

Этот файл загружен с сайта кафедры ФОЭТ <http://foet.miem.edu.ru>

Обо всех обнаруженных неточностях и опечатках просьба сообщать на e-mail serj@foet.miem.edu.ru

PDF-версия от 8 апреля 2008 г.

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**Московский государственный институт электроники и математики
(технический университет)**

А.П. Лысенко

БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

**Утверждено Редакционно-издательским советом института
в качестве Учебного пособия**

Москва – 2006

УДК

Рецензенты: канд. техн. наук Н.А. Чарыков (Московский энергетический институт);
канд. техн. наук В.Ф. Попов (МВТУ им Н.Э. Баумана)

Лысенко А.П.

Статический коэффициент передачи тока базы транзистора и его зависимость от режима и температуры. Учебное пособие – Московский государственный институт электроники и математики. М., 5005. – 29 с.

ISBN

Рассматриваются процессы в различных областях транзисторной структуры, определяющие теория статический коэффициент передачи тока базы транзистора и его зависимость от режима и температуры.

Для студентов и аспирантов, обучающихся по специальности 200100 «Микроэлектроника и твердотельная электроника»

Содержание

1. Определение и конструкция
- 1.2. Схемы включения
- 1.3. Усиление по мощности электрических сигналов транзистором, включенным по схеме с ОБ
- 1.4. Работа транзисторов в схеме с общим эмиттером (ОЭ)
- 1.5. Статические характеристики транзистора
2. Статический коэффициент передачи тока базы транзистора и его зависимость от режима и температуры
 - 2.1. Основные теоретические положения
 - 2.1.1. Рекомбинационные потери в активной базе
 - 2.1.2. Распределение неосновных носителей заряда по координате в активной базе транзистора при произвольном распределении примеси
 - 2.1.3. Время пролета неосновных носителей заряда через активную базу
 - 2.1.4. Рекомбинационные потери в пассивной базе
 - 2.1.5. Рекомбинационные потери в эмиттере
 - 2.1.5.1. Рекомбинационные потери в толстом эмиттере
 - 2.1.5.2. Рекомбинационные потери в тонком эмиттере
 - 2.1.6. Рекомбинационные потери в слое объемного заряда эмиттерного перехода
 - 2.1.7. Рекомбинационные потери на поверхности
 - 2.2. Зависимость коэффициента передачи тока базы от режима и температуры
3. Дифференциальный коэффициент передачи тока базы транзистора
4. Дифференциальный коэффициент передачи тока на высокой частоте
5. Эффекты в биполярных транзисторах при больших плотностях тока
 - 5.1. Эффект Кирка
 - 5.2. Эффект оттеснения эмиттерного тока к краю эмиттерного перехода
6. Параметры транзисторов, работающих в ключевом режиме
7. Обратный ток коллектора
Литература:

1. Определение и конструкция

Биполярные транзисторы являются основными полупроводниковыми приборами современной твердотельной электроники. В настоящее время они занимают первое место по выпуску и использованию в аппаратуре. Выпускаются транзисторы на диапазон рабочих токов от единиц микроампер до сотен ампер, по напряжению - от единиц вольт до двух киловольт, по частоте - от постоянного тока до 5 ГГц.

Биполярный транзистор – прибор, состоящий из двух взаимодействующих $p-n$ -переходов. Существует три большие области использования транзисторов, в связи с чем их можно разделить на три группы: усилительные - для усиления электрического сигнала по мощности; переключательные - для работы в ключевых схемах; генераторные - для генерации электрической мощности. В зависимости от назначения транзисторы работают в соответствующих режимах и характеризуются специальными параметрами и конструктивными особенностями.

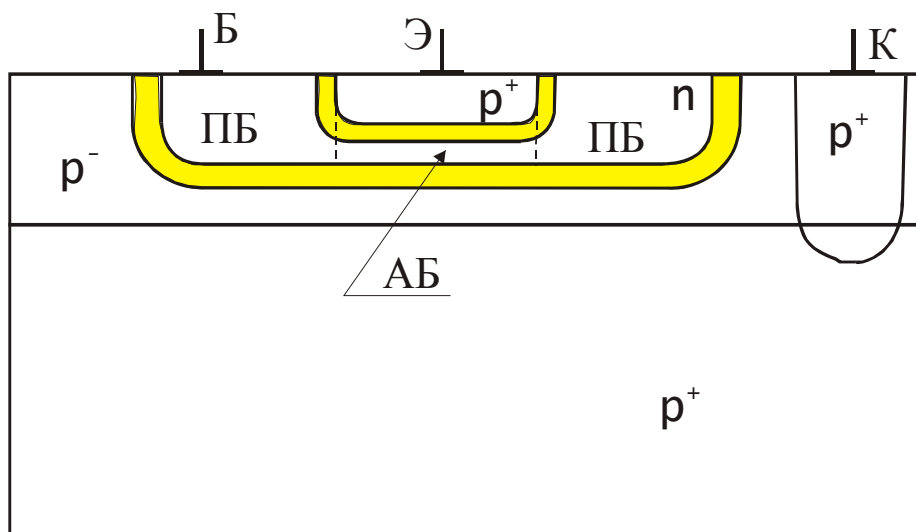


Рис.1. Вариант конструкции биполярного транзистора

Тем не менее, структура всех разновидностей транзисторов остается одной и той же, и они характеризуются одним и тем же набором основных параметров. Один из вариантов конструкции транзистора приведен на рис.1.

Взаимодействие эмиттерного и коллекторного $p-n$ -переходов осуществляется через базу, толщина которой (W_B) должна быть много меньше диффузионной длины неосновных носителей заряда (дырок в рассматриваемом примере). Часть базы, находящаяся непосредственно под эмиттером, называется активной базой (АБ), остальная часть – пассивной базой (ПБ).

1.1. Схемы включения

Транзистор может быть включен по схемам с общей базой (ОБ), общим эмиттером (ОЭ) и общим коллектором (ОК). При этом один из выводов транзистора является общим для входной и выходной цепи. Входная цепь – цепь источника сигнала, выходная – цепь нагрузки, в которой выделяется усиленная мощность.

1.2. Режимы работы

Различают следующие режимы работы транзистора:

- активный (или усилительный) режим имеет место, когда эмиттерный переход открыт, а коллекторный - закрыт;
- режим отсечки – когда оба перехода закрыты;
- режим насыщения – когда оба перехода открыты;
- инверсный режим – когда эмиттерный переход закрыт, а коллекторный – открыт.

В активном режиме транзистор работает как линейный (в первом приближении) усилитель малого переменного сигнала.

Если же транзистор используется как электронный ключ, запертому состоянию ключа соответствует режим отсечки, а открытому состоянию – режим насыщения.

1.3. Усиление по мощности электрических сигналов транзистором, включенным по схеме с ОБ

Вариант усилительного каскада, собранного по схеме с ОБ, приведен на рис.2. Транзистор может усиливать по мощности электрические сигналы постоянного и переменного тока. Для простоты анализа проследим, как происходит усиление сигнала постоянного тока. Для этого на рис. 2 будем полагать величину переменного сигнала $V_{вх\sim} = 0$. А меняться будет только величина смещения $E_э$ во входной цепи (это и будет входное напряжение). Выходным током при этом является ток эмиттера $J_э$. Выходным напряжением является напряжение на нагрузке $V_н$, а выходным током – ток коллектора $J_к$. В таком случае мощность входного сигнала $P_{вх} = J_э \cdot E_э$, а мощность выходного сигнала $P_{вых} = J_к V_н$.

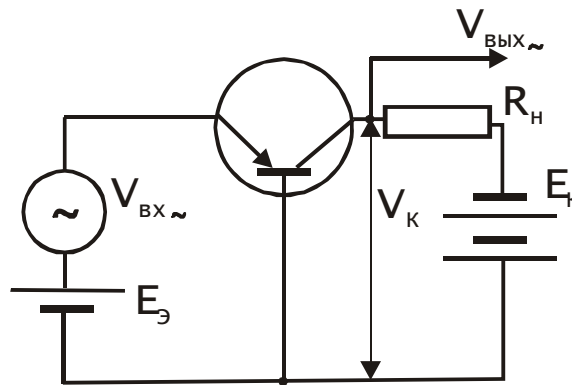


Рис.2. Схема включения биполярного транзистора с ОБ

Усиление по мощности можно характеризовать коэффициентом усиления

$$K_P = \frac{\Delta P_{вых}}{\Delta P_{вх}} = \frac{\Delta J_к \cdot \Delta V_н}{\Delta J_э \cdot \Delta E_э}. \quad (1)$$

Видно, что коэффициент усиления по мощности можно представить в виде произведения коэффициентов усиления по току K_J и по напряжению K_V :

$$K_P = K_J \cdot K_V;$$

$$K_J = \frac{\Delta J_K}{\Delta J_{\mathcal{E}}}; \quad (2)$$

$$K_V = \frac{\Delta V_H}{\Delta E_{\mathcal{E}}}.$$

В технической литературе коэффициент усиления по току K_J принято называть коэффициентом передачи тока, который для схемы с ОБ обозначается α (или $h_{21Б}$) и является одним из основных параметров транзистора. Коэффициент передачи тока α очень мало отличается от 1 в меньшую сторону и составляет для современных приборов (0.95÷0.999).

Рассмотрим подробнее, как осуществляется передача тока от эмиттера к коллектору и за счет чего обеспечивается почти стопроцентная передача тока.

На рис.3 приведен фрагмент транзисторной структуры (в активном режиме) и ее энергетическая диаграмма. Входное напряжение, падая на эмиттерном $p^+ - n$ -переходе, снижает потенциальный барьер для основных носителей, обеспечивая инжекцию дырок в базу транзистора. Встречная инжекция электронов из базы в эмиттер из-за резкой асимметрии эмиттерного перехода (область эмиттера легирована намного сильнее области базы) очень мала.

Если база легирована однородно (бездрейфовый транзистор), то дырки в базе перемещаются только вследствие диффузии, т.е. хаотического теплового движения, для которого нет избранных направлений в пространстве. Дырки в базе – неосновные носители и в течение времени жизни τ_p они могут диффундировать в любом направлении в среднем на диффузионную длину L_p . Поскольку толщина активной базы W_B много

меньше L_p , то дырки в своем движении обязательно подтекают либо к эмиттерному, либо к коллекторному переходам. Поле переходов эти дырки выбрасывают из базы либо в коллектор, либо в эмиттер. Та часть дырок, которая возвращается в эмиттер, не дает вклада ни в ток эмиттера,

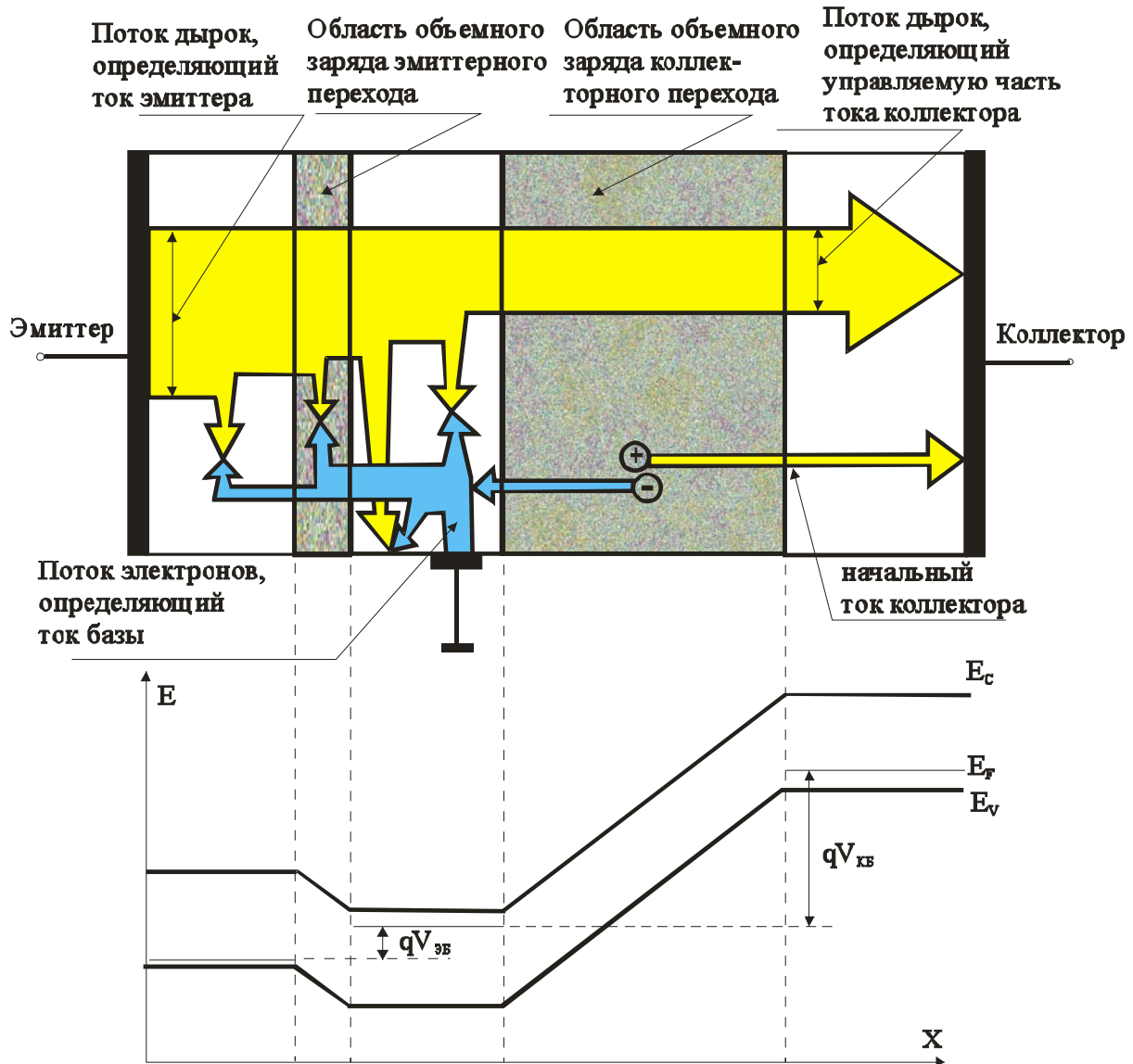


Рис.3. Биполярный транзистор $p-n-p$ -типа и его зонная диаграмма при активном режиме

ни, тем более, в ток коллектора. Те же дырки, что собрались коллекторным переходом, обеспечивают вклад и в ток эмиттера, и в ток коллектора.

В процессе перемещения носителей от вывода эмиттера до вывода коллектора часть дырок рекомбинирует с электронами, поступающими в основном из базового вывода транзисторов (см. рис.3).

При этом можно выделить пять областей в транзисторе (см. рис.1), где возможны потери дырок на рекомбинацию: 1 – потери в активной базе, 2 – потери в пассивной базе (за счет инжекции дырок через боковые части эмиттерного перехода), 3 – потери в эмиттерной области за счет встречной инжекции электронов в эмиттер и последующей рекомбинации этих электронов с дырками, 4 – рекомбинационные потери в объемном заряде эмиттерного перехода (этот процесс особенно существенен при малых смещениях на эмиттерном переходе), 5 – рекомбинационные потери на поверхностных участках пассивной базы и в области выхода на поверхность кристалла объемного заряда эмиттерного перехода.

Из-за перечисленных потерь дырок на рекомбинацию с электронами ток коллектора в транзисторе оказывается несколько меньше тока эмиттера. Тем не менее, эти потери можно за счет грамотной конструкции транзистора понизить до долей процента, вследствие чего в реальном транзисторе достигается практическое равенство тока коллектора току эмиттера.

Рассмотрим соотношение напряжений входного и выходного. Изменение входного напряжения $\Delta V_{вх}$ можно связать с изменением входного тока $\Delta J_{вх}$ через входное сопротивление транзистора $R_{вх}$

$$\Delta V_{вх} = \Delta J_{вх} \cdot R_{вх}. \quad (3)$$

Поскольку входной ток – это прямой ток эмиттерного перехода, то он экспоненциально растет с ростом входного напряжения и

$$\Delta J_{вх} \sim \exp\left(\frac{q \cdot \Delta V_{вх}}{kT}\right), \text{ если } \Delta V_{вх} \gg \frac{kT}{q}. \quad (4)$$

Входное сопротивление прямо смещенного перехода резко падает с ростом прямого смещения и при приближении входного напряжения к величине

контактной разности эмиттерного перехода ($0.7 \div 0.9$ В) входное сопротивление составляет единицы Ом.

Соответственно, изменение выходного напряжения $\Delta V_{\text{ВЫХ}} = \Delta J_{\text{ВЫХ}} \cdot R_{\text{Н}}$. Тогда коэффициент усиления по мощности

$$K_P = \frac{\Delta J_{\text{ВЫХ}}}{\Delta J_{\text{ВХ}}} \cdot \frac{\Delta V_{\text{ВЫХ}}}{\Delta V_{\text{ВХ}}} = \frac{\Delta J_{\text{ВЫХ}}}{\Delta J_{\text{ВХ}}} \cdot \frac{\Delta J_{\text{ВЫХ}} \cdot R_{\text{Н}}}{\Delta J_{\text{ВХ}} \cdot R_{\text{ВХ}}} = \frac{R_{\text{Н}}}{R_{\text{ВХ}}}. \quad (5)$$

Таким образом, усиление по мощности определяется тем, какое сопротивление нагрузки можно поставить в выходной цепи. Выбор оптимального сопротивления нагрузки – самостоятельная многофакторная задача. Здесь же следует отметить, что максимальное $R_{\text{Н}}$ зависит от величины максимального выходного тока:

$$R_{\text{Н max}} \leq \frac{E_{\text{К}}}{J_{\text{К max}}}. \quad (6)$$

Только при этом условии коллекторный переход может оставаться под обратным смещением. Поэтому для оценки максимального K_P (для схемы с ОБ) лучше воспользоваться соотношением:

$$K_{P \text{ max}} = \frac{\Delta V_{\text{ВЫХ max}}}{\Delta V_{\text{ВХ max}}}. \quad (7)$$

Максимальное $\Delta V_{\text{ВХ max}} \approx V_{\text{ЭО}}$ – это контактная разность потенциалов эмиттерного перехода. Максимально возможное $\Delta V_{\text{ВЫХ max}} = E_{\text{К}}$, т.е. равно напряжению питания в выходной цепи. Следовательно,

$$K_{P \text{ max}} = \frac{E_{\text{К}}}{V_{\text{ЭО}}}. \quad (8)$$

На обратно смещенный коллекторный переход можно подавать достаточно большое напряжение (до пробоя), поэтому $E_{\text{К}} \gg V_{\text{ЭО}}$. За счет этого получаем значительное усиление по напряжению и, следовательно, по мощности.

1.4. Работа транзисторов в схеме с общим эмиттером (ОЭ)

Схема усилительного каскада $p-n-p$ -транзистора, включенного по схеме с ОЭ приведена на рис.4.

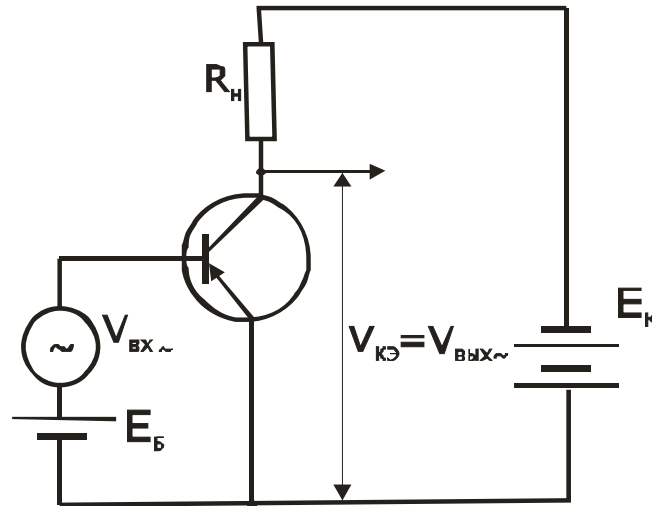


Рис.4. Схема усилительного каскада на $p-n-p$ -транзисторе, включенном по схеме с ОЭ

Все соображения относительно отношения $\Delta V_{\text{вых max}} / \Delta V_{\text{вх max}}$ остаются в силе и для этой схемы включения. Основное же отличие работы транзистора по схеме с ОЭ от работы по схеме с ОБ заключается в том, что происходит также значительное усиление по току, т.е. коэффициент передачи по току

$$h_{21E} = \frac{\Delta J_{\text{вых}}}{\Delta J_{\text{вх}}} = \frac{\Delta J_K}{\Delta J_B} = \frac{\alpha}{1-\alpha} \gg 1. \quad (9)$$

Рассмотрим, как формируется выходной ток (ток коллектора) при подаче на вход постоянного тока базы ($J_B = \text{const}$). На рис.5 приведены временные диаграммы изменения тока базы и тока коллектора.

