

РЕСПУБЛИКА УЗБЕКИСТАН
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
Андижанский государственный университет им.З.М.Бабура
Физико-математический факультет

Кафедра физики

Направление: 5440100-Физика

ВЫПУСКНАЯ
КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

студента группы 4ФЕ

Маматкулова Умида

на тему

БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Научный руководитель: ст. преп. Ш.Йулчиев

Андижан-2012

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

1. Основные физические процессы в биполярных транзисторах
2. Вольт-амперные характеристики биполярного транзистора в активном режиме
3. Дифференциальные параметры биполярных транзисторов в схеме с общей базой
4. Коэффициент инжекции
5. Коэффициент переноса.
6. Дифференциальное сопротивление
7. Коэффициент обратной связи
8. Объемное сопротивление базы
9. Тепловой ток коллектора
10. Биполярный транзистор в схеме с общим эмиттером
11. Эквивалентная схема биполярного транзистора
12. Дрейфовые транзисторы
13. Параметры транзистора как четырехполюсника
14. Частотные и импульсные свойства транзисторов

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Введение

Согласно постулатам Бора энергетические уровни для электронов в изолированном атоме имеют дискретные значения. Твердое тело представляет

собой ансамбль отдельных атомов, химическая связь между которыми объединяет их в кристаллическую решетку. Если твердое тело состоит из N атомов, то энергетические уровни оказываются N -кратно вырожденными. Электрическое поле ядер, или остовов атомов, выступает как возмущение, снимающее это вырождение. Дискретные моноэнергетические уровни атомов, составляющие твердое тело, расщепляются в энергетические зоны. Решение квантовых уравнений в приближении сильной или слабой связи дает качественно одну и ту же картину для структуры энергетических зон твердых тел. В обоих случаях разрешенные и запрещенные состояния для электронов чередуются и число состояний для электронов в разрешенных зонах равно числу атомов, что позволяет говорить о квазинепрерывном распределении энергетических уровней внутри разрешенных зон [1].

Наибольшее значение для электронных свойств твердых тел имеют верхняя и следующая за ней разрешенные зоны энергий. В том случае, если между ними нет энергетического зазора, то твердое тело с такой зонной структурой является металлом. Если величина энергетической щели между этими зонами (обычно называемой запрещенной зоной) больше 3 эВ, то твердое тело является диэлектриком. И, наконец, если ширина запрещенной зоны E_g лежит в диапазоне $(0,1 \div 3,0)$ эВ, то твердое тело принадлежит к классу полупроводников. В зависимости от сорта атомов, составляющих твердое тело, и конфигурации орбит валентных электронов реализуется тот или иной тип кристаллической решетки, а следовательно, и структура энергетических зон. На рисунке 1.1 приведена структура энергетических уровней в изолированном атоме кремния, а также схематическая структура энергетических зон, возникающих при сближении этих атомов и образовании монокристаллического кремния с решеткой так называемого алмазоподобного типа.

Верхняя, не полностью заполненная, энергетическая зона в полупроводниках получила название зоны проводимости. Следующая за ней энергетическая зона получила название валентной зоны. Энергетическая щель запрещенных состояний между этими зонами называется запрещенной зоной. На зонных диаграммах положение дна зоны проводимости обозначают значком E_C , положение вершины валентной зоны – E_V , а ширину запрещенной зоны – E_g .

Поскольку в полупроводниках ширина запрещенной зоны меняется в широком диапазоне, то вследствие этого в значительной мере меняется их

удельная проводимость. По этой причине полупроводники классифицируют как вещества, имеющие при комнатной температуре удельную электрическую проводимость σ от 10^{-8} до 10^6 Ом·см, которая зависит в сильной степени от вида и количества примесей, структуры вещества и внешних условий: температуры, освещения (радиации), электрических и магнитных полей и т.д. Для диэлектриков ширина запрещенной зоны $E_g > 3$ эВ, величина удельной проводимости $\sigma < 10^{-8}$ Ом·см, удельное сопротивление $\rho = \frac{1}{\sigma} > 10^8$ Ом·см. Для металлов величина удельной проводимости $\sigma > 10^6$ Ом·см.

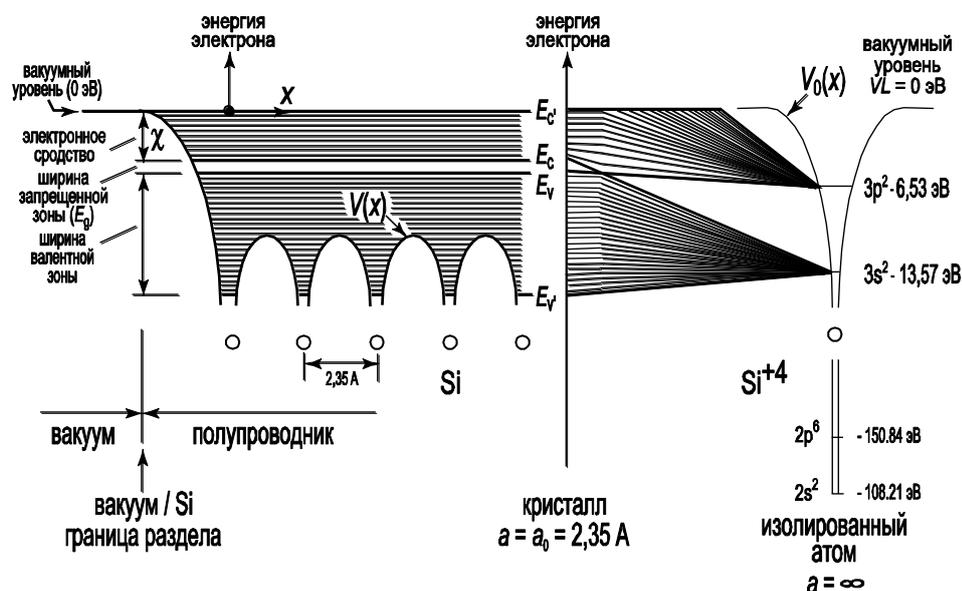


Рис. 1.1. Структура энергетических уровней в изолированном атоме кремния, а также схематическая структура энергетических зон, возникающих при сближении этих атомов и образовании монокристаллического кремния [2]

Полупроводники, или полупроводниковые соединения, бывают собственными и примесными.

Собственные полупроводники – это полупроводники, в которых нет примесей (доноров и акцепторов). Собственная концентрация (n_i) – концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике (электронов в зоне проводимости n и дырок в валентной зоне p , причем $n = p = n_i$). При $T = 0$ в собственном полупроводнике свободные носители отсутствуют ($n = p = 0$). При $T > 0$ часть электронов забрасывается из валентной зоны в зону проводимости. Эти электроны и дырки могут свободно перемещаться по энергетическим зонам. Дырка – это способ описания коллективного движения боль-

шого числа электронов (примерно 10^{23} см^{-3}) в неполностью заполненной валентной зоне. Электрон – это частица, дырка – это квазичастица. Электрон можно инжектировать из полупроводника или металла наружу (например, с помощью фотоэффекта), дырка же может существовать только внутри полупроводника.

Легирование – введение примеси в полупроводник, в этом случае полупроводник называется примесным. Если в полупроводник, состоящий из элементов 4 группы (например, кремний или германий), ввести в качестве примеси элемент 5 группы, то получим донорный полупроводник (у него будет электронный тип проводимости), или полупроводник n-типа. Если же ввести в качестве примеси элемент 3 группы, то получится акцепторный полупроводник, обладающий дырочной проводимостью (p-тип) (рис. 1.2).

