначное падение напряжения вдоль перехода. Падение напряжения на базе наименьшее в центре эмиттера, а следовательно, в центре эмиттера наибольшая высота потенциального барьера p - n -перехода, а значит, наименьший ток инжекции. Таким образом, возникает явление оттеснения эмиттерного тока к периферии эмиттера, что особенно отчетливо проявляется при больших плотностях тока и в транзисторах с коэффициентом усиления по току. Этот эффект является причиной локального расширения базы и разброса величины коэффициента усиления вдоль эмиттерного перехода. Кроме того, оттеснение тока может привести к появлению вторичного пробоя при прямом снижении.

Эффективная полуширина эмиттерной полосы L_{ε} пропорциональна ширине квазинейтральной базы и квадратному корню из коэффициента усиления по току транзистора в схеме с общим эмиттером:

$$L_3 = K \cdot W_3 (b_N)^{1/2}, \quad (2.34)$$

где $K = 1,4$.

Изготовление эмиттерных полос большей ширины, чем удвоенная эффективная полуширина, не улучшает качества прибора, а даже ухудшает его частотные свойства за счет увеличения переходной емкости эмиттера и увеличивает его стоимость из-за неполного использования площади кремниевых пластин.

Экономное использование площади кремниевых пластин, равномерность плотности тока по площади эмиттерного перехода и хорошее усиление по току может быть обеспечено конструированием эмиттера в виде узких и длинных полос. Эта совокупность признаков достигается в полосковых [3] и гребенчатых [1] структурах. Во всех этих конструкциях отношение периметра эмиттера к его площади и периметра эмиттера к площади базы должно быть максимально большим. В высокочастотных транзисторах для получения относительно высокого коэффициента усиления необходимо обеспечить очень высокую степень разветвления базовых и эмиттерных контактов. В ВЧ-транзисторах обычно используется или оверлей-геометрия (множество ячеек, содержащих эмиттеры малой площади, отпущенные базовыми контактами), или МЭШ-геометрия (множество ячеек, содержащих базы малой площади, окруженные эмиттерными контактами).

Из-за эффекта Кирка (расширение квазинейтральной базы) мощные транзисторы при высоких плотностях тока имеют, как правило, низкое значение коэффициента по току $b_N \leq 10$. Пара Дарлингтона (рис. 2.24), исключая этот недостаток, имеет очень большой коэффициент усиления, улучшаются и другие параметры: увеличивается напряжение насыщения, уменьшается скорость переключения.

Прибор, изображенный на рис. 2.24, выполнен на одной кремниевой пластине (штриховая линия), что, во-первых, дешевле, а во-вторых, уравниваются температурные отклонения электрических параметров обоих транзисторов.

Из-за очень высоких значений коэффициента усиления (1000 и более) при больших плотностях тока эти приборы могут непосредственно управляться интегральной схемой без дополнительных источников управления. Транзисторы Дарлингтона применяются в качестве ключей и усилителей звуковой частоты.

Если обозначить коэффициенты усиления по току транзистора $VT1$ и $VT2$, соответственно b_1 и b_2 , то общий коэффициент усиления пары Дарлингтона (см. рис. 2.24.) равен

$$b = b_1 + b_2 (b_1 + 1). \quad (2.35)$$

Полный коллекторный ток равен сумме двух коллекторных токов:

$$I_K = I_{K1} + I_{K2},$$

а выходное напряжение на коллекторе

$$U_{K-Э2} = U_K - Э_1 + U_B - Э_1.$$

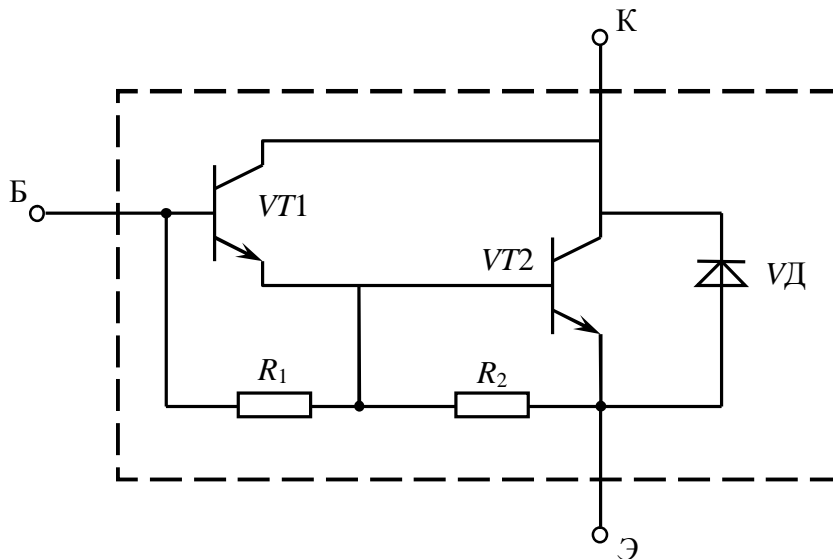


Рис. 2.24. Монолитная пара Дарлингтона

2.3.5. Частотные свойства мощных транзисторов

Известно выражение для частоты отсечки биполярного транзистора [1]:

$$f_T = \frac{1}{2p(t_{\text{э}} + t_{\text{пр}} + t_{\text{к}} + t_{\text{к}})}, \quad (2.36)$$

где $t_{\text{э}}$ – время заряда барьерной емкости эмиттера, $t_{\text{пр}}$ – время пролета носителей через базу, $t_{\text{к}}$ – время пролета носителей через коллекторный p - n -переход, $t_{\text{к}}$ – время заряда барьерной емкости коллектора.

В мощных транзисторах время, необходимое для заряда эмиттерной емкости транзистора при росте потенциала на переходе от нуля до положительного смещения:

$$t_{\text{э}} = n \left[\frac{kT}{q} I_{\text{э}} \cdot C_{\text{э}}(0) \right], \quad (2.37)$$

где $I_{\text{э}}$ – ток эмиттера, $C_{\text{э}}(0)$ – полная емкость эмиттерного перехода (барьерная плюс паразитная) при нулевом смещении; коэффициент $n \cong 4$ введен для того, чтобы учесть изменение емкости $C_{\text{э}}$ при изменении напряжения на эмиттере во время заряда.

Время пролета носителей через базу $t_{\text{пр}}$ при больших плотностях коллекторного тока, когда имеет место эффект расширения квазинейтральной базы, для n - p - v - n -структуры определяется выражением

$$t_{\text{пр}} = \frac{W_{\text{Б}}^2}{4D_n} + \frac{W_{\text{КБ}}^2}{4D_k}, \quad (2.38)$$

где $W_{\text{КБ}}$ – «наведенная» в u -коллекторной области база; D_k – эффективный коэффициент диффузии в базовой области $W_{\text{КБ}}$.

Для двумерной модели выражение для времени пролета принимает вид

$$t_{\text{пр}} = \frac{W_{\text{Б}}^2}{4D_n} + \left(\frac{I_{\text{КБ}}}{I_0} - 1 \right)^2 \frac{L_3^2}{4D_k}, \quad (2.39)$$

где L_3 – эффективная полуширина эмиттера, определяемая выражением (2.34); I_0 – критический ток (см. п. 2.3.4).

Время пролета носителей через область пространственного заряда коллекторного p - n -перехода:

$$t_k = (W_n - W_{\text{КБ}}) / 2V, \quad (2.40)$$

где W_n – толщина n -области; V – скорость носителей в обедненной области у коллекторного перехода, которая с величиной напряжения коллектор–база $U_{\text{КБ}}$ связана следующим соотношением

$$V = m_n \cdot E = m_n (U_{\text{КБ}} + j_k) / (W_n - W_{\text{КБ}}). \quad (2.41)$$

Здесь E – электрическое поле в обедненной области; j_k – контактная разность потенциалов коллекторного p - n -перехода. При больших полях ($E \geq 10^4$ В/см) скорость электронов достигает максимальной скорости насыщения n_s .

Время заряда барьерной емкости коллекторного p - n -перехода можно вычислить как

$$t_k = r_{\text{КК}} \cdot C_k, \quad (2.42)$$

где $r_{\text{КК}}$ – последовательное сопротивление коллекторной области (в основном, «ненаведенной» части – области); C_k – барьерная емкость коллекторного перехода.

2.3.6. Тепловые свойства транзистора

К одним из основных параметров мощных транзисторов относятся: максимально допустимая постоянная рассеиваемая мощность $P_{k \text{ max}}$ и максимально допустимая температура переходов $T_n \text{ max}$. Величина $P_{k \text{ max}}$, если не ограничивается максимально допустимым током и напряжением, связана с двумя тепловыми характеристиками транзистора: максимально допустимой температурой коллекторного перехода и внутренним тепловым сопротивлением между переходом и корпусом. Максимально допустимая температура коллекторного перехода $T_n \text{ max}$ – температура, при которой транзистор может работать без ухудшения характеристики достаточно долго, не меньше, например, гарантийного времени максимальной наработки на отказ для данного типа приборов. Для кремния максимально допустимая температура перехода составляет 200 °С. Выше этого предела токи утечки становятся чрезмерными и кристаллы кремния – собственными.

Отвод тепла в мощных транзисторах осуществляется в результате теплопроводности через кристалл полупроводника и через корпус к массивному теплоотводу, охлаждаемому потоком воздуха или воды. Отводом тепла вследствие излучения при температурах $T_n \leq 200$ °С по сравнению с отводом тепла из-за теплопроводности можно пренебречь. Действительно, считая в первом приближении кремний абсолютно черным телом, на основании закона Стефана–Больцмана для плотности теплового потока $p = d \cdot T^4$, где постоянная Стефана–Больцмана $d = 5,67 \cdot 10^{-12}$ Вт/см²·град⁴; даже при $T = +250$ °С находим, что с 1 мм² поверхности транзисторной структуры излучается лишь 0,0042 Вт. Для сравнения заметим, что в реальных транзисторах с 1 мм² поверхности отводится за счет теплопроводности гораздо большая мощность ($P \cong 100$ Вт).

Внутреннее тепловое сопротивление между переходом и корпусом прибора $R_{T_{ПК}}$ – это отношение разности температур между коллекторным переходом и теплоотводящей плоскостью корпуса транзистора (в градусах Цельсия) к мощности, рассеиваемой на транзисторе в установившемся режиме. Между мощностью $P_{к max}$, соответствующей определенному значению температуры корпуса $T_к$ прибора, максимально допустимой температуре перехода, и внутренним тепловым сопротивлением существует связь:

$$P_{к max} = (T_{П max} - T_к) / R_{T_{ПК}} \quad (2.43)$$

Для транзистора, на который подан единичный короткий мощный импульс, максимально допустимая рассеиваемая мощность в течение переходного процесса существенно выше, чем мощность, рассеиваемая в устойчивом состоянии. Это объясняется тем, что прибор обладает теплоемкостью C_T , и его температура никогда не достигнет максимально допустимого значения, если тепловая постоянная времени

$$\tau_T = R_{T_{max}} \cdot C_T$$

больше длительности импульса.

Скорость охлаждения любого полупроводникового прибора всегда должна быть больше скорости нагрева, происходящего из-за мощности рассеивания работающего прибора. Если это требование не удовлетворяется и температура перехода растет быстрее допустимого, то из-за накопительной обратной связи возникает перегрев.

Допустим, что по каким-либо причинам (наличие дефекта, оттеснение тока и т.д.) в каком-то локальном месте коллекторного перехода мощного транзистора увеличился обратный ток. Из-за увеличения в этом месте рассеиваемой мощности $P_{рас} = I_{обр} \cdot U_{обр}$ увеличится температура. В свою очередь, увеличение температуры вызывает рост обратного тока и т.д.

Предположим, что транзистор снабжен рассеивающим теплоту элементом с температурой на поверхности $T_{пов}$ и тепловое сопротивление $R_{ПТ}$ – переход-транзистор (радиатор на воздухе).

Если обозначить температуру окружающей среды $T_{\text{окр}}$ и полагать, что рассеивание по поверхности во всех точках одинаково, то

$$T_{\text{пов}} = T_{\text{окр}} + R_{\text{ПТ}} \cdot P_{\text{рас}}, \quad (2.44)$$

где $P_{\text{рас}} = P_1 + P_2$ – полная рассеиваемая мощность; P_1 и P_2 – состав рассеиваемой мощности, не зависящей и зависящей от температуры соответственно. Увеличивающаяся с ростом температуры $T_{\text{пов}}$ мощность P_2 приводит, в свою очередь, к увеличению $T_{\text{пов}}$ и т.д., возникает регенерация теплоты. Дифференцируя уравнение (2.33) по $T_{\text{пов}}$ и принимая, что $R_{\text{ПТ}}$ не зависит от температуры, получим

$$1 = \frac{dT_{\text{окр}}}{dT_{\text{пов}}} + R_{\text{ПТ}} \frac{dP_{\text{рас}}}{dT_{\text{пов}}}. \quad (2.45)$$

Уравнение (2.45) можно записать как

$$\frac{dT_{\text{пов}}}{dT_{\text{окр}}} = (1 - R_{\text{ПТ}} \frac{dP_{\text{рас}}}{dT_{\text{пов}}})^{-1}. \quad (2.46)$$

Перегрев возникает, когда $\frac{dT_{\text{пов}}}{dT_{\text{окр}}} \rightarrow \infty$, т.е. когда

$$dP_{2\text{max}} / dT_{\text{пов}} = 1 / R_{\text{ПТ}}.$$

Для зависящей от температуры составляющей мощности рассеяния P_2 можно записать выражение

$$P_{2\text{max}} = q / R_{\text{ПТ}}, \quad (2.47)$$

где q – тепловая постоянная времени.

При увеличении теплового сопротивления явление перегрева более вероятно. Малое значение тепловой постоянной времени q соответствует очень быстрому изменению чувствительной к температуре составляющей P_2 и может вызвать перегрев, даже если его первоначальное значение было очень малым.

Из-за наличия точечных дефектов различного типа в кристалле всегда существуют области, где плотность тока выше, чем в остальной его части. Эти неоднородности приводят к образованию тепловых шнуров, известных под названием микроплазм. В микроплазме ток проводят оба типа носителей: и электроны, и дырки. Диаметр их обычно достигает несколько микрометров. Электрическое поле наибольшее на дефектах, где плотность тока максимальна. Так и образуется тепловой шнур (микроплазма).

Устойчивые микроплазмы (случай, когда количество выходящих из нее носителей точно уравновешивается количеством носителей, поставляемых ла-

винным умножением) способствуют образованию нестабильностей, известных под названием горячих точек, когда их температура превышает собственную температуру легированного кристалла. Собственная концентрация носителей заряда в кремнии резко зависит от температуры:

$$n_i^2 = C_1 T^3 \exp\left(-\frac{E_{g_0}}{kT}\right), \quad (2.48)$$

где $C_1 = 9.6 \cdot 10^{32}$ и $E_{g_0} = 1,205$ эВ.

Температура, при которой собственная концентрация носителей становится равной степени легирования кристалла (при $T = 300$ К собственная концентрация в кремнии $n_i = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$), называется собственной температурой. Ее можно получить с помощью уравнения (2.48).

Собственная температура для кремния с уровнем легирования 10^{14} см^{-3} составляет 230 °С.

Когда температура микроплазмы начинает превышать собственную температуру кристалла вследствие локализации теплоты, ток в «шнуре» растет, что приводит к возникновению тепловой положительной обратной связи и образованию «горячих» точек и перегреву прибора. Это один из возможных механизмов вторичного пробоя. Сжатие тока можно также обнаружить в транзисторе, в котором не наблюдаются дефекты кристалла. Причиной может стать эффект вытеснения тока эмиттера на край эмиттера.

Нестабильности, вызванные сжатием тока, известны как вторичный пробой. При прямом эмиттерном переходе $n-p-n$ -транзистора управляющий базовый ток протекает от базы к эмиттеру, приводя к эффекту оттеснения тока эмиттера на край эмиттера. Ток может оказаться сконцентрированным на сравнительно малой площади с плотностью, достаточно высокой для того, чтобы инициировать тепловую нестабильность. Вторичный пробой шнурования тока может существовать даже при отсутствии неоднородностей в $p-n$ -переходе в совершенном материале; оно возникает при более низких плотностях тока при наличии в кристалле точечных дефектов.

Эмиттеры мощных транзисторов часто изготавливаются в виде системы полос для увеличения периметра эмиттера и уменьшения плотности тока. В такой структуре невозможно обеспечить однородное распределение тока без использования специальных защитных мер, таких, как, например, подключение последовательно с каждым элементарным эмиттером небольшого балластного сопротивления. Эти сопротивления обычно изготавливаются в одной интегральной схеме с транзистором.

Без такой защиты одна из эмиттерных полос может нагреваться больше, чем соседние (аналог – параллельное соединение нескольких выпрямительных диодов). Увеличение температуры приводит к увеличению тока насыщения и тока инжекции через увеличение n_i^2 . Ток стягивается из других областей в одну до тех пор, пока не сконцентрируется в одной «горячей» точке.

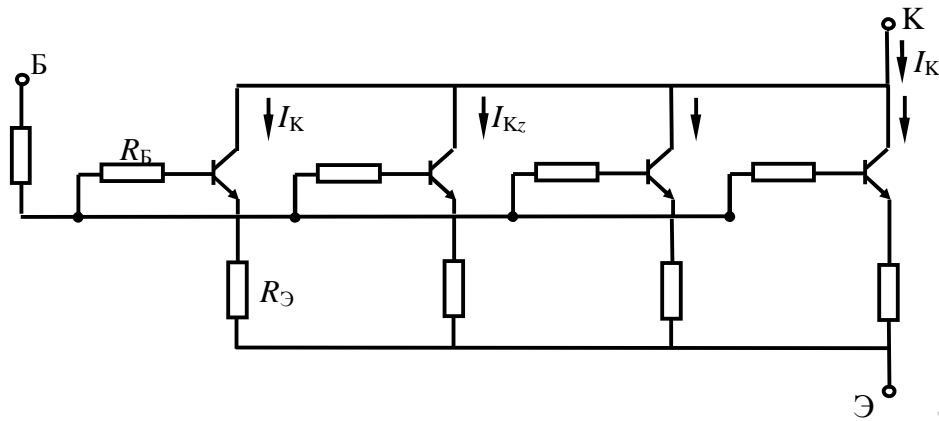


Рис. 2.25. Эквивалентная схема транзистора с многоэлементным эмиттером и балластными сопротивлениями в эмиттере $R_Э$ и в базе $R_Б$

При анализе тепловой неустойчивости [2] предполагалось, что плотность рассеиваемой мощности везде одинакова и температура T границы раздела в матрице кремний–радиатор в каждой точке одна и та же. Хотя в действительности этого никогда не бывает, однако численное решение уравнения, описывающего распространение теплоты для смонтированного транзистора, продемонстрировало правомерность одномерной модели путем сравнения ее с двумерной.

Геометрическое место неустойчивости $I_k = f(U_{кЭ})$ определяется из соотношения

$$I_k = R_T^{-1} D T U_{кЭ}^{-1}, \quad (2.49)$$

в котором тепловое сопротивление R_T считается не зависящим от температуры и $D T = T - T_{окр}$ является превышением температуры перехода над температурой. На рис. 2.26 приведены теоретические кривые результатов для четырех транзисторов с величинами базовых резисторов 0,5, 1,0, 2,0 и 4,0 Ом; при эмиттерном сопротивлении $R_Э = 5$ Ом; при энергии активации $\Delta E_a = 0,1$ эВ; при коэффициенте усиления по постоянному току $b_N = 50$; при площади эмиттерных полос $S_Э = 0,1$ см² и температуре $T_{окр} = 298$ К. Из рисунка видно, что базовые сопротивления $R_Б$ мало влияют на величину тепловой неустойчивости.

Значительно сильнее на величину тепловой неустойчивости влияет величина эмиттерного сопротивления. На рис. 2.27 приведено сравнение теоретических (кривые) и экспериментальных (точки) результатов для двух транзисторов при различных значениях эмиттерного балластного сопротивления $R_Э$. Остальные параметры обоих транзисторов одинаковы: $0,18$ см²; $b_N = 20$; $R_Б = 0,10$, $R_T = 0,62$ К · В⁻¹; $\Delta E = 70$ мэВ. Увеличение $R_Э$ с 10 до 20 Ом приводит к изменению I_k от 1,5 до 4,0 А при $U_{кЭ} = 40$ В. Полезность подключения эмиттерных балластных сопротивлений очевидно в области малых напряжений и

больших токов. При более высоких напряжениях кривая зависимости $I_k(U_{кЭ})$ приближается к гиперболе, величина $I_k(U_{кЭ}) = const$ и может быть изменена при достигнутом максимальном рассеянии за счет уменьшения до минимума теплового сопротивления прибора.

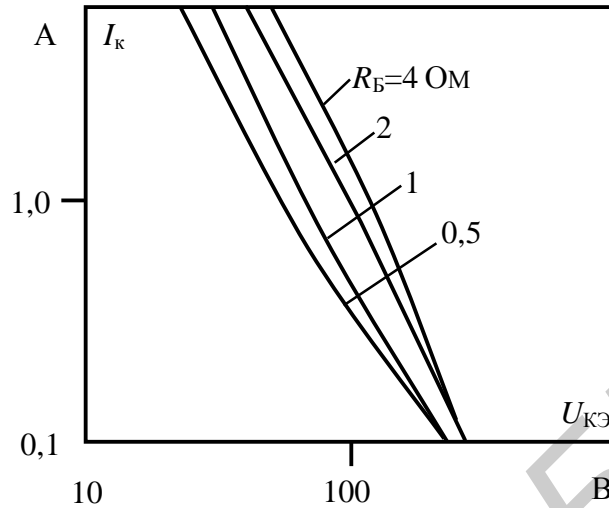


Рис. 2.26. Зависимость $I_k = f(U_{кЭ})$ при различных значениях балластного сопротивления R_B

Вторичный пробой при прямом смещении удовлетворительно объясняется наличием продолжительной тепловой нестабильности. Когда вторичный пробой возникает при обратном смещенном переходе эмиттер–база (например при выключении прибора с индуктивной нагрузкой), инициирующим механизмом является электрическая нестабильность. Базовый ток при обратном смещении эмиттера $n-p-n$ -транзистора течет от эмиттера к базовому контакту (рис. 2.28), так что переход эмиттер–база в центре становится более прямо смещенным, чем на периферии, и центр инжектирует сильнее.

Во время выключения прибора при наличии индуктивной нагрузки рабочая точка может переместиться в область пробоя транзистора. Дырки, генерируемые в процессе развития лавинного пробоя, собираются отрицательным базовым электродом, и дырочный ток складывается с базовым током, еще более усиливая эффект сжатия тока. На рис. 2.29 изображена зависимость $I_k = f(U_{кЭ})$ во время переключения прибора с индуктивной нагрузкой.

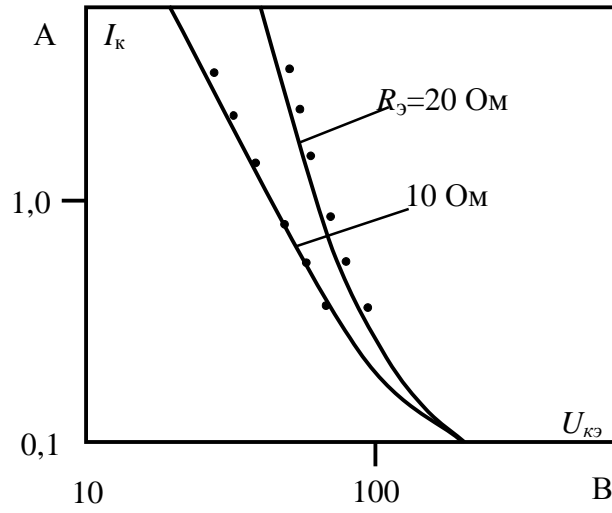


Рис. 2.27. Зависимость $I_K = f(U_{КЭ})$ при двух значениях эмиттерного балластного сопротивления R_3

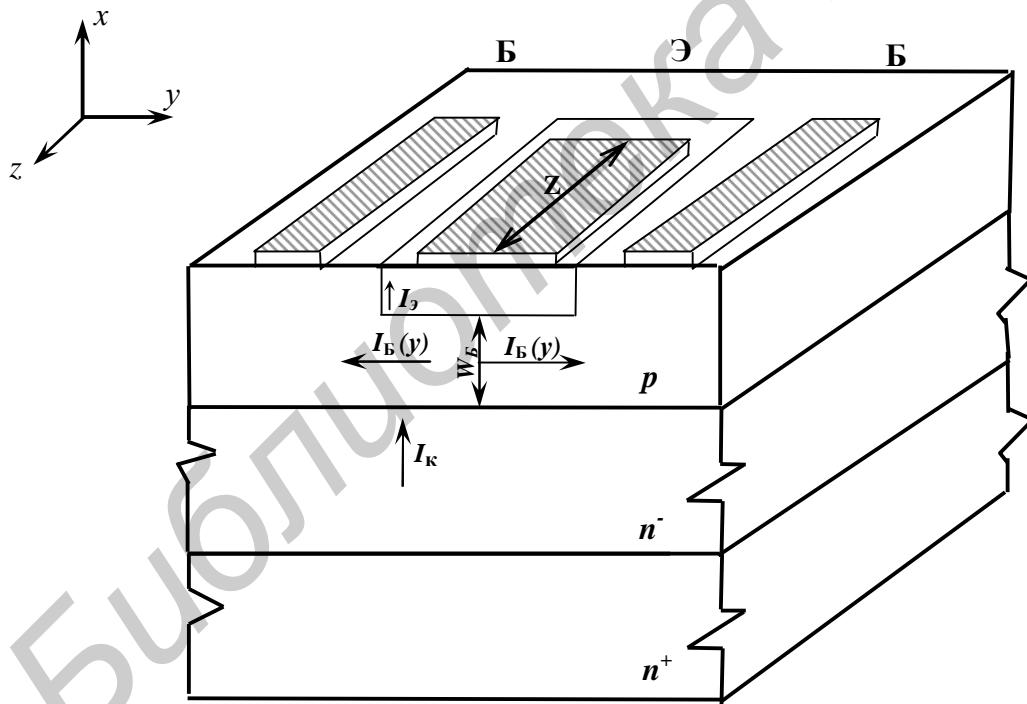


Рис. 2.28. Продольный ток в базовой области транзистора

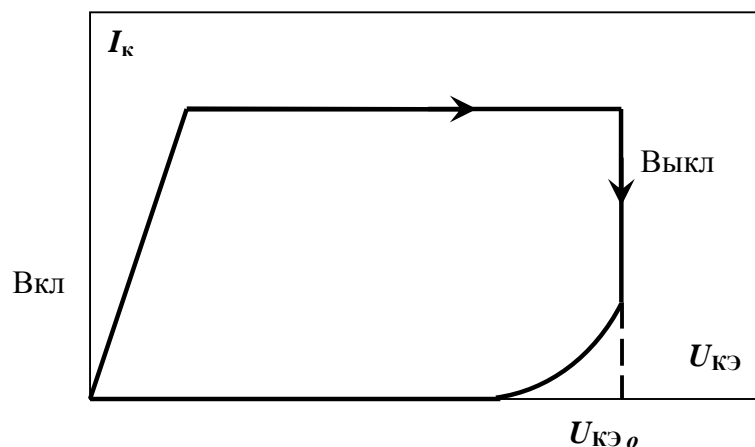


Рис. 2.29. Зависимость $I_k = f(U_k)$ при переключении прибора с индуктивной нагрузкой

В течение процесса перехода транзистора из включенного состояния в выключенное ток остается постоянным до тех пор, пока не будет выведен накопленный избыточный заряд, после чего ток резко падает. При этом напряжение на коллекторе растет, достигая значения напряжения пробоя $U_{кэ0}$ коллекторного перехода при заданных параметрах электрической цепи между базой и эмиттером, которое в свою очередь зависит от последовательного балластного сопротивления базы R_B .

Как уже упоминалось, ток течет главным образом от центра эмиттера (из-за наличия обратного базового тока). Плотность подвижных носителей становится выше, чем концентрация легирующей примеси в δ -области $n^+ - p - \delta - n^+$ транзистора, так что напряженность электрического поля и напряжение лавинного пробоя определяются преимущественно количеством этих подвижных зарядов. Граница максимальной напряженности поля сдвигается из области перехода база–коллектор в $\delta - n^+$ -перехода, и значение $U_{кэ0}$ уменьшается с увеличением плотности тока. Возникает область отрицательного дифференциального сопротивления: увеличение тока снижает напряжение, при этом управление по базе теряет смысл. Когда напряжение коллектор–эмиттер превышает $U_{кэ0}$ уст, ток целиком концентрируется в центре эмиттера, а периферия будет находиться под обратным смещением.

Главное различие между прямым и обратным вторичным пробоем заключается в том, что плотность тока при обратном вторичном пробое существенно выше (часто – на порядок), что приводит к лавинному пробое и инжекции в локализованных областях. Важно отметить, что пороговое напряжение при прямом вторичном пробое существенно уменьшается с увеличением температуры перехода, при обратном пробое, наоборот, $U_{вт пр}$ с ростом температуры увеличивается, как и при лавинном пробое. Это является доказательством того,

что обратный вторичный пробой вызывается электрической нестабильностью, в то время как прямой пробой вызывается тепловыми эффектами.

От вторичного пробоя транзисторы можно защитить диодами со смыканием (рис. 2.30) или другими диодами (стабилитронами), подключаемыми параллельно коллектору. Преимущество диода со смыканием заключается в том, что он является более мощным, поскольку в нем вся площадь проводит ток, в отличие от стабилитрона, в котором всегда есть возможность локализации тока и увеличения теплового сопротивления. Диод со смыканием сконструирован таким образом, что смыкание произойдет гораздо раньше, чем осуществится лавинный пробой на поверхности или в объеме транзисторной структуры.