Чтобы наблюдать увеличение тока коллектора, направление базового тока принимается таким, что основные (для базы) носители заряда втекали в базу. В рассматриваемом примере в базу должны втекать электроны. Как видно из энергетической диаграммы (на рис. 3), электроны в базе оказываются в потенциальной яме, т.е. они отделены энергетическим

барьером от эмиттера и от коллектора. Свободный вход-выход электронов осуществляется только через омический контакт к базе. Осуществим на входе режим генератора тока ($J_B - const$). Это означает, что в каждую масштабную единицу времени в базу поступает фиксированная порция электронов. За единицу времени примем время пролета дырок через активную базу ($\tau_{\text{прол}}$). Поступающую за это время в базу порцию электронов обозначим Δn_1 .

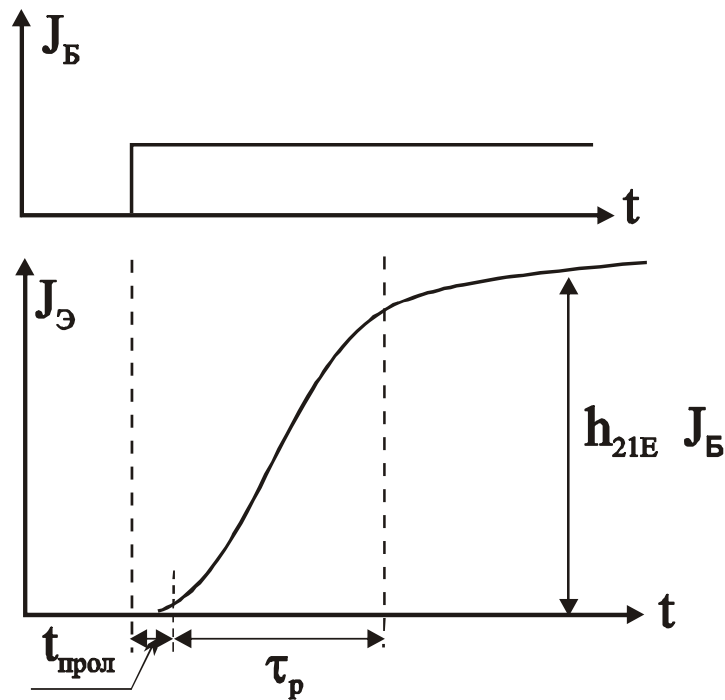


Рис.5. Временные диаграммы изменения тока базы и тока коллектора

Итак, после включения базового тока в первую единицу времени в базу поступает Δn_1 электронов, которые заряжают базу отрицательно. Компенсация этого заряда может происходить либо за счет ухода этих электронов в эмиттере через понизившийся потенциальный барьер, либо за счет прихода в базу из эмиттера дырок (или и то и другое). Однако, благодаря тому, что эмиттер легирован много сильнее базы, реализуется второй вариант. Таким образом, в базу из эмиттера поступает порция дырок $\Delta p_1 = \Delta n_1$. Избыточные электронно-дырочные пары диффундируют

от эмиттера к коллектору и через время пролета все дырки оказываются в коллекторе. Таким образом, коллекторный ток появляется с определенной задержкой ($\approx \tau_{\text{прол}}$) после подачи базового тока и в первый момент равен базовому току. Однако дырки ушли в коллектор, а электроны остались в базе. К этому времени в базу поступает следующая порция электронов Δn_1 , и количество электронов в базе (в первом приближении) удваивается. Следовательно, из эмиттера в базу должно поступать вдвое больше дырок, которые опять через время пролета соберутся коллектором и так далее. Идет накопление в базе избыточных электронов и ток дырок растет со временем. Если бы отсутствовали процессы рекомбинации в базе, то процесс накопления электронов (и, следовательно, рост коллекторного тока) продолжался бы непрерывно. Однако, при прохождении базы часть дырок рекомбинирует. Когда количество рекомбинирующих дырок за время пролета будет равно количеству поступающих в базу электронов Δn_1 процесс стабилизируется. К этому времени в базе накопится избыточное количество электронов $\Delta n = \Delta n_1 \cdot (\tau_p / \tau_{\text{прол}})$ и, следовательно, стационарный ток коллектора будет превышать ток базы в $\tau_p / \tau_{\text{прол}}$ раз. Важно, что время установления стационарного тока в транзисторе определяется временем жизни неосновных носителей в базе. Таким образом, быстродействие транзистора в схеме с ОБ (определяемое временем пролета) гораздо выше, чем в схеме с ОЭ (определяемое временем жизни свободных носителей).

1.5. Статические характеристики транзистора

В общем случае транзистор можно представить как активный и нелинейный четырехполюсник (рис.6), который характеризуется семейством нелинейных статических характеристик, связывающих постоянные напряжения V_1, V_2 и токи J_1, J_2 на входе и выходе транзистора. Все эти величины являются взаимосвязанными, причем достаточно задать

две из них для того, чтобы однозначно определить по статическим характеристикам две другие. Задаваемые величины являются независимыми переменными, две другие представляют собой некоторые функции независимых переменных. Хотя возможно большое число комбинаций задания переменных величин, на практике, исходя из удобства и простоты измерений, для полного описания свойств транзистора в каждой схеме включения используют только два семейства статических входных и выходных вольтамперных характеристик транзисторов.



Рис. 6. Четырехполюсник, эквивалентный транзистор

Семейство выходных ВАХ транзистора с ОЭ (рис.7) представляет собой зависимость $J_K(V_{KЭ})$, причем параметром семейства является ток базы J_B . Выходная ВАХ транзистора при фиксированном токе базы имеет два ярко выраженных участка: крутой (начальный) и пологий. Крутой участок соответствует режиму насыщения транзистора, когда базовый ток удовлетворяет условию:

$$J_{Bнас} > \frac{J_K}{h_{21E}}. \quad (10)$$

При этом оба перехода оказываются в прямом смещении и уравнение ВАХ на этом участке (в первом приближении) можно записать в виде

$$J_K \approx \frac{V_{KЭ}}{r_K}, \quad (11)$$

где r_K – так называемое сопротивление насыщения транзистора.

Фактически это есть сопротивление растекания тела коллектора на пути от коллекторного перехода до омического контакта к коллектору. При более пристальном рассмотрении можно показать, что сопротивление

r_k может зависеть от тока базы, т.е. на этом участке вольтамперные характеристики могут и не сливаться в одну кривую.

На пологом участке ВАХ (активный режим) может быть описана выражением:

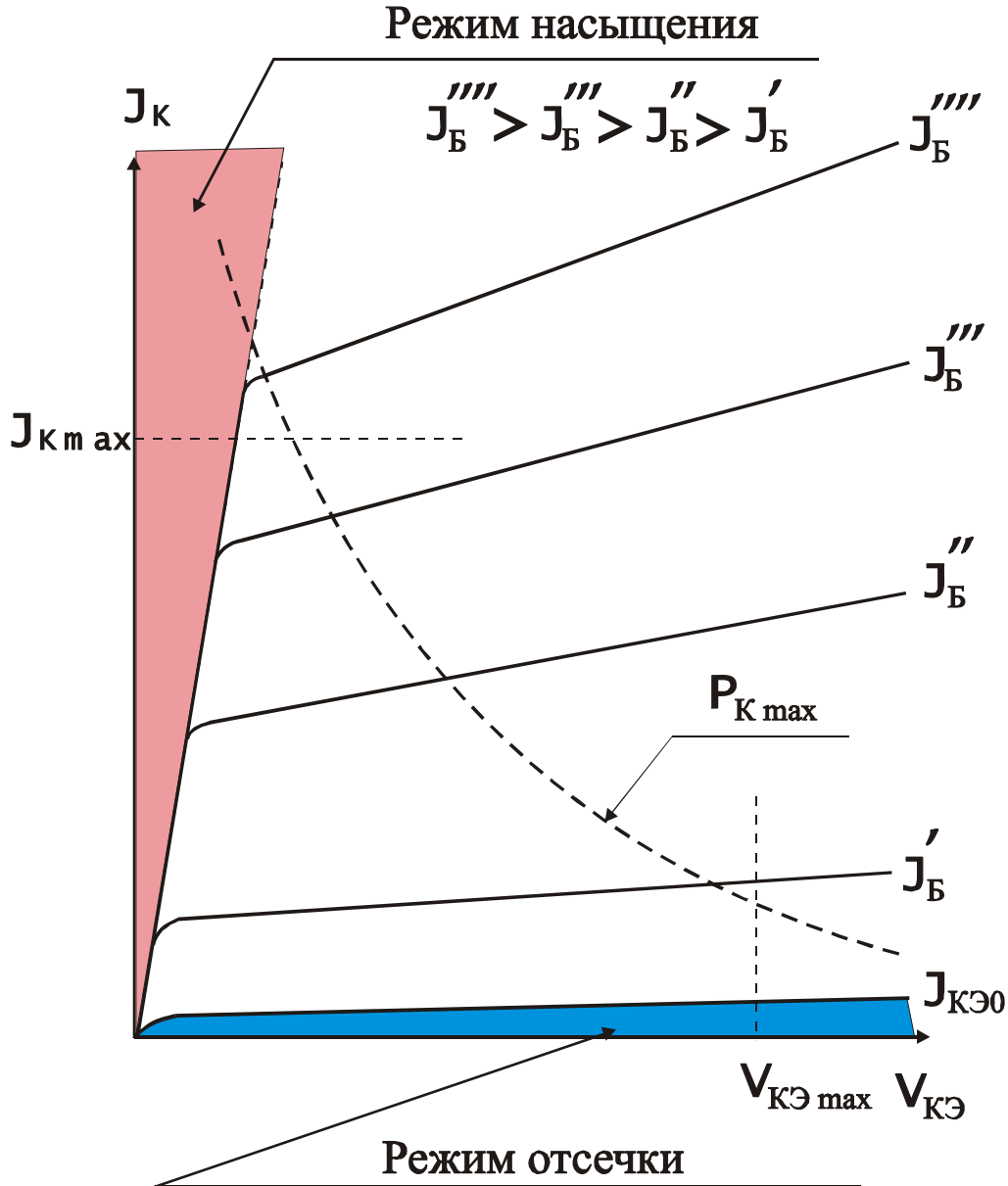


Рис. 7. Выходные статические характеристики транзистора, включенного по схеме с ОЭ

$$J_K = h_{21E} \cdot J_B + J_{KЭ0}, \quad (12)$$

где $J_{KЭ0}$ — начальный ток коллектора транзистора в схеме с ОЭ. По сути дела это обратный ток коллекторного p - n -перехода ($J_{КБ0}$), усиленный

самим транзистором ($J_{КЭ0} \approx h_{21E} \cdot J_{КБ0}$). Если бы коэффициент передачи h_{21E} не зависел от напряжения на коллекторе, то выходная статическая характеристика транзистора на этом участке изображалась бы горизонтальной линией. Однако, из-за эффекта Эрли (изменение ширины активной базы с изменением напряжения на коллекторном переходе) h_{21E} является возрастающей функцией $V_{КЭ}$. Наклон характеристики в этом режиме можно характеризовать дифференциальным сопротивлением $R_K = dV_{КЭ}/dJ_K$. Чем больше R_K , тем больше можно получить коэффициент усиления по мощности.

При анализе выходных статических характеристик транзистора следует помнить, что существует ограничение, во-первых, на максимальный ток коллектора (связанное с рядом эффектов высокого уровня инжекции), во-вторых, на максимально допустимое напряжение $V_{КЭ}$ (определяемое электрическим пробоем транзистора) и, в третьих, на максимально допустимую рассеиваемую мощность P_{max} (связанную с эффектом саморазогрева и определяемую тепловым сопротивлением конструкции прибора и условиями эксплуатации).

Семейство входных характеристик транзистора в схеме с ОЭ (рис. 8)

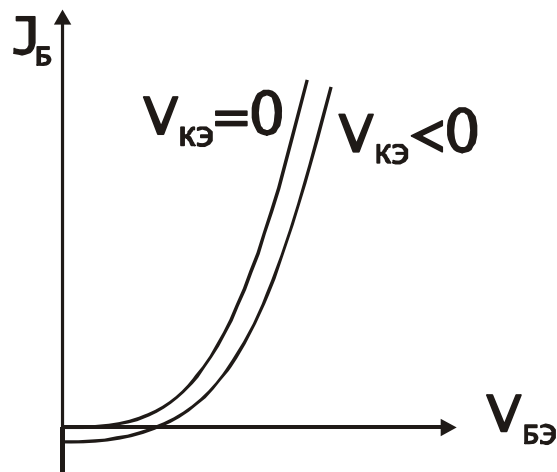


Рис.8. Входные статические характеристики транзистора, включенного по схеме с ОЭ

представляет собой зависимость $J_B(V_{БЭ})$, причем параметром семейства является напряжение на коллекторе $V_{КЭ}$.

Начальная входная характеристика (при $V_{КЭ} = 0$) есть ни что иное, как прямая ветвь ВАХ p - n -перехода. Правда, следует учесть, что ток базы – это только электронная составляющая полного прямого тока p^+ - n -перехода, которая целиком расходуется на рекомбинацию с дырками в различных областях транзистора. Если же на коллекторный переход подать обратное смещение, то вследствие расширения ОПЗ коллекторного перехода толщина активной базы уменьшится и, следовательно, уменьшится процесс рекомбинации в активной базе. За счет этого базовый ток при этом же напряжении на эмиттерном переходе будет меньше, и вся ВАХ (при $V_{КЭ} < 0$) идет ниже.

2. Статический коэффициент передачи тока базы транзистора и его зависимость от режима и температуры

2.1. Основные теоретические положения

Параметром, важным для любых транзисторов, является коэффициент передачи тока h_{21} . Согласно определению под коэффициентом передачи тока понимают отношение выходного тока транзистора к входному току. Удобнее всего анализировать поведение коэффициента передачи тока транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером (ОЭ). Различают статический h_{21E} и дифференциальный h_{21e} коэффициенты передачи тока базы:

$$h_{21E} = \frac{J_K}{J_B} \bigg|_{\substack{J_K = \text{const} \\ V_{К-Э} = \text{const}}} ; \quad h_{21e} = \frac{dJ_K}{dJ_B} \bigg|_{\substack{J_K = \text{const} \\ V_{К-Э} = \text{const}}} , \quad (1)$$

где J_K - ток коллектора (выходной ток), J_B - ток базы (входной ток), $V_{К-Э}$ - напряжение коллектор - эмиттер (выходное напряжение).

Рассмотрим сначала статический коэффициент передачи тока базы. В стационарном активном (усилительном) режиме весь ток базы расходуется на поддержание процессов рекомбинации в транзисторе. Поскольку коэффициент передачи зависит от режима по постоянному току (т.е. от комбинации значений J_K и $V_{K-Э}$), то чем интенсивнее идут процессы рекомбинации, тем больше будет ток базы и, следовательно, меньше коэффициент передачи тока. Для анализа процессов рекомбинации в транзисторе необходимо исходить из конструкции прибора. Рассмотрим вариант наиболее типичной конструкции планарного транзистора, изображенной на рис.1.

Базовый ток этого транзистора (в активном режиме) обеспечивается поступающими из внешней цепи электронами. Все они в стационарном случае расходуются на рекомбинацию с дырками в следующих областях транзисторной структуры: в активной базе, в пассивной базе, в слое объемного заряда эмиттерного перехода, в эмиттере и на поверхности кристалла. Поверхность выделяется отдельно, т.к. там условия рекомбинации существенно отличаются от условий в объеме кристалла. Понятно, что рекомбинацию на поверхности надо учитывать для пассивной базы и для объемного заряда эмиттерного перехода. С учетом сказанного весь базовый ток можно представить в виде пяти слагаемых:

$$J_B = J_A + J_{П} + J_{ЭП} + J_{И} + J_S, \quad (2)$$

где J_A - ток рекомбинации в активной базе, $J_{П}$ - ток рекомбинации в пассивной базе, $J_{ЭП}$ - ток рекомбинации в слое пространственного заряда эмиттерного перехода, $J_{И}$ - ток рекомбинации в эмиттере (связанный с встречной инжекцией электронов из базы в эмиттер), J_S - ток рекомбинации на поверхности кристалла.

Учитывая структуру базового тока, гораздо удобнее анализировать не сам коэффициент передачи тока, а его обратную величину:

$$\frac{1}{h_{21E}} = \frac{J_B}{J_K} = \frac{J_A + J_{\Pi} + J_{\text{ЭП}} + J_{\text{И}} + J_S}{J_K} = \frac{J_A}{J_K} + \frac{J_{\Pi}}{J_K} + \frac{J_{\text{ЭП}}}{J_K} + \frac{J_{\text{И}}}{J_K} + \frac{J_S}{J_K}. \quad (3)$$

Как следует из (3), обратный коэффициент передачи тока транзистора можно представить в виде пяти слагаемых. Для определенности будем рассматривать транзистор *p-n-p*- типа. Поскольку все дырки, теряемые на рекомбинацию на пути от эмиттера до коллектора, следует отнести к потерям (выходной ток будет меньше входного за счет прорекомбинировавших дырок), то естественно каждое из слагаемых в (3) назвать рекомбинационными потерями в соответствующей области транзистора. Тогда (3) можно переписать в виде

$$\frac{1}{h_{21E}} = R_A + R_{\Pi} + R_{\text{ЭП}} + R_{\text{Э}} + R_S, \quad (4)$$

где R_A - рекомбинационные потери в активной базе, R_{Π} - рекомбинационные потери в пассивной базе, $R_{\text{ЭП}}$ - рекомбинационные потери в слое объемного заряда эмиттерного перехода, $R_{\text{Э}}$ - рекомбинационные потери в эмиттере, R_S - рекомбинационные потери на поверхности кристалла.

2.1.1. Рекомбинационные потери в активной базе

Согласно определению $R_A \equiv \frac{J_A}{J_K}$. Часть базового тока, связанную с

рекомбинацией в активной базе, можно найти из соотношения

$$J_A = qS_{\text{ЭА}} \int_0^{W_A} \frac{p(x)}{\tau(x)} dx, \quad (5)$$

где q - заряд электрона, $S_{\text{ЭА}}$ - площадь эмиттера, граничащая с активной базой, W_A - толщина активной базы, $p(x)$ - распределение неосновных носителей заряда от координаты в активной базе, $\tau(x)$ - зависимость времени жизни неравновесных носителей заряда от координаты. Ноль

координаты x совпадает с границей объемного заряда эмиттерного перехода со стороны базы транзистора.