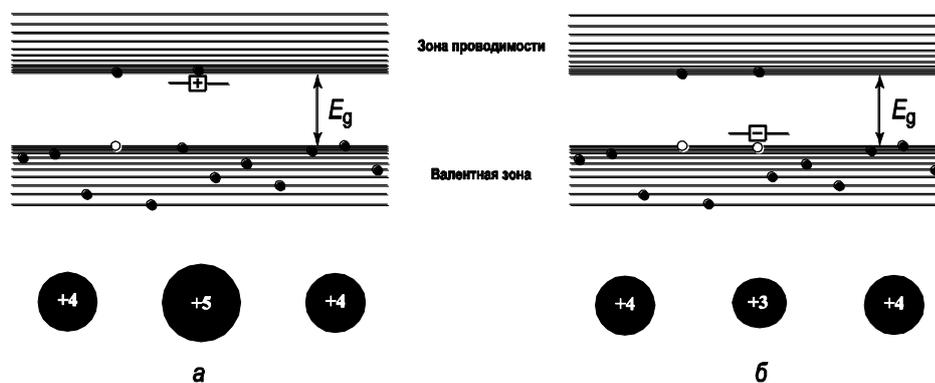


Рис. 1.2. Энергетические схемы полупроводников n-типа (а) и p-типа (б)

Для того, чтобы использовать для описания движения электронов и дырок в полупроводниках классические представления, вводятся понятия эффективных масс электрона и дырки m_n^* и m_p^* соответственно. В этом случае уравнения механики $a = \frac{F}{m^*}$, или $\frac{dp}{dt} = F$, будут справедливы, если вместо массы свободного электрона (электрона в вакууме) m_0 в эти уравнения подставить эффективную массу электрона m_n^* ($p = m_n^* \cdot v$). Эффективная масса учитывает влияние периодического потенциала атомов в кристалле полупроводника на движение электронов и дырок и определяется уравнениями дисперсии [3, 4].

В 1958 г. американские ученые Дж. Бардин и В. Браттейн создали полупроводниковый триод, или транзистор. Это событие имело громадное значение для развития полупроводниковой электроники. Транзисторы могут ра-

ботать при значительно меньших напряжениях, чем ламповые триоды, и не являются простыми заменителями последних: их можно использовать не только для усиления и генерации переменного тока, но и в качестве ключевых элементов. Определение «биполярный» указывает на то, что работа транзистора связана с процессами, в которых принимают участие носители заряда двух сортов (электроны и дырки).

Транзистором называется полупроводниковый прибор с двумя электронно-дырочными переходами, предназначенный для усиления и генерирования электрических сигналов. В транзисторе используются оба типа носителей – основные и неосновные, поэтому его называют биполярным. Биполярный транзистор состоит из трех областей монокристаллического полупроводника с разным типом проводимости: эмиттера, базы и коллектора (рис. 1).

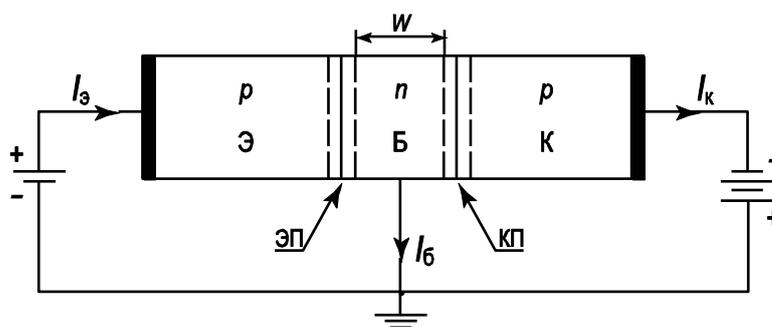


Рис. 1 Схематическое изображение транзистора типа p-n-p:

Э – эмиттер, Б – база, К – коллектор, W – толщина базы, ЭП – эмиттерный переход, КП – коллекторный переход

Переход, который образуется на границе эмиттер – база, называется эмиттерным, а на границе база – коллектор – коллекторным. В зависимости от типа проводимости крайних слоев различают транзисторы p-n-p и n-p-n.

Условные обозначения обоих типов транзисторов, рабочие полярности напряжений и направления токов показаны на рисунке 2.

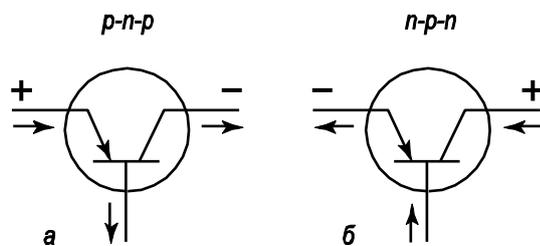


Рис. 2. Условные обозначения транзисторов:

а) транзистор р-п-р, б) транзистор n-p-n

По технологии изготовления транзисторы делятся на сплавные, планарные, а также диффузионно-сплавные, мезапланарные и эпитаксиально-планарные (рис. 3).

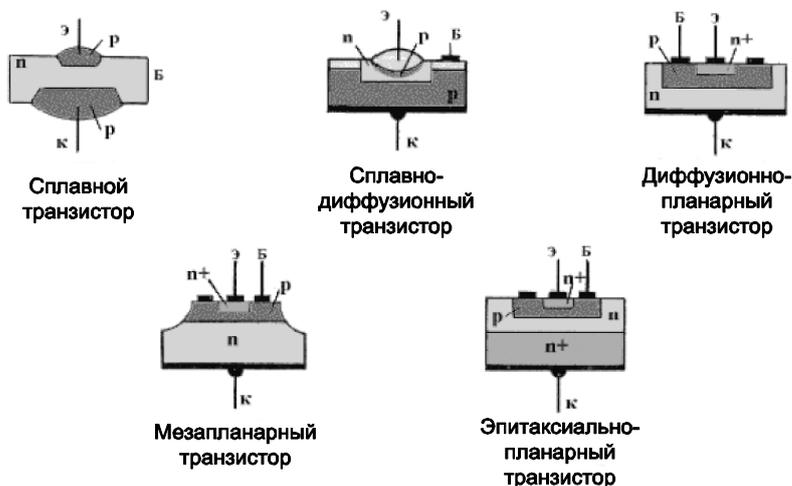


Рис. 3. Разновидности транзисторов по технологии изготовления

Конструктивно биполярные транзисторы оформляются в металлических, пластмассовых или керамических корпусах (рис. 4).

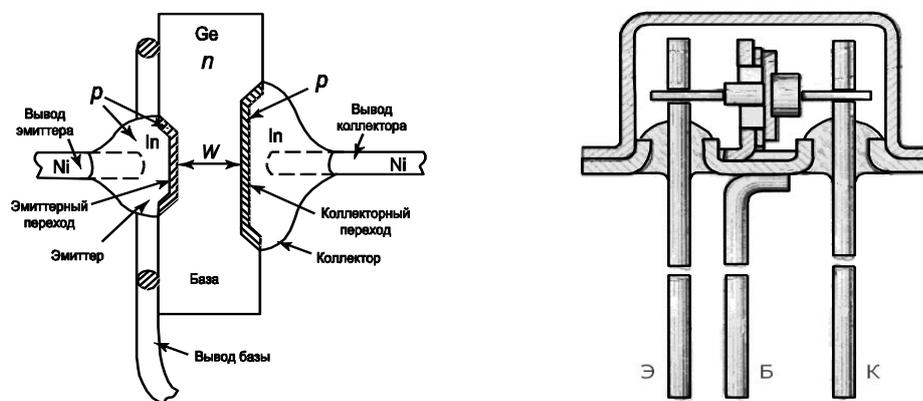


Рис. 4. Конструктивное оформление биполярного транзистора

Каждый из переходов транзистора можно включить либо в прямом, либо в обратном направлении. В зависимости от этого различают три режима работы транзистора:

1. Режим отсечки – оба р-п перехода закрыты, при этом через транзистор обычно идет сравнительно небольшой ток;
2. Режим насыщения – оба р-п перехода открыты;
3. Активный режим – один из р-п переходов открыт, а другой закрыт.

В режиме отсечки и режиме насыщения управление транзистором невозможно. В активном режиме такое управление осуществляется наиболее эффективно, причем транзистор может выполнять функции активного элемента электрической схемы.

Область транзистора, расположенная между переходами, называется базой (Б). Примыкающие к базе области чаще всего делают неодинаковыми. Одну из них изготавливают так, чтобы из нее наиболее эффективно происходила инжекция в базу, а другую – так, чтобы соответствующий переход наилучшим образом осуществлял экстракцию инжектированных носителей из базы.