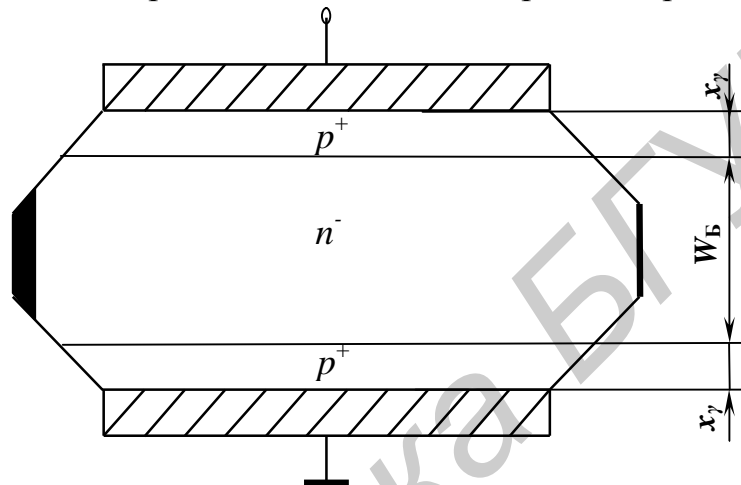


Рис. 2.30. Поперечное сечение диода со смыканием

Структура прибора (рис. 2.30) содержит высокоомный n^- -слой, заключенный между двумя сильнолегированными p^+ -областями. Диод смонтирован на радиаторе. Напряжение смыкания можно определить из хорошо известного соотношения, справедливого для резких p - n -переходов и однородной n -области:

$$U_{\text{см}} = \frac{qN_B \cdot W_B^2}{2\epsilon\epsilon_0}.$$

Подключение дополнительных элементов увеличивает стоимость цепи, поэтому выгоднее разрабатывать транзисторы, структура которых обеспечивала бы повышенную стойкость прибора к вторичному пробую. Одним из способов защиты $n^+p\text{-}\delta\text{-}n^+$ -транзистора является изготовление дополнительного n -слоя между n^+ - и δ -областями. Степень легирования и толщина этого слоя выбираются такими, чтобы обеспечить малое значение напряженности поля на n - n^+ -переходе и исключить преждевременное развитие вторичного пробоя, когда из-за большой плотности носителей заряд – практически вся δ -область.

2.4. Мощные СВЧ биполярные транзисторы

2.4.1. Общие сведения

СВЧ биполярные транзисторы работают на частоте отсечки f_T выше 300 мГц. Транзисторы, работающие на $f_T \leq 300$ мГц, относятся к классу высокочастотных. Если мощность рассеяния на транзисторе $P_{\text{рас}}$ превышает 2 Вт, то он относится к категории мощных. Для повышения выходной мощности рекомендуется увеличивать ток коллектора I_k , а не напряжение на коллекторе U_k .

Одним из основных мощностных параметров является коэффициент полезного действия (КПД) η , который связывает выходную мощность $P_{\text{ВЫХ}}$, входную мощность возбуждения $P_{\text{ВХ}}$ и мощность, рассеиваемую на коллекторе P_k :

$$\eta = \frac{P_{\text{ВЫХ}}}{(P_{\text{ВХ}} + P_o)} \cdot 100 \%, \quad (2.50)$$

где $P_o = P_{\text{ВЫХ}} + P_k$.

При достаточно больших значениях коэффициента усиления по току K_p , который связывает входную и выходную мощности $P_{\text{ВЫХ}} = K_p \cdot R_{p \text{ х}}$, полный КПД близок к КПД коллекторной цепи:

$$\eta_k = \frac{P_{\text{ВЫХ}}}{I_k \cdot E_k} \cdot 100 \%.$$

Если транзистор работает на частоте f_T до 1 ГГц, то наибольшую выходную мощность можно получить, включая его по схеме с общим эмиттером. На частотах свыше 1 ГГц выходная мощность больше у схемы с общей базой.

Максимальная выходная мощность $P_{\text{ВЫХ}}$ на высокой частоте представляет собой полезную мощность переменного сигнала, отдаваемую в нагрузку, и ограничивается усилительными свойствами транзистора и его предельно допустимыми параметрами. Первое ограничение можно объяснить, рассматривая зависимость выходной мощности от входной (рис. 2.31), которая характерна для всех типов мощных генераторных СВЧ-транзисторов.

На участке АВ выходная мощность линейно зависит от входной. Для данного участка параметр K_p не зависит от выходной мощности, т.е. на этом участке $P_{\text{ВЫХ}} = K_p \cdot R_{\text{ВХ}}$.

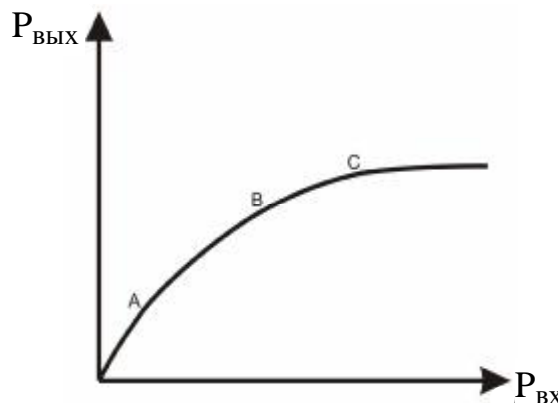


Рис. 2.31. Типичная зависимость $P_{\text{ВЫХ}} = f(P_{\text{ВХ}})$ для мощных СВЧ-транзисторов

На участке BC имеет место ограничение уровня выходной мощности, при этом величина K_p уже не является постоянной, а постепенно убывает. Ограничение выходной мощности на участке BC связано с тем, что с ростом входной мощности возбуждения увеличиваются амплитуда тока коллектора I_{k1} , а также амплитуда напряжения насыщения на высокоомном коллекторном слое: $r_{kk} (U_{к\text{нас}} = I_k \cdot r_{kk})$. В результате начинает уменьшаться амплитуда напряжения на нагрузке $U_H = E_k - U_{к\text{нас}}$ (ВЧ), а следовательно, замедляется рост выходной мощности. Участок выше точки C характеризуется тем, что уровень выходной мощности ограничивается критическим током коллектора $I_{k\text{кр}}$: $I_{k\text{кр}} = j_{k\text{кр}} S_\Delta$, где $S_\Delta (\leq S_{\Delta pn})$ – эффективная площадь эмиттерного перехода; $S_{\Delta pn}$ – геометрическая площадь этого перехода; $I_{k\text{кр}} = qV_s \cdot N_{dk}$ – плотность критического тока, где $V_s \cong 10^7$ см/с, N_{dk} – концентрация доноров в высокоомном коллекторном слое.

Максимальная выходная мощность биполярного транзистора может ограничиваться не только максимально допустимым током коллектора I_k и параметром напряжения на сопротивлении нагрузки, но и максимально допустимой мощностью рассеяния $P_{k\text{max}}$, которая, в свою очередь, определяется двумя тепловыми характеристиками: максимально допустимой температурой коллекторного перехода T_{max} и тепловым сопротивлением переход–корпус $R_{T\text{пк}}$.

T_{max} – это температура перехода, при которой при долгой работе транзистора гарантируется заданная наработка на отказ:

$$P_{k\text{max}} = (T_{\text{max}} - T_o) / R_T,$$

где T_o – температура окружающей среды.

Так как из кремниевых биполярных транзисторов $T_{\text{max}} \leq 150 \dots 200$ °С, то для увеличения $P_{k\text{max}}$ необходимо принимать меры для уменьшения $R_{T\text{пк}}$.

С величиной коэффициента усиления по мощности связаны некоторые элементы малосигнальной физической эквивалентной схемы СВЧ-транзистора:

$$K_p = \left(\frac{w_T}{w} \right)^2 \cdot R_H / \left[(1 + w_T \cdot R_H \cdot C_k) (g_B + w_T \cdot L_\Delta + R_H w_T C_k a g_B) \right], \quad (2.51)$$

Выражение (2.51) дает качественное представление о том, как влияют входящие в него величины, используемые в малосигнальной физической эквивалентной схеме (рис. 2.32), на величину коэффициента усиления по мощности. Это выражение не используется при анализе мощного СВЧ-транзистора.

Кроме известных элементов физической эквивалентной схемы, приведенной в [2], в схему транзистора СВЧ-диапазона вводятся: R_Δ – поликристаллическое балластное сопротивление эмиттера; $C_{B\text{пл}}$ – емкость базовых площа-

док, расположенных на SiO_2 над высокоомным коллекторным слоем; $C_{КЭ}$ – проходная емкость, обусловленная емкостью эмиттерных контактных площадок на SiO_2 над высокоомном коллекторным слоем; $L_Э, L_Б, L_К$ – индуктивности эмиттерного, базового и коллекторного выводов соответственно.

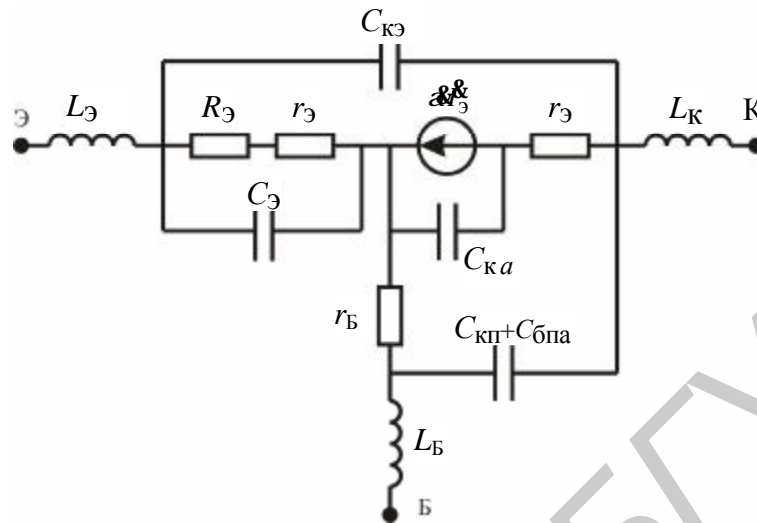


Рис. 2.32. Малосигнальная физическая эквивалентная схема СВЧ-транзистора

К числу основных видов параметров мощных СВЧ-приборов относятся: энергетические, предельно допустимые, контролируемые статические и конструктивные.

Энергетические параметры (о которых уже упоминалось): $P_{\text{вых}}, K_p, h$.

Предельно допустимые параметры:

- максимально допустимое постоянное напряжение коллектор–эмиттер $U_{КЭ \text{ max}}$ (для схемы с ОЭ);
- напряжение пробоя схемы с ОЭ при отключенной базе $U_{КЭ о}$;
- максимально допустимое постоянное напряжение эмиттер–база $U_{ЭБ \text{ max}}$;
- минимально допустимый ток коллектора $I_{к \text{ max}}$;
- максимально допустимая средняя мощность рассеяния для динамического режима $P_{к \text{ ср max}}$;
- максимально допустимая постоянная рассеиваемая мощность $P_{к \text{ max}}$;
- максимально допустимая температура переходов $T_n \text{ max}$.

К числу контролируемых статических параметров мощных СВЧ-транзисторов относятся обратные токи эмиттерного и коллекторного p - n -переходов, а также статический коэффициент передачи тока с ОЭ $h_{21э}$ для линейных транзисторов.

Важную роль для характеристики рассматриваемого класса транзисторов играют так называемые конструктивные параметры. Это, в первую очередь, индуктивности эмиттерного, базового и коллекторного выводов транзистора: $L_Э, L_Б, L_К$. При этом наибольшее значение имеет индуктивность общего эмиттера транзистора.

Важным является такой параметр, как последовательное сопротивление эмиттера $R_э$, основной вклад в который вносит стабилизирующее сопротивление в цепи эмиттера. Величина $R_э$ характеризует номинал сопротивлений стабилизирующих резисторов, создаваемых конструктивным путем последовательно с каждым дискретным эмиттером и служащих для выравнивания токов между ними.

2.4.2. Электрофизические характеристики различных областей транзисторной структуры

Для обеспечения необходимых требований к параметрам мощных СВЧ-транзисторов приходится в первую очередь соответствующим образом выбирать электрофизические характеристики, а также размеры и форму коллекторной, базовой и эмиттерной областей транзисторной структуры.

Под электрофизическими характеристиками различных областей полупроводникового прибора, в котором создана биполярная транзисторная структура, понимают тип проводимости, удельное сопротивление, подвижность и время жизни неосновных носителей заряда. Эти свойства определяются концентрацией и законом распределения примесей, легирующих полупроводник.

Современные биполярные мощные СВЧ-транзисторы – это в основном приборы с $n-p-n$ -структурой. Одна из причин этого заключается в том, что оптимальное соотношение между концентрациями примесей, легирующих эмиттерную, базовую и коллекторную области, и необходимые свойства полупроводникового материала могут быть проще заданы для исходного материала типа n и для структуры $n-p-n$. В структурах $n-p-n$ легче обеспечить более высокие частотные свойства, так как неосновные носители в базе – электроны – будут обладать более высокими значениями коэффициента диффузии и подвижностью, чем дырки, являющиеся неосновными носителями в базе $p-n-p$ -структур.

Рассмотрим требования, предъявляемые к концентрации и характеру распределения легирующих примесей в полученной методом односторонней диффузии структуре мощного СВЧ-транзистора. Из способа создания легированных областей n и p в структуре видно, что область типа p может быть воспроизводимо получена, если концентрация акцепторов в ней во много раз превосходит концентрацию доноров в исходном материале, а область типа n должна иметь концентрацию доноров, во много раз превосходящую концентрацию акцепторов в области типа p (в противном случае создание этих областей путем диффузии или имплантации было бы практически невозможно). Содержание примесей в этих областях определяет их функциональную роль. Исходная область типа n , легированная наиболее слабо, выполняет роль коллектора, так как ее высокое удельное сопротивление позволит получить требуемые сравнительно высокие значения пробивного напряжения коллектора. Более низкое удельное сопротивление области типа p обеспечит такое положение, когда при подаче на коллекторный переход обратного напряжения ОПЗ будет распро-

страняться в основном в сторону слаболегированного коллектора и лишь незначительно в сторону базы. Такая ситуация даже при очень тонких базовых областях необходима для получения высоких частот отсечки, предохраняет транзистор от явления смыкания эмиттерного и коллекторного p - n -переходов.

Связь коэффициента инжекции эмиттера g , который в основном будет определять величину коэффициента усиления по току, так как потери на рекомбинацию носителей в базе СВЧ-транзистора не имеют существенного значения, с электрическими характеристиками областей эмиттера и базы будет иметь вид [2]:

$$g = \frac{I_{\text{эи}}}{I_{\text{эн}}} = \frac{1}{1 + \frac{I_{\text{эп}}}{I_{\text{эн}}}} \cong 1 - \frac{I_{\text{эп}}}{I_{\text{эи}}} \cong 1 - \frac{S_{\text{Б}}W_{\text{Б}}}{S_{\text{э}}W_{\text{э}}(L_{\text{пэ}})}, \quad (2.52)$$

где $S_{\text{э}}, S_{\text{Б}}$ – усредненные проводимости эмиттерной и базовой области соответственно, $W_{\text{Б}}, W_{\text{э}}$ – толщины квазинейтральных базы и эмиттера соответственно, $L_{\text{пэ}}$ – диффузионная длина дырок в эмиттере у эмиттерного перехода.

Из (2.52) видно, что для получения возможно большей величины коэффициента инжекции, а следовательно, и коэффициента усиления по току, необходимо уменьшать поверхностную концентрацию базовой примеси. Однако для мощных СВЧ-транзисторов большие значения статического коэффициента передачи тока не являются необходимыми, так как транзисторы работают на частотах, близких к частоте отсечки f_T , при которой модуль коэффициента усиления β_N равен единице. По этой причине следует стремиться не к уменьшению, а к увеличению содержания примесей в базе. Среди этих причин следует отметить необходимость уменьшения сопротивления активной области базы, уменьшение оттеснения тока эмиттера к краю и снижение вероятности смыкания эмиттерного и коллекторного переходов. Поэтому для мощных СВЧ-транзисторов поверхностная концентрация базовой примеси является характеристикой, которая должна быть оптимизирована. На практике концентрация базовой примеси для разных типов приборов составляет от $2 \cdot 10^{18}$ до 10^{19} см^{-3} .

При выборе концентрации легирующей примеси в области коллектора (т.е. в исходном материале) надо прежде всего учитывать, что свойства коллекторной области определяют пробивное напряжение коллекторного перехода транзистора: чем меньше концентрация легирующих примесей в коллекторе, тем выше будет пробивное напряжение. В то же время с уменьшением содержания легирующих примесей в коллекторе увеличивается его удельное сопротивление и, следовательно, увеличивается падение напряжения на открытом транзисторе.

При этом надо учитывать то обстоятельство, что с увеличением удельного сопротивления коллектора падение напряжения возрастает примерно по линейному закону, а пробивное напряжение значительно медленнее.

Концентрация примесей в коллекторной области мощных СВЧ-транзисторов вблизи от коллекторного p - n -перехода должна составлять для различных приборов от $1 \cdot 10^{15}$ доноров/см³.

Поверхностная концентрация эмиттерной легирующей примеси должна быть, с одной стороны, по возможности ближе к предельно достижимой концентрации в кремнии (для фосфора она составляет 10^{21} ат/см³), но с другой стороны, эффект вырождения заставляет выбирать поверхностную концентрацию на порядок меньше.

Время жизни неосновных носителей заряда в эмиттерной области в связи с высокой концентрацией легирующей примеси (и, следовательно, диффузионная длина) настолько мало, что инжекция тока из эмиттера в базу в ряде случаев определяется не всей толщиной эмиттерной области, а лишь ее узким слоем, непосредственно примыкающем к переходу эмиттер–база. Практически нет никаких способов как-нибудь регулировать или менять время жизни в эмиттере.

Время жизни неосновных носителей в базе также довольно мало (около 10^{-7} с). Таким значением времени жизни соответствуют диффузионные длины в несколько микрометров (около 20), однако, так как базовая область в мощных СВЧ транзисторах тонкая и существует электрическое поле в базе и, следовательно, к диффузии неосновных носителей через базу добавляется дрейф, потери на перенос носителей через базу весьма малы и приведенное значение времени жизни оказывается вполне достаточным.

Для НЧ-транзисторов время жизни неосновных носителей в коллекторе должно иметь как можно более высокое значение. Дело в том, что на участках выходных вольт-амперных характеристик, близких к области насыщения, переход коллектор–база может находиться под прямым смещением. В коллектор из базы инжектируются неосновные носители заряда, которые вызовут модуляцию, т.е. резкое увеличение проводимости коллекторной области. При этом сопротивление насыщения коллекторной области резко снизится; это обстоятельство для мощных транзисторов является очень важным.

В СВЧ-транзисторах даже на частоте 300 МГц время пребывания транзистора в открытом состоянии настолько мало, что за это время в коллекторной области n , смещенной в прямом направлении, неосновные носители заряда (дырки) пройдут такое малое расстояние $L = \sqrt{Dt}$ при толщине высокоомной коллекторной области 20...25 мкм, что модуляция коллектора практически происходить не будет.

Время жизни в высокоомной коллекторной области при не слишком высокой плотности дефектов будет составлять по крайней мере несколько микро-секунд и поэтому не будет ограничивать модуляцию коллектора.

Итак, для мощных СВЧ-транзисторов нет необходимости целенаправленно изменять время жизни неосновных носителей заряда в различных областях транзисторной структуры.

Подвижность носителей заряда в различных областях транзисторной структуры определяется в первую очередь концентрацией легирующей приме-

си, и если эта концентрация в какой-либо области задана, то и значение подвижности практически также определено.

2.4.3. Типы структур мощных СВЧ-транзисторов

В СВЧ-транзисторах кристалл кремния толщиной $d_{Si} = 120 \dots 150$ мкм электрически изолирован от медного фланца (коэффициент электропроводности меди $\rho_M = 3,85$ Вт/см·К) пластиной из бериллиевой керамики толщиной $d_{BeO} = 1000 \dots 1500$ мкм с высоким коэффициентом теплопроводности $I_{BeO} = 2,4$ Вт/см·К. Кристалл кремния припаивается слоем эвтектики золото-кремний толщиной $d_{AuSi} = 10 \dots 20$ мкм с коэффициентом теплопроводности $I_{AuSi} = 2,46$ Вт/см·К. Бериллиевая керамика предварительно металлизирована с обеих сторон путем включения пасты *Mo-Mn* с $I_{Mo-Mn} = 1,5$ Вт/см·К и толщиной $d_{Mo-Mn} = 40 \dots 50$ мкм, $I_{Ni} = 0,85$ Вт/см·К).

В мощных СВЧ-транзисторах с целью уменьшения входной емкости эмиттера $C_{ЭБ}$ и уменьшения эффекта оттеснения эмиттерного тока используется многоэмиттерная структура в виде отдельных узких прямоугольных диффузионных полосок, электрически связанных общей эмиттерной металлизацией (рис. 2.33) или сетчатые топологии (рис. 2.34, 2.35).

Диффузионные эмиттеры шириной $l_3 = 10 \dots 1,0$ мкм и длиной $Z_3 = 50 \dots 100$ мкм расположены обычно на расстоянии $S = 20 \dots 5$ мкм друг от друга, а в транзисторах с $P_{к max} > 5$ Вт сгруппированы в секции по $N \geq 10$ штук на расстоянии $S_k = 100 \dots 400$ мкм. Эмиттерные и базовые выводы из алюминиевой или золотой проволоки диаметром 30...60 мкм с помощью термокомпрессии присоединяются к широким эмиттерным или базовым контактным площадкам из алюминия или золота, расположенным над коллекторной областью на слое окисла SiO_2 .

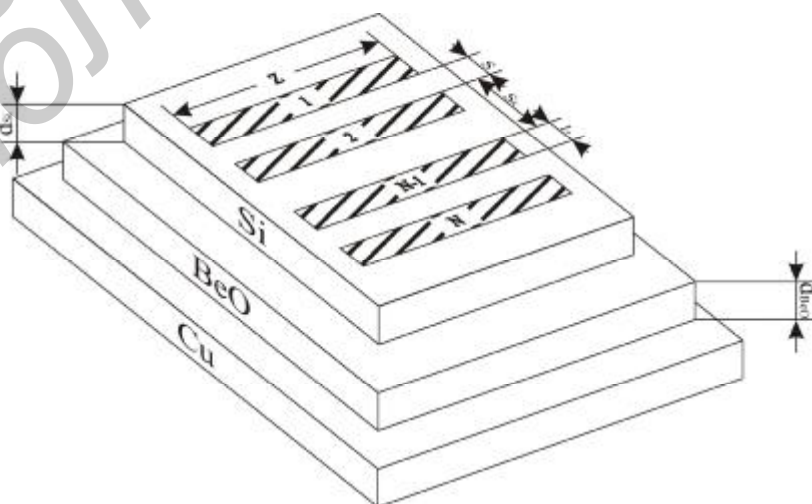


Рис. 2.33. Полосковая структура мощного СВЧ биполярного транзистора

Увеличение отношения периметра эмиттера к площади базы при использовании полосковой геометрии дискретных эмиттеров достигается значительным сужением ширины полосок и уменьшением расстояния между ними. Длина полосковых эмиттеров должна быть в общем случае небольшой для того, чтобы падение напряжения вдоль покрывающих их полосок металлизации было мало ($\ll \frac{kT}{q}$). В противном случае будет иметь место существенно неоднородная

инжекция эмиттерного тока вдоль каждой полоски, которая приводит к тому, что плотность тока в начале эмиттерных полосок (в той части, где они объединяются общей металлизацией) будет существенно выше чем в конце полосок. В результате полезный периметр эмиттерной области будет использоваться не полностью. Кроме того, это может явиться дополнительной причиной перераспределения тока в транзисторной структуре и появления термической неустойчивости. Отметим конструкции, удовлетворяющие этим требованиям: оверлей – с базой в виде сетки (см. рис. 2.34, 2.35), и типа МЭШ – с эмиттером-сеткой (см. рис. 2.34, б). Эти конструкции дают возможность введения балластных сопротивлений в эмиттерные цепи, обеспечивают хорошее распределение тока на высоких частотах и уменьшение емкостей.

Структура типа оверлей схематически представлена на рис. 2.34, а и 2.35. Как показано на этих рисунках, эмиттер состоит из множества дискретных эмиттеров, соединенных параллельно тонкой полосой металлизации, перекрывающей все эмиттеры. Выводы базы на поверхности под металлический контакт изображены в виде сетки из полученных методом диффузии p -элементов. Между n -эмиттерами и слоем эмиттерной металлизации размещаются балластные сопротивления, представляющие собой поликремниевый проводящий слой.

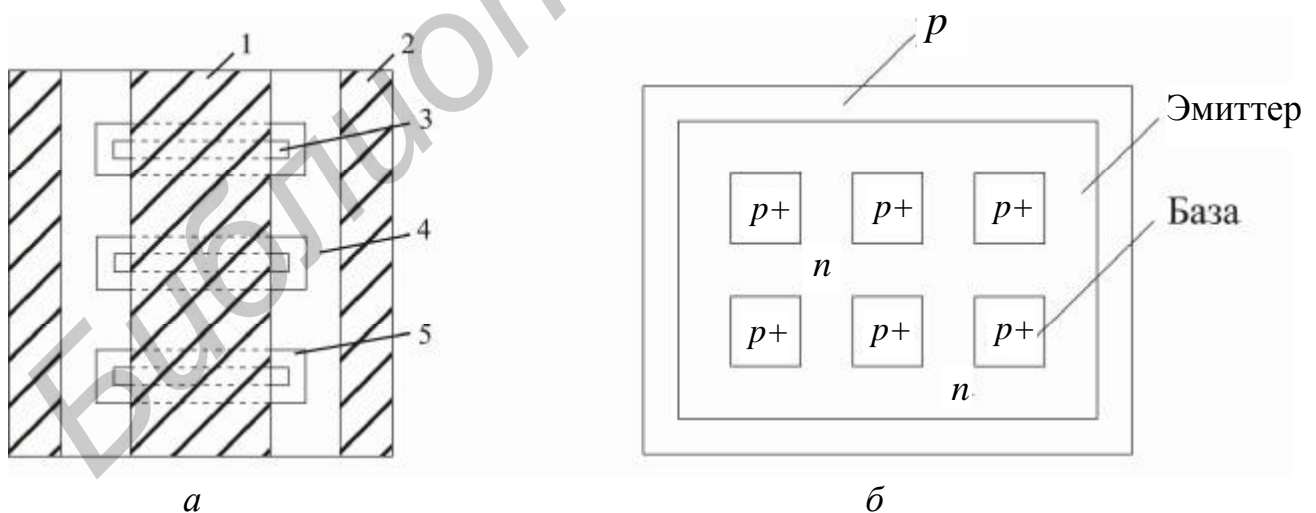


Рис. 2.34. Транзисторы типа оверлей (а) и МЭШ-типа (б):
 1 – слой металлизации эмиттера; 2 – слой металлизации базы;
 3 – n^+ -эмиттер; 4 – p^+ -сетка; 5 – p -база

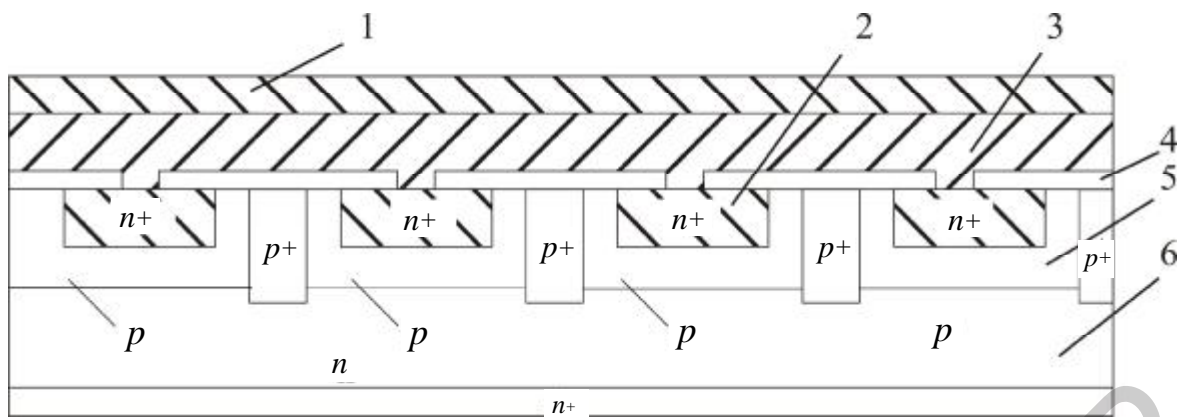


Рис. 2.35. Поперечное сечение транзистора типа оверлей:

- 1 – слой металлизации эмиттера; 2 – n^+ -эмиттер;
- 3 – поликристаллические балластные эмиттеры;
- 4 – оксид; 5 – p -база; 6 – коллектор

2.4.4. Проектирование активных областей

Основные проблемы, которые приходится решать при конструировании и разработке технологии изготовления мощных СВЧ биполярных транзисторов, вытекают из требований, предъявляемых к их параметрам с точки зрения особенностей применения транзисторов в реальных схемах. Из предыдущих разделов следует, что главная трудность связана с необходимостью одновременного сочетания требуемых высокочастотных свойств и высоких энергетических (в том числе и тепловых) показателей. Например, для повышения частотного предела необходимо уменьшать емкость коллекторного p - n -перехода $C_{кpn}(E_{к})$, т.е. фактически его площадь. Однако это приводит к возрастанию теплового сопротивления $R_{Тпк}$ и ограничению достижимого уровня мощности рассеяния $P_{кmax}$. Кроме того, общее требование увеличения выходной мощности P_1 (в конечном счете рабочего тока $I_{к}$) неизбежно влечет за собой увеличение размеров транзисторной структуры. В каждом конкретном случае, таким образом, приходится искать оптимальное решение. Необходим также компромисс при достижении оптимального сочетания малосигнальных параметров f_T , $C_{кб}(E_{к})$, r_b и других, поскольку часто улучшение одного из них приводит к ухудшению другого.

Принципиальное решение вопроса одновременного увеличения уровня выходной мощности и повышения частотного предела заключается в создании прецизионных транзисторных структур с высоким отношением периметра эмиттера к его площади (чаще в качестве обобщающего показателя, характеризующего геометрию активных областей СВЧ мощных транзисторов; используется также отношение общего периметра эмиттера к площади базы $P_э/S_B$). Эта идея основана на необходимости минимизации эффекта высокочастотного оттеснения эмиттерного тока.

Увеличение отношения периметра эмиттера к площади базы $P_э/S_B$ при использовании полосковой геометрии дискретных эмиттеров достигается зна-

чительным сужением ширины полосок l_3 и уменьшением расстояния S между ними. Длина полосковых эмиттеров должна быть в общем случае небольшой для того, чтобы падение напряжения вдоль покрывающих их полосок металлизации было мало ($< kT/q$). В противном случае будет иметь место существенно неоднородная инжекция эмиттерного тока вдоль каждой полоски, которая приводит к тому, что плотность тока в начале эмиттерных полосок (в той части, где они объединяются общей металлизацией) будет значительно выше, чем в конце полосок. В результате полезный периметр эмиттерной области будет использоваться не полностью. Кроме того, это может явиться дополнительной причиной перераспределения тока в транзисторной структуре и появления термической неустойчивости.

Стремление поднять уровень выходной мощности при одновременном повышении рабочей частоты привело к появлению других вариантов топологии транзисторных структур для класса мощных СВЧ-транзисторов с более высоким отношением P_3/S_B . К их числу относятся многоэмиттерные (overlay) транзисторы [1, 2], транзисторы с сетчатым эмиттером (mesh-emitter transistors) и др. Эти варианты топологии способствуют повышению выходной мощности транзистора вследствие более эффективного использования периметра эмиттера и увеличения рабочего тока I_k .