Ток коллектора удобнее определить, введя понятие времени пролета t_A неосновных носителей заряда через активную базу транзистора:

$$t_A = \int_0^{W_A} \frac{dx}{v_x(x)}, \quad (6)$$

где v_x - направленная по оси x скорость перемещения инжектированных из эмиттера в базу неосновных носителей заряда. Если в (6) числитель и знаменатель подынтегрального выражения умножить на одно и то же число $q \cdot S_{ЭА} \cdot p(x)$, то получим:

$$t_A = \int_0^{W_A} \frac{qS_{ЭА}p(x)}{v_x(x)qS_{ЭА}p(x)} dx. \quad (7)$$

В знаменателе подынтегрального выражения получился ток дырок как функция координаты $J_p(x)$. Поскольку в современных транзисторах коэффициент переноса неосновных носителей через базу очень близок к единице (отличие от единицы составляют тысячные доли), то практически можно зависимостью тока дырок от координаты пренебречь и считать, что $J_p(x) \cong \text{const}$. Если учесть, что коэффициент передачи тока реальных транзисторов в схеме с общей базой (ОБ) также близок к единице, то в первом приближении можно считать, что $J_p(x) \cong J_{Э} \cong J_K$. Тогда (7) преобразуется к виду

$$t_A = \frac{\int_0^{W_A} qS_{ЭА}p(x)dx}{J_K}. \quad (8)$$

Нетрудно видеть, что числитель дроби в выражении (8) представляет собой полный заряд дырок Q_A , инжектированных из эмиттера в активную базу. С учетом этого ток коллектора можно определить как

$$J_K = \frac{Q_A}{t_A}. \quad (9)$$

С учетом (5) - (9) получаем для рекомбинационных потерь в активной базе следующее выражение:

$$R_A = t_A \frac{\int_0^{W_A} \frac{p(x)}{\tau(x)} dx}{\int_0^{W_A} p(x) dx}. \quad (10)$$

Если пренебречь, в первом приближении, зависимостью времени жизни от координаты и использовать понятие среднего времени жизни в активной базе τ_A , то рекомбинационные потери в активной базе можно записать в виде:

$$R_A = \frac{t_A}{\tau_A}. \quad (11)$$

Для нахождения с использованием выражения (8) необходимо знать распределение инжектированных в активную базу дырок $p(x)$.

2.1.2. Распределение неосновных носителей заряда по координате в активной базе транзистора при произвольном распределении примеси

Учитывая, что в общем случае перенос неосновных носителей через базу транзистора может осуществляться как за счет диффузии, так и за счет дрейфа, для нахождения функции $p(x)$ запишем сначала выражение для тока дырок как функцию координаты x :

$$J_p(x) = qS_{ЭА} \bar{u}_p p(x) \mathcal{E}(x) - qS_{ЭА} \bar{D}_p \frac{dp(x)}{dx} \cong J_K, \quad (12)$$

где \bar{u}_p и \bar{D}_p - усредненные по базе значения подвижности и коэффициента диффузии неосновных носителей заряда соответственно. Встроенное электрическое поле $\mathcal{E}(x)$ определяется распределением ионизированной примеси (в данном случае эффективной донорной примеси) $N(x)$:

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{kT}{q} \frac{1}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx}. \quad (13)$$

Подставляя (13) в (12), получаем дифференциальное уравнение для определения функции $p(x)$:

$$\frac{dp(x)}{dx} + \frac{p(x)}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx} + \frac{J_K}{qS_{\text{ЭА}} \overline{D}_p} = 0. \quad (14)$$

Решение этого дифференциального уравнения, при граничном условии $p(W_A) = 0$, имеет вид

$$p(x) = \frac{J_K}{qS_{\text{ЭА}} \overline{D}_p} \frac{1}{N(x)} \int_x^{W_A} N(x) dx. \quad (15)$$

Получили, что функция $p(x)$, входящая в выражение для рекомбинационных потерь в активной базе, зависит от распределения по базе типозадающей примеси и от средней подвижности (т. к. $\overline{D}_p = \frac{kT}{q} u_p$) неосновных носителей заряда в базе.

2.1.3. Время пролета неосновных носителей заряда через активную базу

Рассмотрим, чем определяется время пролета неосновных носителей заряда через активную базу транзистора.

Для времени пролета в самом общем случае, с учетом (8) и (15) имеем:

$$t_A = \frac{1}{\overline{D}_p} \int_0^{W_A} \frac{1}{N(x)} \left[\int_x^{W_A} N(x) dx \right] dx. \quad (16)$$

Рассмотрим два наиболее распространенных частных случая. Случай с однородно легированной базой (бездрейфовый транзистор) и случай с экспоненциальным распределением примеси в базе (дрейфовый транзистор).

Выражение (16) для времени пролета в бездрейфовом транзисторе примет следующий вид:

$$t_A = \frac{W_A^2}{2D_A}, \quad (17)$$

где с целью унификации обозначений введено понятие D_A - коэффициента диффузии неосновных носителей заряда в активной базе.

В случае дрейфового транзистора, если распределение примеси изменяется с координатой по закону:

$$N(x) = N_{БЭ} \cdot \exp(-ax), \quad (18)$$

где $N_{БЭ}$ - концентрация примеси в активной базе вблизи эмиттерного перехода (в точке с координатой $x=0$), a - константа, которую можно найти из условия, что при $x=W_A$ концентрация равна $N_{БК}$, то

$$a = \frac{1}{W_A} \ln\left(\frac{N_{БЭ}}{N_{БК}}\right) = \frac{\eta}{W_A}, \quad (19)$$

где введено обозначение $\eta \equiv \ln\left(\frac{N_{БЭ}}{N_{БК}}\right)$. Коэффициент η будем именовать в

дальнейшем коэффициентом неоднородности легирования базы. Подставляя (18), с учетом (19), в (16), получим для времени пролета:

$$t_A = \frac{W_A^2}{\eta \bar{D}_A}, \quad (20)$$

где \bar{D}_A - усредненное по активной базе значение коэффициента диффузии неосновных носителей заряда.

Таким образом, время пролета во всех транзисторах пропорционально квадрату толщины активной базы, зависит от типа неосновных носителей (через коэффициент диффузии) и от наличия или отсутствия встроенного электрического поля.

Окончательное выражение для рекомбинационных потерь в активной базе имеет вид:

$$R_A = \frac{W_A^2}{\eta \bar{D}_A \bar{\tau}_A} \quad (21)$$

Используя общее выражение (15) для распределения неосновных носителей заряда в активной базе, найдем концентрацию инжектированных носителей на границе слоя объемного заряда эмиттерного перехода со стороны базы:

$$p(0) = \frac{J_K}{qS_{ЭА} \bar{D}_p} \frac{1}{N(0)} \int_0^{W_A} N(x) dx. \quad (22)$$

Используя теорему о среднем, получим:

$$p(0) = \frac{J_K}{qS_{ЭА} \bar{D}_A} \frac{1}{N_A(0)} \bar{N}_A W_A, \quad (23)$$

где с целью унификации обозначений введено понятие N_A - концентрации типозадающей примеси в активной базе.

Выразим из (23) ток коллектора:

$$J_K = \frac{qS_{ЭА} \bar{D}_A p(0) N_A(0)}{\bar{N}_A W_A}. \quad (24)$$

Для низкого уровня инжекции $N_A(0) = n_{n0}(0)$, где $n_{n0}(0)$ - равновесная концентрация основных носителей заряда в базе вблизи эмиттерного перехода. Используя известное граничное условие для p - n - перехода

$$p(0)n(0) = n_i^2 \exp\left(\frac{qV_{ЭБ}}{kT}\right) \quad (25)$$

(где $V_{ЭБ}$ - напряжение на эмиттерном переходе), получим

$$J_K = \frac{qS_{ЭА} \bar{D}_A n_i^2}{\bar{N}_A W_A} \exp\left(\frac{qV_{ЭБ}}{kT}\right). \quad (26)$$

Введя обозначение

$$\frac{qS_{ЭА} \bar{D}_A n_i^2}{\bar{N}_A W_A} \equiv J_d, \quad (27)$$

получим удобное выражение для тока коллектора в виде

$$J_K = J_d \exp\left(\frac{qV_{ЭБ}}{kT}\right). \quad (28)$$

Для конкретного транзистора характеристический ток J_d легко определяется экспериментально из зависимости

$$\ln(J_K) = \ln(J_d) + \frac{qV_{ЭБ}}{kT}. \quad (29)$$

Для высокого уровня инжекции, когда $p(0) \gg N_A(0)$, имеем:

$$p(0) = n_i \cdot \exp\left(\frac{qV_{ЭБ}}{2kT}\right) \quad (30)$$

и

$$J_K = \frac{qS_{ЭА} \bar{D}_A n_i N_A(0)}{\bar{N}_A W_A} \exp\left(\frac{qV_{ЭБ}}{2kT}\right). \quad (31)$$

Не смотря на то, что для высокого уровня инжекции зависимость коллекторного тока от напряжения эмиттер-база другая, чем для низкого уровня инжекции, рекомбинационные потери в активной базе от уровня инжекции в первом приближении не зависят. На самом деле небольшая зависимость есть, т.к. время жизни не сильно зависит от уровня инжекции.

2.1.4. Рекомбинационные потери в пассивной базе

Для строгого решения задачи о рекомбинационных потерях в пассивной базе необходимо решать двумерное уравнение непрерывности. Сложности, возникающие на этом пути, не окупают достигаемого результата. Поэтому с точностью, достаточной для инженерных расчетов, рассмотрим упрощенный вариант, представленный на рис. 9, на котором изображен фрагмент пассивной базы. Будем считать, что все носители заряда, инжектированные из эмиттера в пассивную базу, в ней же и рекомбинируют. При этом можно использовать одномерное приближение.

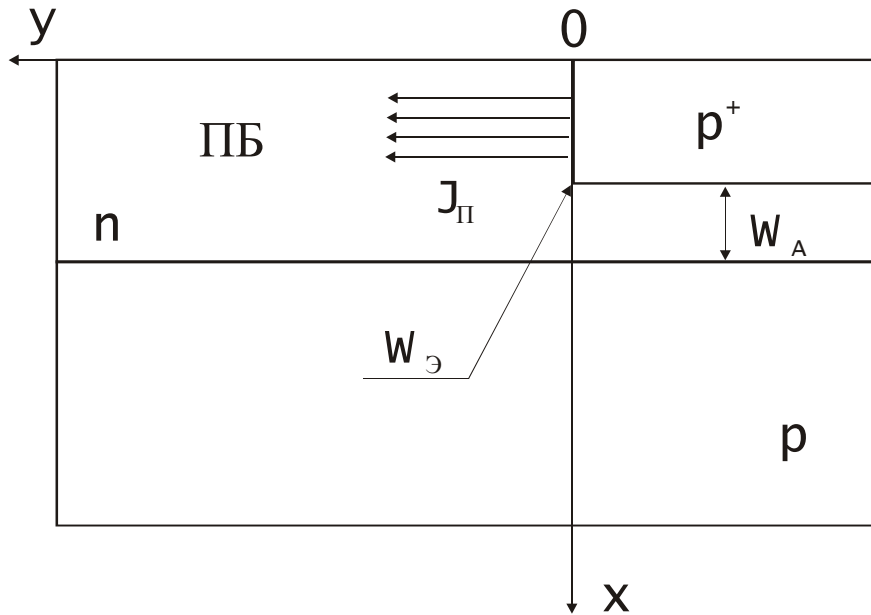


Рис.9. Одномерная модель тока J_{Π}

Будем считать, что легирование базы в направлении оси y не меняется, а зависит только от x . Поскольку размеры пассивной базы в направлении y , как правило, существенно больше диффузионной длины неосновных носителей заряда, то можно считать, что с бокового торца эмиттерного перехода дырки инжектируются в полу бесконечную среду. Тогда их распределение по координате y будет экспоненциальным:

$$p_n(y) = p(0) \cdot \exp\left(-\frac{y}{L_{\Pi}}\right), \quad (32)$$

где L_{Π} - диффузионная длина неосновных носителей заряда в пассивной базе. Граничное значение дырок $p(0)$ при $y=0$ определяется соотношением

$$p(0) = p_{n0}(x) \exp\left(\frac{qV_{ЭБ}}{kT}\right), \quad (33)$$

где p_{n0} - равновесная концентрация дырок в базе, зависящая от координаты x . Все было бы просто, если бы концентрация примеси не зависела от x . Введем понятие средней концентрации примеси в пассивной базе и, соответственно, среднее значение инжектированных носителей.

$$\begin{aligned} \bar{p}(0) &= \frac{1}{W_{\text{Э}}} \cdot \int_0^{W_{\text{Э}}} p(x) \Big|_{y=0} dx = \frac{1}{W_{\text{Э}}} \cdot \int_0^{W_{\text{Э}}} p_{n0}(x) \cdot e^{\frac{qV_{\text{ЭБ}}}{kT}} dx = \\ &= \frac{1}{W_{\text{Э}}} \int_0^{W_{\text{Э}}} \frac{n_i^2 \cdot e^{\frac{qV_{\text{ЭБ}}}{kT}}}{N_{\text{II}}(x)} dx = \frac{n_i^2 \cdot e^{\frac{qV_{\text{ЭБ}}}{kT}}}{W_{\text{Э}}} \int_0^{W_{\text{Э}}} \frac{1}{N_{\text{II}}(x)} dx = n_i^2 \cdot \left(\frac{1}{N_{\text{II}}} \right) \cdot e^{\frac{qV_{\text{ЭБ}}}{kT}}, \end{aligned} \quad (34)$$

где N_{II} - концентрация типозадающей примеси в пассивной базе.

Зная распределение дырок по координате нетрудно рассчитать, сколько их рекомбинирует в единицу времени во всей пассивной базе и таким образом определить ток J_{II} .

Учитывая, что скорость рекомбинации неравновесных носителей заряда определяется соотношением

$$r(x, y) = \frac{\Delta p(x, y)}{\bar{\tau}_{\text{II}}}, \quad (35)$$

где $\bar{\tau}_{\text{II}}$ - среднее значение времени жизни в пассивной базе, общее количество дырок, рекомбинирующих во всей пассивной базе, будет равно:

$$S_{\text{ЭII}} \int_0^{\infty} \int_0^{W_{\text{Э}}} \frac{\Delta p(x, y)}{\bar{\tau}_{\text{II}}} dy dx, \quad (36)$$

где $S_{\text{ЭII}}$ - площадь эмиттерного перехода, граничащая с пассивной базой. Учитывая, что равновесная концентрация неосновных носителей заряда в пассивной базе крайне мала, ею можно пренебречь и считать, что $\Delta p(x, y) = p_n(x, y)$. Распределение же концентрации неосновных носителей $p_n(x, y)$ с учетом (32), (33) и (34) можно свести к функции одной переменной:

$$p(x, y) = p(y) = n_i^2 \cdot \left(\frac{1}{N_{\text{II}}} \right) \cdot \exp\left(\frac{qV_{\text{ЭБ}}}{kT}\right) \cdot \exp\left(-\frac{y}{L_{\text{II}}}\right). \quad (37)$$

Тогда составляющая тока базы, обеспечивающая рекомбинацию в пассивной базе с учетом (37) и (36), будет равна:

$$J_{\Pi} = \frac{q \cdot S_{\text{ЭП}} \cdot \overline{D_{\Pi}} \cdot n_i^2}{\overline{L_{\Pi}}} \cdot \left(\frac{1}{N_{\Pi}} \right) \cdot \exp\left(\frac{qV_{\text{ЭБ}}}{kT} \right). \quad (38)$$

Теперь, используя выражение для тока коллектора (28), легко определить рекомбинационные потери в пассивной базе:

$$\begin{aligned} R_{\Pi} = \frac{J_{\Pi}}{J_K} &= \frac{q \cdot S_{\text{ЭП}} \cdot \overline{D_{\Pi}} \cdot n_i^2}{\overline{L_{\Pi}} \cdot J_d} \cdot \left(\frac{1}{N_{\Pi}} \right) = \frac{q \cdot S_{\text{ЭП}} \cdot \overline{D_{\Pi}} \cdot n_i^2 \cdot \overline{N_A} \cdot W_A}{\overline{L_{\Pi}} \cdot q \cdot S_{\text{ЭА}} \cdot \overline{D_A} \cdot n_i^2} \cdot \left(\frac{1}{N_{\Pi}} \right) = \\ &= \frac{S_{\text{ЭП}}}{S_{\text{ЭА}}} \cdot \frac{\overline{D_{\Pi}}}{\overline{D_A}} \cdot \frac{W_A}{\overline{L_{\Pi}}} \cdot \overline{N_A} \cdot \left(\frac{1}{N_{\Pi}} \right). \end{aligned} \quad (39)$$

Посмотрим, какие факторы влияют на величину этих потерь. Во-первых, влияет соотношение площадей $\frac{S_{\text{ЭП}}}{S_{\text{ЭА}}}$; во-вторых, - соотношение концентраций $\overline{N_A} \cdot \left(\frac{1}{N_{\Pi}} \right)$; в третьих, - толщина активной базы W_A ; в четвертых, - диффузионная длина неосновных носителей заряда в пассивной базе τ_{Π} .

Очевидно, что для повышения коэффициента передачи тока транзистора необходимо воздействовать на перечисленные факторы в сторону снижения рекомбинационных потерь в пассивной базе. Чтобы уменьшить отношение $\frac{S_{\text{ЭП}}}{S_{\text{ЭА}}} = \frac{\Pi_{\text{Э}} \cdot W_{\text{Э}}}{S_{\text{ЭА}}}$ (где $\Pi_{\text{Э}}$ - периметр эмиттера, $W_{\text{Э}}$ - глубина залегания эмиттерного перехода), надо уменьшать отношение периметра к площади эмиттера и уменьшать глубину залегания эмиттерного перехода. Известно, что наименьшее отношение периметра к площади имеет круг. Поэтому, с точки зрения минимизации рекомбинационных потерь в пассивной базе, круглая форма эмиттера предпочтительнее квадратной и, тем более, прямоугольной. Хотя с экономической точки зрения это далеко не лучший вариант, т.к. приводит к повышению стоимости транзистора.

Если же эмиттер выполнен в виде круга, то его периметр $\Pi_{\text{Э}} = 2\pi r_{\text{Э}}$, а площадь - $S_{\text{ЭА}} = \pi r_{\text{Э}}^2$. Тогда отношение периметра к площади будет равно $\frac{2}{r_{\text{Э}}}$. А отношение площадей: $\frac{S_{\text{ЭП}}}{S_{\text{ЭА}}} = \frac{2W_{\text{Э}}}{r_{\text{Э}}}$. Таким образом, чем больше линейные размеры эмиттера, тем меньше рекомбинационные потери в пассивной базе.

Следует также отметить, что уменьшение толщины активной базы также способствует уменьшению рекомбинационных потерь в пассивной базе.

Поскольку средняя концентрация примеси в пассивной базе существенно больше, чем в активной, то можно полагать, что высокий уровень инжекции в ней для реальных уровней тока коллектора не наступает. Следовательно, при высоком уровне инжекции в активной базе потери в пассивной базе с учетом (30) оказываются пропорциональны току коллектора:

$$R_{\text{П}} = C_{\text{П}} \cdot \exp\left(\frac{qV_{\text{Э-Б}}}{2kT}\right) \sim J_{\text{К}}, \quad (40)$$

где $C_{\text{П}}$ - коэффициент пропорциональности.

2.1.5. Рекомбинационные потери в эмиттере

Определим рекомбинационные потери в эмиттере $R_{\text{Э}}$. Согласно определению $R_{\text{Э}} = \frac{J_{\text{И}}}{J_{\text{К}}}$, где, как указывалось, ток $J_{\text{И}}$ обусловлен инжекцией электронов из базы в эмиттер с их последующей рекомбинацией. Условия рекомбинации для инжектированных электронов будут существенно различны в зависимости от соотношения глубины залегания эмиттерного перехода $W_{\text{Э}}$ и диффузионной длины электронов в эмиттере $L_{\text{Э}}$. Наиболее просто ток инжекции электронов определяется для двух предельных

случаев. Если $L_{\text{Э}} \ll W_{\text{Э}}$ (хотя бы в три раза), то эмиттер будем считать толстым, а распределение инжектированных электронов экспоненциальным. В этом случае все инжектированные электроны погибнут вследствие рекомбинации, не доходя до омического контакта к эмиттеру. Если выполняется обратное неравенство $L_{\text{Э}} \gg W_{\text{Э}}$, то эмиттер будем считать тонким, а распределение инжектированных электронов линейным. В этом случае основная масса инжектированных электронов погибнет вследствие рекомбинации на самом омическом контакте к эмиттеру, где скорость рекомбинации считается бесконечной. Реально глубина залегания эмиттерного перехода обычно мала: максимум несколько микрон. Однако сам эмиттер сильно легирован (до концентрации $\sim (5 \cdot 10^{18} \div 10^{19}) \text{ см}^{-3}$, вследствие чего мала подвижность свободных носителей заряда (и, соответственно, коэффициент диффузии) и мало исходное время жизни. Оба этих фактора сокращают диффузионную длину неосновных носителей заряда. Таким образом, вполне реально встретить случай как с толстым, так и с тонким эмиттером.