Область транзистора, основным назначением которой является инжекция носителей в базу, называют эмиттером (Э), а соответствующий переход – эмиттерным.

Область, основным назначением которой является экстракция носителей из базы, называют коллектором (К), а переход – коллекторным.

Если на эмиттерном переходе напряжение прямое, а на коллекторном переходе – обратное, то включение транзистора считают нормальным, при противоположной полярности – инверсным.

По характеру движения носителей тока в базе различают диффузионные и дрейфовые биполярные транзисторы.

Основные характеристики транзистора определяются в первую очередь процессами, происходящими в базе. В зависимости от распределения примесей в базе может присутствовать или отсутствовать электрическое поле. Если при отсутствии токов в базе существует электрическое поле, которое способствует движению неосновных носителей заряда от эмиттера к коллектору, то транзистор называют дрейфовым, если же поле в базе отсутствует – бездрейфовым (диффузионным).

1. Основные физические процессы в биполярных транзисторах

В рабочем режиме биполярного транзистора протекают следующие физические процессы: инжекция, диффузия, рекомбинация и экстракция.

Рассмотрим р-п переход эмиттер – база при условии, что длина базы велика. В этом случае при прямом смещении р-п перехода из эмиттера в базу инжектируются неосновные носители. Закон распределения инжектированных дырок $p_n(x)$ по базе описывается следующим уравнением:

$$p_n(x) = p_{n0} \cdot \exp(\beta V_G) \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right).$$

Схематически распределение инжектированных дырок $p_n(x)$ показано на рисунке. Процесс переноса инжектированных носителей через базу – диффузионный. Характерное расстояние, на которое неравновесные носители распространяются от области возмущения, – диффузионная длина L_p . Поэтому если необходимо, чтобы инжектированные носители достигли коллекторного перехода, длина базы W должна быть меньше диффузионной длины L_p . И условие $W < L_p$ является необходимым для реализации транзисторного эффекта – управления током во вторичной цепи через изменение тока в первичной цепи.

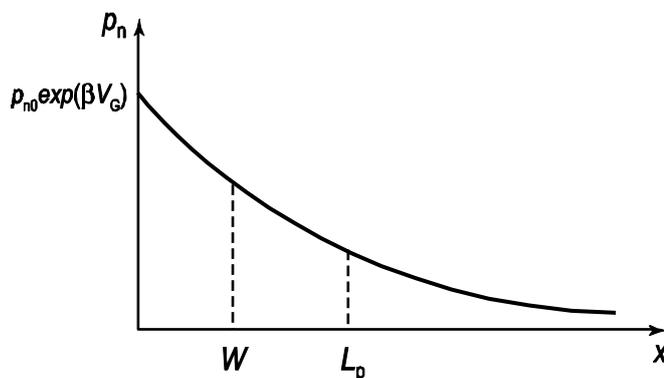


Рис. Распределение инжектированных дырок в базе

В процессе диффузии через базу инжектированные неосновные носители рекомбинируют с основными носителями в базе. Для восполнения прорекомбинировавших основных носителей в базе через внешний контакт должно подойти такое же количество носителей. Таким образом, ток базы – это рекомбинационный ток.

Продиффундировавшие через базу без рекомбинации носители попадают в электрическое поле обратно смещенного коллекторного р-п перехода и экстрагируются из базы в коллектор. Таким образом, в БТ реализуются четыре физических процесса:

- инжекция из эмиттера в базу;
- диффузия через базу;
- рекомбинация в базе;
- экстракция из базы в коллектор.

Эти процессы для одного типа носителей схематически показаны на рисунке ба, б.

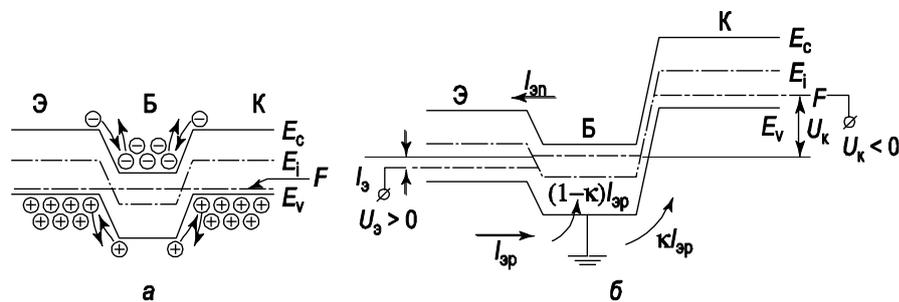


Рис. 6. Зонная диаграмма биполярного транзистора:

а) в равновесном состоянии; б) в активном режиме

На рисунке ба показана зонная диаграмма биполярного транзистора в схеме с общей базой в условиях равновесия. Значками (+) и (-) на этой диаграмме указаны основные и неосновные носители.

Для биполярного транзистора в схеме с общей базой активный режим (на эмиттерном переходе – прямое напряжение, на коллекторном – обратное) является основным. Поэтому в дальнейшем будет рассматриваться транзистор в активном режиме, для р-п-р биполярного транзистора $U_э > 0$, $U_к < 0$.

Для биполярного транзистора р-п-р типа в активном режиме эмиттерный переход смещен в прямом направлении, и через него происходит инжекция дырок, как неосновных носителей, в базу. База должна иметь достаточно малую толщину W ($W \ll L_p$, где L_p – диффузионная длина неосновных носителей), чтобы инжектированные в базу неосновные носители не успевали прорекомбинировать за время переноса через базу. Коллекторный переход, нормально смещенный в обратном направлении, "собирает" инжектированные носители, прошедшие через слой базы.

Рассмотрим компоненты токов в эмиттерном и коллекторном переходах (рис. 7). Для любого р-п перехода ток J определяется суммой электронного J_n и дырочного J_p компонент, а они в свою очередь имеют дрейфовую и диффузионную составляющие:

$$J = J_p + J_n = J_{pD} + J_{pE} + J_{nD} + J_{nE} = \left(\frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \right) (e^{\beta V_G} - 1).$$

При приложении к эмиттерному переходу прямого напряжения $U_3 > 0$ в биполярном транзисторе р-п-р происходит инжекция дырок из эмиттера в базу $I_{эп}$ и электронов из базы в эмиттер $I_{эн}$. Ввиду того, что эмиттер легирован намного сильнее базы, ток инжектированных дырок $I_{эп}$ будет значительно превышать ток электронов $I_{эн}$. Инжектированные в базу дырки в результате диффузии будут перемещаться в коллекторном переходе, и если ширина базы W много меньше диффузионной длины L_p , почти все дырки дойдут до коллектора и электрическим полем коллекторного р-п-р перехода будут переброшены в р-область коллектора. Возникающий вследствие этого коллекторный ток лишь немного меньше тока дырок, инжектированных эмиттером.

Вольт-амперные характеристики БТ в активном режиме ($U_k < 0$, $|U_k| \gg 0$):

$$I_y = I_э + I_а,$$

где $I_э$ – ток в цепи эмиттера, I_k – ток в цепи коллектора, $I_б$ – ток на базовом выводе.

В активном режиме к эмиттеру приложено прямое напряжение и через переход течет эмиттерный ток $I_э$, имеющий две компоненты:

$$I_y = I_{yп} + I_{yn},$$

где $I_{эп}$ – ток инжекции дырок из эмиттера в базу, $I_{эн}$ – ток инжектированных электронов из базы в эмиттер. Величина «полезной» дырочной компоненты равняется $I_{эп} = \gamma \cdot I_э$, где γ – эффективность эмиттера. Величина дырочного эмиттерного тока, без рекомбинации дошедшая до коллектора, равняется $\gamma k I_э$.

Ток базы $I_б$ транзистора будет состоять из трех компонент, включающих электронный ток в эмиттерном переходе $I_{эн} = (1 - \gamma) \cdot I_э$, рекомбинационный ток в базе $(1 - \kappa) \gamma I_э$ и тепловой ток коллектора $I_{к0}$.