Необходимость одновременного решения задачи повышения выходной мощности и частотного предела является не единственным исходным критерием при проектировании мощных СВЧ-транзисторов. Дело заключается в том, что заданные энергетические параметры P_1 , n_k могут быть достигнуты только в напряженных электрическом и тепловом режимах, когда значения напряжения U_1 , тока I_{k1} и мощности рассеяния P_k приближаются к предельно допустимым. В этой связи не менее важной задачей, которую приходится решать при проектировании мощных приборов, является расчет оптимальной конструкции с точки зрения обеспечения минимально возможного теплового сопротивления переход–корпус $R_{T_{ПК}}$, что было детально представлено в предыдущем разделе.

Следующим принципиальным вопросом, который приходится решать при проектировании мощных СВЧ-транзисторов, является обеспечение требуемых значений K_{yp} на заданной частоте или в полосе частот. Как правило, это связано с обеспечением высоких значений частоты отсечки усиления f_T . Анализ выражения для f_T , приведенного в п. 1.1, показывает, что при больших токах коллектора определяющим является время пролета носителей через базу $t_{пр Б} = 1/2\pi f_a$.

Уменьшение $t_{пр Б}$ достигается в основном созданием тонкой базовой области $W_{Б0}$. Однако следует помнить, что чрезмерное уменьшение толщины базы (при заданной глубине залегания коллекторного p - n -перехода $x_{к0}$) может привести к росту поперечного сопротивления активной базы R_{sa} и увеличению эффекта отеснения эмиттерного тока, а следовательно, уменьшится и коэффициент усиления по мощности K_{yp} . Таким образом, в каждом конкретном случае соотношение толщин диффузионных или ионно-имплантированных слоев при-

ходится оптимизировать так, чтобы обеспечить наиболее благоприятное сочетание параметра f_T и омического сопротивления $r_б$. Снижения значения $r_б$ можно достигнуть, разработав такую топологию, в которой ширина отдельных эмиттерных областей и расстояние от перехода эмиттер–база до базового контакта имеют минимально возможные значения, а также соответствующим легированием базовой области с целью снижения поперечного сопротивления.

Существенным является также снижение переходного сопротивления в области омического контакта к базовой области p -типа, поэтому поверхностная концентрация акцепторов N_{a_s} должна быть не ниже $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

К определенному компромиссу при конструировании мощных СВЧ-транзисторов приходится прибегать с целью достижения оптимального сочетания таких параметров, как $C_{КБ}$ (E_K), $I_{к кр}$ и пробивных напряжений $U_{КБО \text{ проб}}$, $U_{КЭО \text{ проб}}$. Емкость коллекторного p - n -перехода, определяемая по формуле

$$C_{к pn}(E_K) = e_0 e_{S1} S_{к pn} / \sqrt{\frac{2e_0 e_{Si} E_K}{q N_{dk}}}, \quad (2.53)$$

может быть уменьшена в определенных пределах за счет уменьшения концентрации доноров N_{dk} и площади коллекторного p - n -перехода $S_{к pn}$. Однако при снижении концентрации доноров N_{dk} снижается критическая плотность тока коллектора $I_{к кр}$. При уменьшении площади коллекторного p - n -перехода $S_{к pn}$ возрастает тепловое сопротивление $R_{T \text{ ПК}}$. В то же время при уменьшении удельного сопротивления коллекторного слоя p_n повышается критический ток $I_{к кр}$, но снижается пробивное напряжение $U_{КБО \text{ проб}}$ вплоть до значений $2E_K$ и менее.

Обобщая материалы предыдущих разделов и представленные выше соображения по проблеме проектирования мощных СВЧ-транзисторов, можно предложить следующую методику приближенного расчета транзисторной структуры мощного генераторного n - p - n -транзистора СВЧ.

1. Исходя из заданных значений выходной мощности P_1 и КПД коллекторной цепи $P_0 = P_1 / \eta_K$. Определив P_0 , при заданном напряжении коллекторного источника, вычислим постоянную составляющую коллекторного тока $I_{к 0} = P_0 / E_K$, а также максимальное (пиковое) значение тока коллектора, так как для усилителей с ОЭ и ОБ значение $I_{кр max}$ приблизительно в 3 раза превышает постоянную составляющую $I_{к 0}$.

2. Критический ток коллектора полагаем равным максимальному току коллектора $I_{кр max} : I_{к кр} = I_{кр max}$.

3. Значение концентрации доноров N_{dk} в высокоомном эпитаксиальном слое, от которого зависит критическая плотность тока $j_{к кр} = q V_S N_{dk}$, находим из следующих соображений.

Исходя из специфики применения мощных СВЧ-транзисторов в усилителях мощности, пробивное напряжение коллекторного p - n -перехода должно примерно в 2,5...3 раза превышать напряжение питания E_K . Для транзисторов

рассматриваемого класса используется планарная технология формирования p - n -переходов, поэтому следует учитывать наличие закругленных участков коллекторного p - n -перехода под краями окисной маски. Можно воспользоваться следующим выражением для пробивного напряжения цилиндрического p - n -перехода:

$$U_{\text{проб ц}} = U_{\text{проб пл}} \left\{ \frac{1}{2} \left[\left(\frac{r_{\text{ко}}}{X_d} \right)^2 + 2 \left(\frac{r_{\text{ко}}}{X_d} \right)^{\frac{6}{7}} \right] \ln \left[1 + 2 \left(\frac{r_{\text{ко}}}{X_d} \right)^{\frac{8}{7}} \right] - \left(\frac{r_{\text{ко}}}{X_d} \right)^{\frac{6}{7}} \right\}, \quad (2.54)$$

где $U_{\text{проб пл}}$, B – пробивное напряжение плоского резка асимметричного p - n -перехода, определяемого по формуле

$$U_{\text{проб пл}} = 60 \left(E_g / 1,1 \right)^{1,5} \left(10^{16} / N_{\text{дк}} \right)^{0,75}. \quad (2.55)$$

Здесь $E_g = 1,06$ эВ – ширина запрещенной зоны кремния при $T = 300$ К; $r_{\text{ко}}$ – радиус кривизны, равный глубине залегания коллекторного p - n -перехода при напряжении $U_{\text{проб пл}}$ и рассчитываемый по формуле резка асимметричного перехода:

$$X_d \left(U_{\text{проб пл}} \right) = \sqrt{\frac{2e_0 e_{\text{SI}} U_{\text{проб пл}}}{q N_{\text{дк}}}}. \quad (2.56)$$

С помощью формул (2.54)–(2.56) легко установить, что при типичной глубине залегания коллекторного p - n -перехода $x_{\text{ко}} = 1$ мкм и для реальных значений $N_{\text{дк}}$ в пределах $1 \cdot 10^{15} \dots 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в различных типах мощных СВЧ-транзисторов пробивное напряжение $U_{\text{проб ц}}$ составляет 85...44 В. Для повышения пробивного напряжения $U_{\text{КБО проб}}$ в 1,5...2 раза при постоянной концентрации доноров в коллекторном слое можно использовать диффузионные охранные кольца с глубиной залегания $x_{\text{оx}} = 2 \dots 5$ мкм.

Толщину высокоомного эпитаксиального слоя Δx_n выбираем из условия, что для обеспечения заданного значения $U_{\text{КБО проб}}$ обедненный слой коллекторного p - n -перехода при напряжении $U_{\text{кpn}} = U_{\text{КБО проб}}$ не должен достигать границы между n^+ -подложкой и эпитаксиальным слоем. Тогда $\Delta x_n = x_{\text{ко}} + a_{\text{кpn}} U_{\text{КБО проб}} + \Delta x_a$, где $a_{\text{кpn}} \left(U_{\text{КБО проб}} \right)$ – ширина коллекторного p - n -перехода при напряжении $U_{\text{КБО проб}}$, определяемая по формуле (2.54), в которой

$U_{\text{КБО проб пл}}$ следует заменить на $U_{\text{КБО проб}}$; $Dx_a \geq x_{k0}$ – толщина слоя автоленированной, получающегося в результате диффузии примесей из низкоомной n^+ -подложки в эпитаксиальный слой в процессе его выращивания и последующих высокотемпературных отжигов.

4. Используя полученное значение $N_{dк}$, находим критическую плотность тока коллектора $j_{ккр} = qV_S N_{dк}$ и площадь эмиттерного p - n -перехода (в пренебрежении эффектом оттеснения эмиттерного тока на большом переменном сигнале):

$$S_{эpn} = I_{ккр} / J_{ккр}. \quad (2.57)$$

Тогда для варианта полосковой геометрии эмиттерных областей можно найти их число, установив для них ширину и длину.

Ширина эмиттерных полосок выбирается минимально возможной, чтобы уменьшить эффект оттеснения эмиттерного тока к краям эмиттеров. По этой причине и в соответствии с оценками, приведенными в п. 1.5, для СВЧ-транзисторов с рабочими частотами $f = 300 \dots 500$ МГц значения $l_э$ должны составлять 2...5 мкм, а для приборов с рабочими частотами $f = 1 \dots 5$ ГГц – 2...1 мкм. Длину эмиттеров $Z_э$ выбираем с учетом того, чтобы, как указывалось выше, падение напряжения вдоль покрывающих полосок металлизации (или вдоль самих n -эмиттеров в сетчатой топологии) не должно превышать KT/q . На практике соотношение $Z_э / l_э$ обычно равно 10...20. Тогда на основании формулы (2.57) число эмиттерных полосок $N = S_{эpn} / (j_{ккр} l_э Z_э)$.

5. Число эмиттерных секций N' , эмиттерных полосок в секции N_1 , расстояние между эмиттерами в секции S , расстояние между секциями $S_к$ выбираем таким образом, чтобы обеспечить заданное значение теплового сопротивления переход–корпус $R_{ТПК}$. Расчеты $R_{ТПК}$ проводим по формулам, приведенным в разд. 4. Расстояние между эмиттерами в секциях S обычно на практике равно 20...5 мкм, расстояние между эмиттерными секциями $S_к$ – 100...500 мкм.

6. Для выбранной топологии эмиттерных секций, размеры которых примерно равны размерам баз p -типа и составляют $l'_э = Z_э$, $Z'_э = N_1 l_э + S (N_1 - 1)$, вычисляем емкость коллекторного p - n -перехода при напряжении коллекторного источника $E_к$, причем полагаем $S_{rpn} = N' l_э Z_э$. Затем находим емкости базовых $C_{Бпл}$ и эмиттерных $C_{эпл}$ контактных площадок на окисле SiO_2 толщиной $d_{SiO_2} = 1 \dots 2$ мкм над коллекторным слоем n -типа по формулам $C_{Бпл} = \epsilon_0 \epsilon_{SiO_2} \cdot S_{Бпл} / d_{SiO_2}$, $C_{эпл} = \epsilon_0 \epsilon_{SiO_2} S_{эпл} / d_{SiO_2}$, где $S_{Бпл}$ и $S_{эпл}$ – площади базовых и эмиттерных площадок соответственно.

Если окажется, что сумма величин $C_{кpn}(E_к) + C_{Бпл} + C_{эпл}$ превышает заданную величину $C_{КБ}(E_к)$, то следует уменьшить длину секций за счет уменьшения расстояния S между эмиттерами в секции. Затем следует повторно провести расчет теплового сопротивления переход–корпус $R_{ТПК}$ для новой тополо-

гии эмиттерных секций. Если вновь рассчитанное значение $R_{T_{ПК}}$ будет превышать заданное, то необходимо увеличить расстояние S_k между секциями.

7. Толщины активных областей (эмиттера $x_{э0}$ и базы W_{B0}) зависят от рабочей частоты транзистора и требуемых значений коэффициента усиления по мощности K_{yp} . Так, для транзисторов, работающих на частотах 300...500 МГц, толщина базы $W_{B0} = 0,7...0,5$ мкм, поперечное сопротивление активной базы $R_{s_{a=}} = 2...3$ кОм/квadrat. Для приборов, рассчитанных для работы на частоте $f = 1$ ГГц, толщина активной базы $W_{B0} = 0,25...0,35$ мкм. На более высоких частотах ($f \geq 2$ ГГц) $W_{B0} \approx 0,15$ мкм, что является уже пределом для планарной технологии. Для всех указанных толщин базы согласно [2] рассчитанные значения частоты отсечки коэффициента переноса базы f_{α} в 3...4 раза превышают рабочую частоту f , что необходимо для обеспечения заданных величин $K_{yp} = 3...10$.

3. СВЧ-ДИОДЫ

3.1. Туннельный и обращенный диоды

3.1.1. Принцип действия и ВАХ туннельного диода

Туннельный диод – это полупроводниковый прибор на основе вырожденного полупроводника, в котором туннельный эффект приводит к появлению на вольт-амперной характеристике при прямом напряжении участка отрицательной дифференциальной проводимости.

Следствием большой концентрации примесей в прилегающих к электронно-дырочному переходу областях является, во-первых, малая толщина перехода X_d (менее 10^{-2} мкм), сквозь тонкие потенциальные барьеры которых возможно туннелирование носителей заряда. Во-вторых, большая концентрация примесей приводит к расщеплению примесных энергетических уровней с образованием примесных энергетических зон, которые примыкают к зоне проводимости в n -области и к валентной зоне в p -области. Уровни Ферми при этом оказываются расположенными в разрешенных зонах (рис. 3.1). Для того чтобы туннелирование сквозь p - n -переход имело место, кроме того, что толщина перехода должна быть достаточно мала ($X_d \cong 4...5$ нм), необходимо выполнить обязательные три условия:

- в области перехода, откуда должны туннелировать электроны, они должны быть;
- в области перехода, куда должны туннелировать электроны, должны быть свободные уровни для их приема;
- квазиимпульсы энергии в результате туннелирования остаются постоянными, т.е. энергетический уровень уходящего электрона должен быть равен энергетическому свободному уровню, принимающему электрон.

Принцип действия туннельного диода удобнее всего анализировать при температуре $T = 0$ К, когда все энергетические уровни, находящиеся ниже уровня Ферми, заняты, а выше – все свободны.

При отсутствии напряжения ток через диод отсутствует, так как не выполняются первые два обязательных условия туннелирования: уровни Ферми справа и слева от p - n -перехода равны, а все энергетические уровни выше их свободны, а ниже – все заняты (рис. 3.1, а).

При необходимом прямом напряжении энергетические уровни n -области смещаются вверх (или энергетические уровни p -области смещаются вниз) и появляется возможность электронам из энергетической щели $E_{Fn} - E_c$ зоны проводимости n -области туннелировать на свободные энергетические уровни энергетической щели $E_v - E_{Fp}$ валентной зоны p -области (рис. 3.1, б). Идет прямой ток.

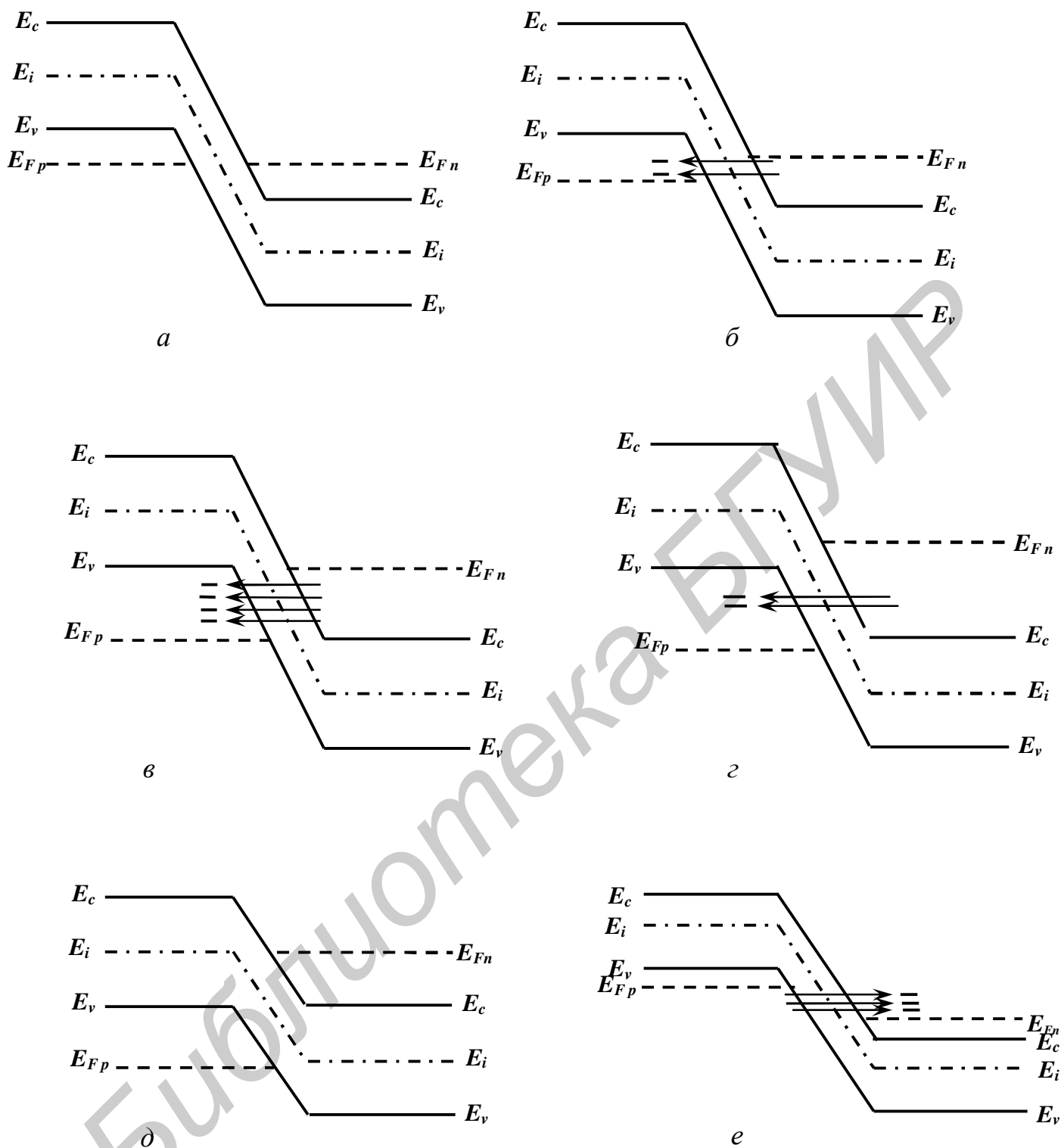


Рис. 3.1. Энергетические диаграммы туннельного диода:
a – при отсутствии напряжения; *б* – небольшое прямое напряжение;
в – напряжение пика; *г* – напряжение, соответствующее отрицательной
дифференциальной проводимости; *д* – напряжение впадины;
е – обратное напряжение

При прямом напряжении на диоде, при котором энергетические щели $E_{Fn} - E_c$ зоны проводимости и $E_v - E_{Fp}$ валентной зоны полностью перекрываются (рис. 3.1, в), все электроны, находящиеся в щели $E_{Fn} - E_c$, находят в щели $E_v - E_{Fp}$ свободные места и течет максимальный туннельный ток.

При дальнейшем увеличении прямого напряжения на диоде туннельный ток через диод будет уменьшаться, так как из-за смещения энергетических диаграмм будет уменьшаться количество электронов, способных туннелировать из зоны проводимости n -области в валентную зону p -области (рис. 3.1, г).

Туннельный ток зона-зона через диод окажется равным нулю при некотором еще большем прямом напряжении, когда из-за относительного смещения энергетических зонных диаграмм p - и n -областей для свободных электронов n -области не будет свободных энергетических уровней в области (рис. 3.1, д). Однако при этом через диод может проходить небольшой инжекционный ток из-за снижения потенциального барьера и ток туннелирования по ловушечным состояниям (рис. 3.2).

С дальнейшим увеличением прямого напряжения в связи с уменьшением высоты потенциального барьера прямой ток через барьер будет возрастать, как в обычных выпрямительных диодах (инжекционная ветвь).

При обратном напряжении на туннельном диоде снова возникают условия для туннелирования электронов (рис. 3.1, е). Только теперь электроны туннелируют из валентной зоны p -области в зону проводимости n -области. Возникающий при этом обратный ток будет расти с увеличением обратного напряжения по абсолютному значению. Таким образом, туннельный диод обладает относительно высокой проводимостью при обратном смещении. Можно считать, что у туннельного диода при очень малых обратных напряжениях происходит туннельный пробой.

Таким образом, туннельный диод обладает отрицательной дифференциальной проводимостью (отрицательным дифференциальным сопротивлением) в некотором диапазоне прямых напряжений. А любой прибор с отрицательным дифференциальным сопротивлением может быть использован для генерации и усиления электромагнитных колебаний, а также в переключающих схемах.

Чтобы завершить анализ работы туннельного диода с привлечением энергетических зонных диаграмм, рассмотрим пути протекания туннельного тока при прямом напряжении, при котором туннельный ток зона-зона равен нулю.

На рис. 3.2 показаны пути, которые могут проходить электроны, туннелирующие через ловушечные состояния из зоны проводимости n -области в валентную зону p -области.

Туннельные диоды характеризуются специфическими параметрами, часть из которых можно определить из вольт-амперной характеристики (рис. 3.3).

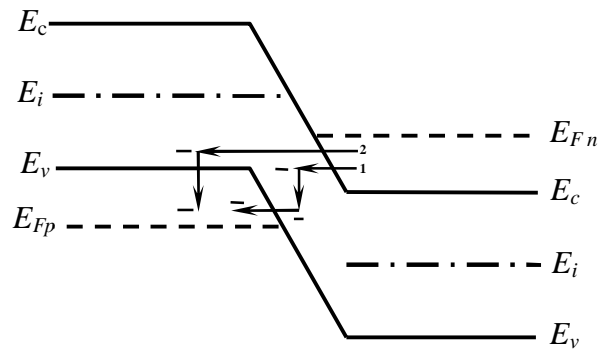


Рис. 3.2. Энергетическая зонная диаграмма туннельного диода:
1, 2 – возможные пути туннелирования

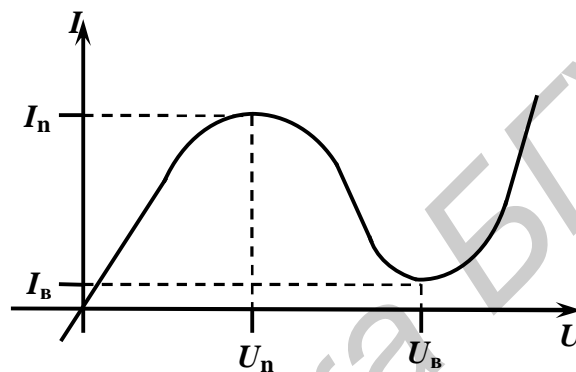


Рис. 3.3. Вольт-амперная характеристика туннельного диода

1. *Пиковый ток I_{Π}* – прямой ток в точке максимума вольт-амперной характеристики, при котором значение di/du равно нулю. Этот ток различен для туннельных диодов разного назначения. Величина его может быть от десятых долей миллиампера до сотен миллиампер.

2. *Ток впадины $I_{\text{в}}$* – прямой ток в точке минимума вольт-амперной характеристики, при котором значение di/du равно нулю.

3. *Отношение токов туннельного диода $I_{\Pi}/I_{\text{в}}$* – отношение пикового тока к току впадины. Для туннельных диодов из арсенида галлия $I_{\Pi}/I_{\text{в}} \geq 10$, для германиевых туннельных диодов $I_{\Pi}/I_{\text{в}} = 3 \dots 6$.

4. *Напряжение пика U_{Π}* – прямое напряжение, соответствующее пиковому току. Для туннельных диодов из арсенида галлия $U_{\Pi} = 100 \dots 150$ мВ, для германиевых $U_{\Pi} = 40 \dots 60$ мВ.

5. *Напряжение впадины $U_{\text{в}}$* – прямое напряжение, соответствующее току впадины. У туннельных диодов из арсенида галлия $U_{\text{в}} = 400 \dots 500$ мВ, у германиевых $U_{\text{в}} = 250 \dots 350$ мВ.

6. *Напряжение раствора $U_{\text{р}}$* – прямое напряжение, $U_{\text{в}} - U_{\Pi}$.

7. *Удельная емкость туннельного диода $C_{\text{д}}/I_{\Pi}$* – отношение емкости туннельного диода к пиковому току.

8. *Предельная резистивная частота* f_R – расчетная частота, на которой активная составляющая полного сопротивления последовательной цепи, состоящей из p - n -перехода и сопротивления потерь, обращается в нуль.

9. *Резонансная частота туннельного диода* f_0 – расчетная частота, на которой общее реактивное сопротивление p - n -перехода и индуктивности корпуса туннельного диода обращается в нуль.

Промышленность выпускает туннельные диоды из арсенида галлия и германия. Их вольт-амперные характеристики показаны на рис. 3.4, из которого видно, что чем больше ширина запрещенной зоны исходного полупроводника, тем при больших напряжениях наблюдается отрицательное дифференциальное сопротивление.

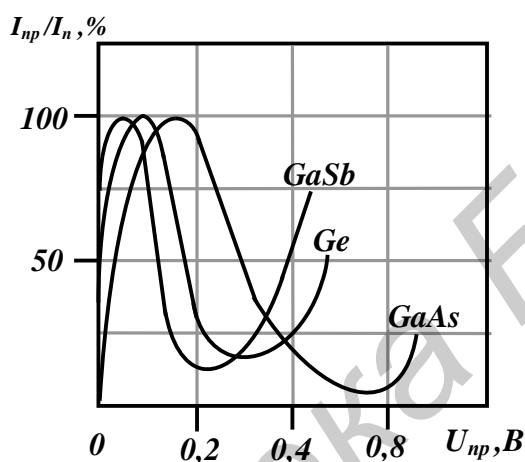


Рис. 3.4. Вольт-амперные характеристики туннельных диодов на основе Ge , $GaAs$ и $GaSb$

3.1.2. Зависимости тока туннельного диода от температуры

Изменение температуры может по-разному влиять на туннельную составляющую тока и на составляющую тока, связанную с инжекцией.

На температурную зависимость туннельной составляющей тока могут влиять следующие физические факторы.

1. С повышением температуры уменьшается ширина запрещенной зоны арсенида галлия и германия – основных исходных полупроводниковых материалов для туннельных диодов. Уменьшение ширины запрещенной зоны приводит к уменьшению толщины потенциального барьера, сквозь который туннелируют электроны, при этом вероятность туннелирования растет. Туннельная составляющая тока и, в частности, пиковый ток увеличиваются (рис. 3.5).

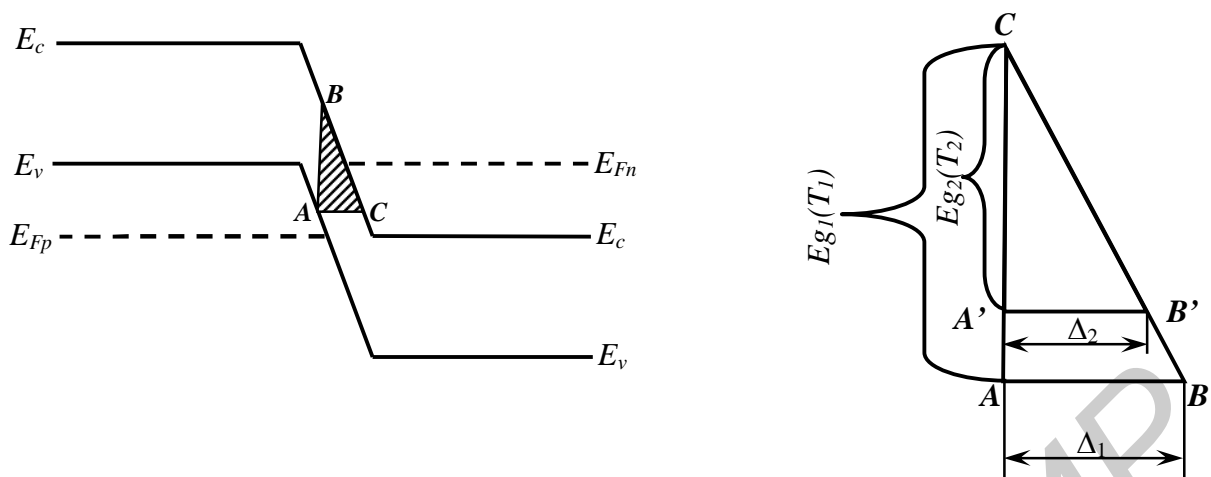


Рис. 3.5. Увеличение пикового тока туннельного диода при росте температуры

2. При увеличении температуры изменяется распределение электронов по энергетическим уровням – количество электронов под уровнем Ферми в зоне проводимости n -области уменьшается, так как часть свободных электронов переходит на более высокие энергетические уровни, а уровень Ферми смещается вниз. Поэтому уменьшается число электронов, которые могут туннелировать из n -области в p -область. Туннельная составляющая прямого тока уменьшается (рис. 3.6).

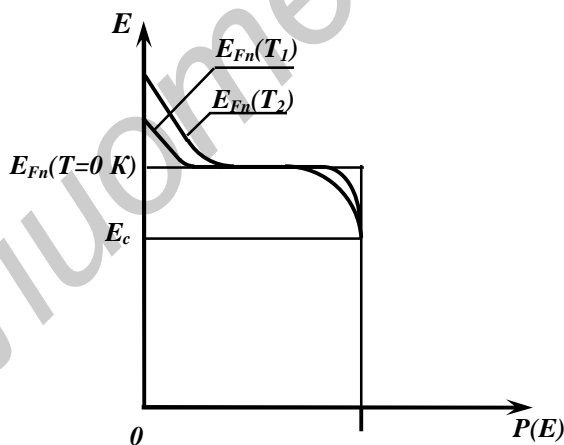


Рис. 3.6. Уменьшение пикового тока туннельного диода при росте температуры

Так как эти факторы действуют, как говорится, в разные стороны, то суммарное их влияние, во-первых, должно быть малым, а во-вторых, оно может привести как к увеличению, так и к уменьшению пикового тока туннельного диода с увеличением температуры.

Инжекционная составляющая тока туннельного диода растет с увеличением температуры по двум причинам, имеющим место и в выпрямительных

диодах – уменьшение потенциального барьера и перераспределение носителей заряда по энергетическим уровням. Поэтому у туннельного диода ток впадины растет с увеличением температуры.

3.1.3. Частотные свойства туннельных диодов

Механизм действия туннельных диодов связан с туннелированием электронов сквозь потенциальный барьер. Время, необходимое для завершения этого процесса, составляет $10^{-13} - 10^{-14}$ с. Эффекта накопления неосновных носителей в базе туннельных диодов практически нет, так как они используются при малых напряжениях, соответствующих падающему участку вольт-амперной характеристики (с отрицательным дифференциальным сопротивлением). Поэтому туннельные диоды способны работать на частотах до сотен гигагерц, что соответствует миллиметровому диапазону радиоволн. Верхний предел частотного диапазона работы туннельных диодов ограничен лишь паразитными реактивностями – собственной емкостью, основу которой составляет барьерная емкость электронно-дырочного перехода, и индуктивностью выводов и корпуса.