2.1.5.1. Рекомбинационные потери в толстом эмиттере

Приближенно будем считать, что эмиттер легирован однородно со средней концентрацией примеси $\bar{N}_{\text{Э}}$. Распределение инжектированных носителей (электронов) в этом случае имеет вид

$$n_{\text{Э}}(x) = n_{\text{Э}}(0) \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_{\text{Э}}}\right), \quad (41)$$

где $n_{\text{Э}}(0) = n_{p0}(0) \cdot \exp\left(\frac{qV_{\text{ЭБ}}}{kT}\right)$ - концентрация неравновесных электронов на границе слоя пространственного заряда эмиттерного перехода со стороны эмиттера, $L_{\text{Э}}$ - усредненное по координате x значение диффузионной длины электронов в эмиттере, $n_{p0}(0)$ - равновесная

концентрация электронов на границе слоя пространственного заряда эмиттерного перехода со стороны эмиттера. Ось x в (41) направлена от эмиттерного перехода к омическому контакту эмиттера (см. рис.1). Любую компоненту инжекционного тока, как известно, можно представить как чисто диффузионный ток, рассчитанный на соответствующей границе слоя пространственного заряда p - n - перехода. Тогда для тока $J_{И}$ будем иметь:

$$J_{И} = q \cdot S_{Э} \cdot \bar{D}_{Э} \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=0} = \frac{q \cdot S_{Э} \cdot \bar{D}_{Э} \cdot n_{Э}(0)}{\bar{L}_{Э}} = \frac{q \cdot S_{Э} \cdot \bar{D}_{Э} \cdot n_{p0}(0)}{\bar{L}_{Э}} \exp\left(\frac{qV_{ЭБ}}{kT}\right) = \frac{q \cdot S_{Э} \cdot \bar{D}_{Э} \cdot n_{iЭ}^2}{\bar{L}_{Э} \cdot N_{Э}(0)} \exp\left(\frac{qV_{ЭБ}}{kT}\right), \quad (42)$$

где $N_{Э}(0)$ - концентрация типозадающей примеси в эмиттере вблизи объемного заряда эмиттерного перехода, а $n_{iЭ}$ - концентрация собственных носителей в эмиттере, которая из-за сильного легирования эмиттерной области отличается от концентрации собственных носителей в слаболегированном материале (в частности в базе). Это объясняется тем, что в сильнолегированном полупроводнике из-за появления «хвостов» плотности состояний происходит «сужение» запрещенной зоны полупроводника на величину:

$$\Delta E_g = \frac{3q^2}{16\pi\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{q^2 N_{Э}}{\epsilon\epsilon_0 kT} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (43)$$

при комнатной температуре сужение зоны описывается формулой:

$$\Delta E_g = 22.5 \left(\frac{N_{Э}}{10^{18}} \right)^{\frac{1}{2}} [\text{мэВ}], \quad (44)$$

где $N_{Э}$ - измеряется в см^{-3} . Соответственно

$$n_{iЭ} = n_i \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad (45)$$

Тогда, с учетом (42), (45) и (28), выражение для рекомбинационных потерь в толстом эмиттере примет вид

$$R_{\text{э}} = \frac{\bar{D}_{\text{э}}}{D_A} \cdot \frac{\bar{N}_A}{N_{\text{э}}(0)} \cdot \frac{S_{\text{э}}}{S_{\text{эА}}} \cdot \frac{W_A}{L_{\text{э}}} \exp\left(\frac{2\Delta E_g}{kT}\right). \quad (46)$$

2.1.5.2. Рекомбинационные потери в тонком эмиттере

В случае тонкого эмиттера распределение инжектированных из базы электронов с достаточной точностью можно считать линейным. Избыточная концентрация электронов $n_{\text{э}}$ на концах этой линейной зависимости определяется граничными условиями на омическом контакте с одной стороны ($n_{\text{э}}(W_{\text{э}}) = n_{p0} \approx 0$) и на границе объемного заряда - с другой:

$$\Delta n_{\text{э}}(0) = n_{p0}(0) \cdot \exp\left(\frac{qV_{\text{эБ}}}{kT}\right) - n_{p0}(0) \cong n_{p0}(0) \cdot \exp\left(\frac{qV_{\text{эБ}}}{kT}\right). \quad (47)$$

В этом случае для тока $J_{\text{И}}$ будем иметь:

$$\begin{aligned} J_{\text{И}} &= q \cdot S_{\text{э}} \cdot \bar{D}_{\text{э}} \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=0} = \frac{q \cdot S_{\text{э}} \cdot \bar{D}_{\text{э}} \cdot n_{\text{э}}(0)}{W_{\text{э}}} = \\ &= \frac{q \cdot S_{\text{э}} \cdot \bar{D}_{\text{э}} \cdot n_{p0}(0)}{W_{\text{э}}} \exp\left(\frac{qV_{\text{эБ}}}{kT}\right) = \frac{q \cdot S_{\text{э}} \cdot \bar{D}_{\text{э}} \cdot n_{i\text{э}}^2}{W_{\text{э}} \cdot N_{\text{э}}(0)} \exp\left(\frac{qV_{\text{эБ}}}{kT}\right), \end{aligned} \quad (48)$$

Тогда выражение для рекомбинационных потерь в «тонком» эмиттере, с учетом (28), примет вид

$$R_{\text{э}} = \frac{q \cdot S_{\text{э}} \cdot \bar{D}_{\text{э}} \cdot n_{\text{э}}(0) \cdot W_A \cdot \bar{N}_A}{W_{\text{э}} \cdot q \cdot S_{\text{эА}} \cdot \bar{D}_A \cdot n_i^2 \cdot N_{\text{э}}(0)} = \frac{\bar{D}_{\text{э}}}{\bar{D}_A} \cdot \frac{\bar{N}_A}{N_{\text{э}}(0)} \cdot \frac{W_A}{W_{\text{э}}} \exp\left(\frac{2\Delta E_g}{kT}\right). \quad (49)$$

Или, введя обозначение:

$$C_{\text{э}} \equiv \frac{\bar{D}_{\text{э}}}{\bar{D}_A} \cdot \frac{\bar{N}_A}{N_{\text{э}}(0)} \cdot \frac{W_A}{W_{\text{э}}},$$

(49) можно переписать в виде:

$$R_{\text{э}} = C_{\text{э}} \exp\left(\frac{2\Delta E_g}{kT}\right) \quad (50)$$

Таким образом, величина рекомбинационных потерь в эмиттере не зависимо от того «толстый» он или «тонкий» пропорциональна толщине активной базы, зависит от соотношения концентраций примеси в активной базе и эмиттере и от степени легирования эмиттера. С ростом $N_{\text{э}}$ величина рекомбинационных потерь в эмиттере будет проходить через минимум, т.к. при росте концентрации примеси в эмиттере до $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ $R_{\text{э}}$ уменьшается, а в дальнейшем (при $N_{\text{э}} > 10^{19} \text{ см}^{-3}$) за счет экспоненциального множителя $R_{\text{э}}$ – возрастает с ростом $N_{\text{э}}$.

При низком уровне инжекции в базе транзистора величина $R_{\text{э}}$ не зависит от тока коллектора.

При высоком уровне инжекции в базе транзистора величина $R_{\text{э}}$ начинает зависеть от тока коллектора. Согласно выражению (31)

$$R_{\text{э}} = C_{\text{э}} \exp\left(\frac{2\Delta E_g}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{qV_{\text{э-б}}}{2kT}\right) \sim J_{\text{к}}. \quad (51)$$

2.1.6. Рекомбинационные потери в слое объемного заряда эмиттерного перехода

Как известно из теории p - n -перехода, часть дырок при прохождении слоя объемного заряда эмиттерного перехода теряется на рекомбинацию. Для поддержания этого процесса расходуется часть базового тока, обозначенная как $J_{\text{эп}}$. Расчет этого тока даже в упрощенном варианте весьма сложен. Поэтому мы воспользуемся готовым решением, выполненным Са-Нойсом-Шокли для случая одного уровня ловушки:

$$J_{\text{эп}} = \frac{2qn_i W_{\text{эп}} S_{\text{э}}}{\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}}} \frac{\text{sh}\left(\frac{qV_{\text{эб}}}{2kT}\right)}{\frac{q}{kT}(V_0 - V_{\text{эб}})} f(b), \quad (52)$$

$$\text{где } f(b) = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{z^2 + 2bz + 1},$$

$$b = \exp\left(\frac{qV_{ЭБ}}{kT}\right) \cdot ch\left[\frac{E_t - E_i}{kT} + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}}\right)\right],$$

$$z_{2,1} = \sqrt{\frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}}} \cdot \exp\left[\pm \frac{q}{kT}(V_0 - V_{ЭБ})\right].$$

Здесь E_t - энергия уровня ловушки, E_i - энергия середины запрещенной зоны, τ_{p0} и τ_{n0} - параметры модели рекомбинации Холла-Шокли-Рида, V_0 и $W_{ЭП}$ - контактная разность потенциалов и толщина слоя объемного заряда эмиттерного перехода соответственно.

Формула (52) скорее носит иллюстративный характер. Для расчетов чаще пользуются эмпирической зависимостью для тока рекомбинации в объемном заряде:

$$J_{ЭП} = J_{ЭП0} \exp\left(\frac{qV_{ЭБ}}{n_V \cdot kT}\right), \quad (53)$$

где $J_{ЭП0}$ и n_V - эмпирические константы. Обычно значение коэффициента n_V находится в диапазоне от единицы до двух (ближе к двум) и зависит от характера рекомбинационных центров. Чтобы определить, от каких параметров зависит $J_{ЭП0}$, надо приравнять правые части уравнений (52) и (53). Получим:

$$J_{ЭП0} = \frac{2qn_i W_{ЭП} S_{Э}}{\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}}} \frac{sh\left(\frac{qV_{ЭБ}}{2kT}\right)}{\frac{q}{kT}(V_0 - V_{ЭБ}) \cdot \exp\left(\frac{qV_{ЭБ}}{n_V kT}\right)} f(b). \quad (54)$$

Если аргумент гиперболического синуса много больше единицы, что всегда реализуется в активном режиме работы транзистора, то

$$\operatorname{sh}\left(\frac{qV_{ЭБ}}{2kT}\right) = \frac{\exp\left(\frac{qV_{ЭБ}}{2kT}\right)}{2}.$$

С учетом этого (54) примет вид:

$$J_{ЭП0} = \frac{qn_i W_{ЭП} S_{Э}}{\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}}} \frac{\exp\left[\frac{qV_{ЭБ}}{kT} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n_V}\right)\right]}{\frac{q}{kT}(V_0 - V_{ЭБ})} f(b). \quad (55)$$

Принимая во внимание, что толщина слоя объемного заряда перехода зависит от приложенного напряжения по закону

$$W_{ЭП}(V_{ЭП}) = W_0 \left(1 - \frac{V_{ЭП}}{V_0}\right)^{\frac{1}{m}}, \quad (56)$$

где W_0 - равновесная толщина слоя объемного заряда эмиттерного перехода, выражение (55) может быть записано в виде

$$J_{ЭП0} = \frac{qn_i W_0 S_{Э}}{\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}} \frac{qV_0}{kT}} \frac{\exp\left[\frac{qV_{ЭБ}}{kT} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n_V}\right)\right]}{\left(1 - \frac{V}{V_0}\right)^{\frac{1}{m}-1}} f(b). \quad (57)$$

Здесь m - коэффициент, зависящий от профиля распределения примеси в переходе и может изменяться от двух (для резкого перехода) до трех (для плавного перехода). Поскольку левая часть уравнения (57) не зависит от напряжения на переходе, а в правую входит ряд сомножителей, зависящих от напряжения, то следует предположить, что комбинация этих последних сомножителей дает некоторую константу (обозначим ее Θ). С учетом введенного обозначения формула (57) примет вид

$$J_{ЭП0} = \frac{qn_i W_0 S_{Э}}{\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}} \frac{qV_0}{kT}} \Theta. \quad (58)$$

Подставляя (58) в (53), получаем для тока рекомбинации в слое объемного заряда эмиттерного перехода выражение:

$$J_{\text{ЭП}} = \frac{qn_i W_0 S_{\text{Э}} \Theta}{\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}} \cdot \frac{qV_0}{kT}} \cdot \exp\left(\frac{qV_{\text{ЭБ}}}{n_V kT}\right). \quad (59)$$

Таким образом, рекомбинационные потери в слое объемного заряда эмиттерного перехода, с учетом (28), можно записать в виде

$$R_{\text{ЭП}} = \frac{W_0 S_{\text{Э}} \Theta \bar{N}_A W_A}{\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}} \cdot \frac{qV_0}{kT} n_i S_{\text{ЭА}} \bar{D}_A} \cdot \exp\left[\frac{qV}{kT} \left(\frac{1}{n_V} - 1\right)\right]. \quad (60)$$

Обозначим $\sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}} \equiv \tau_{\text{ЭП}}$, тогда для $R_{\text{ЭП}}$ получим:

$$R_{\text{ЭП}} = \frac{W_0 S_{\text{Э}} \Theta \bar{N}_A W_A}{\tau_{\text{ЭП}} \cdot \frac{qV_0}{kT} n_i S_{\text{ЭА}} \bar{D}_A} \cdot \exp\left[\frac{qV}{kT} \left(\frac{1}{n_V} - 1\right)\right]. \quad (61)$$

Существенное значение для рекомбинационных потерь в объемном заряде эмиттерного перехода имеют геометрические размеры. Чем меньше W_0 и W_A , тем меньше данный параметр. Но в отличие от предыдущих составляющих рекомбинационных потерь $R_{\text{ЭП}}$ зависит также от напряжения на эмиттерном переходе. Поскольку n_V больше единицы, то показатель экспоненты отрицателен. Это означает, что с ростом напряжения на переходе уменьшается рассматриваемая составляющая рекомбинационных потерь.

Можно формулу (61) переписать через ток коллектора (28):

$$R_{\text{ЭП}} = \frac{\bar{N}_A W_0 \cdot W_A \cdot \Theta}{n_i \bar{D}_A \cdot \frac{qV_0}{kT}} \left(\frac{J_K}{J_d}\right)^{\left(\frac{1}{n_V} - 1\right)}. \quad (62)$$

Видно, что с ростом тока коллектора $R_{\text{ЭП}}$ уменьшается. Иначе говоря, можно повысить коэффициент передачи тока транзистора, заставляя его работать при повышенных плотностях коллекторного тока.

2.1.7. Рекомбинационные потери на поверхности

Как известно, на поверхности полупроводникового кристалла существует гораздо большая плотность рекомбинационных центров, чем в объеме. Т.е. на поверхности условия для рекомбинации благоприятнее. Чтобы разобраться, как влияет на эти процессы радиация, надо сначала рассмотреть существующие модели центров рекомбинации на поверхности. В современных приборах вся активная поверхность кристалла, не занятая омическими контактами, защищена пленкой термически выращенного диоксида кремния SiO_2 .

Следует рассмотреть некоторые особенности границы раздела $Si - SiO_2$

- Из-за разницы коэффициентов линейного расширения кремния и диоксида кремния (почти на порядок) на границе раздела существуют механические напряжения. Причем приповерхностная область кремния оказывается растянутой, а пленка окисла сжатой. При этом максимальная величина напряжений приходится на границу раздела, а в глубь окисла и кремния напряжения спадают (рис. 10).

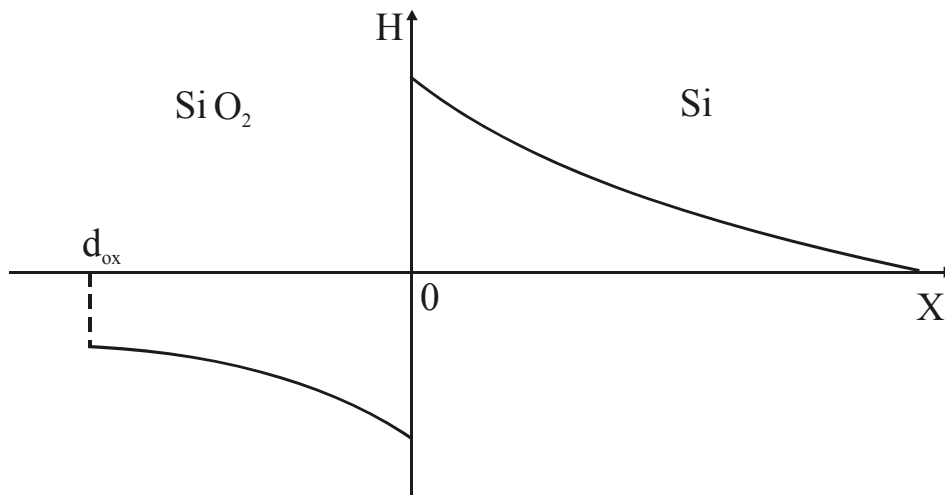


Рис.10. Распределение механических напряжений на границе раздела кремний - диоксид кремния

Граница раздела $Si - SiO_2$ представляет собой переходную область переменного состава, распространяющуюся частично в кремний, частично в SiO_2 . Из-за несоответствия расположения атомов кислорода и кремния и расстояний между ними часть валентных связей на границе раздела оказывается в напряженном состоянии (НС), а часть – оборванными (ОС) (рис. 11). Область переменного состава имеет протяженность около 2 нм, а дефектная область распространяется на большие расстояния.

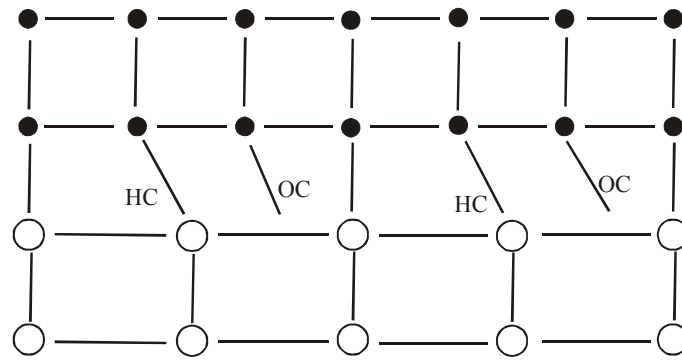


Рис.11. Модель напряженных и оборванных связей на границе раздела $Si - SiO_2$

- Оборванные связи представляют собой поверхностные состояния, и для уменьшения их количества используют некоторые технологические приемы, в частности выращивают пленки SiO_2 в атмосфере влажного кислорода, когда оборванные связи заполняются атомами водорода или группами OH , или проводят так называемое хлорное окисление (в парах соляной кислоты), когда связи заполняются как водородом, так и хлором.

Процессы рекомбинации на поверхности характеризуются скоростью поверхностной рекомбинации s , которая пропорциональна

концентрации центров поверхностной рекомбинации N_{st} , а также зависит от поверхностного потенциала φ_s , определяемого как разность между собственным потенциалом и потенциалом Ферми на поверхности.

Общий вид зависимости s от φ_s показан на рис.12 для двух значений N_{st} .