Тепловой ток коллектора $I_{к0}$ имеет две составляющие:

$$I_{э0} = I_0 + I_g,$$

где I_0 – тепловой ток, I_g – ток генерации.

На рисунке 7 приведена схема биполярного транзистора в активном режиме, иллюстрирующая компоненты тока в схеме с общей базой.

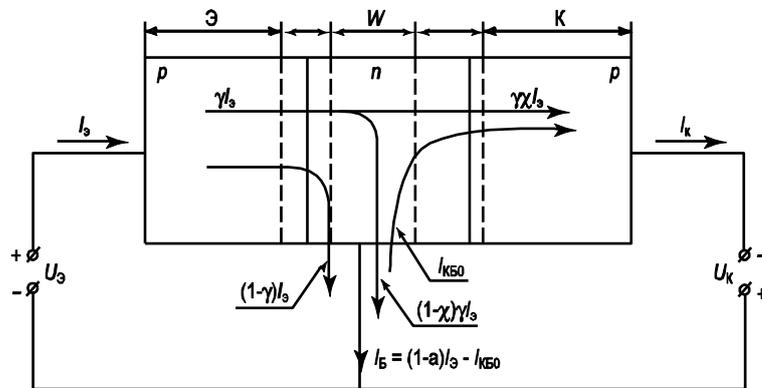


Рис. 7. Схема, иллюстрирующая компоненты тока в биполярном транзисторе в схеме с общей базой

Формулы Молла – Эберса являются универсальными соотношениями, которые описывают характеристики биполярных транзисторов во всех режимах работы [28, 5, 19].

Для такого рассмотрения представим БТ в виде эквивалентной схемы, приведенной на рисунке 8.

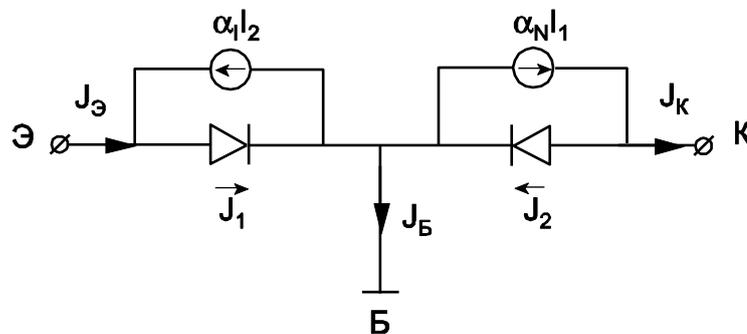


Рис. 8. Эквивалентная схема биполярных транзисторов во всех режимах работы

При нормальном включении через эмиттерный p-n переход течет ток I_1 , через коллекторный переход течет ток $\alpha_N I_1$ – меньший, чем I_1 , вследствие рекомбинации части инжектированных носителей в базе. На рисунке 8 этот процесс изображен как генератор тока $\alpha_N I_1$, где α_N – коэффициент передачи эмиттерного тока. При инверсном включении транзистора прямому коллекторному току I_2 будет соответствовать эмиттерный ток $\alpha_1 I_2$, где α_1 – коэффи-

циент инверсии. Таким образом, токи эмиттера $J_э$ и коллектора $J_к$ в общем случае состоят из инжектируемого (I_1 или I_2) и экстрагируемого ($\alpha_N I_1$ или $\alpha_I I_2$) токов:

$$\begin{aligned} J_{\bar{y}} &= I_1 - \alpha_1 I_2, \\ J_{\bar{e}} &= \alpha_N I_1 - I_2. \end{aligned} \quad (1)$$

Величины токов I_1 и I_2 выражаются для p-n переходов стандартным способом:

$$\begin{aligned} I_1 &= I_{y0}' (\exp(\beta U_{\bar{y}}) - 1), \\ I_2 &= I_{e0}' (\exp(\beta U_{\bar{e}}) - 1), \end{aligned} \quad (2)$$

где I_{y0}' и I_{k0}' – тепловые (обратные) токи p-n переходов. Отметим, что токи I_{y0}' и I_{k0}' отличаются от обратных токов эмиттера I_{y0} и коллектора биполярного транзистора.

Оборвем цепь эмиттера ($J_э = 0$) и подадим на коллекторный переход большое запирающее напряжение $U_к$. Ток, протекающий в цепи коллектора при этих условиях, будем называть тепловым током коллектора $I_{к0}$. Поскольку $I_э = 0$, из (1) следует, что $I_1 = \alpha_1 I_2$, а из (2) $I_2 = -I_{к0}'$, поскольку $U \gg kT/q$.

Полагая $I_к = I_{к0}$, получаем в этом случае:

$$\begin{aligned} I_{\bar{e}} &= \alpha_N \alpha_1 I_2 I_1 = I_2 (\alpha_N \alpha_1 - 1) = (1 - \alpha_N \alpha_1) = I_{e0}, \\ I_{e0}' &= \frac{I_{e0}}{1 - \alpha_N \alpha_1}. \end{aligned} \quad (3)$$

Обозначим ток эмиттера при большом отрицательном смещении и разомкнутой цепи коллектора через I_{y0}' – тепловой ток эмиттера:

$$I_{y0}' = \frac{I_{y0}}{1 - \alpha_N \alpha_1}. \quad (4)$$

Величины теплового эмиттерного и коллекторного токов значительно меньше, чем соответствующие тепловые токи диодов.

Подставляя (2) в (1), получаем:

$$\begin{aligned} J_{\bar{y}} &= I_{y0}' (\exp(\beta U_{\bar{y}}) - 1) - \alpha_1 I_{e0}' (\exp(\beta U_{\bar{e}}) - 1), \\ J_{\bar{e}} &= \alpha_N I_{y0}' (\exp(\beta U_{\bar{y}}) - 1) - I_{e0}' (\exp(\beta U_{\bar{e}}) - 1), \\ J_{\bar{a}} &= (1 - \alpha_N) I_{y0}' (\exp(\beta U_{\bar{y}}) - 1) + (1 - \alpha_1) I_{e0}' (\exp(\beta U_{\bar{e}}) - 1), \end{aligned} \quad (5)$$

где $J_{\bar{a}}$ – ток базы, равный разности токов эмиттера $I_э$ и коллектора $I_к$.

Формулы (5) получили название формул Молла – Эберса и полезны для анализа статических характеристик биполярного транзистора при любых сочетаниях знаков токов и напряжений.

При измерении теплового тока коллектора $I_{к0}$ дырки как неосновные носители уходят из базы в коллектор: $J_к = J_б$ ($J_э = 0$). При этом поток дырок из базы в эмиттер не уравновешен и их переходит из эмиттера в базу больше, чем в равновесных условиях. Это вызовет накопление избыточного положительного заряда в базе и увеличение потенциального барьера на переходе эмиттер – база, что, в конце концов, скомпенсирует дырочные токи.

Таким образом, необходимо отметить, что при изменении теплового тока коллектора эмиттер будет заряжаться отрицательно по отношению к базе.

2. Вольт-амперные характеристики биполярного транзистора в активном режиме

Рассмотрим случай, когда на эмиттерный переход биполярного транзистора подано прямое, а на коллекторный – обратное смещение. Для р-п-р биполярного транзистора это $U_э > 0$, $U_к < 0$.

Для нахождения ВАХ в качестве входных параметров выбирают $J_э$, $U_к$, а выходных – $J_к$, $U_э$ из соображений удобства измерения. Выразим в (5) $(\exp(\beta U_э) - 1)$, подставим в выражение для $J_к$ и получим:

$$J_к = \alpha_N I_{э0} \frac{I_э + \alpha_1 I (\exp(\beta U_к) - 1)}{I_{э0}} (\exp(\beta U_э) - 1) - I_{к0} (\exp(\beta U_к) - 1) =$$

$$= \alpha_N I_э - (1 - \alpha_N \alpha_1) I = \alpha_N I_э - I_{к0} (\exp(\beta U_к) - 1).$$

Следовательно,

$$J_к = \alpha_N I_э - I_{к0} (\exp(\beta U_к) - 1). \quad (6)$$

Соотношение (6) описывает семейство коллекторных характеристик $I_к = f(U_к)$ с параметром $I_э$.