Для анализа и расчета параметров, характеризующих частотные свойства туннельных диодов, воспользуемся эквивалентной схемой туннельного диода для малого переменного сигнала при наличии постоянного напряжения, которое смещает рабочую точку на падающий участок вольт-амперной характеристики. Эквивалентная схема туннельного диода отличается от эквивалентной схемы обычного диода только тем, что здесь вместо активного сопротивления перехода введено отрицательное дифференциальное сопротивление r_- и учитывается индуктивность выводов L (рис. 3.7).

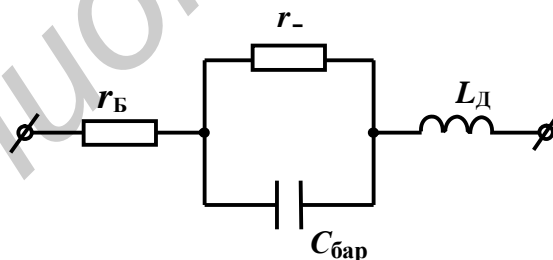


Рис. 3.7. Физическая эквивалентная схема туннельного диода

Полное сопротивление туннельного диода при малом синусоидальном напряжении

$$z = r_B + j\omega L + \frac{1}{g + j\omega C_{\bar{a}p}} = r_B + \frac{g}{g^2 + \omega^2 C_{\bar{a}p}^2} + j \left(\omega L - \frac{\omega C_{\bar{a}p}}{g^2 + \omega^2 C_{\bar{a}p}^2} \right), \quad (3.1)$$

где $g = 1/r_-$ – отрицательная дифференциальная проводимость туннельного диода.

Отрицательное дифференциальное сопротивление у туннельного диода будет существовать, если вещественная часть полного сопротивления будет меньше нуля, т.е. при

$$r_{\text{Б}} < \left| \frac{g}{g^2 + \omega^2 C_{\text{бар}}^2} \right|. \quad (3.2)$$

При большей частоте второе слагаемое в вещественной части (3.1) окажется меньше (по абсолютному значению) первого слагаемого. Это значит, что туннельный диод при больших частотах не будет обладать отрицательным дифференциальным сопротивлением. Определим *предельную резистивную частоту*, на которой активная составляющая полного сопротивления туннельного диода обращается в нуль, т.е. неравенство (3.2) обращается в равенство:

$$r_{\text{Б}} = \frac{g}{g^2 + \omega^2 R C_{\text{бар}}^2}.$$

Отсюда

$$\omega_R = \frac{1}{|r_{-}| C_{\text{бар}}} \sqrt{\frac{|r_{-}|}{r_{\text{Б}}} - 1}. \quad (3.3)$$

Из соотношения (3.3) видно, что предельная резистивная частота туннельного диода зависит от соотношения сопротивления базы диода и абсолютного значения отрицательного дифференциального сопротивления. Для нахождения экстремальных значений предельной резистивной частоты надо продифференцировать (3.3) по $|r_{-}|$ и приравнять полученное выражение нулю. Тогда получаем условие

$$|r_{-}| = 2r_{\text{Б}}, \quad (3.4)$$

при выполнении которого предельная резистивная частота будет максимальной. Связь ее с параметрами эквивалентной схемы можно получить, подставив (3.4) в (3.3). Тогда

$$f_R = \frac{1}{2p |r_{-}| C_{\text{бар}}}. \quad (3.5)$$

Усредненное отрицательное дифференциальное сопротивление можно представить в виде

$$|r_{-}| = \frac{DU}{DI} = \frac{U_{\text{В}} - U_{\text{П}}}{I_{\text{П}} - I_{\text{В}}} \approx \frac{\text{const}}{I_{\text{П}}}.$$

Если полученное соотношение подставить в (3.5), то

$$f_R \sim I_{\Pi} / C_{\text{бар}}.$$

Поэтому отношение емкости туннельного диода к пиковому току является одним из основных параметров туннельного диода, который характеризует его частотные свойства.

В туннельном диоде, имеющем паразитную индуктивность и емкость, при некоторой частоте могут возникнуть условия для резонанса, что нарушит нормальную работу схемы с туннельным диодом. Поэтому резонансная частота туннельного диода f_0 является еще одним параметром, характеризующим частотные свойства туннельного диода.

Резонансную частоту туннельного диода можно определить из соотношения (3.1) при условии равенства нулю мнимой части полного сопротивления диода:

$$w_0 L = \frac{w_0 C_{\text{бар}}}{g^2 + w_0^2 C_{\text{бар}}^2},$$

тогда

$$w_0 = \frac{1}{|r_-| C_{\text{бар}}} \sqrt{\frac{|r_-|^2 C_{\text{бар}}}{L}} - 1. \quad (3.6)$$

Туннельные диоды должны быть сконструированы так, чтобы резонансная частота была выше предельной резистивной частоты ($\omega_0 > \omega_R$), тогда возможные нежелательные резонансные явления возникают только на частотах, на которых туннельный диод уже не будет обладать отрицательным дифференциальным сопротивлением. Неравенство ($\omega_0 > \omega_R$) с учетом соотношений (3.6) и (3.3) преобразуем следующим образом: $L < r_B |r_-| C_{\text{бар}}$.

Следовательно, индуктивность эквивалентной схемы туннельного диода, которая определяется в основном индуктивностью внутренних и внешних выводов диода, должна быть по возможности малой. Поэтому внутренние и внешние выводы у туннельных диодов делают не из тонкой проволоки, а из плющенко или в виде мембран, пластин и т.п.

3.1.4. Обращенные диоды

Обращенным называют диод на основе полупроводника с критической концентрацией примесей, в котором проводимость при обратном напряжении вследствие туннельного эффекта значительно больше, чем при прямом напряжении.

При концентрациях примесей в p - и n -областях диода, меньших чем в туннельных диодах, но больших чем в обычных выпрямительных диодах, можно получить диод, энергетическая диаграмма которого показана на рис. 3.8, *a*. Уровень Ферми при такой средней концентрации примесей может быть расположен на потолке валентной зоны p -области и на дне зоны проводимости n -области диода, т.е. потолок валентной зоны p -области и дно зоны проводимости n -области при нулевом смещении на диоде находятся на одной высоте на энергетической диаграмме.

Обратная ветвь вольт-амперной характеристики обращенного диода аналогична обратной ветви вольт-амперной характеристики туннельного диода, так как при обратных напряжениях происходит туннелирование электронов из валентной зоны p -области в зону проводимости n -области. Поэтому обратные токи в обращенных диодах оказываются большими при ничтожно малых обратных напряжениях (десятки милливольт).

Прямая ветвь вольт-амперной характеристики обращенного диода аналогична прямой ветви вольт-амперной характеристики обычного выпрямительного диода, так как при прямых напряжениях на обращенном диоде прямой ток может быть образован только в результате инжекции носителей заряда через потенциальный барьер электронно-дырочного перехода. Но заметная инжекция может наблюдаться только при прямых напряжениях в несколько десятых долей вольта. При меньших напряжениях прямые токи в обращенных диодах оказываются меньше обратных (рис. 3.8, *b*).

Таким образом, обращенные диоды обладают выпрямляющим эффектом, но пропускное (проводящее) напряжение у них соответствует обратному включению, а запирающее (непроводящее) – прямому включению.

Из принципа действия обращенных диодов ясно, что они, во-первых, способны работать на очень малых сигналах. Во-вторых, должны обладать хорошими частотными свойствами, так как туннелирование – процесс малоинерционный, а эффекта накопления неосновных носителей при малых прямых напряжениях практически нет. Поэтому обращенные диоды можно использовать на СВЧ. В-третьих, из-за относительно большой концентрации примесей в прилегающих к электронно-дырочному переходу областях обращенные диоды оказываются малочувствительными к воздействию проникающей радиации.

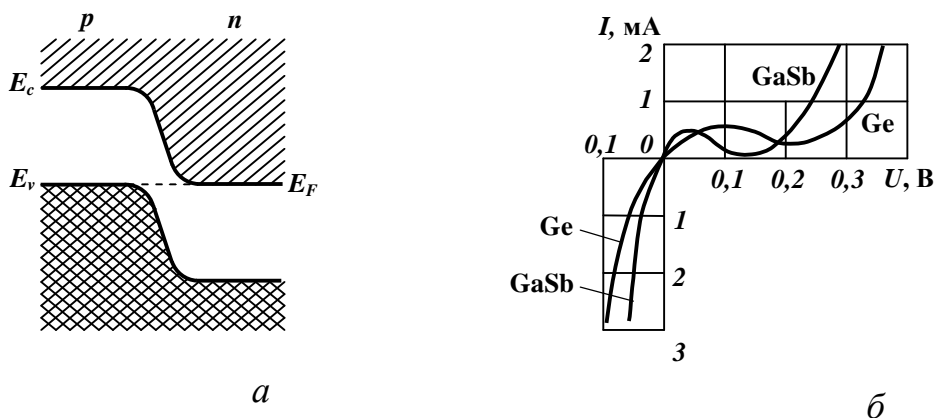


Рис. 3.8. Энергетическая диаграмма (а) и вольт-амперные характеристики (б) обращенных диодов

3.2. Параметрический диод (варикап)

3.2.1. Структура и принцип действия

Варикап – это полупроводниковый диод, в котором используется зависимость емкости от величины обратного напряжения и который предназначен для применения в качестве элемента с электрически управляемой емкостью.

Диод обладает барьерной и диффузионной емкостями. В качестве варикапов используют только диоды при обратном постоянном смещении, когда проявляется только барьерная емкость. Диффузионная емкость проявляется при прямом смещении диода, когда проводимость его велика и велики потери мощности из-за относительно больших активных токов через диод.

Зависимость емкости от напряжения смещения различна для варикапов, изготовленных методом диффузии примесей или методом эпитаксии. В варикапах с резким электронно-дырочным переходом зависимость барьерной емкости от напряжения смещения получается более резкая. Связано это с тем, что глубина проникновения электрического поля или его приращения в материал зависит от удельного сопротивления этого материала. В сплавном варикапе слой базы, прилегающие к переходу, легированы равномерно, а в диффузионном – при удалении от перехода концентрация нескомпенсированных примесей – увеличивается, т.е. уменьшается удельное сопротивление.

Поэтому для получения еще более резкой зависимости емкости варикапа от напряжения смещения необходимо создавать в базе варикапа аномальное распределение нескомпенсированных примесей с градиентом концентрации другого знака по сравнению со знаком градиента концентрации баз диффузионного диода (рис. 3.9, б).

Так же как в других диодах, сопротивление базы варикапа должно быть по возможности меньшим. Одновременно для большего пробивного напряже-

ния необходимо большое удельное сопротивление слоев базы, прилегающих к электронно-дырочному переходу. Таким образом, база варикапа должна состоять из двух слоев (см. рис. 3.9, *a*, *б*). Основная часть базы – подложка – должна быть низкоомной. Тонкий слой базы, прилегающий к переходу, должен быть высокоомным.

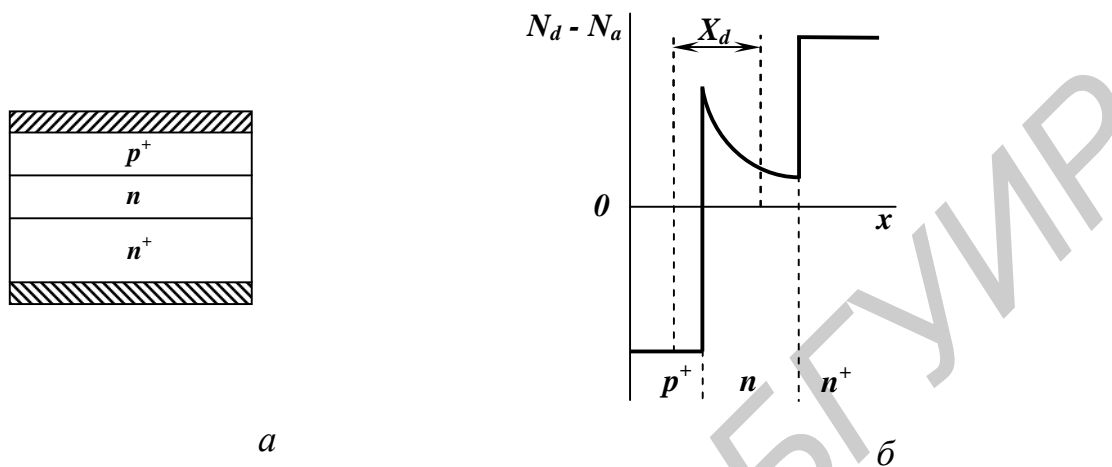


Рис. 3.9. Структура варикапа (*a*) и распределение в ней нескомпенсированных примесей (*б*)

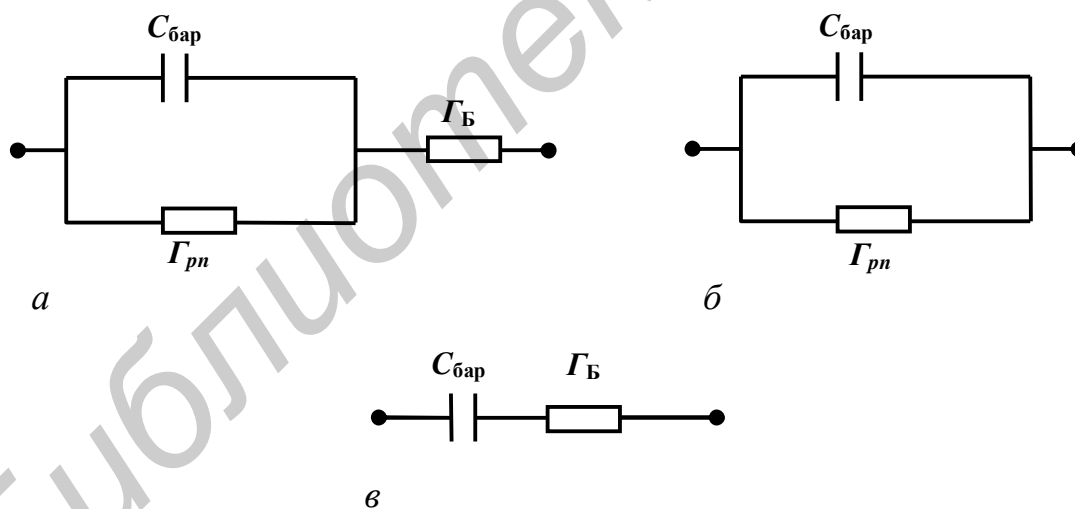


Рис. 3.10. Полная физическая эквивалентная схема варикапа (*a*), эквивалентная схема на низкой частоте (*б*) и эквивалентная схема на высокой частоте (*в*)

3.2.2. Основные параметры

1. *Емкость варикапа* C_v – емкость, измеренная между выводами варикапа при заданном обратном напряжении. Для различных варикапов емкость может быть от нескольких единиц до нескольких сотен пикофарад.

2. *Коэффициент перекрытия по емкости* K_c – отношение емкостей варикапа при двух заданных значениях обратных напряжений. Значение этого параметра составляет обычно несколько единиц.

3. *Добротность варикапа* Q – отношение реактивного сопротивления варикапа на заданной частоте переменного сигнала к сопротивлению потерь при заданном значении емкости или обратного напряжения. Добротность – это величина, обратная тангенсу угла диэлектрических потерь. Добротность варикапов измеряют обычно при тех же напряжениях смещения, что и емкость. Значение добротности – от нескольких десятков до нескольких сотен.

3.2.3. Частотные свойства

Изменение барьерной емкости при изменении напряжения на электронно-дырочном переходе, а также заряд и разряд этой емкости под действием изменяющегося напряжения обусловлен смещением основных носителей заряда в прилегающих к переходу областях. Постоянная времени этого процесса – время релаксации $t = \epsilon \epsilon_0 r$.

Приняв $r = 10^{-1}$ Ом·см и $\epsilon = 16$ (для германия), получаем $t = 1,4 \cdot 10^{-13}$ с. Значит инерционность процессов заряда и разряда барьерной емкости варикапа под действием изменяющегося напряжения может сказываться только на очень высоких частотах. Однако в варикапе (как и в любом другом полупроводниковом диоде) есть объемное сопротивление базы r_B и активное сопротивление электронно-дырочного перехода r_{pn} (рис. 3.10, а), которые могут привести к снижению добротности варикапа при высоких или низких частотах.

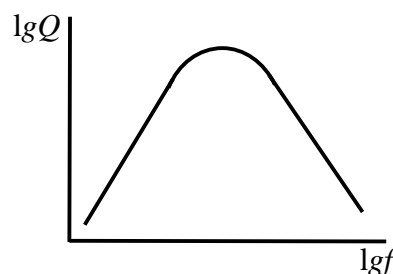


Рис. 3.11. Зависимость добротности варикапа от частоты

При низких частотах в эквивалентной схеме варикапа можно не учитывать малое сопротивление базы r_B по сравнению с большим емкостным сопротивлением барьерной емкости и большим активным сопротивлением перехода.

Таким образом, при низких частотах упрощенная эквивалентная схема варикапа представляет собой параллельное соединение барьерной емкости и сопротивления перехода (рис. 3.10, б). Для параллельной схемы замещения тангенс угла диэлектрических потерь равен

$$\operatorname{tg} d = \frac{1}{\omega r_{pn} C_{\text{бар}}},$$

добротность –

$$Q_{\text{НЧ}} = \omega r_{pn} C_{\text{бар}} = 2p f r_{pn} C_{\text{бар}}. \quad (3.7)$$

Следовательно, добротность варикапа при низких частотах растет с увеличением частоты, так как изменяется соотношение между реактивной и активной проводимостями варикапа (рис. 3.11).

Таким образом, варикапы, применяемые на очень низких частотах, должны иметь высокие значения произведения дифференциального сопротивления электронно-дырочного перехода на величину барьерной емкости $r_{pn} C_{\text{бар}}$. Величина этого произведения не зависит от площади перехода, так как барьерная емкость пропорциональна, а дифференциальное сопротивление обратно пропорционально площади электронно-дырочного перехода. Ясно, что величина дифференциального сопротивления электронно-дырочного перехода будет больше, если значения плотности постоянных обратных токов будут меньше. Поэтому для изготовления низкочастотных варикапов целесообразно использовать полупроводниковые материалы с большой шириной запрещенной зоны (кремний, арсенид галлия и т.д.).

При высоких частотах в эквивалентной схеме варикапа можно не учитывать большое активное сопротивление перехода по сравнению с малым (при высокой частоте) параллельно включенным емкостным сопротивлением барьерной емкости. Но при этом нельзя пренебрегать сопротивлением базы, которое может оказаться сравнимым с емкостным сопротивлением барьерной емкости. Таким образом, при высоких частотах упрощенная эквивалентная схема варикапа представляет собой последовательное соединение барьерной емкости и сопротивления базы (рис. 3.10, в). Для последовательной схемы замещения тангенс угла диэлектрических потерь составляет

$$\operatorname{tg} d = \omega C_{\text{бар}} r_{\text{Б}} \quad Q = \frac{1}{\omega C_{\text{бар}}}, \quad (3.8)$$

где $r_{\text{Б}} = r \cdot l / S$.

Следовательно, добротность варикапа при высоких частотах уменьшается с увеличением частоты, так как уменьшается отношение реактивного сопротивления варикапа к сопротивлению потерь.

Варикапы в основном применяют на высоких и сверхвысоких частотах. Поэтому определение одного из основных параметров варикапа – добротности – соответствует именно последовательной схеме замещения.

Таким образом, варикапы, применяемые на высоких и сверхвысоких частотах, должны иметь малые значения дифференциального сопротивления базы r_B . В рабочем диапазоне постоянных смещений варикапа, т.е. при обратных напряжениях сопротивление базы можно считать неизменным. Тогда дифференциальное сопротивление базы равно статическому, и из формулы (3.8) следует, что уменьшить сопротивление базы варикапа можно путем выбора исходного полупроводникового материала с большой подвижностью носителей заряда (арсенид галлия, германий с электропроводностью n -типа и т.д.).

Уменьшить сопротивление базы варикапа путем увеличения концентрации носителей заряда нецелесообразно, так как при увеличении концентрации носителей заряда будет уменьшаться подвижность носителей заряда и пробивное напряжение варикапа.

Для уменьшения сопротивления базы без уменьшения пробивного напряжения базу варикапа делают двухслойной (см. рис. 3.9). При этом низкоомный 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.

3.3. Приборы на пролетных эффектах

3.3.1. Общие сведения

Принцип работы лавинно-пролетных диодов (ЛПД) основан на возникновении отрицательного сопротивления в диапазоне сверхвысоких частот, которое обусловлено процессами лавинного умножения носителей и их пролета через полупроводниковую структуру. Появление отрицательного сопротивления связано с временным запаздыванием этих двух процессов, приводящим к фазовому сдвигу между током и напряжением. Лавинное запаздывание появляется за счет конечного времени нарастания лавинного тока, а пролетное запаздывание – за счет конечного времени прохождения носителями области дрейфа. Сопротивление диода отрицательно на некоторой частоте, если сумма этих времен равна полупериоду колебания.

Возникающее за счет пролетных эффектов в полупроводниковых диодах отрицательное сопротивление впервые изучил в 1954 г. Шокли, который считал, что двухконтактные приборы из-за структурной простоты обладают потенциальными преимуществами по сравнению с трехконтактными транзисторами. В 1958 г. Рид предложил конструкцию высокочастотного полупроводникового диода, в котором область лавинного умножения расположена на одном конце

относительно высокоомного слоя, служащего дрейфовым пролетным пространством для генерируемых носителей заряда (т.е. $p^+ - n - i - n^+$ или $n^+ - p - i - p^+$). Результаты малосигнальной теории подтвердили, что отрицательное сопротивление, обусловленное лавинно-пролетным эффектом, может возникать в обычном диоде с $p - n$ -переходом или контакте металл–полупроводник с произвольным профилем распределения примеси.

В настоящее время лавинно-пролетный диод является одним из самых мощных твердотельных источников СВЧ-излучения. ЛПД могут генерировать в непрерывном режиме наибольшую мощность в диапазоне частот, соответствующих миллиметровым длинам волн (т.е. свыше 30 ГГц). Однако следует сказать о трудностях, с которыми сталкиваются при работе ЛПД по внешней цепи: 1) высокий уровень шума; 2) необходимость тщательного расчета цепей (чтобы избежать расстройки или даже перегорания диода, поскольку реактивность большая и сильно зависит от амплитуды осцилляций).

Другим прибором на пролетном эффекте является инжекционно-пролетный диод (ИПД), название которого указывает на механизмы, лежащие в основе его работы. Поскольку в ИПД нет запаздывания, связанного с конечным временем нарастания лавины, предполагается, что эти приборы будут генерировать меньшие мощности при более низких КПД по сравнению с лавинно-пролетными диодами. С другой стороны, шум, связанный с инжекцией носителей заряда через барьер, меньше лавинного шума ЛПД. Низкий уровень шума и хорошая стабильность позволяют применять ИПД в качестве гетеродина. Инжекционно-пролетные диоды обладают большей мощностью и меньшей величиной минимального обнаружимого сигнала, чем ЛПД или приборы на эффекте междолинного перехода электронов при их использовании в качестве доплеровских детекторов. Родственным инжекционно-пролетному диоду является двухскоростной пролетный диод (ДСПД), в котором скорость носителей у одного контакта значительно меньше, чем у другого. До сих пор не было сообщений об экспериментальном наблюдении СВЧ-генерации в ДСПД. Тем не менее, согласно теоретическим оценкам, эти приборы будут иметь более высокие КПД по сравнению с инжекционно-пролетными диодами, поскольку в ДСПД есть дополнительное запаздывание на время пролета области, в которой скорость носителей относительно низка.

Родственным ЛПД прибором является также пролетный диод с захваченным объемным зарядом лавины TRAPATT. Рабочая частота этого прибора намного меньше пролетной, а КПД значительно выше, чем у ЛПД. В результате теоретических исследований было установлено, что при работе в режиме большого сигнала лавинный процесс начинается в области высокого поля, а затем быстро распространяется на весь образец, в результате чего последний заполняется высокопроводящей электронно-дырочной плазмой, пространственный заряд которой снижает напряжение на диоде до очень малых величин. Так как плазма не может быть быстро выведена из прибора, этот режим работы назван режимом с захваченным объемным зарядом лавины. Пролетные диоды с захва-

ченным объемным зарядом лавины применяется в импульсных передатчиках и в радарах с фазными решетками.

3.3.2. Лавинно-пролетный диод

Основными представителями семейства лавинно-пролетных диодов являются диод Рида (рис. 3.12), асимметричный резкий p - n -переход, симметричный p - n -переход (диод с двумя дрейфовыми областями), диод с трехслойной

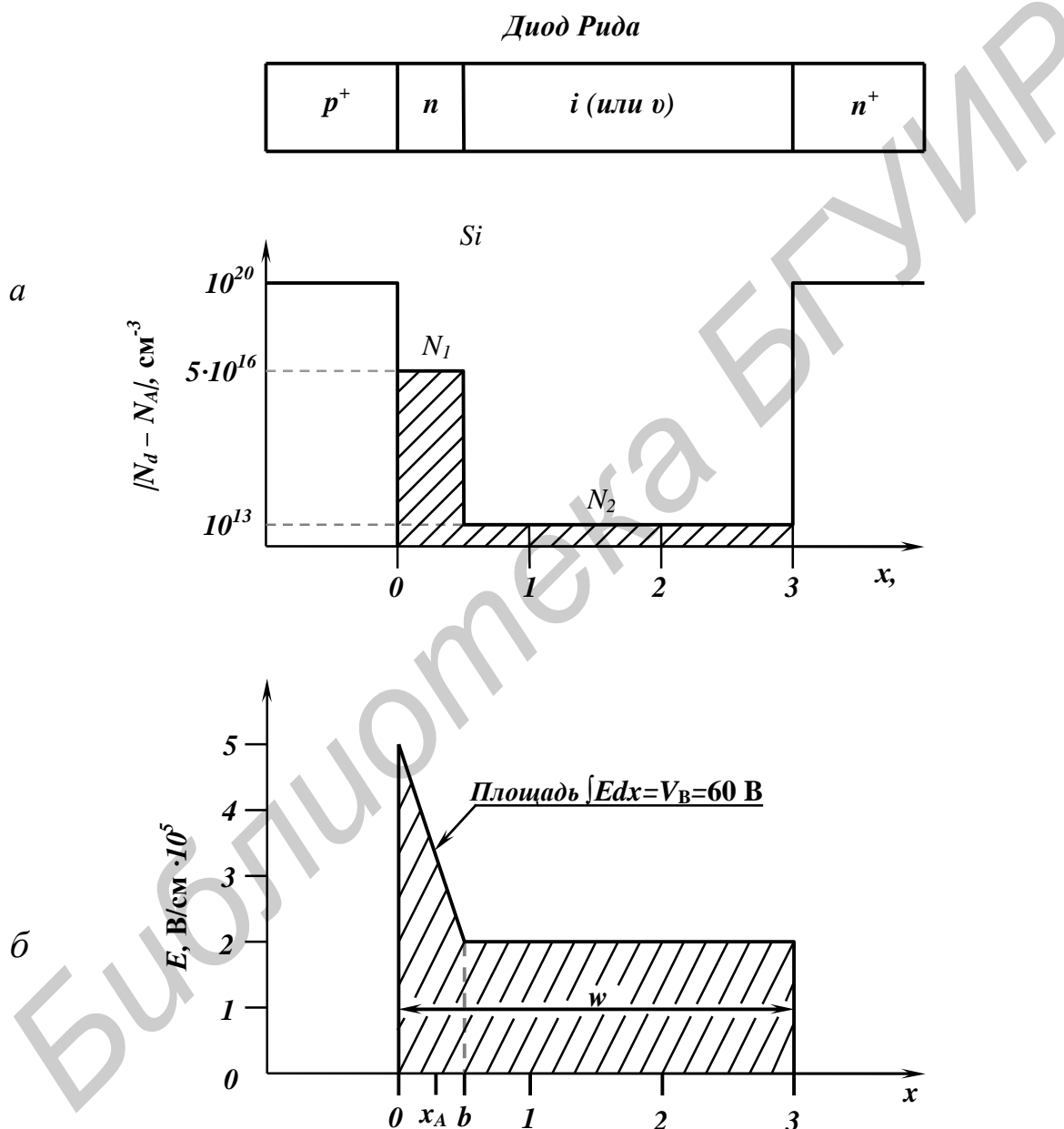


Рис. 3.12. Распределение примесей (а), напряженности электрического поля (б) при пробое в p^+ - n - i - n^+ -диоде Рида

базой (модифицированный диод Рида) и $p-i-n$ -диод. Ниже рассмотрены статические характеристики этих диодов (распределение электрического поля, напряжение пробоя и эффекты пространственного заряда).

На рис. 3.12 приведены распределения примесей электрического поля в идеализированном диоде Рида ($p^+-n-i-n^+$ - или $n^+-p-i-p^+$ -диоде) при пробое. Эффективный коэффициент ударной ионизации равен

$$\langle a \rangle \equiv a_n \exp \left[- \int_x^W (a_n - a_p) dx' \right], \quad (3.9)$$

где a_n и a_p – коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок соответственно, W – ширина обедненной области.

Условие лавинного пробоя можно записать в виде

$$\int_0^W \langle a \rangle dx = 1.$$

Из-за сильной зависимости коэффициентов ударной ионизации от напряженности электрического поля область лавинного умножения сильно локализована, т.е. практически весь процесс умножения носителей происходит в узком слое высокого поля от 0 до x_A , где x_A – ширина области умножения. Падение напряжения на области умножения обозначим V_A . Оптимальная плотность тока и максимальный КПД лавинно-пролетных диодов сильно зависят как от x_A , так и от V_A . Слой вне области умножения ($x_A \leq x \leq W$) называется областью дрейфа.

Существуют два предельных случая распределения примеси в диодах Рида. Если отсутствует область с концентрацией примеси N_2 , то это – резкий p^+-n -переход. Если же отсутствует область с концентрацией N_1 , то диод Рида выражается в $p-i-n$ -диод, который иногда называют диодом Мисавы. На рис. 3.13, а приведены статические характеристики диода с асимметричным резким $p-n$ -переходом. Область лавинного умножения сильно локализована. На рис. 3.13, б приведены характеристики кремниевого диода с симметричным резким $p-n$ -переходом. Область умножения расположена вблизи центра обедненной области. Небольшая асимметрия эффективного коэффициента ударной ионизации по отношению к точке, в которой напряженность электрического поля максимальна, связана с тем, что в кремнии a_n и a_p сильно различаются.

Если $a_n \cong a_p$, как это имеет место в GaP , эффективный коэффициент ионизации

$$\langle a \rangle = a_n = a_p$$

и область лавинного умножения симметрична по отношению к точке $x = 0$.