Считая, что основную долю в R_S составляют потери на поверхности эмиттерного перехода, можно использовать для тока поверхностной рекомбинации эмпирическое выражение, аналогичное выражению для тока объемной рекомбинации в ОПЗ:

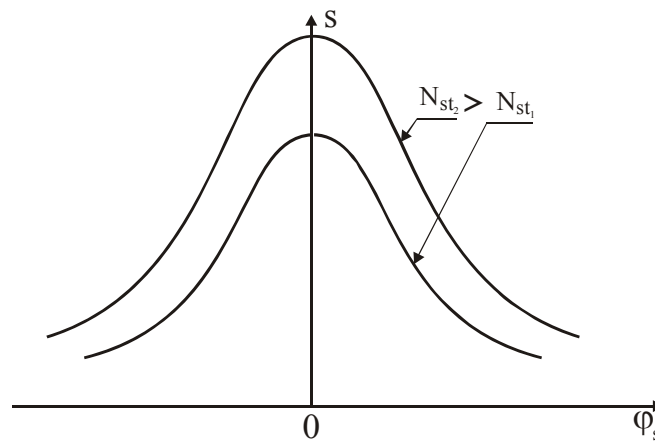


Рис.12. Зависимость скорости поверхностной рекомбинации от поверхностного потенциала для двух значений концентрации рекомбинационных поверхностных центров

$$J_S = J_{S0} \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_{ЭБ}}{n_S \cdot k \cdot T}\right), \quad (63)$$

где n_S - некоторый коэффициент в пределах от 1 до 2, а

$$J_{S0} = q \cdot \Pi_{Э} \cdot s \cdot A_S, \quad (64)$$

где A_S - коэффициент пропорциональности.

Тогда для рекомбинационных потерь на поверхности имеем:

$$\begin{aligned}
 R_s &= \frac{q \cdot \Pi_{\text{Э}} \cdot s \cdot A_s}{J_d} \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_{\text{ЭБ}}}{n_s \cdot k \cdot T} - \frac{q \cdot V_{\text{ЭБ}}}{k \cdot T}\right) = \\
 &= \frac{q \cdot \Pi_{\text{Э}} \cdot s \cdot A_s}{J_d} \exp\left[\frac{q \cdot V_{\text{ЭБ}}}{k \cdot T} \left(\frac{1}{n_s} - 1\right)\right] = \frac{q \cdot \Pi_{\text{Э}} \cdot s \cdot A_s}{J_d} \left(\frac{J_K}{J_d}\right)^{\left(\frac{1}{n_s} - 1\right)}. \quad (65)
 \end{aligned}$$

Рекомбинационные потери на поверхности увеличиваются с увеличением соотношения $\frac{\Pi_{\text{Э}}}{S_{\text{ЭА}}}$ и уменьшением тока коллектора.

Таким образом, мы рассмотрели все составляющие рекомбинационных потерь, которые определяют коэффициент передачи тока транзистора.

2.2. Зависимость коэффициента передачи тока базы от режима и температуры

Под режимом понимается совокупность постоянных составляющих выходного тока и выходного напряжения. Рассмотрим, как каждая из этих величин влияет на коэффициент передачи.

Проще всего выявить зависимость $h_{21\text{Э}}$ от напряжения коллектор – эмиттер при фиксированном токе коллектора. С ростом этого напряжения вследствие эффекта Эрли происходит уменьшение толщины активной базы W_A . А этот геометрический параметр транзистора входит во все 5 составляющих рекомбинационных потерь. Все они уменьшаются с ростом W_A . Это означает, что $h_{21\text{Э}}$ монотонно растет с ростом $V_{\text{К-Э}}$.

Значительно сложнее выглядит зависимость $h_{21\text{Э}}$ от тока коллектора при фиксированном выходном напряжении. Выше приведенный анализ каждой составляющей рекомбинационных потерь показывает, что все они за исключением потерь в активной базе зависят от тока коллектора. Однако потери в пассивной базе и в эмиттере начинают зависеть от тока

коллектора (а именно возрастать) только при больших плотностях тока, когда в активной базе наблюдается высокий уровень инжекции. В области малых и средних токов эти составляющие рекомбинационных потерь от тока коллектора не зависят.

Рекомбинационные потери в объемном заряде эмиттерного перехода и потери на поверхности наоборот возрастают с уменьшением тока коллектора. Таким образом, весь возможный диапазон изменения тока коллектора можно условно разбить на три диапазона. Область малых токов коллектора, область средних токов и область больших токов. Критерием малости тока коллектора является условие, что $R_{ЭП}$ или R_S много больше остальных составляющих рекомбинационных потерь. Критерием большого тока коллектора является условие, что $R_{П}$ или $R_{Э}$ много больше остальных составляющих рекомбинационных потерь. В области средних токов $R_{ЭП}$ и R_S можно пренебречь по сравнению с остальными слагаемыми. А это означает, что в этом диапазоне коэффициент передачи не должен зависеть от тока коллектора.

Для области малых токов зависимость h_{21E} от J_K будет определять большее из двух слагаемых $R_{ЭП}$ или R_S . Тогда если $R_S > R_{ЭП}$ с учетом (65) можно записать:

$$h_{21E} \approx \frac{1}{R_S} \sim (J_K)^{\left(1 - \frac{1}{n_s}\right)} \quad (66)$$

Или в двойном логарифмическом масштабе будем иметь линейную зависимость с угловым коэффициентом $\left(1 - \frac{1}{n_s}\right)$

$$\ln(h_{21E}) \sim \left(1 - \frac{1}{n_s}\right) \cdot \ln(J_K). \quad (67)$$

Если $R_{ЭП} > R_S$ с учетом (62) можно записать:

$$h_{21E} \approx \frac{1}{R_{ЭП}} \sim (J_K)^{\left(1 - \frac{1}{n_V}\right)}. \quad (68)$$

Или в двойном логарифмическом масштабе будем иметь линейную зависимость с угловым коэффициентом $\left(1 - \frac{1}{n_V}\right)$:

$$\ln(h_{21E}) \sim \left(1 - \frac{1}{n_V}\right) \cdot \ln(J_K). \quad (69)$$

Для области средних токов h_{21E} от тока J_K не зависит и определяется соотношением

$$h_{21E} \approx \frac{1}{R_A + R_{П} + R_{Э}} = \text{const}, \quad (70)$$

где соответствующие составляющие рекомбинационных потерь определяются соотношениями (21), (39) и (46).

В области больших токов зависимость h_{21E} от J_K будет определять большее из двух слагаемых $R_{П}$ или $R_{Э}$. Причем каждое из них растет линейно с током коллектора. Следовательно, h_{21E} будет меняться обратно пропорционально току J_K , а $\ln(h_{21E})$ – линейно от $\ln(J_K)$, с угловым коэффициентом (-1).

Общий качественный график зависимости $\ln(h_{21E})$ от $\ln(J_K)$ приведен на рис.13.

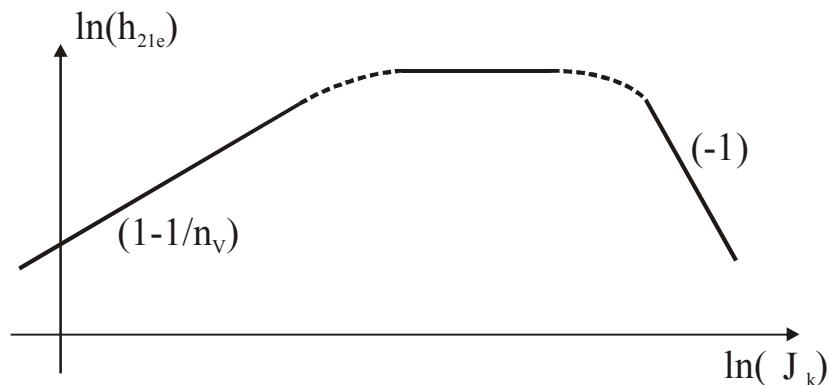


Рис.13. Зависимость коэффициента передачи тока базы транзистора от тока коллектора

Что касается зависимости h_{21E} от температуры, то следует отметить, что во все слагаемые рекомбинационных потерь входят параметры материала прибора, зависящие от температуры. Это коэффициент диффузии, диффузионная длина и время жизни неосновных носителей заряда. Но это все довольно слабые зависимости. Однако в выражение для рекомбинационных потерь в эмиттере температура входит в показатель экспоненты (50). Именно этим слагаемым рекомбинационных потерь и определяется наблюдаемая на экспериментах достаточно сильная зависимость h_{21E} от температуры. А именно h_{21E} монотонно растет с ростом температуры во всем рабочем интервале температур. Если транзистор работает в области микро токов, то основной вклад в сумму рекомбинационных потерь будут вносить слагаемые $R_{ЭП}$ и R_S , в которые множителем входит концентрация собственных носителей заряда, сильно зависящая от температуры. В этом случае именно она будет определять температурную зависимость h_{21E} . В этом случае h_{21E} также будет расти с ростом температуры, но более сильно, чем в области средних и больших токов.

3. Дифференциальный коэффициент передачи тока базы транзистора

Рассмотренный нами в предыдущем разделе статический коэффициент передачи тока базы h_{21E} является наиболее универсальным параметром транзистора. Но часто транзисторы используются для работы в усилительном режиме, где надо использовать дифференциальный коэффициент передачи тока h_{21e} :

$$h_{21e} = \left. \frac{\partial J_K}{\partial J_B} \right|_{\substack{J_K = \text{const} \\ V_{КЭ} = \text{const}}} = \frac{i_K}{i_B}, \quad (85)$$

где i_K и i_B - переменные составляющие полных токов коллектора и базы соответственно.

Между статическим и дифференциальным коэффициентами передачи тока существует жесткая связь.

Установим связь дифференциального и статического коэффициентов передачи. Для этого запишем выражение для обратного дифференциального коэффициента передачи тока:

$$\frac{1}{h_{21e}} = \frac{\partial I_A}{\partial I_K} + \frac{\partial I_{II}}{\partial I_K} + \frac{\partial I_{III}}{\partial I_K} + \frac{\partial I_{ЭП}}{\partial I_K} + \frac{\partial I_S}{\partial I_K}. \quad (86)$$

Проанализируем каждое слагаемое в отдельности. Начнем с рекомбинационных потерь в объемном заряде эмиттерного перехода. Для этого данное слагаемое $(\frac{\partial I_{ЭП}}{\partial I_K})$ преобразуем следующим образом:

$$\frac{\partial J_{ЭП}}{\partial J_K} = \frac{\partial J_{ЭП}}{\partial V_{ЭБ}} \cdot \frac{\partial V_{ЭБ}}{\partial J_K} = \frac{\frac{\partial J_{ЭП}}{\partial V_{ЭБ}}}{\frac{\partial J_K}{\partial V_{ЭБ}}}. \quad (87)$$

Далее вспомним, что ток описывается выражением (62), а ток коллектора - выражением (32). Дифференцируя эти токи по напряжению и подставляя полученный результат в (87), получим:

$$\frac{\partial J_{ЭП}}{\partial J_K} = \frac{1}{n_V} \cdot \frac{J_{ЭП}}{J_K} = \frac{R_{ЭП}}{n_V}. \quad (88)$$

Иначе говоря, дифференциальные рекомбинационные потери в эмиттерном переходе меньше статических в n_V раз.

Поскольку структура формулы, описывающей составляющую базового тока, идущую на поддержание рекомбинации на поверхности пассивной базы и в зоне выхода на поверхность эмиттерного перехода, имеет аналогичную структуру, то по аналогии можем сразу написать, что дифференциальные рекомбинационные потери на поверхности меньше статических в n_S раз:

$$\frac{\partial J_S}{\partial J_K} = \frac{1}{n_S} \cdot \frac{J_S}{J_K} = \frac{R_S}{n_S}. \quad (89)$$

Для дифференциальных рекомбинационных потерь в эмиттере нетрудно получить, что они равны статическим:

$$\frac{\partial J_{II}}{\partial J_K} = \frac{\partial J_{II}}{\partial V_{ЭБ}} \cdot \frac{\partial V_{ЭБ}}{\partial J_K} = \frac{\frac{\partial J_{II}}{\partial V_{ЭБ}}}{\frac{\partial J_K}{\partial V_{ЭБ}}} = R_{Э}, \quad (90)$$

независимо от того «толстый» эмиттер или «тонкий».

Значительно сложнее дело обстоит с потерями в активной и пассивной базах транзистора. Действительно, для активной базы имеем:

$$\frac{\partial J_A}{\partial J_K} = \frac{\partial J_A}{\partial V_{ЭБ}} \cdot \frac{\partial V_{ЭБ}}{\partial J_K} = \frac{\frac{\partial}{\partial V_{ЭБ}} \cdot \left(q \cdot S_{ЭА} \int_0^{W_A} \frac{p(x)}{\bar{\tau}_A} dx \right)}{\frac{\partial}{\partial V_{ЭБ}} \cdot \left(\frac{q \cdot S_{ЭА} \cdot \int_0^{W_A} p(x) dx}{t_A} \right)}. \quad (91)$$

Используя теорему о среднем, выражение (91) можно преобразовать к виду

$$\frac{\partial J_A}{\partial J_K} = t_A \cdot \frac{\frac{\partial}{\partial V_{ЭБ}} \cdot \left(\frac{\bar{p}_A}{\bar{\tau}_A} \cdot W_A \right)}{\frac{\partial}{\partial V_{ЭБ}} \cdot \left(\bar{p}_A \cdot W_A \right)}. \quad (92)$$

Если среднее значение времени жизни в активной базе не зависит от уровня инжекции, т.е. если $\bar{\tau}_A \neq f(V_{ЭБ})$, то получается очень просто:

$$\frac{\partial J_A}{\partial J_K} = \frac{t_A}{\bar{\tau}_A} = R_A. \quad (93)$$

Но $\bar{\tau}_A$, вообще говоря, зависит от уровня инжекции, т.е. зависит от $V_{ЭБ}$.

Тогда

$$\begin{aligned} \frac{\partial J_A}{\partial J_K} &= \frac{t_A \cdot \frac{\partial}{\partial V_{ЭБ}} \left(\frac{1}{\tau_A} \right) \cdot \bar{P}_A \cdot W_A + \frac{t_A}{\tau_A} \cdot \frac{\partial}{\partial V_{ЭБ}} (\bar{P}_A \cdot W_A)}{\frac{\partial}{\partial V_{ЭБ}} (\bar{p}_A \cdot W_A)} = \\ &= \frac{t_A \cdot \bar{p}_A \cdot W_A \cdot \frac{\partial}{\partial V_{ЭБ}} \left(\frac{1}{\bar{\tau}_A} \right) + \frac{t_A}{\bar{\tau}_A}}{\frac{\partial}{\partial V_{ЭБ}} (\bar{p}_A \cdot W_A)}, \end{aligned} \quad (94)$$

где второе слагаемое полностью совпадает со статическими рекомбинационными потерями в активной базе. Соответственно (94) можно переписать в виде

$$\frac{\partial J_A}{\partial J_K} = R_A + \frac{t_A \cdot \bar{p}_A \cdot W_A \cdot \frac{\partial}{\partial V_{ЭБ}} \left(\frac{1}{\bar{\tau}_A} \right)}{\frac{\partial}{\partial V_{ЭБ}} (\bar{p}_A \cdot W_A)} = R_A \left[1 + \frac{\bar{\tau}_A \cdot \bar{p}_A \cdot W_A \cdot \frac{\partial}{\partial V_{ЭБ}} \left(\frac{1}{\bar{\tau}_A} \right)}{\frac{\partial}{\partial V_{ЭБ}} (\bar{p}_A \cdot W_A)} \right]. \quad (95)$$

Поскольку, как правило, с ростом уровня инжекции (т.е. с ростом $V_{ЭБ}$) время жизни неравновесных носителей заряда и их концентрация растут, то второе слагаемое в (95) меньше нуля. Таким образом, можно записать, что

$$\frac{\partial J_A}{\partial J_K} = R_A \cdot (1 - \Delta_A). \quad (96)$$

Аналогичные рассуждения применимы и для пассивной базы. Поэтому

$$\frac{\partial J_{II}}{\partial J_K} = R_{II} \cdot (1 - \Delta_{II}). \quad (97)$$

Суммируя вышеизложенное, получим для обратной величины дифференциального низкочастотного коэффициента передачи тока выражение:

$$\left(\frac{1}{h_{21e}}\right) = R_A \cdot (1 - \Delta_A) + R_{II} \cdot (1 - \Delta_{II}) + R_3 + \frac{R_{ЭII}}{n_V} + \frac{R_S}{n_S}. \quad (98)$$

Практически поправки Δ_A и Δ_{II} много меньше единицы, поэтому основное отличие дифференциального коэффициента передачи тока от статического наблюдается за счет различия рекомбинационных потерь в объемном заряде эмиттерного перехода и на поверхности.

Таким образом, можно утверждать, что обратное значение дифференциального коэффициента передачи тока равно обратному значению статического коэффициента передачи тока, деленному на некоторый коэффициент A :

$$\left(\frac{1}{h_{21e}}\right) = \frac{\left(\frac{1}{h_{21E}}\right)}{A}, \quad (99)$$

где A порядка 1,5.

Все вышеизложенное относится к низким частотам, таким, для которых, во-первых, период изменения сигнала существенно превышает время жизни неравновесных носителей заряда в базе транзистора и, во-вторых, емкостными токами через эмиттерный и коллекторный переходы можно пренебречь.

4. Дифференциальный коэффициент передачи тока на высокой частоте

Если емкостными токами пренебречь нельзя, то появляется еще одна составляющая тока базы i_C , которая, протекая через эмиттерный переход, не вызывает инжекции и, следовательно, не усиливается транзистором. Поэтому ее также можно отнести к потерям, хотя и не рекомбинационным. В связи с этим выражение для обратного дифференциального коэффициента передачи тока на высокой частоте примет вид

$$\left(\frac{1}{h_{21e}}\right) = \frac{i_B}{i_K} = \frac{i_A + i_{II} + i_{ЭП} + i_{II} + i_S}{i_K} + \frac{i_C}{i_K}. \quad (100)$$

Смысл тока i_C ясен из упрощенной эквивалентной схемы, изображенной на рис.14, где $r_{Э}$ - дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода, $h_{21б}$ - дифференциальный коэффициент передачи тока транзистора в схеме с общей базой (ОБ), под $i_{Э}$ понимается действительная часть переменной составляющей тока эмиттера.

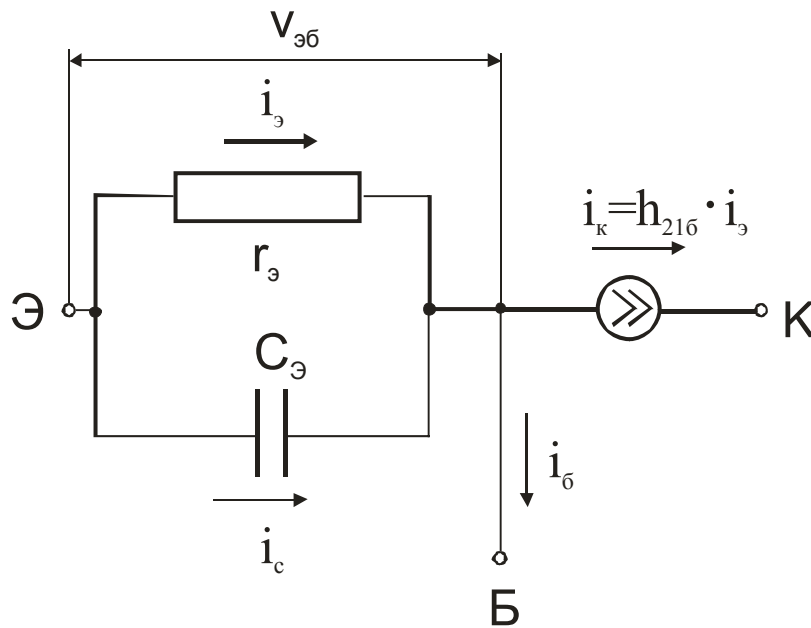


Рис.14. Упрощенная эквивалентная схема транзистора для переменного сигнала

С учетом обозначений, введенных на рис.14, ток коллектора (переменную составляющую) можно представить в виде

$$i_K = h_{21б} \cdot i_{Э} = h_{21б} \cdot \frac{V_{ЭБ\sim}}{r_{Э}}. \quad (101)$$

Для нахождения дифференциального активного сопротивления эмиттера необходимо учесть, что полный прямой ток через нелинейное сопротивление объемного заряда при условии, что $\frac{qV_{ЭБ}}{kT} \gg 1$, равен:

$$J_{Э} = J_{Э0} \cdot e^{\frac{qV_{ЭБ}}{kT}}. \quad (102)$$

Отсюда находим, что

$$\frac{\partial J_{Э}}{\partial V_{ЭБ}} = \frac{1}{r_{Э}} = \frac{q}{kT} \cdot J_{Э}. \quad (103)$$

Подставив $r_{Э}$ в (103), получим окончательное выражение для тока коллектора i_K :

$$i_K = h_{21б} \cdot \frac{q}{kT} \cdot J_{Э} \cdot V_{ЭБ\sim}. \quad (104)$$

Емкостный ток эмиттера, протекающий только по цепи эмиттер - база (см. рис.14), имеет вид

$$i_C = j \cdot \omega \cdot C_{Э} \cdot V_{ЭБ\sim}, \quad (105)$$

где j - мнимая единица, ω - круговая частота, связанная с обычной частотой f соотношением $\omega = 2\pi f$.