Семейство эмиттерных характеристик $U_э = f(I_э)$ с параметром $U_к$ получим из (5). Учитывая, что $\alpha_1 \frac{I'_{э0}}{I'_{э0}} = \alpha_N$, получаем:

$$\exp(\beta U_э) - 1 = \frac{[I_э + \alpha_1 I'_{э0} (\exp(\beta U_э) - 1)]}{I'_{э0} + 1};$$

$$U_{\bar{y}} = \beta^{-1} \cdot \ln \left[\frac{I_{\bar{y}}}{I_{\bar{y}0}} + 1 + \alpha_1 \frac{I_{\bar{e}0}}{I_{\bar{y}0}} + (\exp(\beta U_{\bar{e}}) - 1) \right];$$

$$U_{\bar{y}} = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{I_{\bar{y}}}{I_{\bar{y}0}} + 1 + \alpha_N (\exp(\beta U_{\bar{e}}) - 1) \right]. \quad (7)$$

Формулы (6) и (7) описывают характеристики транзистора, представленные на рисунке 9.

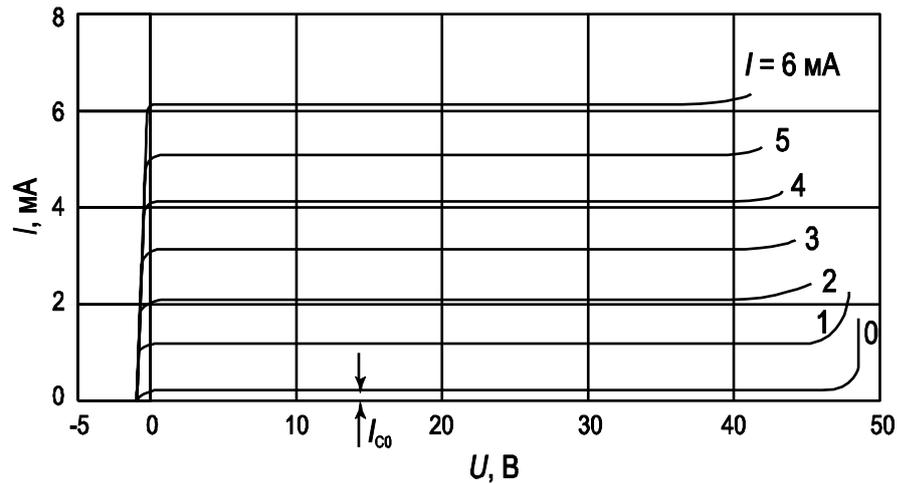


Рис. 9. Вольт-амперные характеристики БТ в активном режиме:
семейство коллекторных кривых

Для активного режима, когда $U_{\bar{y}} > 0$, $U_{\bar{e}} < 0$, $|U_{\bar{e}}| \ll 0$, выражения (6) и (7) переходят в выражения:

$$J_{\bar{e}} = \alpha_N I_{\bar{y}} - I_{\bar{e}0}; \quad U_{\bar{y}} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_{\bar{y}}}{I_{\bar{y}0}} \right). \quad (8)$$

3. Дифференциальные параметры биполярных транзисторов в схеме с общей базой

Основными величинами, характеризующими параметры биполярного транзистора, являются коэффициент передачи тока эмиттера α , сопротивление эмиттерного ($r_{\bar{e}}$), и коллекторного ($r_{\bar{e}}$), переходов, а также коэффициент обратной связи эмиттер – коллектор $\mu_{\bar{e}k}$.

Дифференциальным коэффициентом передачи тока эмиттера называется отношение приращения тока коллектора к вызвавшему его приращению тока эмиттера при постоянном напряжении на коллекторе:

$$\alpha = \left. \frac{dI_{\kappa}}{dI_{\varepsilon}} \right|_{U_{\kappa} = \text{const}} .$$

Сопротивление эмиттерного перехода r_{ε} , определяется:

$$r_{\varepsilon} = \left. \frac{dU_{\varepsilon}}{dI_{\varepsilon}} \right|_{I_{\kappa} = \text{const}} .$$

Сопротивление коллекторного перехода r_{κ} , определяется:

$$r_{\kappa} = \left. \frac{dU_{\kappa}}{dI_{\kappa}} \right|_{I_{\varepsilon} = \text{const}} .$$

Коэффициентом обратной связи $\mu_{\varepsilon\kappa}$ называется отношение приращения напряжения на эмиттере к приращению напряжения на коллекторе при постоянном токе через эмиттер:

$$\mu_{\varepsilon\kappa} = \left. \frac{dU_{\kappa}}{dU_{\varepsilon}} \right|_{I_{\varepsilon} = \text{const}} .$$

Для коэффициента передачи α можно записать:

$$\alpha = \frac{dJ_{\hat{\varepsilon}}}{dJ_{\hat{\gamma}}} = \frac{dJ_{\hat{\gamma}\delta}}{dJ_{\hat{\gamma}}} \frac{dJ_{\hat{\varepsilon}}}{dJ_{\hat{\gamma}\delta}} = \gamma \cdot \varkappa ,$$

где $\gamma = \frac{dJ_{\text{эп}}}{dJ_{\varepsilon}}$ – коэффициент инжекции, или эффективность эмиттера,

$\varkappa = \frac{dJ_{\hat{\varepsilon}}}{dJ_{\hat{\gamma}\delta}}$ – коэффициент переноса.

Таким образом, \square – доля полезного дырочного тока в полном токе эмиттера J_{ε} , а коэффициент κ показывает долю эмиттерного дырочного тока, без рекомбинации дошедшего до коллекторного перехода.

4. Коэффициент инжекции

Рассмотрим более подробно выражение для коэффициента переноса, для этого проанализируем компоненты эмиттерного тока, как показано на диаграмме (рис. 10).

Для анализа коэффициента инжекции \square заменим приращение токов dJ_{ε} , dJ_{κ} на их значения J_{ε} , J_{κ} . Выразим эмиттерный ток J_{ε} как сумму электронной $J_{\text{эп}}$ и дырочной $J_{\text{эр}}$ компонент $J_{\varepsilon} = J_{\text{эр}} + J_{\text{эп}}$. Воспользуемся ранее полученными выражениями для компонент тока $J_{\text{эр}}$ и $J_{\text{эп}}$:

$$J_{\dot{y}_p} = \frac{q p_{n0} D_p}{\sigma_p} \cdot \exp(\beta V_G); \quad J_{\dot{y}_n} = \frac{q n_{p0} D_n}{\sigma_n} \cdot \exp(\beta V_G).$$

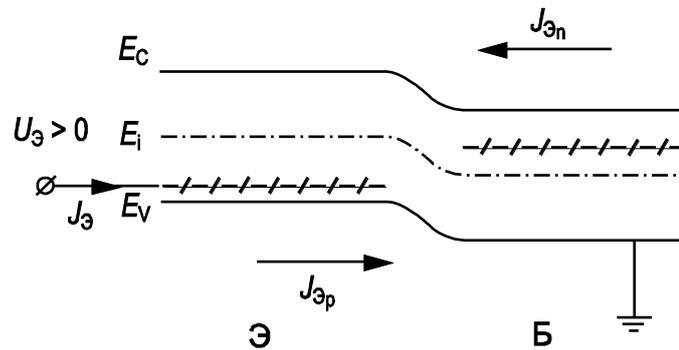


Рис. 10. Зонная диаграмма эмиттерного перехода БТ при прямом смещении

Получаем для коэффициента инжекции:

$$\gamma = \frac{J_{\dot{y}_p}}{J_{\dot{y}_p} + J_{\dot{y}_n}} = \frac{1}{1 + \frac{J_{\dot{y}_n}}{J_{\dot{y}_p}}} = \frac{1}{1 + \frac{n_{p0}}{p_{n0}}} = \frac{1}{1 + \frac{n_i^2 N_{DB}}{N_{AЭ} n_i^2}} \approx 1 - \frac{N_{DB}}{N_{AЭ}}.$$

Из полученного соотношения следует, что для эффективной работы биполярного транзистора р-п-р типа ток эмиттера $J_{\dot{y}}$ должен быть в основном дырочным ($J_{\dot{y}_p}$). По этой причине эмиттер биполярного транзистора должен быть легирован существенно сильнее по отношению к уровню легирования базы ($N_{AЭ} \gg N_{DB}$).