На рис. 3.13, *a* приведены статические характеристики модифицированной структуры Рида – диода с двухслойной базой, в котором концентрация N_2 существенно превышает соответствующую величину для диода Рида. Статические характеристики другой модификации – диода с трехслойной базой – приведены на рис. 3.13, *б*. В этом диоде «сгусток» заряда Q расположен в точке $x=b$. Поскольку достаточно высокая напряженность электрического поля остается постоянной между точками $x=0$ и $x=b$, то максимальное поле может быть меньше, чем в диоде с двухслойной базой. В p - i - n -диоде электрическое поле однородно во всей i -области при малых токах. В этом случае область лавинного умножения соответствует всей ширине слоя собственной концентрации.

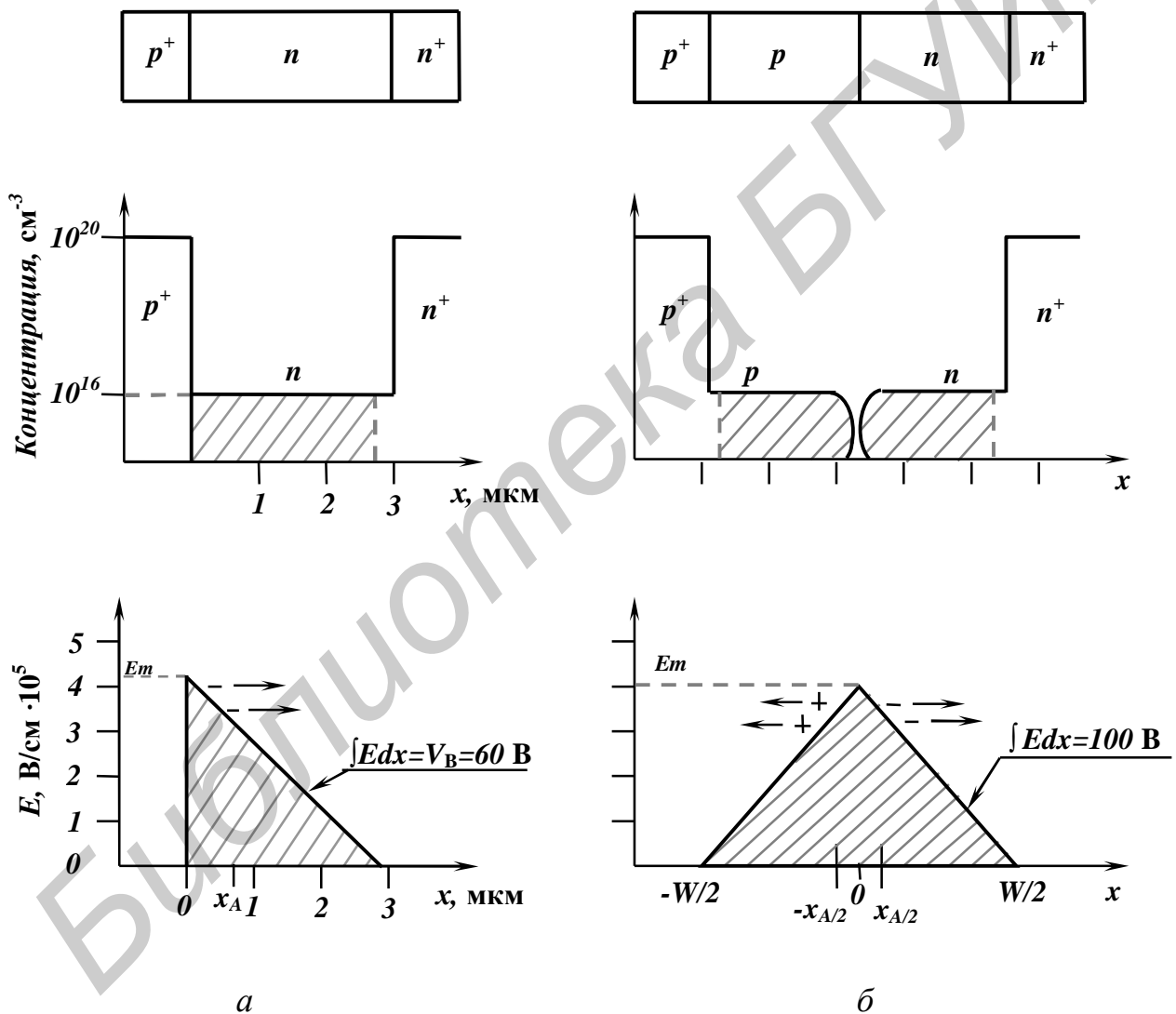


Рис. 3.13. Распределения примесей и напряженности электрического поля в диоде с асимметричным резким p^+ - n -переходом (диод с одной дрейфовой областью) (*a*) и в p^+ - p - n - n^+ -диоде с симметричным резким p - n -переходом (диод с двумя дрейфовыми областями) (*б*)

Напряжение пробоя для асимметричных резких p - n -переходов было рассмотрено в [1]. Можно воспользоваться этим методом для того, чтобы найти напряжения пробоя для других типов диодов. Для симметричных резких переходов (см. рис. 3.13, б) напряжение пробоя определяется равенством

$$U_{\text{пр}} = \frac{1}{2} E_{\text{max}} Xd = \frac{ee_0 E_{\text{max}}^2}{qN_B}, \quad (3.10)$$

где E_{max} – величина максимальной напряженности электрического поля при $x=0$. На рис. 3.15 приведены максимальные напряженности электрического поля при пробое в симметричных и асимметричных p - n -переходах из кремния и арсенида галлия с ориентацией (100). Если известна концентрация примеси, то напряжение пробоя можно найти из равенства (3.10), пользуясь графиками, приведенными на рис. 3.15. Обратное напряжение при пробое равно

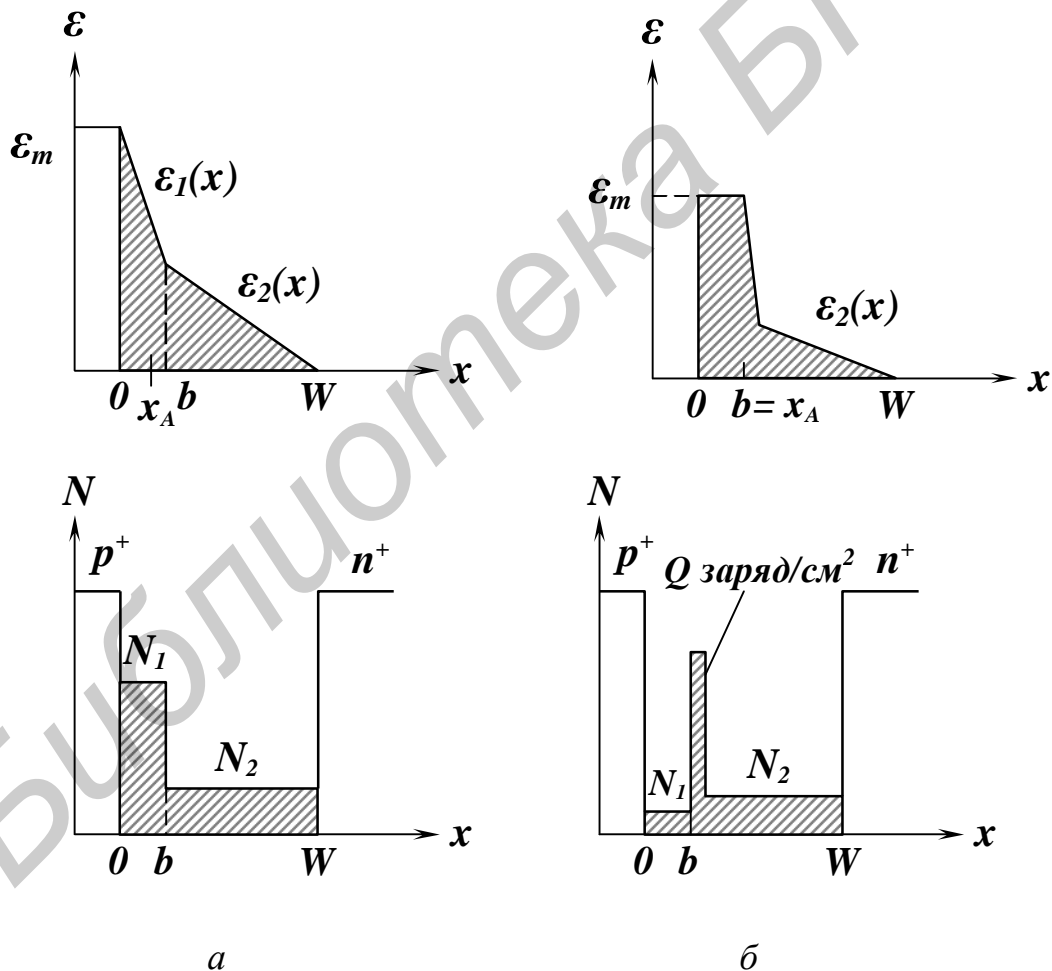


Рис. 3.14. Распределения примесей и напряженности электрического поля в модифицированных диодах Рида: с двухслойной базой (а) и трехслойной базой (б)

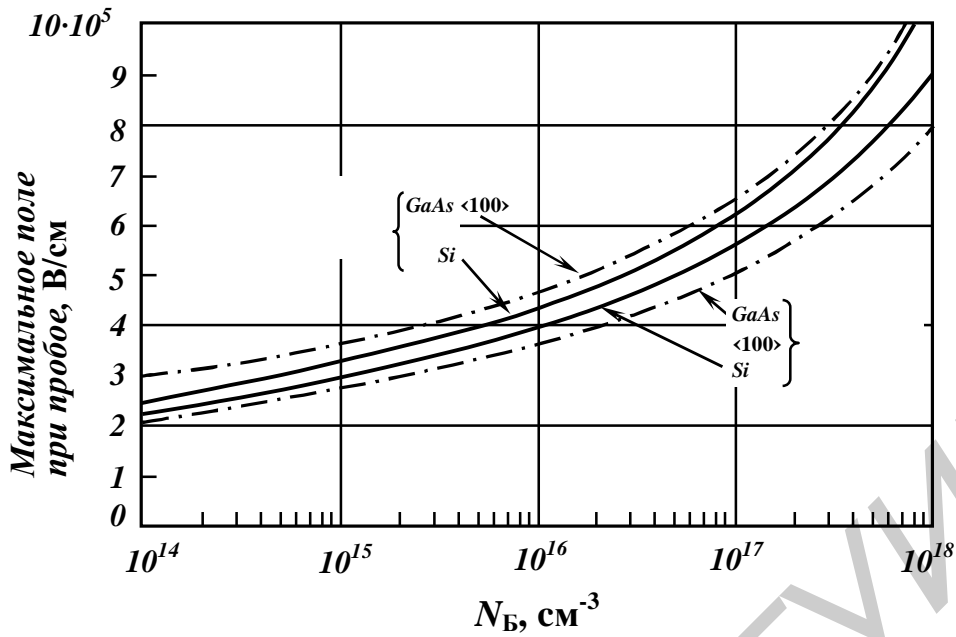


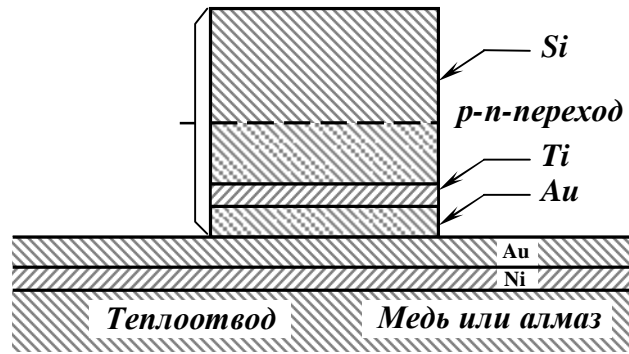
Рис. 3.15. Максимальная напряженность электрического поля при пробое как функция концентрации для асимметричных и симметричных резких переходов из *Si* и *GaAs*

$(U_{\text{пр}} - j_k)$, где j_k – контактная разность потенциалов, причем $\varphi_k = (2KT/q)I_n(N_B/n_i)$ в случае симметричных резких переходов (в работающих ЛПД величиной j_k можно пренебрегать). Напряжение пробоя и ширина обедненной области в диоде Рида и диоде с двухслойной базой определяются следующими равенствами:

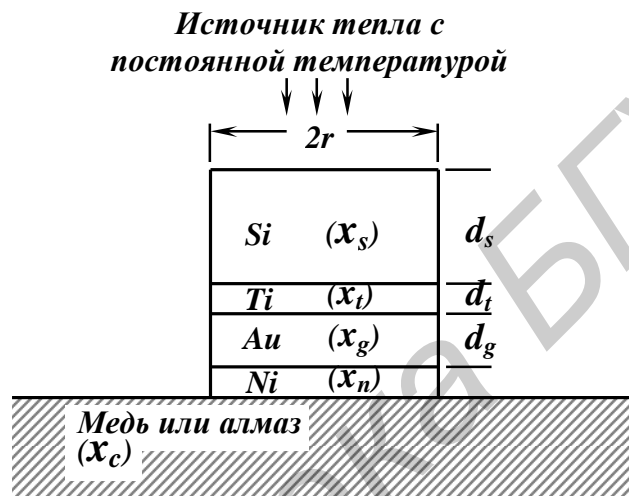
$$U_{\text{пр}} = \left(E_{\text{max}} - \frac{qN_1 b}{2} \right) b - \frac{1}{2} \left(E_{\text{max}} - \frac{qN_1 b}{ee_0} \right) (W - b), \quad (3.11)$$

$$W = \frac{\epsilon\epsilon_0 \cdot E_{\text{max}}}{qN_2} - b \left(\frac{N_1}{N_2} - 1 \right) \quad (3.12)$$

Ширина обедненной области в диоде Рида ограничена толщиной эпитаксиального слоя, которая меньше величины, вычисленной с помощью равенства (3.12). Максимальная напряженность электрического поля при пробое в диоде Рида или диоде с двухслойной базой с точностью до 1 % совпадает с соответствующей величиной для асимметричного резкого *p-n*-перехода с такой же концентрацией примеси N_1 при условии, что ширина области лавинного умножения $x_A < b$. Следовательно, напряжение пробоя можно найти из равенства (3.11) и (3.12), используя величину максимальной напряженности электрического поля из графиков, приведенных на рис. 3.16.



a



б

Рис. 3.16. Диод, смонтированный на медном теплоотводе, с металлическими слоями, используемыми для термокомпрессионного соединения золото–золото (*a*), упрощенная структура диода и теплоотвода (*б*)

При низких частотах характеристики ЛПД в непрерывном режиме генерации ограничены в первую очередь температурным фактором, т.е. мощностью, которая может быть рассеяна в виде тепла в полупроводниковом кристалле. Типичный способ монтажа прибора показан на рис. 3.16, *a*. Упрощенная структура диода и теплоотвода изображена на рисунке 3.16, *б*. Полное тепловое сопротивление для кругового источника тепла радиусом r на глубине d_s в кремнии равно

$$R_T = R_s + R_t + R_g + R_n + R_c = \frac{1}{A} \left(\frac{d_s}{x_s} + \frac{d_t}{x_t} + \frac{d_g}{x_g} + \frac{d_n}{x_n} \right) + \frac{1}{4px_c}. \quad (3.13)$$

Символы поясняются рис. 3.16, *б*. Последнее слагаемое равно тепловому сопротивлению теплоотвода, занимающему бесконечное пространство. Предполагается, что теплопроводность алмаза при 300 К в 3 раза превышает соответ-

вующую величину для меди, а значение теплопроводности кремния соответствует максимальной рабочей температуре 500 К. Из таблицы видно, что алмазный теплоотвод уменьшает тепловое сопротивление приблизительно в 2 раза, а R_T убывает с ростом площади диода.

Теплопроводность и типичные значения толщин слоев различных материалов для диода, работающего в диапазоне частот 15... 18 ГГц при 300 К

Материал	Теплопроводность κ , Вт/см·К	Толщина d , мкм	d / κ $10^{-4} \text{см}^2 \text{К/Вт}$
Кремний	0,80	3,00	3,80
Титан	0,16	0,02	0,13
Золото	3,00	12,50	4,20
Никель	0,71	0,20	0,28
Медь	3,90	-	-
Алмаз	20,00	-	-

Мощность P , рассеянная в виде тепла в диоде, должна быть равна мощности, которая может быть передана в теплоотвод. Поэтому $P = \Delta T / R_T$, где ΔT – разность температур p - n -перехода и теплоотвода. Если реактивная проводимость $2\pi fC$, где $C = A\epsilon\epsilon_0/W$, остается постоянной, а основной вклад в тепловое сопротивление вносит полупроводник (в предположении, что $d_s \approx W$), то для заданной величины ΔT

$$Pf = \left(\frac{\Delta T}{R_T} \right) f \sim \left[\frac{DT}{1/A(W/x_s)} \right] \left(\frac{W}{A\epsilon\epsilon_0} \right) = \frac{x_s DT}{\epsilon\epsilon_0} = const. \quad (3.14)$$

В этих условиях величина генерируемой в непрерывном режиме мощности уменьшается пропорционально $1/f$.

3.3.3. Инжекционно-пролетные диоды

Инжекционно-пролетный диод (ИПД) принадлежит к семейству пролетных СВЧ-диодов. В основе его работы лежат два механизма: термоэмиссия (инжекция) и диффузия неосновных носителей через прямосмещенный барьер и пролет носителей через область дрейфа (что приводит к запаздыванию фазы на угол пролета $3\pi/2$). Обычно ИПД маломощны и имеют низкий КПД, однако отношение сигнал/шум лучше, чем у других диодов. ИПД используются чаще всего в качестве гетеродинов в СВЧ-приемниках.

Инжекционно-пролетный диод представляет собой два выпрямляющих контакта с общей базой, которая в рабочих условиях полностью обеднена носителями. Сначала рассмотрим протекание тока в таком диоде, а затем проведем анализ работы в режимах малого и большого сигналов.

Рассмотрим протекание электрического тока в симметричной структуре металл–полупроводник–металл (МПМ) с однородно легированным слоем полупроводника n -типа. На рис. 3.17, б–г приведены распределения объемного заряда, электрического поля и энергетическая диаграмма смещенного диода

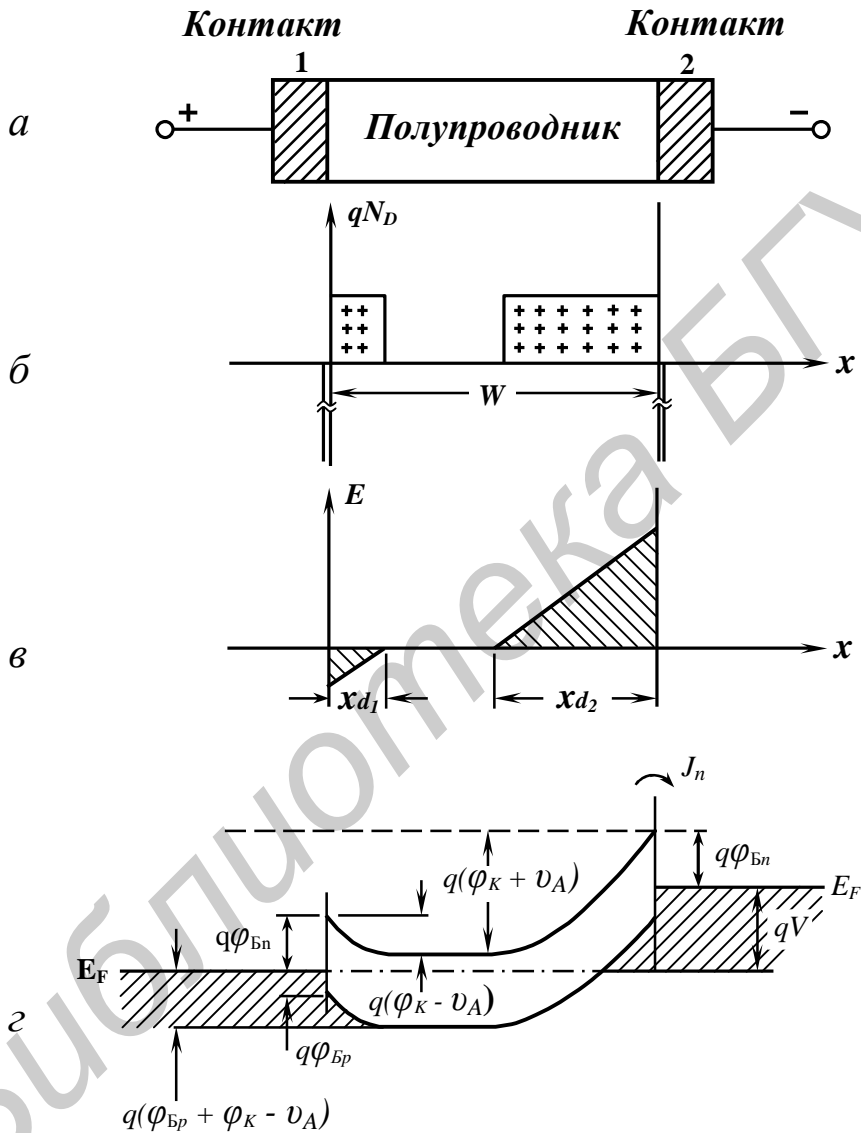


Рис. 3.17. Структура металл–полупроводник–металл (МПМ-структура):
 а – МПМ-структура с однородно легированным полупроводником n -типа;
 б – распределение пространственного заряда при малых смещениях диода;
 в – распределение поля;
 г – энергетическая диаграмма

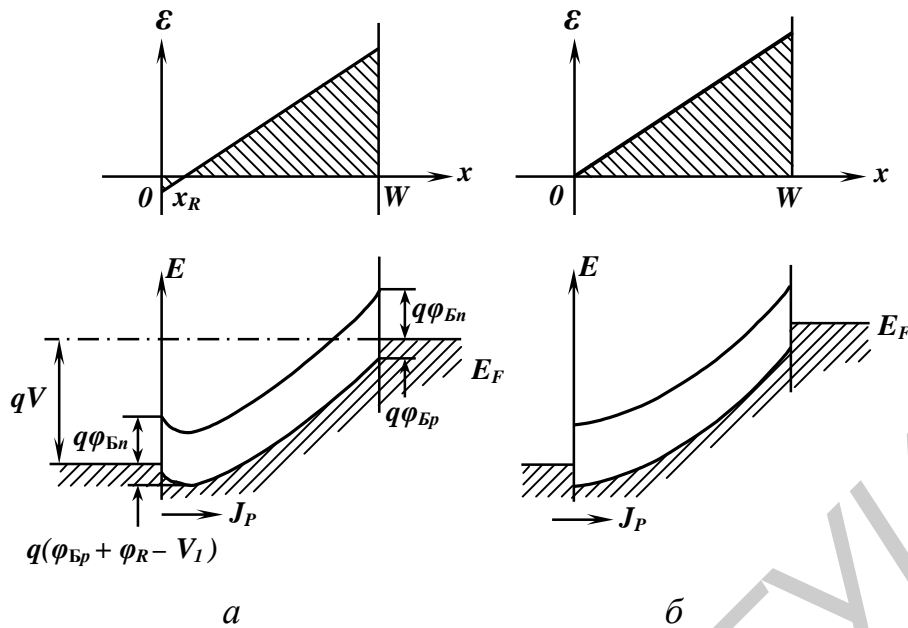


Рис. 3.18. Распределение электрического поля и энергетическая диаграмма МПМ-структуры при проколе (а) и в условиях плоских зон (б)

соответственно (меньшее положительное напряжение приложено к контакту 1, причем контакт 1 смещен в прямом направлении, а контакт 2 – в обратном). Ширина обедненных областей определяется следующими равенствами:

$$W_1 = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_d}(j_k - U_1)}, \quad (3.15)$$

$$W_2 = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_d}(j_k + U_2)}, \quad (3.16)$$

где W_1 и W_2 – ширина обедненных областей прямо- и обратносмещенных барьеров соответственно, N_d – концентрация ионизованной примеси и j_k – контактная разность потенциалов. В этих условиях полный ток равен сумме обратного тока насыщения диода Шоттки с высотой барьера j_B , генерационно-рекомбинационного тока и тока поверхностных утечек.

По мере увеличения напряжения в конце концов произойдет смыкание обедненной области контакта, смещенного в обратном направлении, с обедненной областью прямосмещенного контакта (рис. 3.18, а). Соответствующее напряжение называется напряжением смыкания (или напряжением прокола) $U_{см}$. Это напряжение можно найти, приравняв $Xd_1 + Xd_2 = W$ (где W – ширина n -области):

$$U_{см} = \frac{qN_d}{2\epsilon\epsilon_0} W^2 - W \left[\frac{2qN_d}{\epsilon\epsilon_0} (j_k - U_1) \right]^{1/2} \approx \frac{qN_d}{2\epsilon\epsilon_0} W^2 - W \left(\frac{2qN_d \cdot j_k}{\epsilon\epsilon_0} \right)^{1/2}. \quad (3.17)$$

При дальнейшем увеличении напряжения энергетические зоны на контакте 1 становятся плоскими. В этом случае электрическое поле при $x = 0$ равно нулю, а падение напряжения на первом контакте $U_1 = j_k$ (рис. 3.18, б). Соответствующее напряжение называется напряжением плоских зон $U_{пз}$:

$$U_{пз} \equiv \frac{qN_d W^2}{2\epsilon\epsilon_0}. \quad (3.18)$$

Зависимость напряжения плоских зон от концентрации примеси в кремниевых диодах с различной шириной базы приведена на рис. 3.19. Для заданной ширины базы максимальная величина $U_{пз}$ ограничена напряжением лавинного пробоя.

Величина постоянного смещения ИПД в условиях генерации СВЧ-мощности обычно лежит между $U_{см}$ и $U_{пз}$. В этом случае ($U_{см} < U < U_{пз}$) приложенное напряжение U связано с высотой барьера, смещенного в прямом направлении, следующим соотношением:

$$j_k - U_1 = (U_{пз} - U)^2 / 4U_{пз}. \quad (3.19)$$

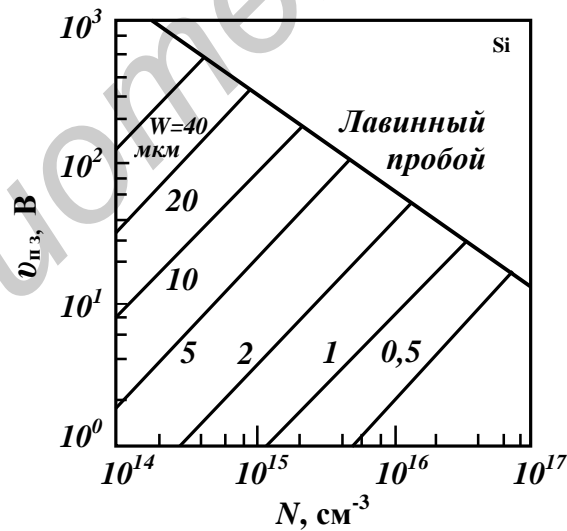


Рис. 3.19. Зависимость напряжения плоских зон от концентрации примеси в кремниевых диодах с различной шириной базы

Положение точки x_R , в которой происходит смыкание обедненных областей, определяется равенством

$$x_R / W = (U_{пз} - U) / 2U_{пз}. \quad (3.20)$$

После смыкания обедненных областей ток термически эмитированных через барьер $j_{Бр}$ дырок становится доминирующим:

$$J_p = A_p^* T^2 e^{-qj_{Бр}/KT} (j_{Бр} + j_{к})^{K_T} \left(e^{qU_1/KT} - 1 \right), \quad (3.21)$$

где A_p^* – эффективная постоянная Ричардсона. Из равенства (3.21) для $U \geq U_{см}$ получаем

$$J_p = A_p^* T^2 e^{-qj_{Бр}/KT} \exp \left[-\frac{q(U_{пз} - U)^2}{4RTU_{пз}} \right]. \quad (3.22)$$

Таким образом, после смыкания обедненных носителей областей зависимость тока от напряжения будет экспоненциальной.

Если ток настолько велик, что концентрация инжектированных носителей сравнивается с концентрацией ионизованной примеси, объемный заряд подвижных носителей влияет на распределение электрического поля в области дрейфа. Это явление называется эффектом ограничения объемным зарядом. Если дырки пересекают n -область со скоростью насыщения V_s , а ток $J > qV_s N_d$,

то уравнение Пуассона принимает вид

$$\frac{dE}{dx} = \frac{r}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} \left(N_d + \frac{J}{qV_s} \right) \approx \frac{J}{\epsilon \epsilon_0 V_s}. \quad (3.23)$$

Дважды проигнорировав это уравнение с граничными условиями $E = 0$, $U = 0$ при $x = 0$, получим

$$J = \left(\frac{2\epsilon \epsilon_0 V_s}{W^2} \right) U = qV_s N_d \left(\frac{U}{U_{пз}} \right). \quad (3.24)$$

Выражения для напряжений смыкания и плоских зон в $p^+ - n - p^+$ -диоде имеют такой же вид, как и для МПМ-структуры. Для усложненной $p^+ - i - n - \pi - p^+$ -структуры из аналогичных рассуждений можно получить величины $U_{см}$, $U_{пз}$, x_R и соотношения между приложенным напряжением и падением напряжения на смещенном в прямом направлении переходе.

Протекание тока через $p^+ - n - p^+$ -диод, в котором произошел прокол, определяется теми же механизмами, что и в МПМ-структуре. Единственным отличием является отсутствие в равенствах (3.21) и (3.22) множителя $\exp(-qj_{Бр}/KT)$ в случае инжекции носителей через смещенный в прямом направлении $p^+ - n$ -переход, т.е.

$$J = A^* T^2 \exp \left[-q(U_{пз} - U)^2 / 4KTU_{пз} \right] = J_{пз} \exp \left[-\frac{q(U_{пз} - U)^2}{4KTU_{пз}} \right]. \quad (3.25)$$

Высота барьера в структуре $PtSi - Si$ равна 0,2 эВ. Следовательно, при температуре 300 К и заданном напряжении, превышающем напряжение смыкания, ток $p^+ - n - p^+$ -диода будет приблизительно в 3000 раз больше тока МПМ-структуры. При комнатной температуре $J_{пз} (\equiv A * T^2)$ составляет $\sim 10^7 \text{ A/cm}^2$. Поэтому в обычных рабочих условиях эффект ограничения объемным зарядом становится существенным при токах, значительно меньших $J_{пз}$.

Типичная вольт-амперная характеристика кремниевого $p^+ - n - p^+$ -диода с концентрацией примеси $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и шириной базы 8,5 мкм приведена на рис. 3.20. Напряжение плоских зон равно 29 В, а напряжение смыкания составляет ~ 21 В. Отметим, что сначала ток возрастает экспоненциально, а затем линейно с напряжением.