С учетом (104) и (105) последнее слагаемое в (100) запишется как

$$\frac{i_C}{i_K} = \frac{j \cdot \omega \cdot r_{Э} \cdot C_{Э}}{h_{21б}} = \frac{j \cdot \omega \cdot C_{Э} \cdot k \cdot T}{h_{21б} \cdot q \cdot J_{Э}}. \quad (106)$$

Рассмотрим остальные составляющие рекомбинационных потерь на высокой частоте.

Для нахождения рекомбинационных потерь на высокой частоте в активной базе необходимо было бы решать нестационарное уравнение непрерывности для базовой области и потом рассчитывать искомые потери. Мы, однако, воспользуемся готовым решением для самого простого случая бездрейфового транзистора:

$$\frac{i_A}{i_K} = ch \left[\frac{W_A}{L_A} \cdot \sqrt{1 + j \cdot \omega \cdot \tau_A} \right] - 1. \quad (107)$$

Для остальных составляющих строгое решение выглядят очень громоздко. Поэтому попытаемся провести их качественную оценку.

Из-за малой толщины эмиттерного перехода при прямых смещениях можно считать, что для дифференциальных потерь в слое объемного заряда эмиттерного перехода для рассматриваемого диапазона частот (не затрагивая СВЧ диапазон) частотная зависимость не существенна и поэтому

$$\frac{i_{\Delta\Pi}}{i_K} \Big|_{H.Ч.} \cong \frac{i_{\Delta\Pi}}{i_K} \Big|_{B.Ч.}. \quad (108)$$

Также можно считать, что частотная зависимость дифференциальных потерь в эмиттере существенно меньше частотной зависимости потерь в активной базе, т.е. ею можно пренебречь:

$$\frac{i_{II}}{i_K} \Big|_{H.Ч.} \cong \frac{i_{II}}{i_K} \Big|_{B.Ч.}. \quad (109)$$

Для пассивной базы, если придерживаться той же модели, что и для стационарных потерь (полная рекомбинация инжектированных в пассивную базу носителей заряда), частотная зависимость отсутствует, т.е.

$$\frac{i_{II}}{i_K} \Big|_{H.Ч.} \cong \frac{i_{II}}{i_K} \Big|_{B.Ч.}. \quad (110)$$

Для поверхностных рекомбинационных потерь надо бы учитывать инерционность, связанную с перезарядкой поверхностных состояний. Однако на достаточно высоких частотах эти процессы не успевают за изменением сигнала, и в первом приближении можно пренебречь частотной зависимостью этих потерь. Т. е.

$$\frac{i_S}{i_K} \Big|_{H.Ч.} \cong \frac{i_S}{i_K} \Big|_{B.Ч.}. \quad (111)$$

Итак, в выражении (100) остается только два слагаемых, зависящих от частоты:

$$\left(\frac{1}{h_{21e}}\right) = \left[ch\left(\frac{W_A}{L_A} \cdot \sqrt{1 + j \cdot \omega \cdot \tau_A}\right) - 1 \right] + \frac{j \cdot \omega \cdot C_{\text{Э}} \cdot r_{\text{Э}}}{h_{21\delta}} + \sum_{\substack{\text{ост.} \\ \text{сост.}}} \frac{i_{\delta}}{i_{\kappa}}. \quad (112)$$

Учитывая, что аргумент гиперболического косинуса по модулю много меньше единицы (из-за соотношения толщины активной базы и диффузионной длины), разлагаем его в степенной ряд, ограничившись первыми членами разложения. Тогда (112) упрощается:

$$\left(\frac{1}{h_{21e}}\right) = \frac{1}{2} \cdot \frac{W_A^2}{L_A^2} + j \cdot \omega \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{W_A^2}{L_A^2} \cdot \tau_A + \frac{C_{\text{Э}} \cdot r_{\text{Э}}}{h_{21\delta}} \right) + \sum_{\substack{\text{ост.} \\ \text{сост.}}} \frac{i_{\delta}}{i_{\kappa}}, \quad (113)$$

где первое слагаемое в правой части есть не что иное, как статические рекомбинационные потери в активной базе:

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{W_A^2}{L_A^2} = \frac{t_A}{\tau_A} \cong \left(\frac{i_A}{i_{\kappa}} \right)_{\text{н.ч.}}. \quad (114)$$

Добавляя это слагаемое к сумме всех остальных составляющих низкочастотных потерь и используя выражение (114), получаем:

$$\left(\frac{1}{h_{21e}}\right) = \frac{1}{(h_{21e})_{\text{н.ч.}}} + j \cdot \omega \cdot \left(t_A + \frac{C_{\text{Э}} \cdot r_{\text{Э}}}{h_{21\delta}} \right). \quad (115)$$

Получили комплексное число с модулем и фазой. Найдем модуль этой величины:

$$\left| \frac{1}{h_{21e}} \right|^2 = \left[\left(\frac{1}{(h_{21e})_{\text{н.ч.}}} \right) \right]^2 + \omega^2 \cdot \left(t_A + \frac{C_{\text{Э}} \cdot r_{\text{Э}}}{h_{21\delta}} \right)^2. \quad (116)$$

Видно, что обратный коэффициент передачи тока на высоких частотах определяется всеми теми же рекомбинационными потерями, что и на низкой частоте, плюс величина, определяемая задержкой сигнала за счет конечного времени пролета носителей заряда через активную базу и

временной задержкой, связанной с перезарядкой барьерной емкости эмиттерного перехода.

Ясно, что когда частота мала, то в (116) остается только первое слагаемое, поскольку вторым можно пренебречь. Однако с ростом частоты рано или поздно второе слагаемое становится много больше первого. Тогда модуль высокочастотного коэффициента передачи тока начинает зависеть от частоты обратно пропорционально:

$$|h_{21e}|_{B.Ч.} = \frac{1}{\omega \cdot \left(t_A + \frac{C_{\text{Э}} \cdot r_{\text{Э}}}{h_{21\beta}} \right)}, \quad (117)$$

где величина в скобках имеет размерность времени и это время (обозначим его τ_{Σ}) является суммарным временем задержки передачи сигнала от эмиттера до коллектора. Соответственно, второе слагаемое в τ_{Σ} естественно обозначить $\tau_{\text{Э}}$, т.к. оно связано с задержкой в передаче сигнала, вводимой барьерной емкостью эмиттерного перехода.

Общий вид зависимостей модуля дифференциального коэффициента передачи тока от частоты качественно изображен на рис.15.

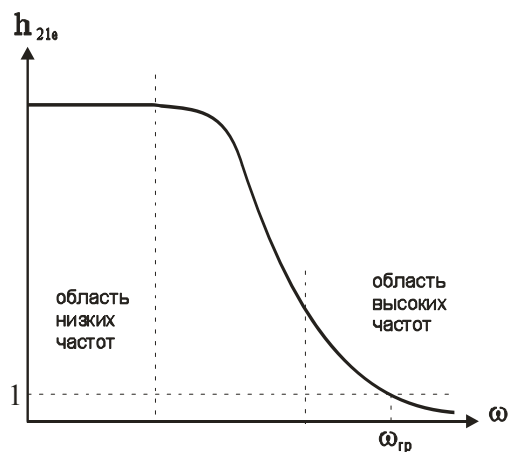


Рис.15. Качественный вид зависимостей коэффициента h_{21e} от частоты

Учитывая, что коэффициент передачи тока транзистора в схеме с ОБ практически равен единице, для области высоких частот формулу (117) можно преобразовать к виду

$$\frac{1}{\omega |h_{21e}|_{B.Ч.}} = t_A + \frac{C_{\text{Э}} \cdot r_{\text{Э}}}{h_{21\beta}} \cong t_A + \frac{C_{\text{Э}} \cdot k \cdot T}{q} \cdot \frac{1}{J_{\text{Э}}}. \quad (119)$$

Получили, что величина $\frac{1}{\omega |h_{21e}|_{B.Ч.}}$ линейно зависит от $\frac{1}{J_{\text{Э}}}$, как это

отображено на рис.16.

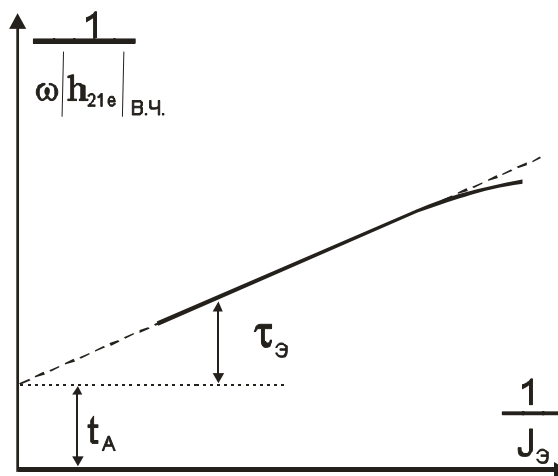


Рис.16. Иллюстрация способа экспериментального определения времени пролета носителей заряда через активную базу

Отсечка, даваемая этой линейной зависимостью на оси ординат, дает нам значение времени пролета неосновных носителей заряда через активную базу транзистора. А угловой коэффициент связан с временем $\tau_{\text{Э}}$, как это показано на рисунке.

Конечно, в формуле (119) от тока эмиттера зависит также величина барьерной емкости эмиттерного перехода, т.к. ток эмиттера может меняться только с изменением напряжения на этом переходе. Однако, обращаясь к известному виду прямой ветви вольт-амперной характеристики p - n - перехода, можно заключить, что только в области

малых токов прямое смещение на $p-n$ - переходе сильно зависит от тока. Именно в этой области токов эмиттера (см. рис.16) мы будем наблюдать отклонение обсуждаемой зависимости от прямой линии.

Строго говоря, суммарное время задержки сигнала в транзисторе определяется не только инерционностью эмиттерного перехода и конечным временем переноса носителей заряда через базу. Необходимо еще добавить инерционность, связанную с коллекторным переходом транзистора. Эта инерционность, с одной стороны, связана с конечным временем пролета этих носителей через слой пространственного заряда коллекторного перехода, а с другой, – с барьерной емкостью этого перехода. Поскольку коллекторный переход транзистора в активном режиме находится под достаточно большим обратным смещением, то почти на всей протяженности его объемного заряда электрическое поле удовлетворяет критерию сильного поля, в котором дрейфовая скорость носителей заряда остается практически постоянной и не зависит от поля. Это – так называемая дрейфовая скорость насыщения v_S . Тогда время пролета через коллекторный переход будет равно:

$$\tau_{\text{прол.колл.}} = \frac{W_{\text{КП}}}{v_S}, \quad (120)$$

где $W_{\text{КП}}$ - толщина слоя пространственного заряда коллекторного перехода. Эту толщину легко получить из барьерной емкости C_K этого перехода:

$$W_{\text{КП}} = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_K}{C_K}, \quad (121)$$

где S_K - площадь коллекторного перехода. Подставляя (121) в (120), получим:

$$\tau_{\text{прол.колл.}} = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_K}{v_S \cdot C_K}. \quad (122)$$

Более точный учет всех эффектов, влияющих на задержку, вносимую коллектором, дает следующее выражение:

$$\tau_K = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_K}{2 \cdot v_S \cdot C_K}. \quad (123)$$

Величина же задержки сигнала на коллекторной емкости $\tau_{CK} = R_K \cdot C_K$, где R_K - омическое сопротивление тела коллектора, как правило, значительно меньше τ_K и им можно пренебречь.

С учетом сказанного отсечка на оси ординат (на рис.16) на самом деле представляет собой сумму ($t_A + \tau_K$). Однако учет τ_K необходим только для высоковольтных и высокочастотных транзисторов (с тонкой базой), где вклад коллектора в общее время задержки может быть существенным. В подавляющем большинстве случаев временем τ_K также можно пренебречь.

Помимо указанного (рис.16) существует еще один путь определения t_A – через граничную круговую частоту $\omega_{ep.}$, при которой модуль коэффициента передачи тока обращается в единицу ($|h_{21e}| = 1$). Приравняв левую часть формулы (117) к единице, найдем выражение для граничной круговой частоты:

$$\omega_{ep.} = \frac{1}{t_A + \tau_{\Sigma}} = \frac{1}{\tau_{\Sigma}}. \quad (124)$$

Для транзисторов с достаточно толстой базой, для которых в режиме номинальных токов $t_A \gg \tau_{\Sigma}$, будем иметь:

$$\omega_{ep.} = \frac{1}{t_A}. \quad (125)$$

Граничная частота $f_{ep.} = \frac{\omega_{ep.}}{2\pi}$ обычно указывается в справочнике по транзисторам. Следовательно, мы можем иметь ориентировочное представление о времени пролета через базу, которое чуть меньше суммарного времени задержки.

5. Эффекты в биполярных транзисторах при больших плотностях тока

5.1. Эффект Кирка

Существует целый класс мощных транзисторов, которые должны работать при больших плотностях тока. Посмотрим, что изменится при этом.

Как было показано выше, существует граничная частота f_{cp} , которая коррелирует с временем пролета. Очевидно, что пролетное время определяется в первую очередь толщиной квазинейтральной части активной базы W_A . Эта толщина определяется вычитанием из технологической толщины W_T размеров, занятых под пространственные заряды эмиттерного и коллекторного переходов. Поскольку эмиттерный переход находится в прямом смещении (в активном режиме) и, кроме того, он образован сравнительно сильнолегированными областями, то влиянием толщины области пространственного заряда на W_A можно пренебречь и считать, что

$$W_A = W_T - W_{KB}, \quad (127)$$

где W_{KB} - часть толщины слоя пространственного заряда коллекторного перехода со стороны базы. При малых плотностях коллекторного тока можно считать, что этот заряд образован исключительно ионами примеси в базе.

При больших плотностях тока ситуация меняется. Теперь для определения ширины ОПЗ надо решать уравнение Пуассона, в котором плотность пространственного заряда должна быть записана с учетом подвижных носителей заряда, участвующих в переносе коллекторного тока. Таким образом, рассматривая коллекторный переход $p-n-p$ -транзистора, мы должны для плотности пространственного заряда со стороны базы брать сумму

$$\rho = q \cdot (N_B + p), \quad (128)$$

а для плотности пространственного заряда со стороны коллектора - разность

$$\rho = q \cdot (N_K - p), \quad (129)$$

где p - концентрация свободных дырок, участвующих в переносе коллекторного тока. Очевидно, что чем больше плотность тока коллектора, тем выше эта концентрация. Влияние этих дырок проявится в расширении активной базы. Это явление получило в литературе название эффекта Кирка. Особенно сильно этот эффект проявляется в мощных высоковольтных транзисторах в силу их конструктивных особенностей (рис.17). Основная особенность таких транзисторов заключается в наличии слаболегированного слоя p^- толщиной W_K , за которым располагается сильнолегированная подложка p^+ .

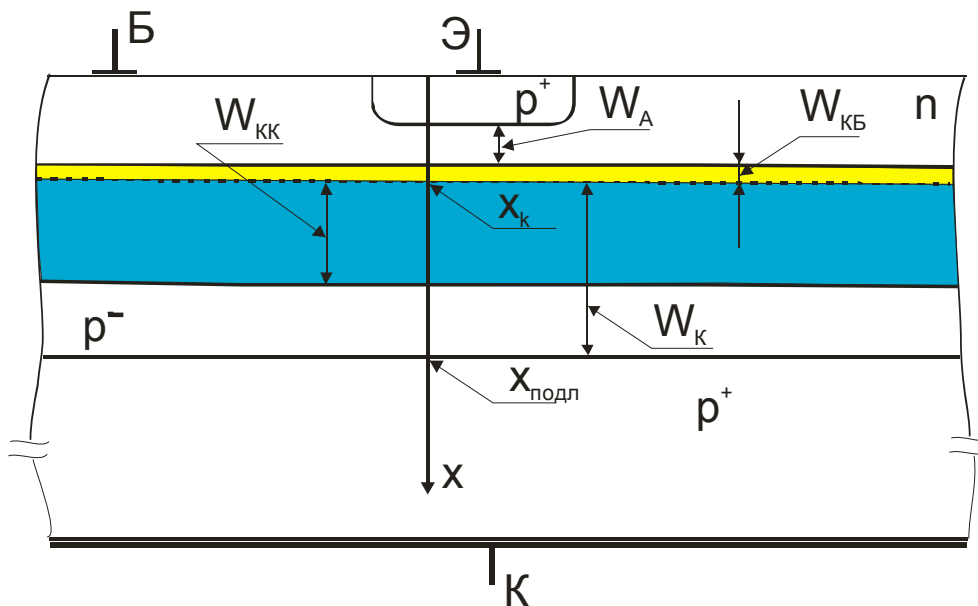


Рис.17. Фрагмент конструкции высоковольтного транзистора

Поскольку для любого двойного заряженного слоя выполняется равенство положительного и отрицательного зарядов, то для коллекторного перехода (рис.17) можно записать:

$$q \cdot (N_B + p) W_{KB} = q \cdot (N_K - p) W_{KK}, \quad (130)$$

где W_{KB} - толщина положительно заряженной части ОПЗ коллекторного перехода, W_{KK} - толщина отрицательно заряженной части ОПЗ коллекторного перехода. Как только концентрация свободных дырок с ростом коллекторного тока начнет приближаться к концентрации примеси в коллекторе, суммарная плотность отрицательного заряда в этой части ОПЗ начнет уменьшаться и стремиться к нулю. Плотность же положительного заряда (со стороны базы) будет возрастать. Это приведет к уменьшению W_{KB} и к увеличению W_{KK} . С уменьшением W_{KB} толщина активной базы начнет расти. Возрастание толщины активной базы с ростом тока коллектора при неизменном напряжении на коллекторе и называется эффектом Кирка. При приближении ρ к нулю соответствующий отрицательный заряд, необходимый для поддержания на коллекторном переходе фиксированного обратного смещения, будет возникать на границе высокоомного слоя коллектора с низкоомной подложкой. Наконец, при достижении некоторой критической плотности коллекторного тока плотность заряда в высокоомной части коллектора обращается в ноль. При большей плотности тока плотность заряда в высокоомной части коллектора меняет знак. Это означает, что теперь граница раздела между базой и коллектором будет проходить по слаболегированной эпитаксиальной пленке, перемещаясь с увеличением тока к границе с сильнолегированной подложкой, что равносильно резкому увеличению технологической толщины активной базы с W_T до $W_T + W_K$. И если в современных мощных транзисторах технологическая толщина базы составляет единицы микрон, то толщина высокоомного коллекторного слоя зависит от расчетного напряжения пробоя и составляет десятки микрон (например, для транзистора, рассчитанного на 1 кВ, $W_K \approx 50$ мкм.). Таким образом, при токе коллектора, превышающем некоторое значение, обеспечивающее критическую плотность заряда подвижных

носителей, размеры активной базы могут увеличиться в несколько раз, что сразу же приведет к резкому снижению коэффициента передачи тока.