5. Коэффициент переноса

Коэффициент передачи эмиттерного тока α характеризует изменение коллекторного тока I_k при вызвавшем его изменении эмиттерного тока $I_{\dot{y}}$. Ток коллектора обусловлен дырками, дошедшими от эмиттерного перехода до коллекторного. Поэтому важны доля дырок, дошедших до коллекторного перехода и нерекомбинировавших в базе, и доля дырочного тока в эмиттерном токе.

$$\alpha = \frac{dJ_{\dot{e}}}{dJ_{\dot{y}}} = \frac{dJ_{\dot{y}\delta}}{dJ_{\dot{y}}} \frac{dJ_{\dot{e}}}{dJ_{\dot{y}\delta}}; \quad \alpha = \gamma \cdot \kappa. \quad (9)$$

Зависимость коэффициента инжекции γ от параметров биполярного транзистора была получена ранее. Рассмотрим зависимость коэффициента переноса κ от параметров биполярного транзистора.

Из уравнения непрерывности

$$\frac{dp}{dt} = \frac{p - p_0}{\tau} + \frac{1}{q} \operatorname{div}(j) \quad (10)$$

следует, что в стационарном режиме

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p}{L^2} = -\frac{p_0}{L^2}. \quad (11)$$

Решение дифференциального уравнения (11) в общем виде будет иметь следующий вид:

$$p(x) = A_1 e^{x/L} + A_2 e^{-x/L} + p_0. \quad (12)$$

Запишем граничные условия для (11) исходя из того, что заданы эмиттерный ток $J_{\text{эп}} = \square J_3$ и коллекторное напряжение U_k .

$$-\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{I_{\text{эп}}}{qDS}, \quad x = 0, \quad (13)$$

$$p(x) = p_0 e^{\beta U_k}, \quad x = W. \quad (14)$$

Найдем коэффициенты A_1 и A_2 .

Продифференцировав уравнение в решении (12) по x , получаем:

$$-\frac{dp}{dx} = \frac{A_1}{L} e^{x/L} - \frac{A_2}{L} e^{-x/L},$$

с учетом граничных условий (13) имеем:

$$\frac{A_1}{L} - \frac{A_2}{L} = \frac{J_{\text{эп}}}{qDS}, \quad A_1 - A_2 = \frac{LJ_{\text{эп}}}{qDS}, \quad (15a)$$

с учетом граничных условий (15a) имеем:

$$p_0 e^{\beta U_k} = A_1 e^{W/L} + A_2 e^{-W/L} + p_0. \quad (15b)$$

Решая совместно уравнения (15a, б), находим коэффициенты A_1 и A_2 . Затем подставляем A_1 и A_2 в уравнение (12) и получаем следующее выражение для распределения концентрации инжектированных дырок $p_n(x)$ по базе биполярного транзистора:

$$p(x) = \frac{L_p J_{\text{эп}}}{qDS} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{W-x}{L_p}\right)}{\operatorname{ch}\left(\frac{W}{L_p}\right)} + p_0 \left[\left(e^{\beta U_k} - 1 \right) \cdot \frac{\operatorname{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right)}{\operatorname{ch}\left(\frac{W}{L_p}\right)} + 1 \right]. \quad (16)$$

Последний множитель в квадратных скобках уравнения (16) всегда меньше единицы.

Наконец, разложив гиперболический синус $\text{sh}(x)$ и гиперболический косинус $\text{ch}(x)$ в ряд при условии $x < W \ll L_p$, получаем закон распределения дырок $p_n(x)$ по базе биполярного транзистора в первом приближении:

$$p_n(x) = \frac{J_{y\delta} W}{qD_p S} \left(1 - \frac{x}{W}\right). \quad (17)$$

Выражение (17) показывает, что в первом приближении распределение дырок $p_n(x)$ по толщине базы линейно. Этот вывод понятен и по физическим соображениям. Поскольку ток в базовой области диффузионный и примерно постоянен по ширине базы (так как рекомбинация мала), градиент концентрации дырок постоянен: $\frac{dp}{dx} \approx \text{const}$.

Так как коэффициент переноса

$$\kappa = \frac{dJ_{\hat{e}}}{dJ_{y\delta}} = \frac{\partial \hat{e} \text{ à } \delta \hat{o} \acute{o} \acute{c} \grave{e} \hat{i} \acute{i} \hat{u} \acute{e} \hat{a} \acute{a} \grave{c} \acute{a} \hat{i} \delta \grave{e} x = W}{\partial \hat{e} \text{ à } \delta \hat{o} \acute{o} \acute{c} \grave{e} \hat{i} \acute{i} \hat{u} \acute{e} \hat{a} \acute{a} \grave{c} \acute{a} \hat{i} \delta \grave{e} x = 0},$$

то

$$\kappa = \frac{\partial J_{\hat{e}}}{\partial J_{y\delta}} = \left(\frac{\left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=0}}{\left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=W}} \right)^{-1}.$$

Для того, чтобы точно определить коллекторный ток J_k , продифференцируем уравнение (16) для концентрации дырок $p(x)$ и рассчитаем это выражение при $x = W$. Тогда

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=W} = \frac{J_{\text{эп}} L_p}{qD_p S \cdot \text{ch}\left(\frac{W}{L_p}\right)} \frac{1}{L_p} \text{ch}\left(\frac{W-x}{L_p}\right). \quad (18)$$

Умножив (18) на qDS , получаем с учетом того, что гиперболический $\text{ch}\left(\frac{W-x}{L}\right)$ стремится к единице,

$$J_k = qD_p S \cdot \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=W} = \frac{J_{\text{эп}}}{\text{ch}\left(\frac{W}{L}\right)}. \quad (19)$$

Следовательно, коэффициент переноса κ имеет вид:

$$\kappa \equiv \frac{J_{\hat{e}}}{J_{y\delta}} = \text{ch}^{-1} \frac{W}{L}. \quad (20)$$

Уравнение (20) является очень важным соотношением для биполярных транзисторов и по этой причине называется фундаментальным уравнением теории транзисторов.

Разлагая гиперболический косинус $\text{ch}(x)$ в ряд при условии, что $x < W$, и используя первый член в этом разложении, получаем:

$$\kappa = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L} \right)^2. \quad (21)$$

Полагая значение $W = 0,2L$, получаем:

$$\kappa = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{5} \right)^2 = 0,98.$$

Таким образом, значение коэффициента переноса κ будет составлять величину, близкую к единице (отличие не более 2%) при условии, что ширина базы биполярного транзистора W по крайней мере в 5 раз меньше, чем диффузионная длина.

Поскольку коэффициент передачи β определяется произведением коэффициентов инжекции β и переноса κ как $\alpha = \gamma \cdot \kappa$, то у сплавных транзисторов, где ширина базы составляет $W = 10 \div 20$ мкм, в коэффициенте передачи β главную роль играет коэффициент переноса κ . У диффузионных транзисторов ширина базы равняется $W = (1 \div 2)$ мкм и главную роль в коэффициенте передачи β играет коэффициент инжекции β .

6. Дифференциальное сопротивление

Из выражения (7) для ВАХ биполярного транзистора легко получить общее выражение для дифференциального сопротивления эмиттерного перехода:

$$r_3 = \left. \frac{dU_3}{dI_3} \right|_{U_k = \text{const}} = \frac{kT/q}{I_3}. \quad (22)$$

Для примера рассчитаем r_3 при $I_3 = 1$ мА, получим $r_3 = 25$ Ом.

Если $U_3 = 0$ (условие короткого замыкания), тогда $r_3 = \frac{dU_3}{dI_3} = \frac{\varphi_T}{I_{30}}$.

Если $I_3 = 0$ (условие холостого хода), то $r_3 = \frac{dU}{dI_3} = \frac{\varphi_T}{I'_{30}(1-\alpha)} = \frac{\varphi_T}{I_{30}}$.