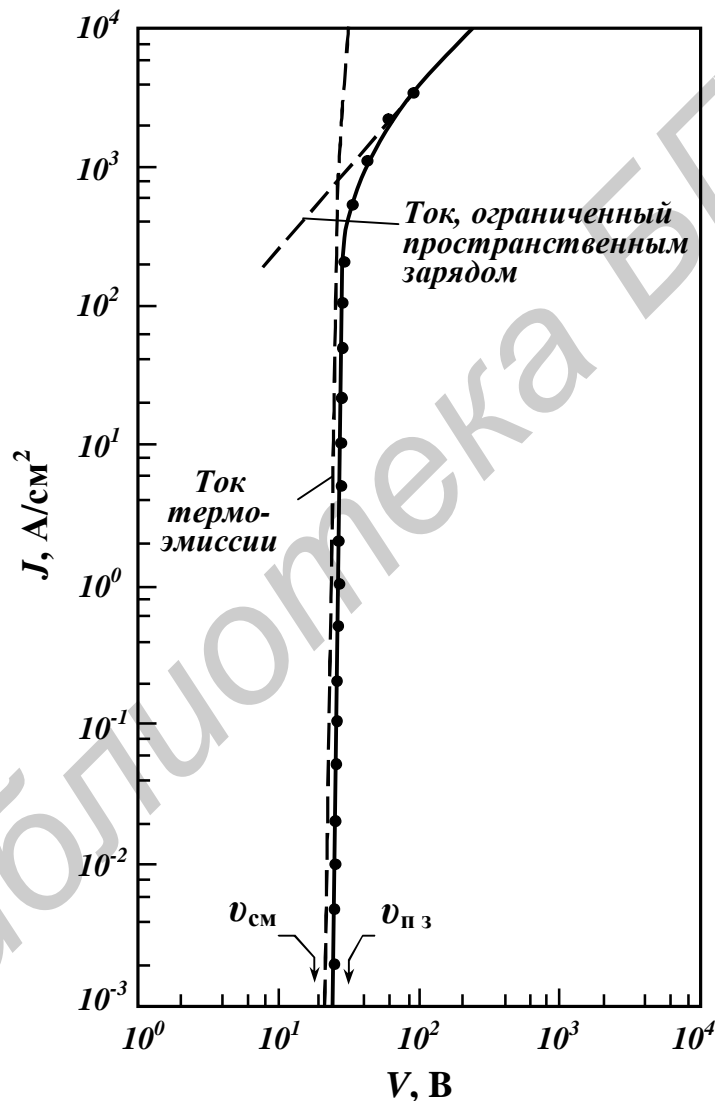


Рис. 3.20. Вольт-амперная характеристика кремниевого $p^+ - n - p^+$ -диода в условиях работы с проколом:

- — — теоретическая
- экспериментальная

Для эффективной работы ИПД необходимо контролировать величину инжектированного заряда. Поэтому ток должен резко возрастать с увеличением напряжения. Линейная вольт-амперная зависимость, связанная с эффектом ограничения объемным зарядом, будет ухудшать характеристики прибора. Обычно оптимальная плотность тока значительно меньше $J = qV_s N_d$.

Описанный выше диод со смыканием обедненных областей (который также называют диодом с проколом) используется в качестве быстродействующего ограничителя напряжения, поскольку ток в таком диоде резко возрастает, как только напряжение превысит напряжение смыкания. Эффект накопления заряда практически отсутствует; кроме того, диод обладает хорошей температурной стабильностью. Были созданы диоды со смыканием с рабочим напряжением ~1,5 В, причем характеристики были сравнимы и даже лучше, чем характеристики зинеровского диода, в котором используются явления лавинного пробоя или туннелирования (при больших напряжениях – лавинный пробой, при малых – туннелирование).

3.4. Диод Шоттки

3.4.1. Общие сведения

Контакты металл–полупроводник получили наибольшее распространение на практике. Это связано с двумя их характерными особенностями.

1. В связи с тем, что металл и полупроводник обладают различными электрофизическими свойствами (e, E_q, qX), контакт между ними в отличие от p - n -перехода может быть как выпрямляющим, так и невыпрямляющим – омическим.

2. Проводимость в контактах металл–полупроводник осуществляется носителями одного знака (монополярная проводимость). В результате предел применимости их по частоте выше, чем для p - n -переходов.

Выпрямляющие контакты используются для изготовления диодов (диоды Шоттки), способных выполнять различные функции в широком диапазоне частот, а с помощью невыпрямляющих контактов осуществляется подключение приборов на твердом теле к внешней электрической цепи. Различные свойства указанных контактов зависят от соотношения между работами выхода из металла qj_{me} и полупроводника $qj_{мп}$.

На рис. 3.21 построена энергетическая диаграмма для выпрямляющего контакта металл–электронный полупроводник, когда $qj_{me} > qj_{мп}$. После осуществления плотного контакта между полупроводником и металлом начнется интенсивный обмен электронами, при этом преимущественный поток будет направлен из полупроводника в металл. В результате поверхность металла будет заряжаться отрицательно, а поверхность полупроводника – положительно и между металлом и полупроводником возникает контактная разность потенциа-

лов j_k , которая стремится уравновесить встречные потоки электронов. За счет возникновения контактной разности потенциалов уровень Ферми в полупроводнике опустится и при плотном контакте совпадет с уровнем Ферми в металле.

Появление контактной разности потенциалов эквивалентно увеличению работы выхода из полупроводника в металл на величину j_k . Поэтому величина ϕ_k , соответствующая равновесному состоянию, определяется как разность термодинамических работ выхода, т.е. $j_k = qj_{\text{ме}} - qj_{\text{шп}}$. В рассматриваемом примере в поверхностном слое полупроводника шириной X_d образуется обедненный слой с повышенным сопротивлением, в котором мало электронов, а положительный заряд обусловлен наличием ионизированных атомов доноров. Малая концентрация электронов вблизи контакта характеризуется увеличением расстояния между уровнем Ферми E_F и дном зоны проводимости $E_c(x)$. Поэтому в соответствии с этим правилом для обедненного контакта границы энергетических зон полупроводника на рис. 3.21 изгибаются «вверх».

Искривление энергетических зон так же, как в p - n -переходе, свидетельствует о наличии электрического поля вблизи поверхности полупроводника. Это поле не может повлиять на ширину запрещенной зоны E_g и внешнюю работу выхода qX (средство к электрону), поскольку даже при малой глубине проникновения $X_d \sim 10^6$ см величина этого поля не превышает $\sim 10^6$ В/см · см.

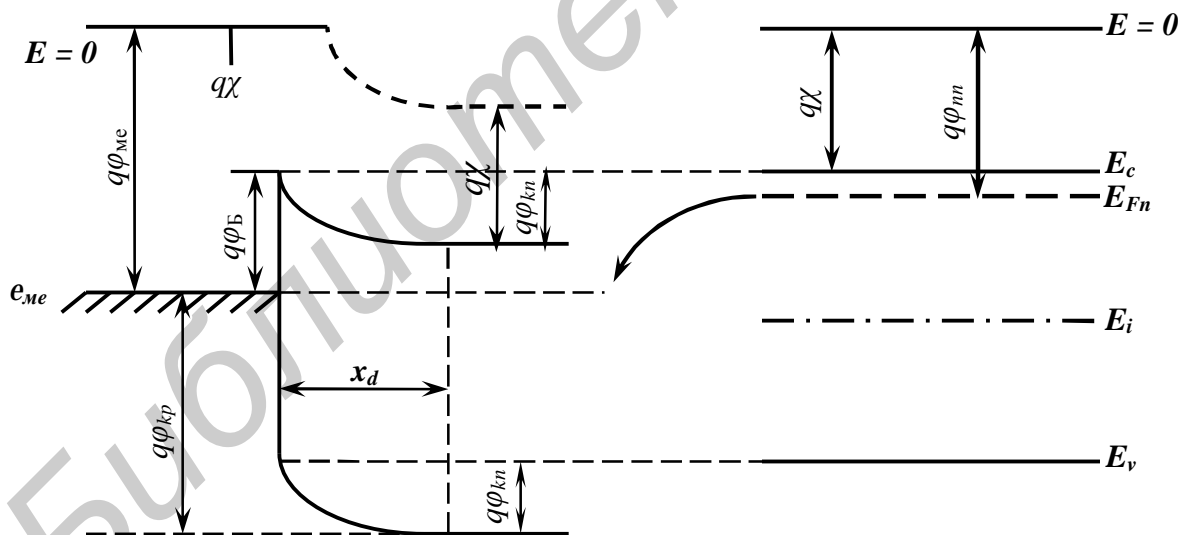


Рис. 3.21. Энергетическая диаграмма контакта металл–проводник (барьер Шоттки)

Поэтому после осуществления плотного контакта величины E_g и X_d на энергетической диаграмме (см. рис. 3.21) должны остаться неизменными. По этой причине линия $E = 0$, соответствующая энергии свободного электрона, должна быть заменена пунктирной кривой, как показано на рис. 3.21. Справедливость

этого правила следует также из следующих соображений: в области контакта вектор электрической индукции не может претерпевать разрыва, в то время как диэлектрическая проницаемость меняется скачком от $\epsilon_{\text{ме}}$ до $\epsilon_{\text{ПП}}$. Следовательно, в плоскости контакта (металлургическая граница) напряженность поля ϵ должна изменяться также скачком:

$$\Delta \epsilon = \epsilon_{\text{ме}} - \epsilon_{\text{ПП}} = \frac{1}{q} \frac{\partial E_c}{\partial x} < 0.$$

Для вакуума, к которому относится уровень $E = 0$, $\epsilon_0 = \text{const}$. Поэтому там поле и энергия являются непрерывными функциями координаты и уровень $E = 0$ должен плавно «следить» за изменением $E_c(x)$ так, чтобы разность $E(0) - E_c = qX$ все время оставалась равной внешней работе выхода qX . Положение уровня $E = 0$ после образования плотного контакта уже не играет принципиальной роли для описания явлений в контакте, поскольку теперь нас интересует только процесс взаимного обмена электронами между металлом и полупроводником, не связанный с их выходом в вакуум. Поэтому уровень $E = 0$ на энергетических диаграммах металл–полупроводник обычно не указывают.

3.4.2. Вольт-амперная характеристика диода Шоттки

Энергетические зонные диаграммы выпрямляющего контакта металл–полупроводник n -типа для случая, когда работа выхода из полупроводника меньше чем из металла, при тепловом равновесии $U = 0$, при прямом $U > 0$ и обратном $U < 0$ смещениях представлены на рис. 3.22, а, б, в, соответственно. Из рисунка видно:

- высота потенциального барьера для электронов qj_{kn} значительно меньше высоты потенциального барьера для дырок qj_{kp} (см. рис. 3.22, а), что связано с различными величинами постоянных решеток металла и полупроводника;
- при прямом смещении (см. рис. 3.22, б), когда к металлу приложено положительное напряжение по отношению полупроводника, потенциальный барьер для электронов понижается и через диод (контакт) протекает прямой ток – поток электронов из полупроводника в металл в то время, как практически отсутствует поток дырок из металла в полупроводник;
- при обратном смещении может протекать большой туннельный ток (ток электронов из металла в полупроводник) в том случае, когда толщина потенциального барьера контакта металл–полупроводник будет меньше длины Дебая, т.е. при сильном легировании полупроводника.

Аналитическое выражение для статической ВАХ диода можно записать, оперируя понятиями работ выхода из металла и полупроводника. Плотность эмиссионного тока из металла в вакуум:

$$J_{\text{ме вак}} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{qj_{\text{ме}}}{kT}\right), \quad (3.26)$$

где $A^* = \frac{4p qm^* k^2}{h^3}$ – эффективная постоянная Ричардсона, $qj_{\text{ме}}$ – работа выхода из металла в полупроводник.

Плотность тока из металла в полупроводник:

$$J_{\text{ме ПП}} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{qj_{\text{Б}}}{kT}\right), \quad (3.27)$$

где $qj_{\text{Б}}$ – высота барьера Шоттки (см. рис. 3.22, а).

При тепловом равновесии ($U = 0$) ток через диод равен 0, следовательно,

$$J_{\text{ПП ме}} = J_{\text{ме ПП}} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{qj_{\text{Б}}}{kT}\right).$$

При приложении к диоду прямого напряжения (см. рис. 3.22, б) плотность тока из полупроводника станет равной

$$J_{\text{ПП ме}} = A^* T^2 \exp\left[\frac{-q(j_{\text{Б}} - U)}{kT}\right], \quad (3.28)$$

где U – величина напряжения, приложенного к диоду.

Величина плотности тока из металла в полупроводник не изменится, так как все напряжение, приложенное к диоду, падает на обедненном слое полупроводника. Следовательно, результирующий ток через диод

$$J_{\text{М}} = J_{\text{ПП ме}} - J_{\text{ме ПП}} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{qj_{\text{Б}}}{kT}\right) \left(\exp\frac{qU}{kT} - 1\right) \quad (3.29)$$

или по аналогии с аналитическим выражением для диода на p - n -переходе

$$J_{\text{Ш}} - J_{s\text{Ш}} \left(\exp\frac{qU}{kT} - 1\right) \quad (3.30)$$

или

$$I_{\text{Ш}} = I_{s\text{Ш}} \left(\exp\frac{qU}{kT} - 1\right),$$

где $I_{s\text{Ш}} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{qj_{\text{Б}}}{kT}\right)$ – обратный ток насыщения диода Шоттки, n – коэффициент неидеальности, который близок к единице.

3.4.3. Области применения диодов Шоттки

В диоде Шоттки из-за большой высоты потенциального барьера для дырок qj_{kp} (см. рис. 3.22, *a*) и малого количества дырок в металле практически отсутствует инжекция дырок из металла в полупроводник, а следовательно, отсутствуют эффекты накопления и рассеивания неосновных носителей в высокоомной области контакта. Известно [1], что эти эффекты определяют величину

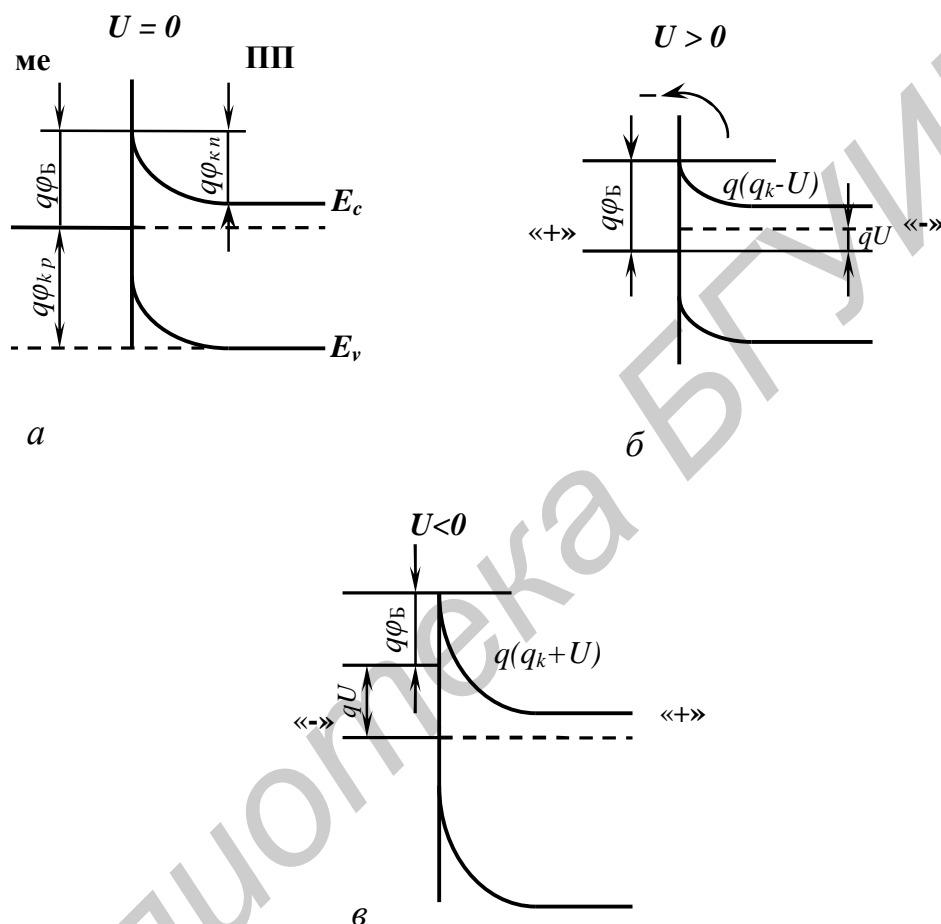


Рис. 3.22. Энергетические зонные диаграммы выпрямляющего контакта металл–полупроводник *n*-типа при тепловом равновесии $U = 0$ (*a*), при прямом смещении (*б*) и при обратном смещении (*в*)

времени восстановления обратного сопротивления диода $t_{\text{восст}}$ – основной параметр импульсных диодов. Следовательно, диоды Шоттки как дискретные приборы можно использовать в СВЧ-диапазоне (единицы и даже десятки гигагерц).

Большие плотности тока диодов Шоттки при малом падении на нем напряжения делают их перспективными для использования в низковольтных силовых выпрямителях. Технология изготовления диодов Шоттки очень удобна для применения их в микроэлектронных устройствах. Они используют

ся в быстродействующих логических интегральных схемах ТТЛШ (транзисторно-транзисторная логика Шоттки). Быстродействие ТТЛШ (время переключения вентиля 3 нс по сравнению с 8 нс обычной транзисторно-транзисторной логикой) объясняется тем, что транзистор (рис. 3.23, а), физическая эквивалентная схема которого представлена на рис. 3.23, б, не входит в режим насыщения при подаче на его базу большого сигнала (U^1), поскольку прямое падение напряжения на диоде Шоттки $U_{ш} \cong \frac{kT}{nq} \ln \frac{I}{I_{сш}}$ не превышает 0,45 В в то время, как коллекторный переход кремниевого n - p - n -транзистора открывается при напряжении $U_{Бк} \approx 0,6$ В. Небольшая величина прямого падения напряжения на диоде Шоттки вызвана большой величиной $I_{сш}$ по сравнению с обратным током насыщения кремниевого диода на p - n -переходе.

Структура транзистора Шоттки представлена на рис. 3.23, в.

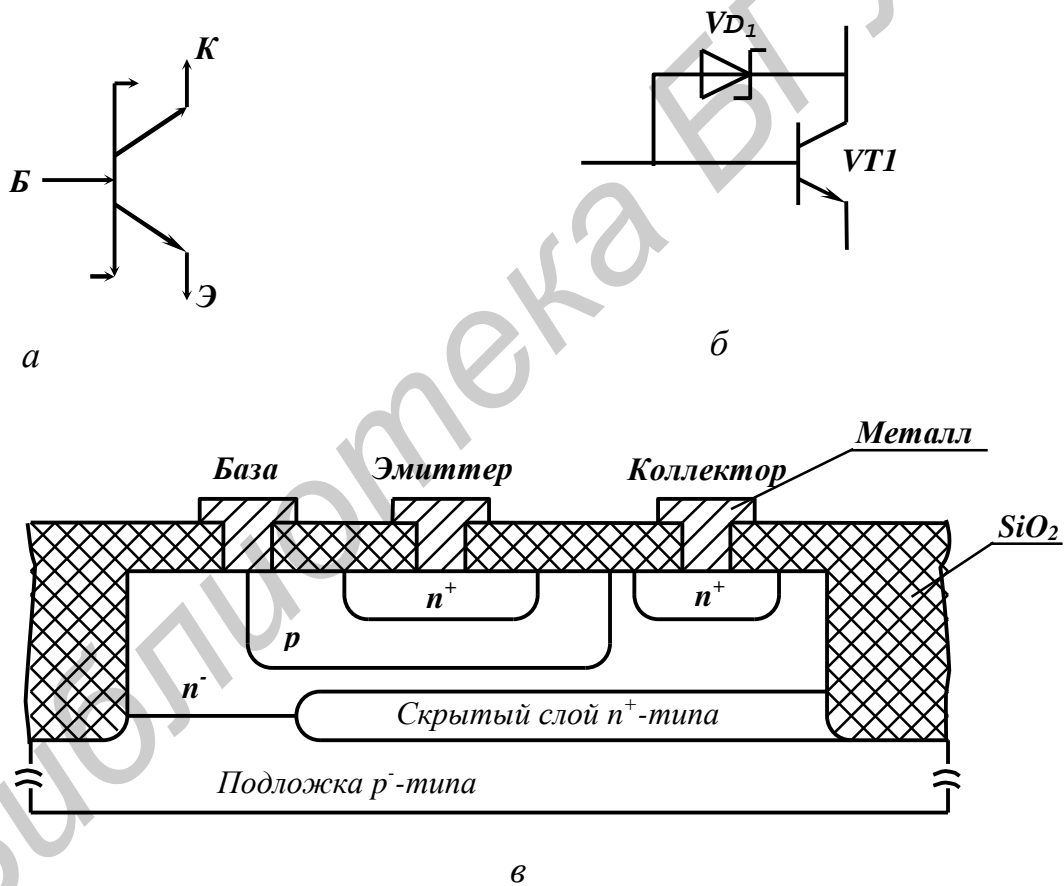


Рис. 3.23. Обозначение транзистора Шоттки в системе ЕСКД (а), физическая эквивалентная схема транзистора Шоттки (б) и структура транзистора Шоттки (в)

3.4.4. Ток неосновных носителей в диоде Шоттки

При использовании дискретного диода Шоттки в СВЧ-диапазоне необходимо выдержать при его изготовлении некоторые условия, которые предотвратят инъекции неосновных носителей в высокоомную область контакта (т.е. дырок в полупроводник). Для этого необходимо, чтобы разность работ выхода из полупроводника и металла не приводила к образованию слоя с инверсным типом электропроводности (слой полупроводника p -типа). В противном случае из приконтактного слоя p -типа инжектировались бы дырки в n -полупроводнике. На контакте p_n можно записать как (рис. 3.27, а)

$$p_n = N_V \exp\left[-\frac{(E_F - E_V)}{kT}\right] = N_V \left[\frac{-(E_g - qj_B)}{kT}\right]. \quad (3.31)$$

Высоту барьера Шоттки qj_B можно записать как

$$qj_B = qj_{kn} + (E_c - E_{Fn}). \quad (3.32)$$

В собственном полупроводнике

$$P_n = P_i = N_V \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) = n_i = N_c \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (3.33)$$

Экспонируя (3.33), имеем

$$-\frac{E_g}{2} = kT$$

или

$$\frac{E_g}{2} = kT \ln \frac{N_c}{n_i}. \quad (3.34)$$

Чтобы не образовывался на контакте со стороны n -полупроводника инверсный p -слой необходимо, чтобы высота барьера Шоттки qj_B была меньше энергии середины запрещенной зоны.

Следовательно, из (3.32)

$$qj_{kn} + (E_c - E_{Fn}) < \frac{E_g}{2}. \quad (3.35)$$

Известно, что

$$n_{no}(N_d)^+ = N_c \exp\left[-\frac{(E_c - E_F)}{kT}\right]$$

или

$$-(E_c - E_F) = \mathbf{1}_n \frac{N_d}{n_i}. \quad (3.36)$$

Поставляя (3.36) в (3.35), получим

$$j_{kn} < \frac{kT}{q} \mathbf{1}_n \frac{N_d}{n_i}. \quad (3.37)$$

Из (3.37) видно, что отсутствие инверсного p -слоя обеспечивается небольшой концентрацией донорной примеси N_d в полупроводнике.

Считая, что через диод Шоттки протекает в основном электронный ток, коэффициент инжекции g_n запишем как

$$g_n = \frac{J_n}{J_n + J_p} = \frac{1}{1 + \frac{J_p}{J_n}} \cong 1 - \frac{J_p}{J_n} = 1 - g_p, \quad (3.38)$$

где $g_p = \frac{J_p}{J_n}$.

Определим величину g_p :

$$g_p = s_p \cdot E = qp_n(0) m_p \cdot E = q m_p \cdot E p_{no} \exp \frac{qU}{kT}. \quad (3.39)$$

Выразим напряженность поля E как

$$E = \frac{J_n}{s_n} = \frac{J_n}{q N_d \cdot m_n}. \quad (3.40)$$

Определяем g_p , подставляя (3.40) в (3.39) и зная, что $p_{no} = \frac{n^2}{N_d}$:

$$g_p = \frac{n_i^2}{N_d^2} \frac{m_p \cdot J_n}{m_n \cdot J_n} \exp \frac{qU}{kT}. \quad (3.41)$$

Выражение (3.41) можно переписать, считая, что

$$J_n \cong J = J_{sш} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \cong J_{sш} \exp \frac{qU}{kT}, \quad (3.42)$$

следующим образом:

$$g_p = \left(\frac{n_i}{N_d} \right)^2 \frac{m_p}{m_n} \frac{J_{сш}}{J_{сш}}. \quad (3.43)$$

Из (3.43) и (3.38) видно, что для увеличения коэффициента инжекции g_n нужно увеличить концентрацию донорной примеси N_d в полупроводнике. Но сильно легировать полупроводник нельзя по двум причинам:

- большая концентрация донорной примеси N_d может привести к образованию инверсного слоя (p -слоя) у контакта со стороны n -полупроводника;

- при большой концентрации донорной примеси может возникнуть ситуация, когда из-за туннельного тонкого барьера будет протекать значительный туннельный ток при обратном включении диода.

3.4.5. Частотные ограничения диода Шоттки

Эффективное время пролета неосновных носителей в n -полупроводнике диода Шоттки $t_{эф} \cdot t_p \frac{l}{L_p}$, где l – толщина n -области (рис. 3.24).

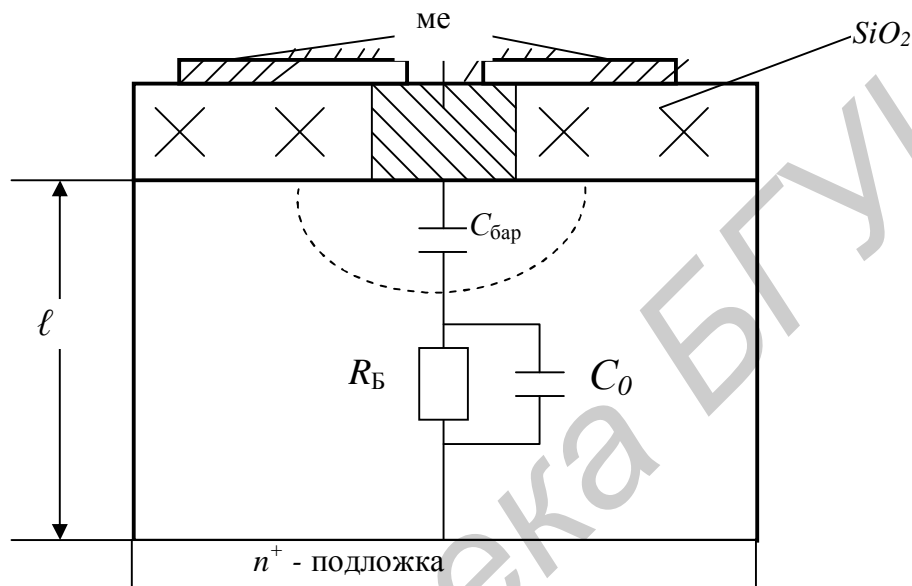


Рис. 3.24. Физическая эквивалентная схема диода Шоттки:
1 – металлизация; 2 – металл контакта Шоттки; 3 – SiO_2 ;
 C_o – паразитная емкость; R_B – сопротивление базы диода

Так как обычно $l \ll l_p$, то $t_{эф} \ll t_p$, или

$$t_{эф} = \frac{Q_p}{j} \cong \frac{Q_p}{j_n} = t_p \cdot \frac{J_p}{J_n} = t_p \cdot g_p, \quad (3.44)$$

так как $Q_p = J_p \cdot t_p$.

Из выражения (3.44) видно, что небольшую величину $t_{эф}$ можно получить при сильном легировании полупроводника, но отрицательные последствия этого уже обсуждались.

При прямом смещении электроны из полупроводника в металл попадают «горячими», поэтому релаксируют. Остывая, они проходят в металле путь длиной $10^{-5} \dots 10^{-6}$ см. Учитывая, что скорость насыщения $V_s \cong 10^7$ см/с, получим время «остывания» $t = 10^{-13} \dots 10^{-12}$ с.

Горячие электроны, попадающие при обратном смещении диода из металла в полупроводник, остывая, проходят путь $10^{-4} \dots 10^{-5}$ см, что соответствует

времени остывания $t = 10^{-12} \dots 10^{-11}$ с. Таким образом, при обратном смещении частотные свойства диода Шоттки ухудшаются.

Однако основное время задержки сигнала в диоде Шоттки связано с перезарядом барьерной емкости выпрямляющего контакта:

$$t = C_{\text{бар}} \cdot R_{\text{Б}}.$$

3.4.6. Сравнительный анализ диода Шоттки и диода на p - n -переходе

Важной особенностью проводимости в барьерах Шоттки при прямом смещении является то, что ток в них переносится почти полностью только электронами (в случае полупроводника n -типа) даже для очень слаболегированных полупроводников. Это отличается от ситуации в p - n -переходах, в которых ток переносится преимущественно теми носителями, которые поставляются из материала с более высоким уровнем легирования. Поэтому диод Шоттки на основе полупроводника n -типа соответствует p - n -переходу с p -областью, легированной слабее, чем n -область, т.е. p - n -переходу. Если p - n -переход смещен в прямом направлении, электроны инжектируются в p -область. Но если полярность смещения резко изменить на противоположную, то для перехода диода в состояние с высоким сопротивлением эти инжектированные электроны должны быть удалены. Это значит, что в течение некоторого короткого времени в диоде будет протекать значительный ток в обратном направлении. Это явление известно под названием эффекта накопления неосновных носителей.

Аналогом такого процесса в диодах Шоттки является инжекция электронов в металл. В принципе эти электроны могут быть возвращены обратно в полупроводник при резкой смене полярности смещения, но только в том случае, если они сохраняют энергию, достаточную для преодоления барьера. Когда электроны инжектируются в металл при прямом смещении, они там становятся «горячими», т.е. их энергия превышает фермиевскую на величину, соответствующую высоте барьера. Этот избыток энергии быстро рассеивается при столкновениях с другими электронами за время $\sim 10^{-14}$ с, следовательно, вернуться эти электроны в полупроводник могут после смены полярности смещения за это же время. Таким образом, характерный для p - n -переходов эффект накопления неосновных носителей в диодах Шоттки фактически отсутствует, а время восстановления в них определяется процессами, которые указывались выше.

В p - n -переходах небольшая часть тока переносится дырками. Этот процесс может иметь место и в диодах Шоттки, но влияние дырок в этом случае чрезвычайно мало (обычно 10^{-4} от электронного тока). Отчасти это связано с тем, что барьер для электронов $q\phi_{kn}$ обычно меньше барьера для дырок $q\phi_{kp}$, а также и с тем, что термоэмиссионный процесс по своей сути более эффективен, чем диффузионный, определяющий ток дырок. Этот эффект, известный как инжекция дырок, может влиять на переходный процесс при резкой смене полярности смещения. Однако хотя время жизни дырок на несколько порядков

больше соответствующего параметра для горячих электронов при рассеянии их избыточной энергии, коэффициент инжекции j_p / j_n настолько мал, что даже при наличии такого вклада время восстановления диода Шоттки остается пренебрежимо малым по сравнению с аналогичным временем p - n -перехода. На практике времена восстановления для диодов Шоттки в большей степени определяются их RC -параметрами, чем электронными процессами. По этой причине они широко используются в качестве переключательных диодов и СВЧ-смесителей.