Эффекта Кирка проявляется в изменении формы кривой, изображающей зависимость $\frac{1}{\omega |h_{21e}|_{B.Ч.}}$ от $\frac{1}{J_{\text{э}}}$ (см. рис. 16). Вид этой зависимости с учетом данного эффекта приведен на рис.18.

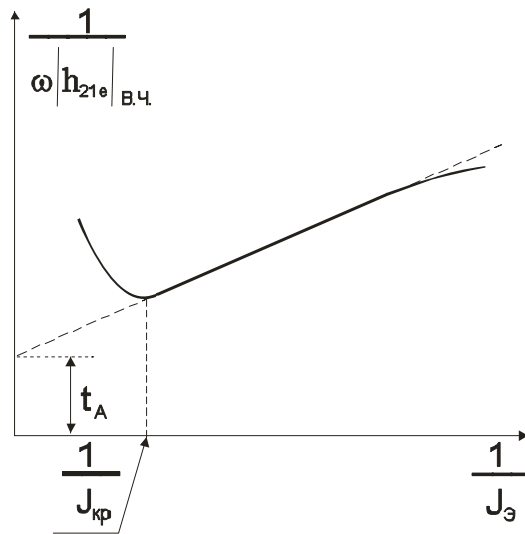


Рис. 18. Влияние эффекта Кирка на граничную частоту усиления

На рис. 19 приведена обратная зависимость, т.е. зависимость от тока коллектора величины $f_{cp} = f \cdot |h_{21e}|_f$, где f – частота, на которой выполняется условие (118) и измеряется $|h_{21e}|$.

Спад f_{cp} на больших токах обусловлен расширением областей квазинейтральной базы и сдвигом пространственного заряда коллекторного перехода. Для количественной оценки этого эффекта вводится специальный параметр - критический ток коллектора $J_{кр}$, который соответствует току, при котором граничная частота падает в $\sqrt{2}$ раз от своего максимального значения.

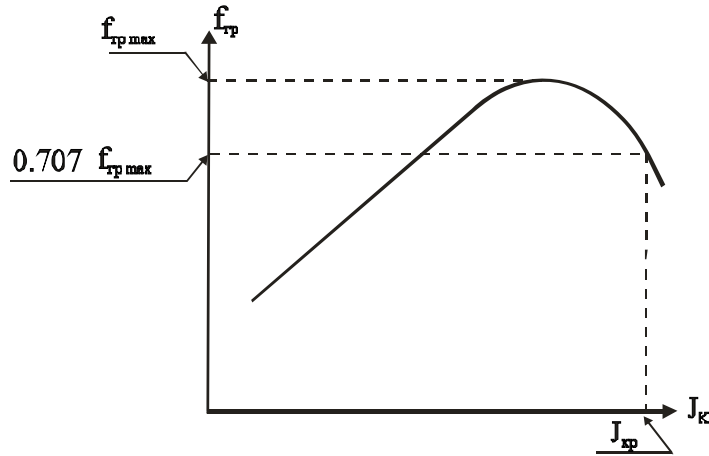


Рис. 19. Зависимость граничной частоты от тока коллектора

Расчеты показывают, что критический ток приблизительно равен току коллектора, при котором достигается критическая плотность подвижного заряда в коллекторном переходе, т.е. когда выполняется условие $N_K = p$.

Посмотрим, как рассчитать значение критической плотности коллекторного тока. Для этого надо связать с плотностью тока величину концентрации подвижных дырок. Поскольку коллектор находится под обратным смещением, то в слое его объемного заряда напряженность электрического поля велика настолько, что дрейфовая скорость дырок равна скорости насыщения $v_S \approx 10^7$ (см/с) и от поля не зависит. Это значит, что почти на всем протяжении области пространственного заряда коллекторного перехода выражение для коллекторного тока будет иметь вид

$$J_K = q \cdot S_{K\text{эфф}} \cdot p \cdot v_S, \quad (131)$$

где $S_{K\text{эфф}}$ - некоторая эффективная площадь, через которую протекает коллекторный ток в плоскости коллекторного перехода. В первом приближении $S_{K\text{эфф}} \approx S_{ЭА}$.

Коллекторный ток достигнет критического значения, когда p сравнивается с N_K . Отсюда находим критический ток:

$$J_{кр} \cong q \cdot S_{ЭА} \cdot N_K \cdot v_S. \quad (132)$$

5.2. Эффект оттеснения эмиттерного тока к краю эмиттерного перехода

В мощных транзисторах возможен еще один эффект, приводящий к снижению критического тока коллектора. Это эффект оттеснения эмиттерного тока к краю эмиттерного перехода. Дело в том, что транзисторы, рассчитанные для работы при больших токах коллектора (а значит, и эмиттера), должны иметь большую площадь эмиттера. Она выбирается из расчета, чтобы максимальная рабочая плотность тока не превышала 100 А/см^2 . Например, если рабочий ток транзистора составляет 10 А , то площадь эмиттерного перехода должна быть порядка $0,1 \text{ см}^2$. Если эмиттер имеет форму круга или квадрата, то его линейные размеры составляют, по порядку величины, 3 мм . При толщине базы $\sim 2 \text{ мкм}$ составляющие базового тока, которые поддерживают процесс рекомбинации в центральных частях активной базы, эмиттера и объемного заряда эмиттерного перехода, протекают вдоль (длинного) эмиттерного перехода по малому сечению. Соответствующее сопротивление базы оказывается достаточно большим. Для его уменьшения вывод базы стараются расположить вокруг эмиттера (если он выполнен в виде круга) или по обе стороны (если он выполнен в виде прямоугольника). На рис.20 приведена схема расположения электродов и картина силовых линий составляющих базового тока, ответственных за эффект оттеснения эмиттерного тока. Из-за падения напряжения на сопротивлении растекания базы от протекания указанных составляющих базового тока эмиттерный переход оказывается под разным прямым смещением в центре и на периферии.

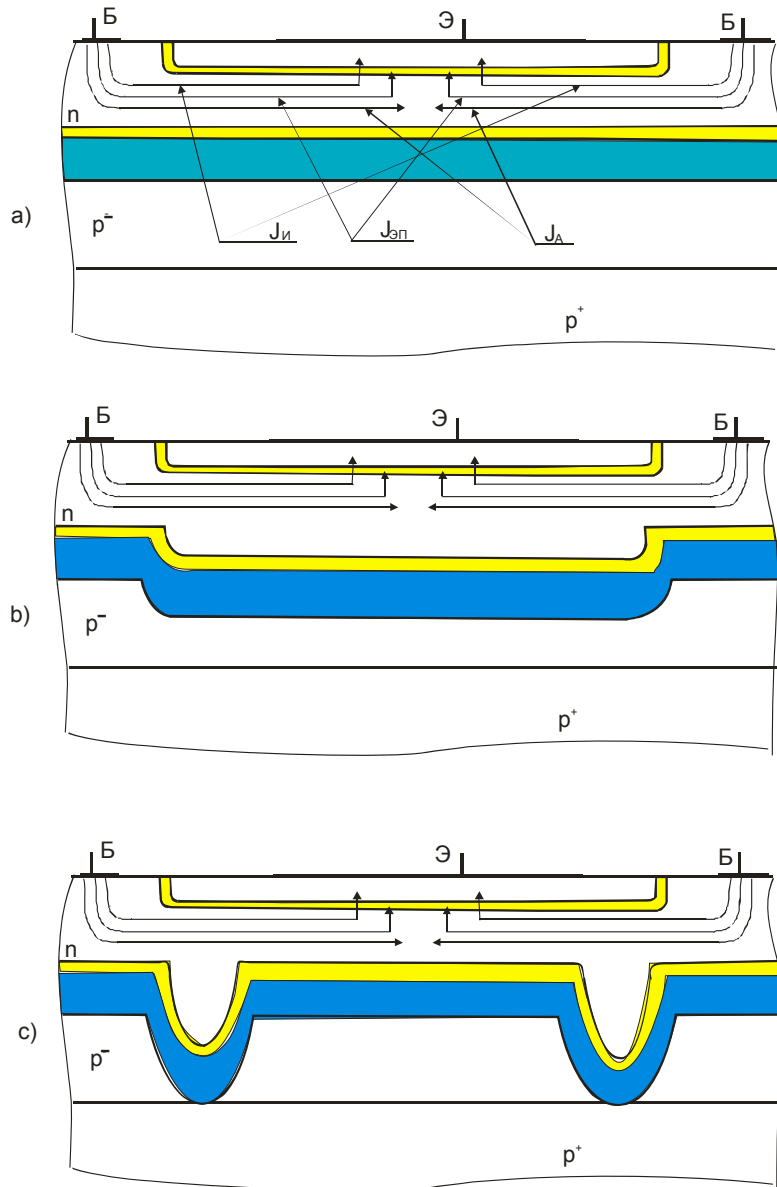


Рис. 20. Схема протекания составляющих базового тока, ответственных за эффект оттеснения (а), проявление эффекта Кирка без учета эффекта оттеснения (б), проявление эффекта Кирка с учетом эффекта оттеснения (с)

Причем на периферии это смещение больше. Эта разница в смещениях возрастает с ростом тока коллектора и, следовательно, тока базы. Вследствие перекоса в смещении эмиттерного перехода инжекция дырок из эмиттера также идет неравномерно. Чем ближе к краю эмиттерного

перехода, тем инжекция дырок больше. Таким образом, если даже средняя по площади эмиттера плотность тока дырок еще не велика, на краях эмиттерного перехода она может превысить критическую плотность тока, и эффект Кирка наступит при значительно меньших токах коллектора, чем если бы эффекта оттеснения тока не было. Влияние эффекта оттеснения эмиттерного тока на эффект Кирка проиллюстрировано на рис.20, b и c.

Таким образом, эффект оттеснения эмиттерного тока к краю эмиттерного перехода является вредным, приводящим к снижению критического тока коллектора. Для уменьшения эффекта оттеснения используется, во-первых, либо гребенчатая структура электродов эмиттера и базы (рис.21, a), либо многоэмиттерные структуры (рис. 21, b).

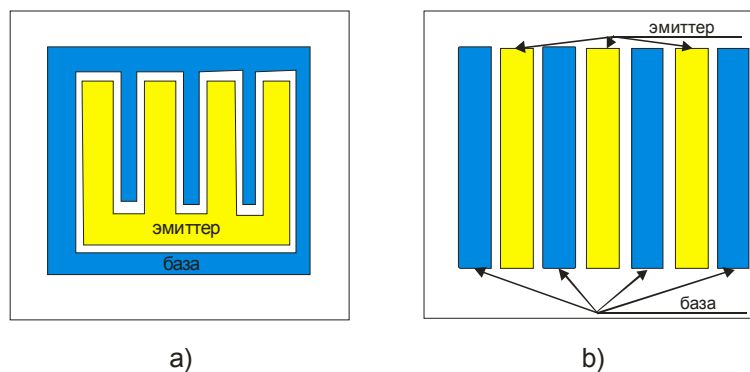


Рис. 21. Варианты топологии гребенчатой и многоэмиттерной структур транзисторов для подавления эффекта оттеснения эмиттерного тока к краю эмиттерного перехода

Во-вторых, можно бороться с этим эффектом, увеличивая уровень легирования базы. Оба этих приема способствуют значительному снижению сопротивления растекания базы и, следовательно, снижению перекоса в смещении эмиттерного перехода.

6. Параметры транзисторов, работающих в ключевом режиме

На рис.7 приведено семейство выходных характеристик биполярного транзистора, включенного по схеме с ОЭ.

В качестве электронного ключа транзистор используется либо в режиме насыщения (ключ замкнут), либо в режиме отсечки (ключ разомкнут). Следует отметить, что в качестве ключа транзисторы (если иметь в виду и интегральные схемы) используются гораздо чаще, чем в качестве усилителей мощности. Рассмотрим, какими параметрами характеризуется транзистор в этих режимах.

Для иллюстрации режима насыщения на рис.22 приведена схема включения $p-n-p$ - транзистора (с ОЭ), в которой входным током является ток базы.

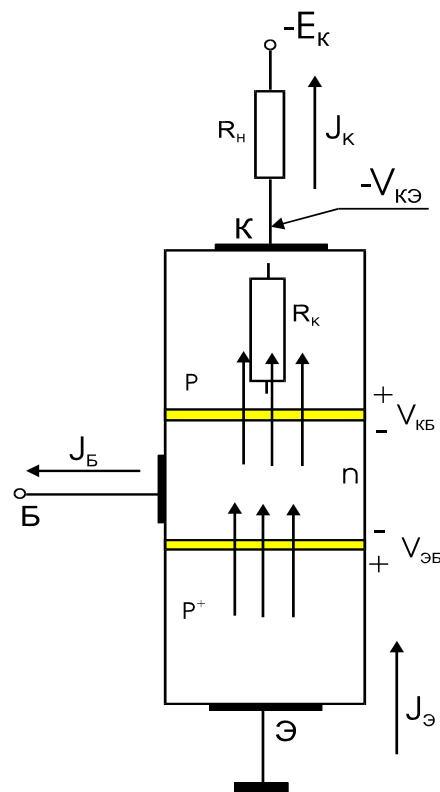


Рис.22. Направление потоков дырок и тока базы в транзисторе, находящемся в насыщении

Режим работы транзистора полностью определяется величиной базового тока. Если ток базы равен нулю, то транзистор заперт, через него протекает начальный ток $J_{KЭ0}$. Такое состояние транзистора соответствует режиму отсечки. При появлении тока базы, направление которого соответствует втеканию в базу основных носителей заряда, транзистор сначала оказывается в активном (усилительном) режиме, при котором ток коллектора определяется соотношением

$$J_K = h_{21E} \cdot J_B + J_{KЭ0} \cong h_{21E} \cdot J_B. \quad (135)$$

Очевидно, что с ростом базового тока ток коллектора не может расти неограниченно. Максимально возможный ток коллектора не может превышать значения $J_{K \max} = \frac{E_K}{R_H}$. Таким образом, зависимость $J_K(J_B)$ будет выглядеть, как на рис.23.

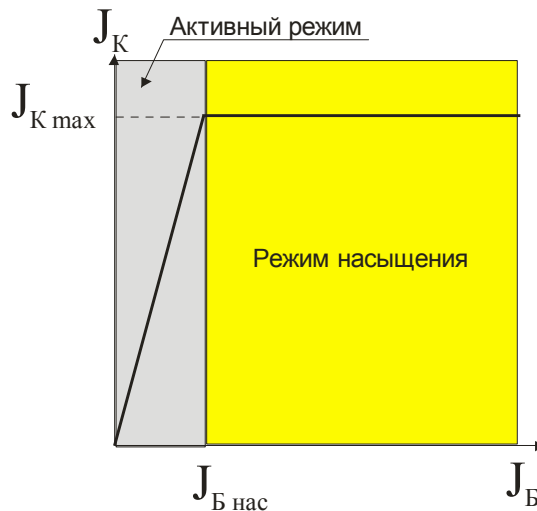


Рис.23. Зависимость тока коллектора в схеме, приведенной на рис.20, от тока базы

В режиме насыщения на транзисторе падает остаточное напряжение $V_{KЭ \text{ нас}}$, величина которого и является основным параметром транзистора в этом режиме. Посмотрим, чем определяется это напряжение.

Из зависимости $J_K(J_B)$ (см. рис.23) видно, что в режиме насыщения транзистор перестает управляться базовым током. Это происходит потому, что при подаче на вход тока базы, соответствующего режиму насыщения, из эмиттера в базу поступает слишком много дырок, собрать которые коллекторный переход не в состоянии. Т.е. дырок в базу поступает больше, чем уходит в коллектор. В результате дырки в базе накапливаются, и их концентрация вблизи коллекторного перехода повышается и становится выше равновесной концентрации. Поскольку для любого $p-n$ - перехода между концентрацией неосновных носителей заряда на границе ОПЗ и напряжением на переходе существует взаимно однозначное соответствие, то как только концентрация неосновных носителей заряда на границе ОПЗ становится выше равновесной, на переходе появляется прямое смещение.

Таким образом, в режиме насыщения, несмотря на полярность внешнего источника питания в цепи коллектора, оба перехода транзистора оказываются под прямым смещением. Вследствие этого результирующее напряжение на транзисторе будет определяться следующими составляющими:

$$V_{KЭнас} = V_{ЭБ} - V_{КБ} + J_K R_K, \quad (136)$$

где R_K - сопротивление растекания коллектора, называемое также сопротивлением насыщения. В первом приближении можно считать, что напряжения на переходах транзистора взаимно компенсируют друг друга (хотя из-за разности площадей $V_{ЭБ}$ несколько больше, чем $V_{КБ}$) и поэтому

$$V_{KЭнас} \approx J_K R_K. \quad (137)$$

Таким образом, задача нахождения $V_{KЭнас}$ при заданном коллекторном токе сводится к нахождению сопротивления R_K . На первый взгляд, задача достаточно простая – найти геометрическое сопротивление растекания тела коллектора. На самом деле ситуация значительно сложнее.

Дело в том, что, как правило, коллекторная область легирована слабее, чем база. Это связано с необходимостью обеспечить требуемое напряжение пробоя. При этом для уменьшения сопротивления растекания коллектор делают двухслойным (см. рис.17), состоящим из сравнительно тонкого (по сравнению с диффузионной длиной) высокоомного слоя и сильнолегированной подложки. Поскольку в рассматриваемом режиме коллекторный переход смещен в прямом направлении, то из базы в коллектор идет инжекция электронов (для $p-n-p$ - транзистора) и уровень инжекции в слаболегированной части коллектора, как правило, оказывается высоким. В силу этого происходит модуляция сопротивления коллекторной области инжектированными носителями. Для того чтобы рассчитать это сопротивление, необходимо найти распределение инжектированных носителей заряда.

На рис.24 приведена равновесная энергетическая диаграмма рассматриваемой в качестве примера транзисторной $p^+-n-p^-p^+$ - структуры.

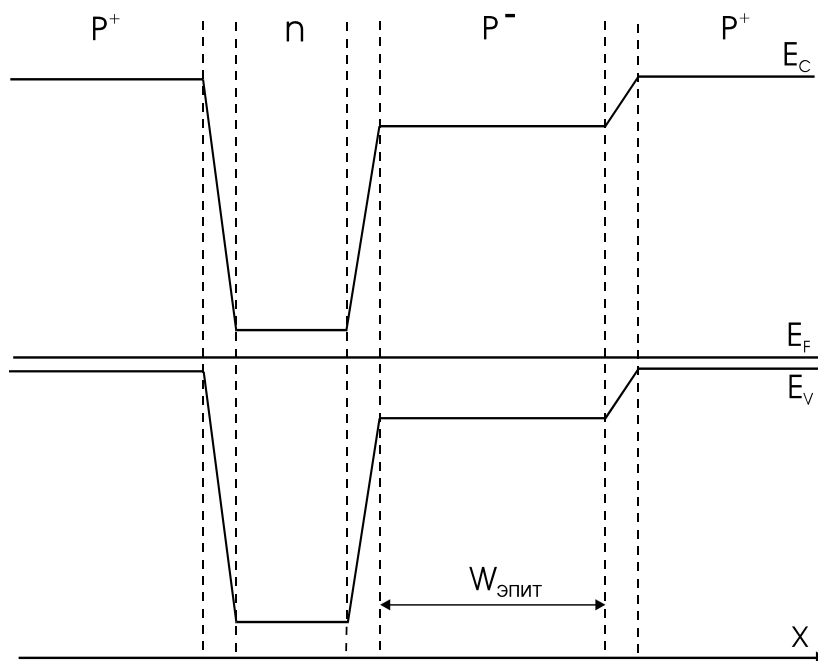


Рис.24. Равновесная энергетическая диаграмма $p^+-n-p^-p^+$ - транзисторной структуры

Как видно из диаграммы, для электронов, инжектируемых в коллектор, на границе эпитаксиальная пленка - подложка возникает потенциальный барьер, существенно влияющий на распределение неравновесных носителей заряда в эпитаксиальной пленке.