Дифференциальное сопротивление коллекторного перехода r_k определяется как

$$r_k = \left. \frac{dU_k}{dI_k} \right|_{I_3 = const}.$$

В активном режиме при $U_k \ll 0$ зависимость тока коллектора I_k от параметров биполярного транзистора выглядит следующим образом: $I_k = \alpha I_3 + I_{k0}$. Из приведенного соотношения следует, что в явном виде ток коллектора I_k от напряжения на коллекторе U_k не зависит. Поэтому в первом приближении сопротивление коллекторного перехода r_k при $U_k \ll 0$ стремится к бесконечности.

Проанализируем возможность зависимости коэффициента передачи α от напряжения на коллекторе U_k . Эта зависимость может проявиться через следующие цепочки: изменение напряжения на коллекторе изменит ширину объединенной области p-n перехода, в свою очередь изменение ширины объединенной области p-n перехода вызовет изменение ширины базы, а изменение ширины базы изменит коэффициент передачи эмиттерного тока. С учетом изложенного получим следующие выражения для расчета дифференциального сопротивления коллекторного перехода:

$$r_k = \frac{dU_k}{dW} \frac{dW}{d\alpha} \frac{d\alpha}{dI_k}. \quad (23)$$

Изменение коэффициента передачи α биполярного транзистора вследствие модуляции ширины базы при изменении коллекторного напряжения U_k получило название “эффект Эрли” (рис. 11).

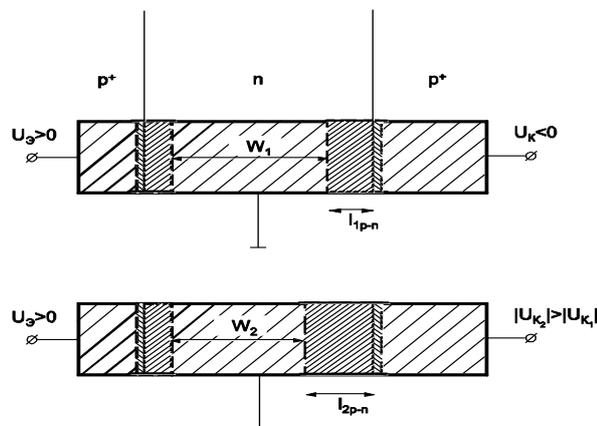


Рис. 11. Эффект Эрли – эффект модуляции ширины базы биполярного транзистора

Рассмотрим, как модуляция ширины базы влияет на коэффициент передачи α . Выражение для коэффициента передачи α имеет следующий вид:

$$\alpha = \gamma \cdot \kappa = \left(1 - \frac{N_{D\Delta}}{N_{\Delta Y}}\right) \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \frac{W^2}{L_b^2}\right).$$

Для несимметричного p⁺-n перехода обедненная область локализована в слабо легированной части p-n перехода и ее ширина $l_{p-n} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_{\varepsilon} - U_{\varepsilon})}{qN_{D\Delta}}}$.

При изменении напряжения на коллекторе U_k меняется ширина обедненной области l_{p-n} , а следовательно, и ширина базы биполярного транзистора W . Этот эффект обуславливает конечное значение дифференциального сопротивления коллекторного перехода (рис. 12). Более подробно соотношение (23) перепишем в следующем виде:

$$r_{\varepsilon} = \frac{dU}{dl_{p-n}} \cdot \frac{\partial l_{p-n}}{\partial W} \cdot \frac{\partial W}{\partial \kappa} \cdot \frac{\partial \kappa}{\partial \alpha} \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial I_{\varepsilon}}. \quad (24)$$

С учетом сказанного получаем выражение для дифференциального сопротивления коллекторного перехода:

$$r_k = \frac{\partial U_k}{\partial I_k} = \sqrt{\frac{2qN_D}{\varepsilon_s \varepsilon_0}} \cdot \frac{L^2}{W} \cdot \frac{\sqrt{U_k}}{\mathcal{N}_s}. \quad (25)$$

Рассчитаем для примера численное значение сопротивления коллекторного перехода r_k при следующих параметрах биполярного транзистора на основе кремния (Si):

$$N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}; L = 0,1 \text{ мм}; W = 30 \text{ мкм}, U_k = 5\text{В}, I_s = 1 \text{ мА}, \square_{Si} = 11,8.$$

Подставляя параметры в выражение (25), получаем $r_k \approx 5,2 \text{ МОм}$.

На рисунке 12 приведены выходные характеристики биполярного транзистора в схеме с общей базой, иллюстрирующие влияние эффекта Эрли.

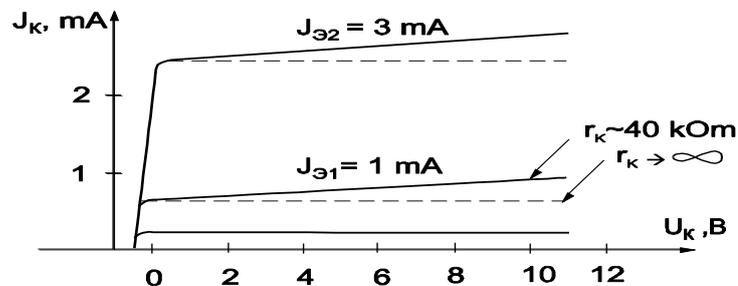


Рис. 12. Коллекторные характеристики биполярного транзистора в схеме с общей базой, иллюстрирующие влияние эффекта Эрли

7. Коэффициент обратной связи

Коэффициент обратной связи по напряжению в биполярном транзисторе в схеме с общей базой показывает, как изменится напряжение на эмиттерном переходе при единичном изменении напряжения на коллекторном переходе при условии, что ток эмиттера поддерживается постоянным:

$$\mu_{\text{эк}} = \left. \frac{dU_{\text{к}}}{dU_{\text{э}}} \right|_{I_{\text{э}}=\text{const}} .$$

Ненулевое значение коэффициента обратной связи также обусловлено эффектом Эрли. Аналогично, как и для коллекторного напряжения, распишем цепочку, показывающую взаимосвязь параметров.

Требование постоянства эмиттерного тока $I_{\text{э}} = \text{const}$ для биполярного транзистора при диффузионном механизме переноса носителей через базу обуславливает постоянство градиента концентрации инжектированных носителей $\frac{dp}{dx} = \text{const}$. При увеличении напряжения на коллекторе $U_{\text{к}}$ увеличивается ширина обедненной области l_{p-n} коллекторного p-n перехода, что вызывает уменьшение ширины квазинейтрального объема базы W . Это, в свою очередь, влечет за собой уменьшение концентрации инжектированных носителей $p_n(0)$ на границе эмиттерного перехода (так как градиент $\frac{dp}{dx}$ должен оставаться постоянным) (рис. 13). Поскольку концентрация инжектированных дырок на границе эмиттерного перехода $p_n(0) = p_0 \cdot \exp(-\beta U_{\text{э}})$ определяется напряжением на эмиттере, то ее уменьшение возможно только при уменьшении напряжения $U_{\text{э}}$ на эмиттере.

Таким образом, если поставлено условие: $I_{\text{э}} = \text{const}$, $\frac{dp}{dx} = \text{const}$, то при увеличении коллекторного напряжения $U_{\text{к}}$ должно происходить уменьшение эмиттерного напряжения $U_{\text{э}}$.

Физически наличие обратной связи по напряжению в биполярном транзисторе в схеме с общей базой обусловлено эффектом модуляции ширины базы.

Получим выражение для коэффициента обратной связи. Поскольку $p(0) = p_0 e^{\beta U_{\text{э}}}$, то $\frac{dp(0)}{dU_{\text{э}}} = \beta \cdot p(0)$. Учтем, что $\frac{dp}{dW} = -\frac{p(0)}{W}$, так как градиент постоянен.