В p - n -переходах инжекция неосновных носителей в менее легированную область влечет за собой увеличение концентрации и основных носителей тока для обеспечения электронейтральности этой области. Этот процесс, известный как модуляция проводимости, играет важную роль в уменьшении последовательного сопротивления в высоковольтных выпрямителях. Такая модуляция проводимости может иметь место и в диодах Шоттки при инжекции дырок, но обычно она пренебрежимо мала из-за малого коэффициента инжекции. Тем не менее, в диодах на основе высокоомных полупроводников и металлов, барьеры для которых достаточно высоки, такая модуляция может наблюдаться.

Термоэлектронная эмиссия является по существу более эффективным процессом по сравнению с диффузией. В результате при одинаковом значении диффузионного потенциала ток насыщения диода Шоттки на несколько порядков превышает ток p - n -перехода. Кроме того, в диоде Шоттки диффузионный потенциал может быть существенно меньшим, чем в p - n -переходе, из того же полупроводника. Оба эти фактора, вместе взятые, приведут к тому, что ток насыщения диода Шоттки примерно на семь порядков больше тока насыщения кремниевого p - n -перехода. С другой стороны, это значит, что для получения одинаковой плотности прямого тока на диод Шоттки достаточно подать напряжение смещения, меньшее приблизительно на 0,5 В по сравнению с p - n -переходом. Следовательно, диоды Шоттки особенно перспективны для использования в качестве низковольтных сильноточных выпрямителей.

4. ТИРИСТОРЫ

Тиристор – это полупроводниковый прибор с двумя устойчивыми состояниями, имеющий три (или более) выпрямляющих перехода, который может переключаться из закрытого состояния в открытое и наоборот.

4.1. Физика работы тиристоров

4.1.1. Диодные тиристоры

Диодный тиристор (динистор) – это тиристор, имеющий два вывода, через которые проходит как основной ток, так и ток управления.

4.1.2. Структура и принцип действия

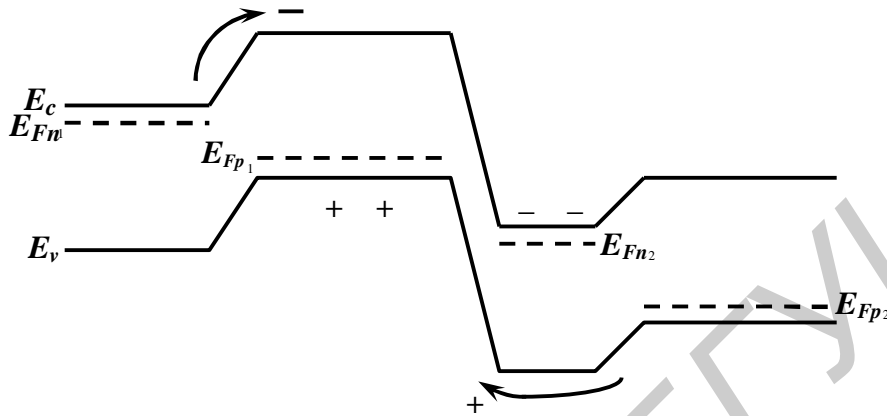
Структура диодного тиристора состоит из четырех областей полупроводника с чередующимся типом электропроводности (рис. 4.1, а). Кроме трех выпрямляющих переходов диодный тиристор имеет два омических перехода. Один из омических переходов расположен между крайней n -областью и металлическим электродом, который называют *катодом*. Другой омический переход расположен между крайней p -областью и металлическим электродом, который называют *анодом*.

Вначале рассмотрим процессы, происходящие в тиристоре при подаче на него прямого напряжения, т.е. при положительном потенциале на аноде. В этом случае крайние p - n -переходы смещены в прямом направлении, поэтому их называют *эмиттерными*; средний p - n -переход смещен в обратном направлении, поэтому его называют *коллекторным*. Соответственно в таком приборе существуют две *эмиттерные области* (n_1 - и p_2 -эмиттеры) и две базовые области (p_1 - и n_2 -базы).

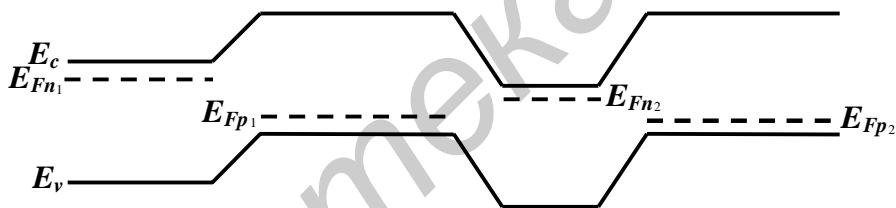
Большая часть внешнего прямого напряжения падает на коллекторном переходе, так как он смещен в обратном направлении. Поэтому первый участок прямой ветви ВАХ тиристора похож на обратную ветвь ВАХ выпрямительного диода. С увеличением анодного напряжения, приложенного между анодом и катодом, увеличивается прямое напряжение и на эмиттерных переходах. Электроны, инжектированные из n_1 -эмиттера в p_1 -базу, диффундируют к коллекторному переходу, втягиваются полем коллекторного перехода и попадают в n_2 -базу. Дальнейшему продвижению электронов по структуре тиристора препятствует небольшой потенциальный барьер правого эмиттерного перехода (рис. 4.1, б). Поэтому часть электронов, оказавшись в потенциальной яме n -базы, образует избыточный отрицательный заряд, который, понижая высоту потенциального барьера правого эмиттерного перехода, вызывает увеличение инжекции дырок из p -эмиттера в n -базу. Инжектированные дырки диффунди-



а



б



в

Рис. 4.1. Энергетические зонные диаграммы тиристора

руют к коллекторному переходу, втягиваются полем коллекторного перехода и попадают в p -базу. Дальнейшему их продвижению по структуре тиристора препятствует небольшой потенциальный барьер левого эмиттерного перехода. Следовательно, в p -базе происходит накопление избыточного положительного заряда, что обуславливает увеличение инжекции электронов из n -эмиттера. Таким образом, в структуре тиристора существует положительная обратная связь по току – увеличение тока через один эмиттерный переход приводит к увеличению тока через другой эмиттерный переход.

Накопление неравновесных носителей в базовых областях равносильно дополнительной разности потенциалов на коллекторном переходе, которая в отличие от внешней разности потенциалов на коллекторном переходе стремится сместить коллекторный переход в прямом направлении. Поэтому с увеличе-

нием тока через тиристор и, следовательно, с увеличением избыточных зарядов основных носителей заряда в базовых областях абсолютное значение суммарного напряжения на коллекторном переходе начнет уменьшаться. Ток через тиристор при этом будет ограничен только сопротивлением нагрузки и ЭДС источника питания. Высота потенциального барьера коллекторного перехода уменьшается до значения, соответствующего включению этого перехода в прямом направлении.

Таким образом, тиристор при подаче на него прямого напряжения может находиться в двух устойчивых состояниях: закрытом и открытом.

Закрытое состояние тиристора соответствует участку прямой ветви ВАХ между нулевой точкой и точкой переключения. Под точкой переключения понимают точку на ВАХ, в которой дифференциальное сопротивление равно нулю, а напряжение на тиристоре достигает максимального значения. В закрытом состоянии (участок 1 ВАХ на рис. 4.2) к тиристору может быть приложено большое напряжение, а ток при этом будет мал.

Открытое состояние тиристора соответствует низковольтному и низкоомному участку прямой ветви ВАХ. На рис. 4.2 открытому состоянию тиристора соответствует участок 2 ВАХ. Между первым и вторым участками ВАХ находится переходной участок, соответствующий неустойчивому состоянию тиристора. Особенно проявляется неустойчивость при относительно малом сопротивлении во внешней цепи тиристора.

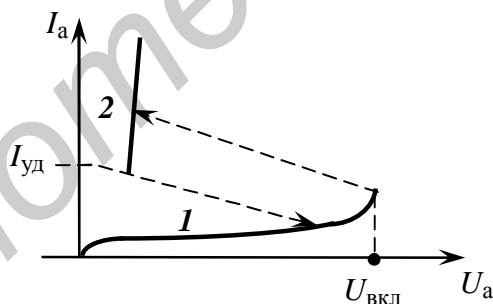


Рис. 4.2. ВАХ тиристора

В открытом состоянии тиристор будет находиться до тех пор, пока за счет проходящего тока будет поддерживаться избыточный заряд в базах, необходимый для смещения коллекторного перехода в прямом направлении. Если же ток через тиристор уменьшить до некоторого значения, меньшего удерживающего тока $I_{уд}$, то в результате рекомбинации и рассасывания уменьшится количество неравновесных носителей заряда в базовых областях тиристора, коллекторный переход окажется смещенным в обратном направлении, произойдет перераспределение падений напряжения на выпрямляющих переходах тиристорной структуры, уменьшится инжекция из эмиттерных областей и тиристор перейдет в закрытое состояние (см. рис. 4.2). Таким образом, *удерживающий ток* тири-

стора – это минимальный ток, который необходим для поддержания тиристора в открытом состоянии.

4.1.3. Закрытое состояние

Структуру тиристора можно представить в виде двух транзисторов VT_1 и VT_2 , соединенных между собой, как показано на рис. 4.3. Постоянный ток коллектора этих транзисторов можно выразить через эмиттерные токи, пользуясь параметрами одномерной теоретической модели транзистора:

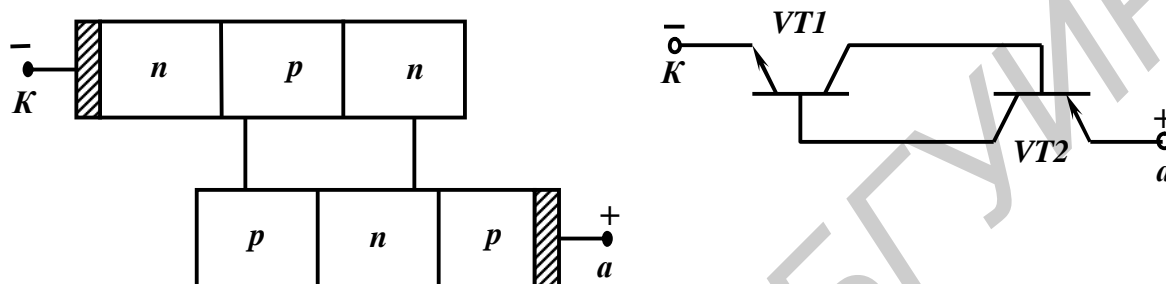


Рис. 4.3. Представление тиристора в виде двух транзисторов

$$I_{n2} = a_{N1}I_{n1} + a_{N2}I_{n3} + I_{КБО}, \quad (4.1)$$

где I_{n1}, I_{n2} и I_{n3} – токи через первый, второй и третий p - n -переходы; a_{N1} и a_{N2} – статические коэффициенты передачи токов эмиттера одномерных теоретических моделей первого и второго транзисторов; $I_{КБО}$ – обратный ток коллектора, который является общим для обоих транзисторов, составляющих структуру тиристора. В закрытом состоянии тиристора из всего потока инжектированных в каждую базу неосновных носителей заряда только меньшая часть доходит до коллекторного перехода. Основным механизмом образования обратного тока коллектора – генерация носителей заряда в коллекторном переходе.

Для двухэлектродной структуры диодного тиристора из-за необходимости выполнения баланса токов полные токи через все переходы должны быть равны между собой:

$$I_{n1} = I_{n2} = I_{n3} = I_a. \quad (4.2)$$

Тогда анодный ток тиристора

$$I_a = I_{КБО} / (1 - a_n), \quad (4.3)$$

где $a_n = a_{n1} + a_{n2}$ – суммарный статический коэффициент передачи тока тиристорной структуры.

Выражение (4.3) представляет собой уравнение ВАХ диодного тиристора в закрытом состоянии. Напомним, что статический коэффициент передачи тока эмиттера транзистора растет с увеличением тока эмиттера в результате уменьшения влияния рекомбинации в эмиттерном переходе и появления электрического поля в базе из-за увеличения градиента концентрации носителей заряда. Коэффициент передачи тока эмиттера растет также с увеличением напряжения на коллекторном переходе в результате уменьшения толщины базы и увеличения коэффициента лавинного размножения в коллекторном переходе. Эти четыре физических фактора вызывают рост суммарного статического коэффициента передачи тока тиристорной структуры при увеличении напряжения и соответственно тока в закрытом состоянии тиристора.

При достижении суммарным статическим коэффициентом передачи значения, равного единице, в соответствии с (4.3) анодный ток через тиристор устремляется в бесконечность, т.е. происходит переключение диодного тиристора из закрытого состояния в открытое. Во время переключения ток через тиристор, конечно, должен быть ограничен сопротивлением нагрузки, иначе тиристор может выйти из строя.

4.1.4. Условие переключения тиристора

В точке переключения тиристора дифференциальное сопротивление равно нулю. Выясним условие, при котором дифференциальное сопротивление тиристора может стать равным нулю. До переключения тиристора в открытое состояние практически все напряжение, приложенное к тиристорному коллекторному переходу. Дифференцируя (4.1) по напряжению с учетом (4.2) и считая

$$\frac{da_N(I,U)}{dU} = \frac{\partial a_N}{\partial I} \frac{\partial I}{\partial U} + \frac{\partial a_N}{\partial U},$$

получим

$$r = \frac{dU_a}{dI_a} = \frac{1 - \left(a_{N1} + I_a \frac{\partial a_{N1}}{\partial I_a} \right) - \left(a_{N2} + I_a \frac{\partial a_{N2}}{\partial I_a} \right)}{\frac{\partial I_{КБО}}{\partial U_a} + I_a \left(\frac{\partial a_{N1}}{\partial U_a} + \frac{\partial a_{N2}}{\partial U_a} \right)}. \quad (4.4)$$

В скобках числителя (4.4) стоят выражения для дифференциального коэффициента передачи тока эмиттера одномерных теоретических моделей транзисторов. Действительно, $I_K = a_N I_3 + I_{КБО}$. Отсюда дифференциальный коэффициент передачи тока эмиттера одномерной теоретической модели транзистора $a_0 = \partial I_k / \partial I_3 = a_N + I_3 (a_N / \partial I_3)$. Таким образом, из (4.4) следует, что переключение тиристора из закрытого состояния в открытое должно произойти при

условии равенства единице суммарного дифференциального коэффициента передачи тока тиристорной структуры, т.е.

$$a_0 = a_{01} + a_{02} = 1. \quad (4.5)$$

Обычно это условие удовлетворяется раньше, чем условие равенства единице статических коэффициентов передачи тока первого и второго транзисторов, составляющих тиристорную структуру, так как дифференциальные коэффициенты передачи больше статических.

Ничтожное превышение дифференциального коэффициента передачи тока над единицей означает, что приращение тока коллектора больше, чем приращение тока эмиттера. Именно при таком условии p -база заряжается положительно, а n -база – отрицательно (об этом шла речь в начале параграфа). Избыточные заряды в базовых областях уменьшают напряжение на коллекторном переходе, а следовательно, и на всей тиристорной структуре, что соответствует переходному участку ВАХ тиристора – участку отрицательного дифференциального сопротивления.

При переключении диодного тиристора из закрытого состояния в открытое из-за роста проходящего тока суммарный дифференциальный коэффициент передачи тока увеличивается. Одновременно уменьшение напряжения на коллекторном переходе вызывает уменьшение того же коэффициента. Поэтому соотношение (4.5) можно считать не только условием переключения тиристора из закрытого состояния в открытое, но и уравнением ВАХ на переходном ее участке. В действительности сумма дифференциальных коэффициентов передачи тока транзисторных структур, составляющих тиристорную структуру, во время переключения несколько превышает единицу.

4.1.5. Открытое состояние

В открытом состоянии значение суммарного коэффициента передачи тока тиристорной структуры превышает единицу, т.е. большая часть носителей заряда, инжектированных из эмиттерных областей, доходит до коллекторного перехода. Для открытого состояния при установившемся токе через диодный тиристор также должен сохраниться баланс токов. Поэтому необходимо предположить инжекцию дырок через коллекторный переход из p -базы в n -базу и инжекцию электронов – в другом направлении, позволяет понять существование равенства полных потоков носителей заряда разных знаков во всех сечениях тиристорной структуры при установившемся режиме в открытом состоянии.

Коллекторный переход смещен в прямом направлении из-за избыточных зарядов основных носителей в базовых областях, накопленных там в процессе переключения тиристора.

Падение напряжения на диодном тиристоре в открытом состоянии представляет собой сумму напряжений на всех p - n -переходах (с учетом инверсии

полярности напряжения на коллекторном переходе), на объемном сопротивлении различных областей (в основном слаболегированной базы) и на омических переходах.

При обратном напряжении на тиристоре, т.е. при отрицательном потенциале на аноде, эмиттерные переходы смещены в обратном направлении, а коллекторный переход – в прямом. В этом случае нет условий для переключения тиристора, а обратное напряжение может быть ограничено либо лавинным пробоем эмиттерных переходов, либо эффектом смыкания переходов в результате расширения одного из эмиттерных переходов, смещенных в обратном направлении, на всю толщину слаболегированной базы.

4.1.6. Диодный тиристор с шунтированным эмиттерным переходом

Переключение тиристора из закрытого состояния в открытое в соответствии с (4.5) происходит при возрастании суммарного дифференциального коэффициента передачи тока до единицы. В то же время в каждой из транзисторных структур, составляющих тиристор, коэффициенты передачи тока эмиттера могут быть близки к единице уже при малых напряжениях и токах. Для уменьшения начального значения коэффициента передачи одну из базовых областей всех тиристоров делают относительно толстой (до 200 мкм).

Для уменьшения коэффициента передачи тока эмиттера другого транзистора его эмиттерный переход шунтируют объемным сопротивлением прилегающей базовой области (рис. 4.4). Такое шунтирование осуществляют путем нанесения одного из основных электродов (например катода) не только на эмиттерную область, но и частично на поверхность прилегающей базовой области. Шунтирование обеспечивает малые значения коэффициента передачи тока при малых напряжениях на тиристоре, так как почти весь ток при этом проходит по шунтирующему сопротивлению базы, минуя левый (см. рис. 4.4) эмиттерный переход в связи с его относительно большим сопротивлением при малых напряжениях. При больших напряжениях на тиристоре сопротивление левого эмиттерного перехода становится меньше шунтирующего сопротивления базы. Это значит, что теперь почти весь ток будет проходить через эмиттерный переход и будет вызван инжекцией неосновных носителей заряда в прилегающую базовую область.

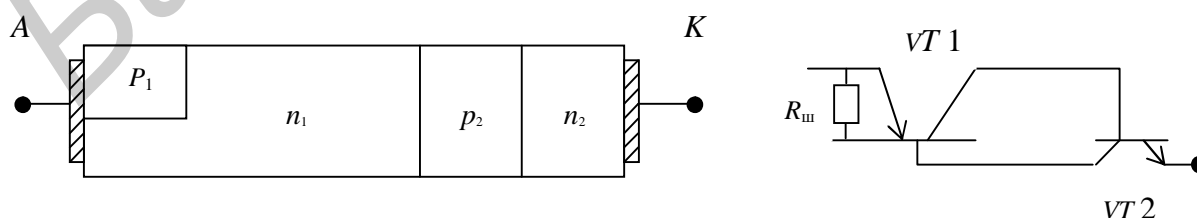


Рис. 4.4. Структура диодного тиристора с шунтированным эмиттерным переходом

Шунтирование, во-первых, дает возможность создавать тиристоры с большими значениями напряжения включения. Во-вторых, при шунтировании эмиттерного перехода получается более резкая зависимость коэффициента передачи тока от напряжения и от тока. Поэтому тиристор с зашунтированным эмиттерным переходом будет иметь так называемую жесткую характеристику переключения, т.е. будет переходить из закрытого в открытое состояние каждый раз при одном и том же напряжении включения. Наоборот, при слабой зависимости коэффициента передачи тока от напряжения и от тока переключение тиристора из закрытого состояния в открытое может происходить при различных значениях напряжения включения, т.е. тиристор в этом случае будет иметь так называемую мягкую характеристику переключения.

4.2. Разновидности тиристоров

4.2.1. Триодные тиристоры

Триодный тиристор (тринистор) – это тиристор, имеющий два основных и один управляющий вывод.

Для переключения триодного тиристора из закрытого состояния в открытое также необходимо накопление неравновесных носителей заряда в базовых областях. В диодном тиристоре при увеличении напряжения на нем до напряжения включения это накопление неравновесных носителей заряда происходит обычно либо из-за увеличения уровня инжекции через эмиттерные переходы, либо из-за ударной ионизации в коллекторном переходе. В триодном тиристоре, имеющем управляющий вывод одной из базовых областей с омическим переходом между управляющим электродом и базой (рис. 4.5, а), уровень инжекции через прилегающий к этой базе эмиттерный переход можно увеличить путем подачи положительного по отношению к катоду напряжения на управляющий электрод. Поэтому триодный тиристор можно переключить из закрытого состояния в открытое на необходимый момент времени даже при небольшом анодном напряжении (рис. 4,5, в).

Переключение триодного тиристора с помощью подачи прямого напряжения на управляющий электрод или тока через этот электрод можно представить с другой точки зрения как перевод транзисторной *n-p-n*-структуры в режим насыщения при большом токе базы. При этом коллекторный переход транзисторной структуры (он же и коллекторный переход тиристора) смещается в прямом направлении.

Баланс токов в триодном тиристоре можно записать по аналогии с (4.1), но с учетом того, что через левый эмиттерный переход (см. рис. 4.5, а) проходит сумма токов основного и управляющего:

$$I_a = \bar{a}_1 (I_a + I_y) + \bar{a}_2 I_a + I_{КБО}, \quad (4.6)$$

или

$$I_a = (1 - \bar{a}_1 - \bar{a}_2) I_{\text{КБО}} + \bar{a}_1 I_y. \quad (4.7)$$

Таким образом, уравнение ВАХ триодного тиристора в закрытом состоянии:

$$I_a = \frac{I_{\text{КБО}}}{1 - \bar{a}_1 - \bar{a}_2} + \frac{\bar{a}_1}{1 - \bar{a}_1 - \bar{a}_2} I_y, \quad (4.8)$$

где $\bar{a}_1 + \bar{a}_2 < 1$, а анодный ток I_a зависит от управляющего тока I_y (см. рис. 4.5, в).

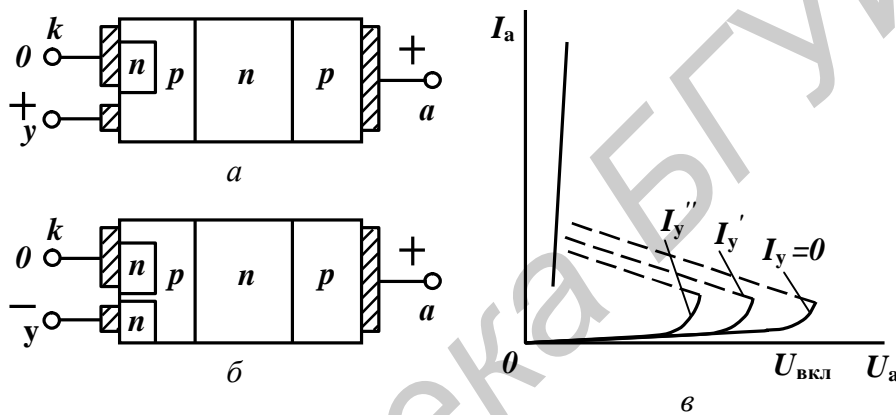


Рис. 4.5. Схематическое изображение структур триодных тиристоров с омическим переходом между управляющим электродом и базой (а), с дополнительным p - n -переходом под управляющим электродом (б) и ВАХ триодного тиристора при различных токах

($I_y'' > I_y' > I_y = 0$) через управляющий электрод (в)

Условие переключения триодного тиристора из закрытого состояния в открытое можно получить аналогично условию переключения диодного тиристора (4.1), т.е. после дифференцирования и преобразования получим

$$a_1 + a_2 + I_y \frac{\partial a_1}{\partial I_a} = 1. \quad (4.9)$$

В условии переключения триодного тиристора (4.9) дифференциальной коэффициент передачи тока эмиттера одномерной теоретической модели первой транзисторной структуры a_1 зависит от напряжения на коллекторном переходе, а также от основного и управляющего токов. Аналогичный коэффициент второй транзисторной структуры a_2 зависит только от напряжения на коллекторе и от основного тока.

Из формулы (4.9) видно, что напряжение включения триодного тиристора зависит от управляющего тока. Формула может быть справедлива при меньших

напряжениях на аноде тиристора, если через управляющий электрод будут проходить большие значения управляющего тока в прямом направлении. Кроме того, из условия (4.9) можно сделать вывод о целесообразности осуществления управляющего вывода от тонкой базы триодного тиристора, так как управлять коэффициентом передачи тока эмиттера транзисторной структуры с тонкой базой значительно легче, чем с толстой базой.

В открытом состоянии через тиристор проходит большой анодный ток, поэтому управляющий ток практически не оказывает влияния на участок ВАХ, соответствующий открытому состоянию триодного тиристора.

Управляющий электрод может быть сделан не только с омическим переходом между электродом и базовой областью, но и с дополнительным p - n -переходом (рис. 4.5, б). При определенной полярности напряжения на управляющем электроде относительно катода дополнительный переход окажется смещенным в прямом направлении, через него будет проходить инжекция неосновных носителей заряда (для прилегающей базы) с последующим накоплением в другой базовой области. Такой процесс может привести к переключению триодного тиристора в открытое состояние.

Тиристор, у которого управляющий электрод соединен с n -областью, ближайшей к катоду, и который переводится в открытое состояние при подаче на управляющий электрод отрицательного по отношению к катоду сигнала, называют тиристором с инжектирующим управляющим электродом n -типа.

Триодный тиристор, структура которого представлена на рис. 4.5, б, также можно рассматривать как два диодных тиристора, имеющих общие анод, одну эмиттерную и обе базовые области. Структура основного тиристора выполнена с зашунтированным эмиттерным переходом. Поэтому напряжение включения основного тиристора больше, чем управляющего. При подаче отрицательного потенциала на управляющий электрод, т.е. на катод управляющего тиристора, можно переключить его из закрытого состояния в открытое. А так как обе структуры имеют общие области, то при переключении управляющего тиристора основной тиристор также окажется в открытом состоянии.

4.2.2. Тиристоры, проводящие в обратном направлении

Тиристор, проводящий в обратном направлении – это тиристор, который при отрицательном анодном напряжении оказывается открытым в обратном направлении.

В предыдущих подразделах этого раздела были рассмотрены диодные и триодные тиристоры, не проводящие в обратном направлении. Обратные токи таких тиристоров были малы вплоть до пробивного напряжения.

Тиристоры, проводящие в обратном направлении, могут быть диодными и триодными. Общей особенностью их структуры является шунтирование всех эмиттерных переходов объемными сопротивлениями прилегающих базовых областей (рис. 4.6, а, б). Для уменьшения шунтирующего сопротивления высо-

коомной базы (n -базы на рис. 4.6) ее поверхностный слой, прилегающий к эмиттерному переходу, дополнительно легируют соответствующей примесью.

В результате такого шунтирования при обратном напряжении на тиристоре (отрицательный потенциал на аноде) все эмиттерные переходы оказываются закороченными относительно малыми сопротивлениями, а коллекторный переход – смещенным в прямом направлении. Поэтому обратные токи через тиристоры, проводящие в обратном направлении, велики при малых обратных напряжениях (рис. 4.6, в).

Следствием активного шунтирования всех эмиттерных переходов является также то, что оба коэффициента передачи тока эмиттера транзисторных структур, составляющих тиристор, оказываются малыми. Поэтому при прямом напряжении на тиристоре основным физическим процессом, приводящим к накоплению неравновесных носителей заряда в базовых областях и к переключению тиристора из закрытого состояния в открытое, будет ударная ионизация в коллекторном переходе. При расчете и анализе характеристик и параметров таких тиристоров (да и многих других тиристоров, не проводящих в обратном направлении) надо учитывать в основном изменение коэффициента

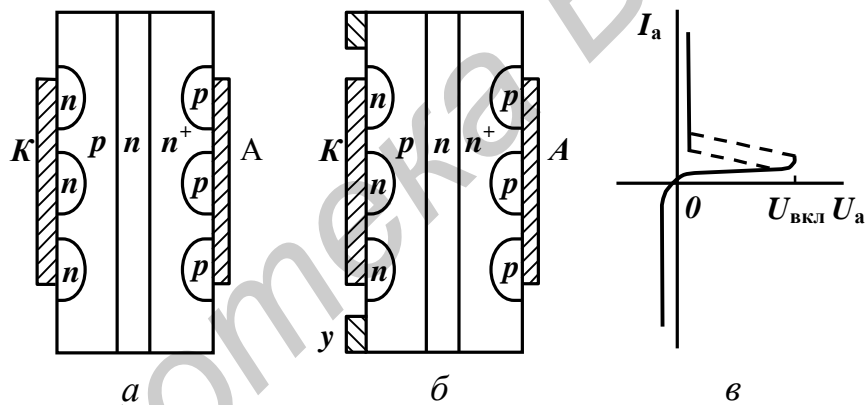


Рис. 4.6. Структуры диодного (а) и триодного (б) тиристоров, проводящих в обратном направлении, с распределенным шунтированием эмиттерных переходов и ВАХ тиристоров, проводящих в обратном направлении (в)

лавинного размножения M с напряжением на коллекторном переходе. Например, условие переключения диодного тиристора из закрытого состояния в открытое (4.5) можно раскрыть следующим образом:

$$a_{NM} + a_N \cdot M = \frac{a_N}{1 - (U_{\text{вкл}} / U_{\text{проб}})^b} = 1, \quad (4.10)$$

где a_N – суммарный коэффициент передачи тока тиристорной структуры при малых напряжениях, т.е. без учета лавинного размножения в коллекторном переходе.

Отсюда напряжение включения диодного тиристора

$$U_{\text{вкл}} = U_{\text{пр}}^b \sqrt{1 - a_N}. \quad (4.11)$$

Преобладание лавинного размножения носителей заряда в коллекторном переходе над другими физическими процессами, которые могут приводить к переключению тиристора из закрытого состояния в открытое, обуславливает ряд особенностей в свойствах, отмеченных в последних подразделах этого раздела.

4.2.3. Симметричные тиристоры

Симметричный диодный тиристор (диак) – это диодный тиристор, способный переключаться как в прямом, так и в обратном направлениях.