Ток коллектора в общем виде имеет дырочную и электронную составляющую:

$$J_K = J_{nK} + J_{pK}, \quad (138)$$

которые, в свою очередь, имеют диффузионную и дрейфовую компоненту:

$$J_{nK} = qSD_n \frac{dn}{dx} + qS\mu_n n(x)E(x), \quad (139)$$

$$J_{pK} = -qSD_p \frac{dp}{dx} + qS\mu_p p(x)E(x). \quad (140)$$

Для нахождения приближенного решения задачи относительно пространственного распределения неравновесных носителей заряда $\Delta n(x) \approx \Delta p(x)$ воспользуемся тем обстоятельством, что даже при высоком уровне инжекции в высокоомной части коллектора основной вклад в ток коллектора вносят, тем не менее носители, идущие из эмиттера. В нашем примере – дырки. Поэтому в первом приближении электронным током в (138) можно пренебречь и положить $J_{nK} = 0$. Тогда из (139) получаем уравнение для нахождения $\Delta n(x) \approx n(x)$:

$$-qSD_n \frac{dn}{dx} - qS\mu_n n(x)E(x) = 0. \quad (141)$$

Отсюда находим распределение по координате электрического поля:

$$E(x) = -\frac{D_n}{\mu_n} \frac{1}{n(x)} \frac{dn}{dx}. \quad (142)$$

Подставляем полученное для электрического поля выражение в формулу для дырочного тока (138), получаем:

$$J_{pK} = -qS_{K\text{эфф}}D_p \frac{dn}{dx} \left(\frac{N_K}{n(x)} + 2 \right) = J_K, \quad (143)$$

где N_K - концентрация легирующей примеси в высокоомной части коллектора, $S_{K\text{эфф}}$ - эффективная площадь коллектора (по которой протекает весь коллекторный ток). При выводе (143) было использовано соотношение Эйнштейна $D = \frac{kT}{q} \mu$ и учтено, что концентрация дырок в p -области коллектора, в силу электронейтральности, определяется суммой $p(x) = N_K + n(x)$, кроме того, по той же причине $\frac{dp}{dx} = \frac{dn}{dx}$.

Из (143) получаем дифференциальное уравнение для $n(x)$:

$$\frac{dn}{dx} = \frac{J_K}{qS_{K\text{эфф}}D_p \left[2 + \frac{N_K}{n(x)} \right]}. \quad (144)$$

Попытаемся оценить вид зависимости $p(x)$, не решая уравнения (144). Если бы в знаменателе не было слагаемого $\frac{N_K}{n(x)}$, то $n(x)$ была бы линейной функцией. С практической точки зрения наиболее интересным является случай, когда эффект модуляции имеет место. Это означает, что $n(x) \gg N_K$, по крайней мере, для какой-то области вблизи коллекторного перехода. Тогда в этой области слагаемым $\frac{N_K}{n(x)}$ можно пренебречь. Для каких-то удаленных значений x этим слагаемым пренебречь нельзя, и там градиент концентрации перестанет быть постоянным, а начнет уменьшаться с ростом x . Поэтому можно ожидать, что зависимость $n(x)$ будет иметь вид, изображенный на рис.25.

Картина пространственного распределения электронов в p -коллекторе была бы полной, если бы были определены характеристические параметры: $n(0)$ и ℓ_K . Для этого вспомним, что

инжектированные из базы электроны из высокоомной части коллектора практически не выходят, а все там рекомбинируют. Этот ток рекомбинации электронов можно

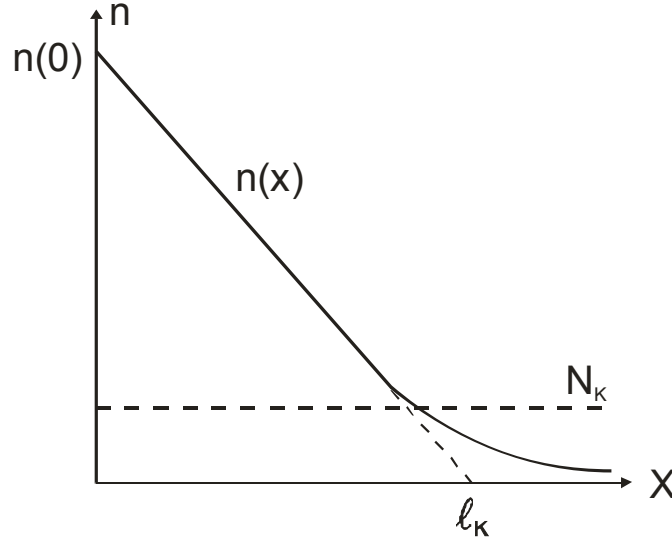


Рис.25. Зависимость концентрации неосновных носителей заряда от координаты в высокоомной части коллектора

определить как заряд всех инжектированных электронов Q_n , деленный на время их жизни τ_n :

$$J_{\text{рек. в колл.}} = \frac{Q_n}{\tau_n}. \quad (145)$$

Величину заряда Q_n легко найти из рис.25, заменив реальное распределение $n(x)$ линейным:

$$J_{\text{рек. в колл.}} = \frac{Q_n}{\tau_n} = \frac{q \cdot S_{K\text{эфф}} \cdot n(0) \cdot l_K}{2\tau_n}. \quad (146)$$

Из (144) найдем связь между $n(0)$ и l_K :

$$\frac{dn}{dx} \cong \frac{n(0)}{l_K} = \frac{J_K}{2q \cdot S_{K\text{эфф}} \cdot D_p}. \quad (147)$$

Комбинируя (147) и (146), выражаем граничную концентрацию электронов $n(0)$ и характеристическую длину l_K через ток рекомбинации в коллекторе:

$$n(0) = \frac{1}{q \cdot S_{K \text{ эфф}}} \cdot \sqrt{\frac{J_{\text{рек. в колл.}} \cdot J_K \cdot \tau_n}{D_p}}; \quad (148)$$

$$l_K = 2 \cdot \sqrt{\frac{J_{\text{рек. в колл.}}}{J_K} \cdot D_p \cdot \tau_n}. \quad (149)$$

Здесь известно почти все, за исключением $J_{\text{рек. в колл.}}$. Вспомним, из-за чего возникла эта рекомбинация. Пока транзистор находится в активном режиме, все электроны, поступающие в базу (т.е. весь базовый ток), расходуются на рекомбинацию в базе, в эмиттере и, конечно, не попадают в коллектор, который отделен от базы высоким потенциальным барьером. Когда же транзистор оказывается в режиме насыщения, потенциальный барьер для электронов в сторону коллектора становится ниже равновесного и часть электронов теперь инжектируется в коллектор, где они и рекомбинируют. Поскольку коллекторная область легирована слабее базовой, то встречной инжекцией дырок из коллектора в базу можно пренебречь. Таким образом, можно утверждать, что $J_{\text{рек. в колл}}$ есть превышение тока базы в режиме насыщения над нормальным током базы в режиме усиления:

$$J_{B(\text{нас.})} = J_{B(\text{усил.})} + J_{\text{рек. в колл.}} \quad (150)$$

где $J_{B(\text{усил.})} = \frac{J_K}{h_{21E}}$. С учетом этого получаем:

$$J_{\text{рек. в колл.}} = J_{B(\text{нас.})} - \frac{J_K}{h_{21E}}. \quad (151)$$

Используя (151), получаем выражение для характеристической длины l_K :

$$l_K = 2 \cdot \sqrt{\left(\frac{J_{B(\text{нас.})}}{J_K} - \frac{1}{h_{21E}} \right) \cdot \tau_n \cdot D_p}. \quad (152)$$

Учитывая, что время жизни неосновных носителей заряда связано с диффузионной длиной в коллекторе (L_K) соотношением $\tau_n = \frac{L_K^2}{D_n}$,

окончательно получаем:

$$l_K = 2L_K \sqrt{\frac{D_{K_{o.n.z.}}}{D_{K_{n.n.z.}}} \left(\frac{J_{B_{нас.}}}{J_K} - \frac{1}{h_{21E}} \right)}, \quad (153)$$

где $D_{K_{o.n.z.}}$ и $D_{K_{n.n.z.}}$ - коэффициенты диффузии основных и неосновных носителей заряда в области коллектора соответственно.

Для оценки сопротивления насыщения коллектора рассмотрим фрагмент транзисторной структуры, изображенный на рис. 26.

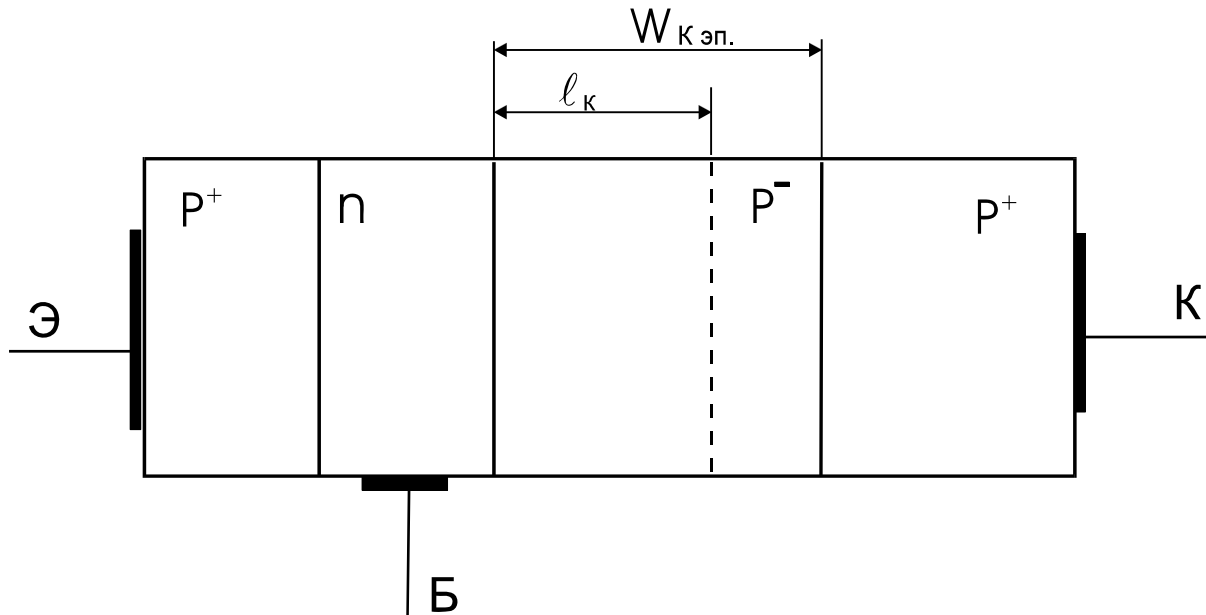


Рис. 26. Фрагмент транзисторной структуры, используемый для расчета сопротивления насыщения коллектора ($W_{K_{эп}}$ - толщина эпитаксиальной части коллектора)

Будем считать, что та часть коллектора (толщиной l_K), где находятся инжектированные из базы электроны, не дает практического вклада в сопротивление коллектора. Тогда, считая, что силовые линии коллекторного тока в рассматриваемом участке транзистора параллельны,

сопротивление оставшейся части коллектора находится по известному соотношению:

$$R_{кнас.} = \rho \cdot \frac{(W_{Кэн} - l_k)}{S_{Кэфф}} =$$

$$= \frac{1}{qN_K \mu_{К о. н. з.} S_{Кэфф}} \left[W_{Кэн} - 2L_K \sqrt{\left(\frac{D_{К о. н. з.}}{D_{К н. н. з.}} \right) \left(\frac{J_{Б(нас.)}}{J_K} - \frac{1}{h_{21E}} \right)} \right],$$
(154)

где ρ - удельное сопротивление эпитаксиальной области коллектора,
 $\mu_{к о. н. з.}$ - подвижность основных носителей заряда в эпитаксиальной области коллектора.

7. Обратный ток коллектора

Остался еще один универсальный параметр транзистора – обратный ток коллектора - $J_{кбо}$ (это ток через коллекторный переход при заданном обратном напряжении коллектор - база и разомкнутом выводе эмиттера). В современных транзисторах обратные токи очень малы и не лимитируют работу прибора, но они являются показателем качества изделия. Чем меньше обратный ток коллектора, чем меньше утечки, чем ближе его значение к расчетному, определяемому объемными свойствами кристалла, тем выше качество технологического процесса изготовления транзистора, тем выше его надежность. Рассмотрим, чем определяется теоретическая величина этого тока.

На рис.27 показаны фрагменты транзисторной структуры, отвечающие за формирование тока $J_{кбо}$.

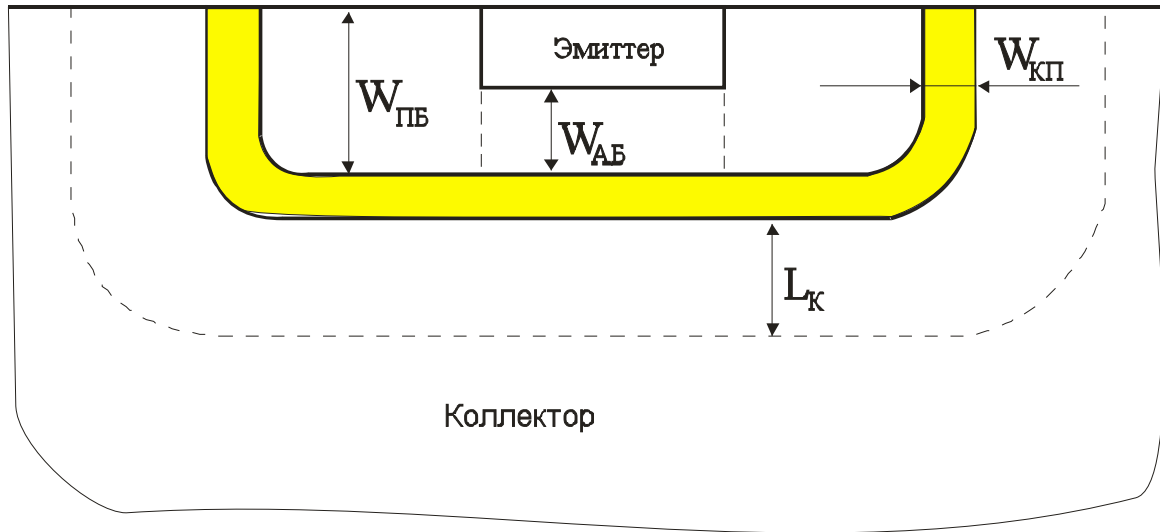


Рис. 27. Фрагменты конструкции транзистора, ответственные за формирование начального тока коллектора

Обратный ток коллектора по своей сути есть ток тепловой генерации, идущей в следующих областях транзистора:

- в слое коллектора толщиной L_K , примыкающем к объемному заряду коллекторного перехода ($J_{кбоL_K}$);
- в базе (активной и пассивной) ($J_{кбо(W_A+W_{П})}$);
- в слое пространственного заряда коллекторного перехода ($J_{кбоW_{КП}}$);
- генерация на поверхности пассивной базы, в зоне выхода коллекторного перехода на поверхность и на поверхности, примыкающей к ОПЗ коллекторного перехода со стороны коллектора, а также в приповерхностных каналах, если они есть ($J_{кбоS}$).

Таким образом, в общем виде ток $J_{кбо}$ можно представить как сумму указанных составляющих:

$$J_{кбо} = J_{кбоL_K} + J_{кбо(W_A+W_{П})} + J_{кбоW_{КП}} + J_{кбоS}. \quad (159)$$

Все объемные составляющие тока $J_{кбо}$ можно объединить и записать, что

$$J_{кбо} = J_{кбоV} + J_{кбоS}. \quad (160)$$

Не составляет труда определить все слагаемые, связанные с объемом кристалла (для примера, имея в виду *p-n-p*- транзистор):

$$J_{кбоL_K} = q \cdot \frac{n_p}{\tau_n} \cdot S_K \cdot L_K = q \cdot \frac{n_i^2}{N_K} \cdot \frac{S_K}{\tau_n} \cdot L_K = q \cdot \frac{n_i^2}{N_K} \cdot \frac{D_{К.н.з.})}{L_K} \cdot S_K; \quad (161)$$

$$J_{кбо(W_A+W_{II})} = \frac{q \cdot n_i^2 \cdot D_A}{N_A \cdot W_A} \cdot S_{КА} + \frac{q \cdot n_i^2 \cdot D_{II}}{N_{II} \cdot W_{II}} \cdot S_{КП}; \quad (162)$$

$$J_{кбо(W_{КП})} = \frac{q \cdot n_i}{2 \cdot \tau_{КП}} \cdot W_{КП} \cdot S_K. \quad (163)$$

Здесь $S_{КА}$ - и $S_{КП}$ - площади коллекторного перехода, контактирующие с активной и пассивной базой соответственно.

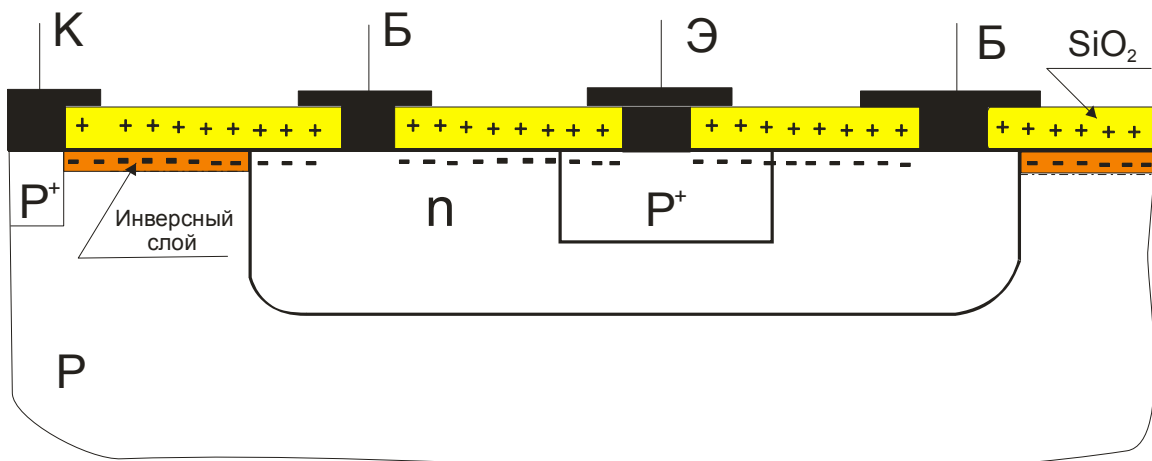


Рис. 28. Образование инверсных слоев в транзисторе

Помимо объемных составляющих ток $J_{кбо}$ содержит поверхностную составляющую $J_{кбоS}$. Существует два механизма, приводящих к увеличению обратного тока перехода за счет поверхности. Первый механизм связан с гораздо более благоприятными условиями генерации электронно-дырочных пар на поверхности кристалла благодаря гораздо большей (чем в объеме) концентрации центров рекомбинации.

Второй механизм связан с возможным возникновением каналов утечки в приповерхностных слоях полупроводника (слоев с инверсной проводимостью (см. рис.28)).

Как известно, в термически выращенной пленке диоксида кремния существует встроенный положительный заряд. Это способствует образованию инверсных слоев, в первую очередь, на слабо легированном кремнии *p*- типа. В этом случае в *p-n-p*- транзисторах обратный ток коллекторного перехода может резко возрасти, так как образуется проводящая перемычка между *n*- базой и омическим контактом к коллектору.

Литература:

1. С. Зи, Физика полупроводниковых приборов, М., Мир, 1984
2. Р. Маллер, Т. Кейминс, Элементы интегральных схем, М., Мир, 1989
3. Н.М. Тугов, Б.А. Глебов, Н.А. Чарыков, Полупроводниковые приборы, М., Энергоатомиздат, 1990