Симметричный триодный тиристор (триак) – это триодный тиристор, который при подаче сигнала на его управляющий электрод включается как в прямом, так и в обратном направлениях.

Структура симметричного диодного тиристора состоит из пяти областей с чередующимся типом электропроводности, которые образуют четыре p - n -перехода (рис. 4.7, а). Крайние переходы зашунтированы объемными сопротивлениями прилегающих областей с электропроводностью p -типа.

Если на такой тиристор подать напряжение положительным потенциалом на область n_1 и отрицательным потенциалом на область n_3 , то p - n -переход 1 окажется смещенным в обратном направлении и ток, проходящий через него, будет пренебрежимо мал. Весь ток через тиристор при такой полярности приложенного напряжения будет проходить по шунтирующему сопротивлению области p_1 . Четвертый p - n -переход будет смещен в прямом направлении, и через него будет происходить инжекция электронов. При выбранной полярности внешнего напряжения рабочая часть тиристора представляет собой структуру p - n - p - n , в которой могут происходить те же процессы, что и в обычном диодном тиристоре, приводящие к переключению его из закрытого состояния в открытое и обратно.

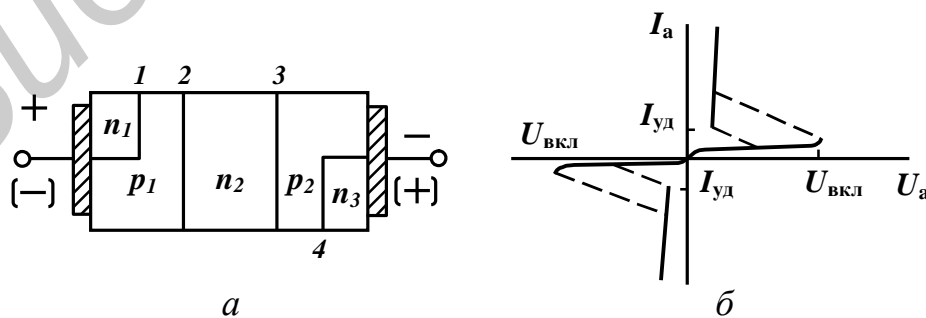


Рис. 4.7. Структура симметричного тиристора (а) и его ВАХ (б)

При перемене полярности внешнего напряжения четвертый p - n -переход окажется смещенным в обратном направлении и, обладая поэтому большим сопротивлением, будет шунтирован относительно малым сопротивлением области p_2 . Следовательно, при такой полярности внешнего напряжения рабочая часть тиристора представляет собой структуру n - p - n - p , способную переключаться из закрытого состояния в открытое и обратно.

Таким образом, симметричный диодный тиристор можно представить в виде двух диодных тиристоров, включенных встречно и шунтирующих друг друга при разных полярностях приложенного напряжения. Вольт-амперная характеристика такого тиристора получается одинаковой при разных полярностях приложенного напряжения (рис. 4.7, б).

Симметричные триодные тиристоры могут иметь структуру, способную переключаться из закрытого в открытое состояние либо при токе управляющего электрода определенного направления, либо при токе управляющего электрода любого направления (рис. 4.8). В последнем случае не только основные электроды должны обеспечить шунтирование прилегающих к ним крайних p - n -переходов, но управляющий электрод должен иметь омический переход как с p -областью, так и с дополнительной n -областью. При этих условиях подача различных по знаку потенциалов на управляющий электрод по отношению к расположенному вблизи основному электроду будет либо изменять потенциал p -области, либо обеспечивать инжекцию электронов из дополнительной n -области.

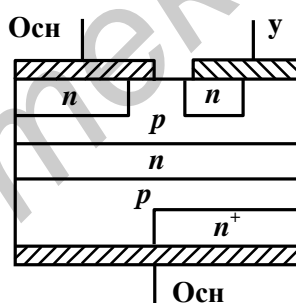


Рис. 4.8. Структура симметричного тиристора, переключаемого из закрытого состояния в открытое током управляющего электрода любого направления

4.3. Способы управления тиристорами

4.3.1. Включение тиристоров

Включение тиристора производят путем медленного увеличения напряжения между основными электродами до напряжения включения $U_{\text{вкл}}$.

Включение тиристора – это его переключение из закрытого состояния в открытое. Медленное увеличение напряжения между основными электродами тиристора до напряжения включения предполагалось при рассмотрении физических причин и условий включения различных диодных тиристоров в преды-

дущих подразделах. Таким способом можно, конечно, включить и триодный тиристор.

Включение тиристора с помощью тока управления. Как было показано, увеличение тока через один из эмиттерных переходов из-за подачи соответствующего напряжения на управляющий электрод приводит к накоплению неравновесных носителей заряда в базовых областях тиристора и к включению его при напряжении между основными электродами, значительно меньшем, чем напряжение включения при разомкнутой цепи управляющего электрода. Процесс накопления неравновесных носителей заряда в базовых областях происходит не мгновенно, поэтому для включения тиристора необходимо, чтобы импульс управляющего тока имел определенную длительность и амплитуду.

Время включения по управляющему электроду тиристора $t_{y\text{вкл}}$ – это интервал времени между моментом в начале отпирающего импульса управляющего электрода, соответствующим 0,1 его амплитуды, и моментом, когда основное напряжение падает до 0,1 значения разности напряжений в закрытом и открытом состояниях тиристора или когда основной ток увеличится до 0,9 значений тока в открытом состоянии (рис. 4.9).

Время включения по управляющему электроду тиристора можно представить в виде суммы времени задержки по управляющему электроду и времени нарастания для тиристора.

Время задержки по управляющему электроду тиристора $t_{y\text{зд}}$ – это интервал времени между моментом в начале отпирающего импульса управляющего электрода, соответствующим 0,1 его амплитуды, и моментом, когда основное напряжение падает до 0,9 значения разности напряжений в закрытом и открытом состояниях тиристора или когда основной ток увеличивается до 0,1 его значения в открытом состоянии. *Время нарастания* для тиристора $t_{\text{нр}}$ – это интервал времени, в течение которого основной ток увеличивается от 0,1 до 0,9 значения тока в открытом состоянии или основное напряжение падает от 0,9 до 0,1 значения разности напряжений в закрытом и открытом состояниях тиристора (см. рис. 4.9).

Несмотря на условность определения всех перечисленных параметров переходного процесса включения тиристора, можно считать, что время задержки по управляющему электроду тиристора определяется временем перезаряда барьерной емкости эмиттерного перехода, а также временем прохождения инжектированных носителей заряда через базовую область и коллекторный переход. Время нарастания для тиристора определяется инерционностью процесса накопления неравновесных носителей заряда в базовых областях и инерционностью перезаряда барьерной емкости коллекторного перехода.

Обычно тиристор включен в цепь, имеющую сопротивление, меньшее абсолютного значения отрицательного дифференциального сопротивления тиристора на переходном участке его ВАХ. Поэтому в период времени нарастания при тех же напряжениях токи, проходящие через тиристор в реальной схеме,

превышают значения токов переходного участка ВАХ тиристора. При этом суммарный дифференциальный коэффициент передачи тока тиристорной структуры превышает единицу, что соответствует активному этапу включения тиристора. Если в это время отключить управляющий электрод, то тиристор «самостоятельно» перейдет в открытое состояние. Значит, длительность импульса тока управляющего электрода, необходимая для включения тиристора, должна быть больше времени задержки.

Завершением процесса включения тиристора считают момент изменения полярности напряжения на коллекторном переходе.

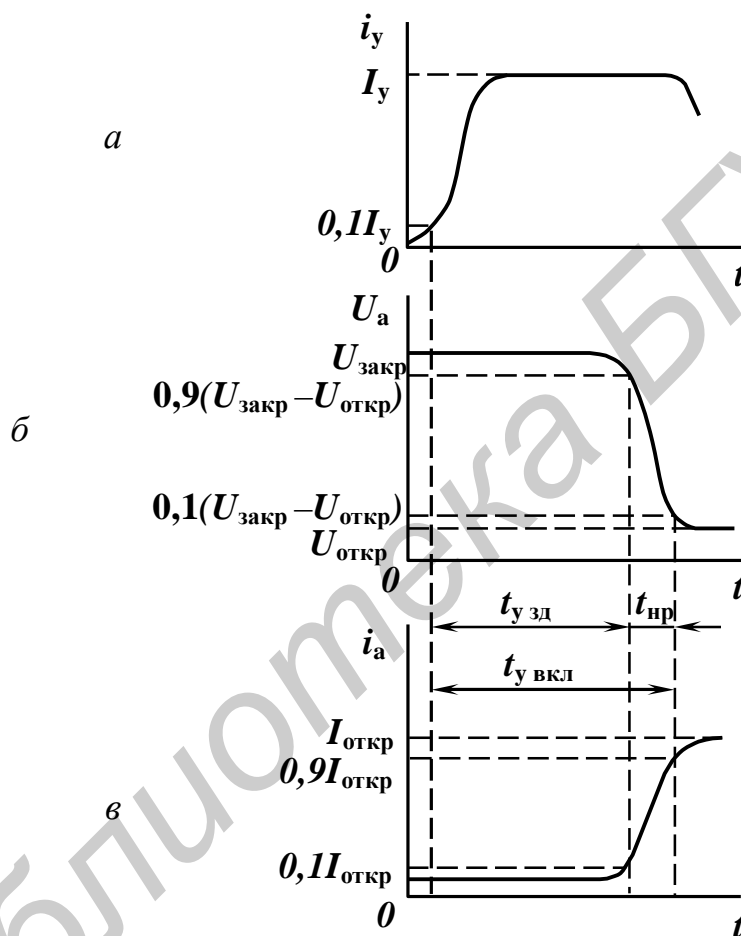


Рис. 4.9. Временные зависимости тока управляющего электрода (а), основного напряжения на тиристоре (б) и основного тока через тиристор (в), характеризующие процесс его включения

Необходимо отметить, что во время переходных процессов через тиристор проходят большие токи при больших напряжениях на нем, что приводит к большим значениям выделяющейся в тиристоре так называемой мощности коммутационных потерь. Средняя мощность коммутационных потерь может привести к недопустимому перегреву тиристора при большой частоте переключения.

При быстром нарастании основного напряжения на тиристоре через него будет проходить емкостный ток, обусловленный наличием барьерных емкостей коллекторного и эмиттерного переходов.

Рассмотрим сначала влияние барьерной емкости коллекторного перехода. Емкостный ток через коллекторный переход $i_c = C_K(dU/dt)$. Чем больше скорость изменения основного напряжения на тиристоре, тем больше значение емкостного тока через коллекторный переход. Этот ток, проходя через эмиттерные переходы, вызывает увеличение коэффициентов передачи токов эмиттера транзисторных структур, что приводит к включению тиристора при основном напряжении, меньшем напряжения включения на постоянном токе $U_{вкл0}$ (рис. 4.10).

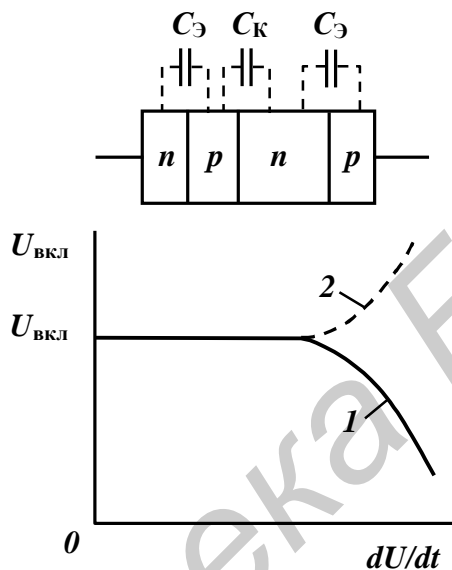


Рис. 4.10. Зависимости напряжения включения тиристора от скорости увеличения подаваемого на него напряжения с учетом только барьерной емкости коллекторного перехода (кривая 1) и только барьерных емкостей эмиттерных переходов (кривая 2)

Барьерные емкости эмиттерных переходов являются причиной появления емкостных токов через эти переходы при быстром изменении основного напряжения на тиристоре. Емкостные токи не связаны с инжекцией носителей заряда, поэтому с увеличением скорости изменения основного напряжения включение тиристора должно происходить при напряжениях, больших $U_{вкл0}$ (см. рис. 4.10), если учитывать только барьерные емкости эмиттерных переходов.

Практически барьерная емкость коллекторного перехода сказывается сильнее, так как она шунтирует большое активное сопротивление коллекторного перехода, смещенного в обратном направлении при закрытом состоянии тиристора. Барьерные емкости эмиттерных переходов сами оказываются зашунтированными малыми активными сопротивлениями эмиттерных переходов, смещенных при закрытом состоянии тиристора в прямом направлении. Поэтому напряжение включения тиристора с увеличением скорости нарастания основного напряжения уменьшается.

Однако эффект включения тиристоров при большой скорости нарастания основного напряжения часто оказывается не положительным, а отрицательным свойством, так как может приводить к самопроизвольному включению тиристора, например при подключении источника питания. Эффективным способом ослабления этого эффекта является шунтирование эмиттерного перехода.

4.3.2. Выключение тиристоров

Выключение тиристоров производят путем уменьшения тока в цепи основных электродов до значения, меньшего удерживающего тока, или путем разрыва цепи основных электродов. Тиристор будет выключен, т.е. переведен из открытого состояния в закрытое, только после рассасывания неравновесных носителей заряда в базовых областях. Если до окончания процесса выключения вновь подать напряжение между основными электродами тиристора, то он окажется во включенном состоянии. Таким образом, для выключения тиристора необходимо некоторое время.

При выключении тиристора путем разрыва цепи основных электродов рассасывание неравновесных носителей заряда происходит только в результате рекомбинации. Такой способ выключения применяется, когда время выключения тиристора не влияет на работу той или иной схемы.

Для ускорения процесса рассасывания неравновесных носителей заряда, накопленных в базовых областях при прохождении прямого тока через открытый тиристор, необходимо понизить потенциальный барьер коллекторного перехода. Однако коллекторный переход при открытом состоянии тиристора уже был смещен в прямом направлении из-за накопленных неравновесных носителей заряда в базовых областях и, следовательно, имел малое сопротивление. Поэтому на долю коллекторного перехода при переключении тиристора на обратное напряжение приходится очень малая часть всего внешнего напряжения. Из-за малого сопротивления тиристора, находящегося еще в открытом состоянии, обратный ток на первом этапе процесса выключения ограничен сопротивлением внешней цепи.

Существенное уменьшение времени выключения даже при небольших обратных напряжениях удается получить для тиристорov, проводящих в обратном направлении. У этих тиристорov оба эмиттерных перехода зашунтированы объемными сопротивлениями прилегающих базовых областей. Поэтому даже небольшое обратное напряжение способствует быстрому рассасыванию накопленных в базовых областях неравновесных носителей заряда.

Для выключения тиристора необходимо отвести неравновесные основные носители заряда из базы, у которой имеется управляющий электрод. В то же время основной ток, проходящий через открытый еще тиристор, непрерывно восполняет количество неравновесных носителей заряда в базовых областях. Таким образом, значение тока управления, необходимого для выключения тиристора, зависит от основного тока через тиристор (рис. 4.11, а).

Некоторые тиристоры с большой площадью p - n -переходов невозможно выключить с помощью тока управляющего электрода при больших токах между основными электродами. Объясняется это тем, что при движении носителей заряда к управляющему электроду (дырок в тиристоре, структура которого показана на рис. 4.11, б) база тиристора под эмиттерным переходом становится неэквипотенциальной и дальние от управляющего электрода части эмиттерного перехода остаются смещенными в прямом направлении. Инжекция электронов из этих частей эмиттерного перехода поддерживает соответствующую часть тиристорной структуры в открытом состоянии. Стремление же еще больше увеличить ток управляющего электрода путем увеличения напряжения на этом электроде может привести к лавинному пробоем эмиттерного перехода (в нижней его части по рис. 4.11), так как этот переход имеет обычно малое пробивное напряжение из-за большой концентрации примесей с обеих сторон перехода.

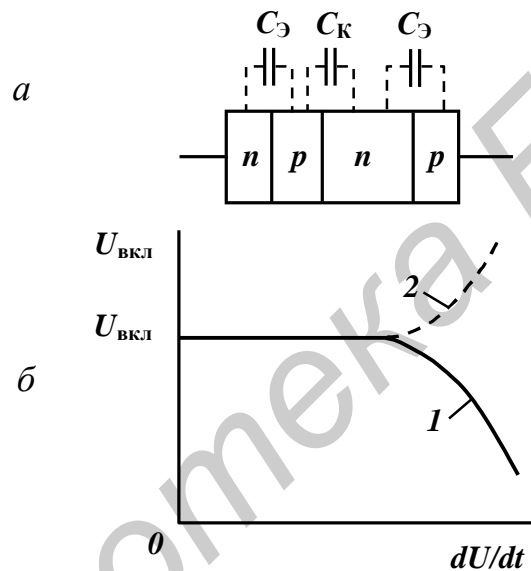


Рис. 4.11. Зависимость тока управления, необходимого для выключения (для запираения) тиристора, от основного тока (а) и структура триодного тиристора с направлениями токов при его выключении (б)

Таким образом, существуют тиристоры, запираемые и незапираемые по управляющему электроду. *Запираемый тиристор* – это тиристор, который может переключаться из закрытого состояния в открытое и наоборот при подаче на управляющий электрод сигналов соответствующей полярности. Но и для запираемого тиристора существует *максимально допустимый постоянный запираемый ток* $I_{з\ max}$ – наибольшее значение основного тока, до которого допускается запираение тиристора по управляющему электроду. При использовании в мощных устройствах запираемые тиристоры обладают преимуществами перед транзисторами, поскольку тиристоры способны выдерживать значительно большие напряжения в закрытом состоянии.

4.4. Параметры и характеристики

Сущность основных параметров тиристоров рассмотрена в предыдущих подразделах, поэтому приведем численные значения и температурные зависимости этих параметров.

Напряжение включения $U_{\text{вкл}}$ – это прямое анодное напряжение, при котором тиристор переходит из закрытого в открытое состояние при разомкнутом управляющем выводе. Для разных типов тиристоров напряжение включения зависит от времени жизни носителей заряда при изменении температуры. С повышением температуры в рабочем диапазоне температур время жизни носителей возрастает, что приводит, как и в обычных транзисторах, к росту коэффициентов передачи токов. Поэтому напряжение включения с повышением температуры окружающей среды уменьшается.

У некоторых тиристоров первоначальным процессом, приводящим к увеличению суммарного коэффициента передачи тиристорной структуры и к переключению тиристора в открытое состояние, является лавинное умножение носителей заряда в сильном электрическом поле коллекторного перехода. Напряжение включения таких тиристоров увеличивается при увеличении температуры, так как при этом уменьшается длина свободного пробега носителей заряда.

Ток включения $I_{\text{вк}}$ – это такое значение прямого анодного тока через тиристор, выше которого тиристор переключается в открытое состояние при разомкнутой цепи управляющего вывода.

Ток включения уменьшается с повышением температуры в связи с увеличением времени жизни носителей заряда и с увеличением коэффициентов передачи тока.

Отпирающий ток управления $I_{\text{у вкл}}$ – наименьший ток в цепи управляющего вывода, который обеспечивает переключение тиристора в открытое состояние при данном напряжении на тиристоре. Отпирающий ток управления протекает в цепи управляющего вывода при некотором напряжении управления $U_{\text{у вкл}}$, которое необходимо приложить между управляющим выводом и выводом от эмиттерной области, прилегающей к соответствующей базе.

С повышением температуры тиристора из-за увеличения времени жизни носителей и из-за соответствующего роста коэффициента передачи токов отпирающий ток управления, а значит, и напряжение управления уменьшаются.

Время задержки t_3 – время, в течение которого анодный ток через тиристор возрастает до величины 0,1 установившегося значения с момента подачи на тиристор управляющего импульса, или время, в течение которого анодное напряжение на тиристоре уменьшается до 0,9 начального значения с момента подачи на тиристор управляющего импульса. Оба определения равноценны при чисто активной нагрузке во внешней цепи тиристора.

Время задержки и время включения зависят от управляющего тока, уменьшаясь с увеличением амплитуды управляющего импульса тока. Связано это с возникновением больших градиентов концентрации носителей в тири-

сторной структуре и, следовательно, с возникновением больших диффузионных токов, которые обеспечивают более быстрое накопление неравновесных носителей в базовых областях тиристора, т.е. обеспечивают включение тиристора.

Время включения $t_{\text{вкл}}$ – время, в течение которого ток через тиристор возрастает до 0,9 установившегося значения с момента подачи на тиристор управляющего импульса. Если внешняя цепь представляет собой чисто активную нагрузку для тиристора, то во время включения тиристора с увеличением тока соответственно уменьшается напряжение на тиристоре. Поэтому время включения в этом случае принято определять как время, в течение которого напряжение на тиристоре уменьшается до 0,1 начального значения с момента подачи на тиристор управляющего импульса.

Максимально допустимая скорость нарастания прямого напряжения $(dU/dt)_{\text{max}}$ – скорость нарастания прямого анодного напряжения, при которой еще не происходит переключения тиристора в открытое состояние при отключенном управляющем выводе. Кроме максимально допустимой скорости нарастания прямого напряжения используется иногда другой параметр тиристора – критическая скорость нарастания прямого анодного напряжения, т.е. такая минимальная скорость нарастания прямого анодного напряжения, при которой происходит переключение тиристора в открытое состояние. Критическое напряжение, при котором происходит самовключение тиристора, при больших величинах dU/dt называют *напряжением самовключения*. Оно меньше напряжения включения. Поэтому во всех случаях, чтобы исключить ложное переключение тиристора, амплитуда подаваемого напряжения и скорость его нарастания должны быть меньше допустимых значений напряжения самовключения и $(dU/dt)_{\text{max}}$.

Максимально допустимая скорость нарастания прямого тока $(dI/dt)_{\text{max}}$ – скорость нарастания прямого анодного тока через тиристор, не вызывающая необратимых процессов в тиристорной структуре и связанного с ними ухудшения электрических параметров тиристора. При любом способе включения тиристора процесс переключения начинает развиваться в ограниченном объеме, а затем распространяется по всей структуре. Таким образом, происходит неравномерное распределение тока по площади p - n -переходов тиристора. В тиристорах с большой площадью p - n -переходов, т.е. в мощных тиристорах, высокую проводимость весь объем тиристорной структуры может приобрести иногда только через несколько десятков микросекунд с момента подачи управляющего импульса.

При высоких скоростях нарастания прямого тока вблизи управляющего электрода (при включении тиристора с помощью тока управления) плотность прямого тока достигает больших значений и может произойти локальный разогрев структуры до температуры плавления кремния с последующим разрушением кремниевой пластинки или с последующим выходом тиристора из строя.

Бороться с этим явлением можно двумя способами: 1) управляющий электрод делают распределенным по всей площади тиристорной структуры;

2) ограничивают скорость нарастания прямого тока путем соответствующих схемных решений, например, включая последовательно с тиристором небольшую индуктивность.

Максимально допустимый ток в открытом состоянии $I_{np\ max}$ – максимальное значение тока в открытом состоянии, при котором обеспечивается заданная надежность тиристора. Для тиристорov разных типов максимально допустимый ток в открытом состоянии от 40 мА до 1000 А. Максимально допустимый ток определяется из условия, что температура любой части тиристорной структуры при работе тиристора не должна превышать допустимого значения (обычно 140 °С). Нагрев тиристора во время работы происходит из-за электрических потерь при прохождении прямого тока, токов утечки в закрытом тиристоре, тока в цепи управляющего вывода и от коммутационных потерь.

Остаточное напряжение U_{np} – значение напряжения на тиристоре, находящемся в открытом состоянии, при прохождении через него максимально допустимого тока. Остаточное напряжение обычно не превышает 2 В.

Ток выключения $I_{выкл}$ – значение прямого тока через тиристор при разомкнутой цепи управления, ниже которого тиристор выключается. В зависимости от типа тиристора ток выключения может быть от нескольких миллиампер до нескольких десятых долей ампера.

С повышением температуры величина тока выключения уменьшается в связи с ростом времени жизни носителей и увеличением коэффициентов передачи токов при тех же величинах проходящего через тиристор тока.

Время выключения $t_{выкл}$ – время от момента перемены тока, проходящего через тиристор, с прямого на обратный до момента, когда тиристор полностью восстановит запирающую способность в прямом направлении. Процесс выключения тиристора связан с исчезновением избыточных зарядов неравновесных носителей в базовых областях вследствие рекомбинации и ухода неравновесных носителей через *p-n*-переходы. Для ускорения процесса выключения в большинстве случаев к тиристору прикладывают обратное анодное напряжение.

Время выключения тиристорov увеличивается с повышением температуры, что также связано с ростом времени жизни носителей заряда и замедлением процесса рекомбинации неравновесных носителей в базовых областях тиристора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Колосницын, Б. С. Элементы интегральных схем. Физические основы / Б. С. Колосницын. – Минск : БГУИР, 2001.
2. Блихер, А. Физика силовых биполярных и полевых транзисторов / А. Блихер. – Л. : Энергоатомиздат, 1986.
3. Зи, С. Физика полупроводниковых приборов. Ч. 2 / С. Зи. – М. : Мир, 1984.
4. Ржевкин, К. С. Физические принципы действия полупроводниковых приборов / К. С. Ржевкин. – М. : МГУ, 1986.
5. Пасынков, В. В. Физика полупроводниковых приборов / В. В. Пасынков, Л. К. Чиркин. – М. : Высш. шк., 2001.
6. Проектирование и технология производства мощных СВЧ транзисторов / В. И. Никишин [и др.]. – М. : Радио и связь, 1984.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
1. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ.....	4
1.1. МОП-транзисторы с короткими и узкими каналами.....	4
1.1.1. Подпороговые токи.....	5
1.1.2. Пороговые напряжения	8
1.1.3. Умножение носителей и заряда окисла	10
1.2. МОП-транзисторные структуры.....	14
1.2.1. МОП-транзистор как усилитель мощности	14
1.2.2. Мощный МОП-транзистор как ключевой элемент.....	15
1.2.3. Геометрия мощного МОП-транзистора	17
1.2.4. Влияние температуры на параметры и характеристики МОП-транзистора	20
1.3. Мощные СВЧ МОП-транзисторы.....	21
1.3.1. Эквивалентные схемы мощного СВЧ МОП-транзистора в режиме малого и большого сигналов.....	21
1.3.2. Общий подход к выбору конструкции и проектированию топологии структуры мощного кремниевого СВЧ МОП-транзистора.....	24
1.4. Полевые транзисторы с затвором Шоттки.....	28
1.4.1. Устройство и принцип действия	28
1.4.2. Пороговое напряжение.....	30
1.4.3. Сравнительные характеристики ПТ с управляющим <i>p-n</i> -переходом и ПТШ.....	31
2. МОЩНЫЕ БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ.....	34
2.1. Свойства полупроводников с высокими концентрациями носителей заряда	34
2.1.1. Амбиполярные подвижности и коэффициент диффузии.....	34
2.1.2. Время жизни носителей при высоком уровне инжекции.....	36
2.1.3. Уменьшение ширины запрещенной зоны в кремнии при высоких концентрациях носителей	37
2.2. Лавинный пробой электронно-дырочного перехода	39
2.2.1. Пробой планарного электронно-дырочного перехода	39
2.2.2. Методы повышения напряжения лавинного пробоя	42
2.2.3. Полевая обкладка и эквипотенциальное кольцо	42
2.2.4. Резистивная полевая обкладка.....	45
2.2.5. Диффузионное охранное и полевое ограничительное кольца	46
2.3. Мощные биполярные транзисторы.....	48
2.3.1. Структуры мощных транзисторов.....	48
2.3.2. Влияние высокого уровня легирования на коэффициент усиления по току	50
2.3.3. Расширение базы при высоких плотностях тока	55
2.3.4. Методы увеличения коэффициента усиления по току.....	59

2.3.5	Частотные свойства мощных транзисторов	64
2.3.6	Тепловые свойства транзистора	65
2.4.	Мощные СВЧ биполярные транзисторы	74
2.4.1.	Общие сведения	74
2.4.2.	Электрофизические характеристики различных областей транзисторной структуры	77
2.4.3.	Типы структур мощных СВЧ-транзисторов	80
2.4.4.	Проектирование активных областей	82
3.	СВЧ-ДИОДЫ	88
3.1.	Туннельный и обращенный диоды	88
3.1.1.	Принцип действия и ВАХ туннельного диода.....	88
3.1.2.	Зависимости тока туннельного диода от температуры	92
3.1.3.	Частотные свойства туннельных диодов	94
3.1.4.	Обращенные диоды	96
3.2.	Параметрический диод (варикап)	98
3.2.1.	Структура и принцип действия.....	98
3.2.2.	Основные параметры.....	100
3.2.3.	Частотные свойства	100
3.3.	Приборы на пролетных эффектах.....	102
3.3.1.	Общие сведения.....	102
3.3.2.	Лавинно-пролетный диод.....	104
3.3.3.	Инжекционно-пролетные диоды	110
3.4.	Диод Шоттки.....	116
3.4.1.	Общие сведения.....	116
3.4.2.	Вольт-амперная характеристика диода Шоттки	118
3.4.3.	Области применения диодов Шоттки	120
3.4.4.	Ток неосновных носителей в диоде Шоттки.....	122
3.4.5.	Частотные ограничения диода Шоттки.....	124
3.4.6.	Сравнительный анализ диода Шоттки и диода на <i>p-n</i> -переходе ..	125
4.	ТИРИСТОРЫ	127
4.1.	Физика работы тиристоров	127
4.1.1.	Диодные тиристоры.....	127
4.1.2.	Структура и принцип действия.....	127
4.1.3.	Закрытое состояние	130
4.1.4.	Условие переключения тиристора.....	131
4.1.5.	Открытое состояние	132
4.1.6.	Диодный тиристор с зашунтированным эмиттерным переходом.....	133
4.2.	Разновидности тиристоров	134
4.2.1.	Триодные тиристоры	134
4.2.2.	Тиристоры, проводящие в обратном направлении	136
4.2.3.	Симметричные тиристоры	138
4.3.	Способы управления тиристорами	139
4.3.1.	Включение тиристоров	139
4.3.2.	Выключение тиристоров.....	143
4.4.	Параметры и характеристики.....	145
	ЛИТЕРАТУРА	148

Учебное издание

Колосницин Борис Сергеевич

МОЩНЫЕ И СВЧ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ

Редактор *Н. В. Гриневич*

Корректор *М. В. Тезина*

Компьютерная верстка *Е. Н. Мирошниченко*

Подписано в печать 13.02.2008. Формат 60×84 1/16. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс».
Печать ризографическая. Усл. печ. л. 8,95. Уч.-изд. л. 7,7. Тираж 100 экз. Заказ 604.

Издатель и полиграфическое исполнение: Учреждение образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»
ЛИ №02330/0056964 от 01.04.2004. ЛП №02330/0131666 от 30.04.2004.
220013, Минск, П. Бровки, 6