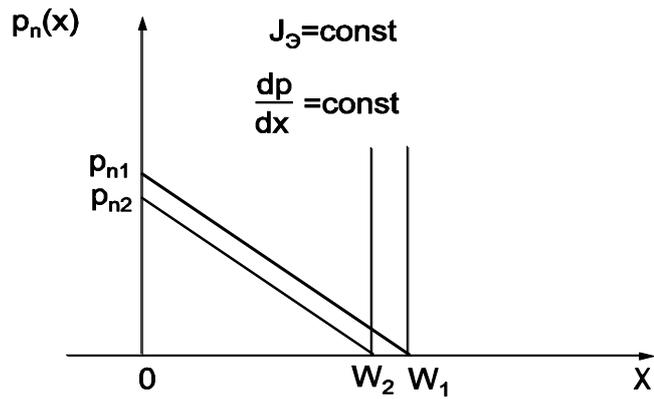


Рис. 13. Влияние эффекта модуляции ширины базы БТ на концентрацию неосновных носителей на границе эмиттер – база

Зависимость ширины базы от напряжения на коллекторе $\frac{dW}{dU_{\epsilon}}$ была получена ранее. Тогда

$$\begin{aligned} \frac{dU_{\check{y}}}{dU_{\epsilon}} &= \frac{dU_{\check{y}}}{dp} \frac{dp}{dW} \cdot \frac{dW}{l_{p-n}} \frac{dl_{p-n}}{dU_{\epsilon}} = -\frac{1}{p(0)} \cdot \frac{p(0)}{W} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_s \epsilon_0}{2qN_D}} \frac{1}{\sqrt{U_{\epsilon}}} = \\ &= -\sqrt{\frac{\epsilon_s \epsilon_0}{2qN_D}} \frac{\varphi_1}{W \sqrt{U_{\epsilon}}}. \end{aligned}$$

Следовательно, выражение для коэффициента обратной связи по напряжению $\mu_{\text{ЭК}}$ в биполярном транзисторе в схеме с общей базой в зависимости от конструктивно-технологических параметров имеет следующий вид:

$$\mu_{\text{ЭК}} = -\sqrt{2 \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{qN_{\text{ДБ}}}} \frac{\varphi_1}{W \sqrt{U_{\text{К}}}}. \quad (26)$$

Подставив те же параметры биполярного транзистора, что и в предыдущем примере, получаем $\mu_{\text{ЭК}} = -1,1 \cdot 10^{-3}$. Знак “-” в выражении для $\mu_{\text{ЭК}}$ означает, что при увеличении напряжения на коллекторе $U_{\text{К}}$ происходит уменьшение напряжения на эмиттере $U_{\text{Э}}$.

8. Объемное сопротивление базы

Объемное сопротивление базы БТ в схеме с общей базой определяется чисто геометрическими особенностями конструкции БТ. Для сплавного транзистора, как показано на рисунке 14, общее сопротивление будет складываться из сопротивления активной (1), промежуточной (2) и пассивной (3) областей.

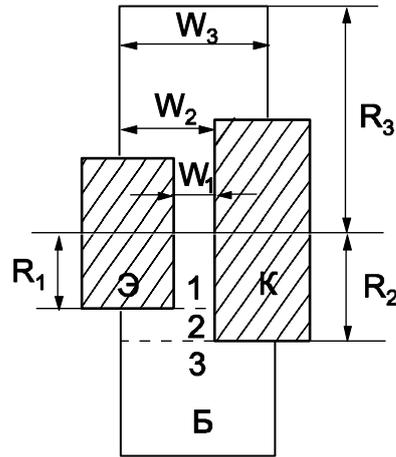


Рис. 14. Схема БТ, иллюстрирующая расчет объемного сопротивления базы [15]

Геометрический ряд этих сопротивлений дает значение:

$$r_6 = \frac{\rho}{2\pi} \left(\frac{0,5}{W_1} + \frac{1}{W_2} \ln \frac{R_2}{R_1} + \frac{1}{W_3} \ln \frac{R_3}{R_2} \right)$$
, где в скобках первое слагаемое – сопротивление цилиндра, второе – сопротивление одного кольца, третье – сопротивление другого кольца. Независимость от ширины цилиндра связана с тем, что ток базы рекомбинационный и зависит от объема вещества. Подставляя параметры: $\square_6 = 5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$; $W_1 = 50 \text{ МОм}$; $W_2 = 5W_1$; $W_3 = 9W_1$; $R_2 = 1,5R_1$; $R_3 = 5R_1$, получаем $r_6 = 150 \text{ Ом}$.

9. Тепловой ток коллектора

Тепловым током коллектора $I_{к0}$ называют коллекторный ток I_k , измеренный в режиме разомкнутого эмиттерного перехода (режим холостого хода в эмиттерной цепи $I_{эп} = 0$ при большом обратном смещении на коллекторном переходе).

Тепловой ток коллектора отличается от обратного тока диодного p-n перехода, поскольку в биполярном транзисторе есть еще и эмиттерный переход. Из уравнения (16) следует, что условие $I_{эп} = 0$ определяет следующее уравнение для распределения дырок $p_n(x)$ по базе биполярного транзистора:

$$p(x) = p_0 \left(1 - \frac{ch \frac{x}{L}}{ch \frac{W}{L}} \right). \quad (27)$$

Продифференцировав уравнение (27) по x , рассчитаем затем градиент при $x = W$:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{p_0}{L} \frac{sh \frac{W}{L}}{ch \frac{W}{L}}.$$

Умножив градиент на коэффициент qDS , получаем тепловой ток коллектора:

$$I_{e0} = \frac{qDSp_0}{L} th \frac{W}{L}. \quad (28)$$

Поскольку $W \ll L$, гиперболический тангенс легко разлагается в ряд:

$$th \frac{W}{L} \cong \frac{W}{L}.$$

$$I_{e0} = S \frac{qDp_0}{L} \cdot \frac{W}{L}. \quad (29)$$

Из уравнения (29) следует, что тепловой ток коллектора I_{k0} много меньше теплового тока диодного р-п перехода: $I'_{k0} = S \frac{qDp_0}{L}$.

Легко показать, что в случае изменения теплового тока коллектора на эмиттерном переходе транзистора появится небольшое отрицательное напряжение U_3 .

Действительно, из уравнения (7) следует, что при $I_3 = 0$ напряжение U_3 будет:

$$U_3 = \frac{kT}{q} \ln(1 - \alpha).$$

Если значение коэффициента передачи α равняется $\alpha = 0,98$, то численное значение $\ln(0,02) \sim -$ Тогда $U_3 = -5 kT/q = -0,1$ В.

При измерении теплового тока коллектора число дырок в базе очень мало, поскольку цепь эмиттера разомкнута. Даже на границе с эмиттерным переходом концентрация дырок $p_n(0)$ будет много меньше, чем равновесная концентрация p_0 :

$$p(0) = p_0 \left[1 - ch^{-1} \left(\frac{W}{L} \right) \right] = p_0 \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L} \right)^2 \ll p_0.$$

10. Биполярный транзистор в схеме с общим эмиттером

Схема включения биполярного транзистора с общим эмиттером приведена на рисунке 15: Характеристики транзистора в этом режиме будут отличаться от характеристик в режиме с общей базой. В транзисторе, включенном

по схеме с общим эмиттером, имеет место усиление не только по напряжению, но и по току. Входными параметрами для схемы с общим эмиттером будут ток базы $I_б$, и напряжение на коллекторе $U_к$, а выходными характеристиками будут ток коллектора $I_к$ и напряжение на эмиттере $U_э$.

Ранее при анализе биполярного транзистора в схеме с общей базой была получена связь между током коллектора и током эмиттера в следующем виде:

$$I_к = \alpha I_э + I_{к0}.$$

В схеме с общим эмиттером (в соответствии с первым законом Кирхгофа)

$$I_э = I_б + I_к.$$

$$I_к = \alpha(I_к + I_б) + I_{к0} + \frac{U_к}{r_к}; \quad I_к - \alpha I_к = I_{к0} + \alpha I_б + \frac{U_к}{r_к},$$

после перегруппирования сомножителей получаем:

$$I_к = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_б + \frac{I_{к0}}{1-\alpha} + \frac{U_к}{(1-\alpha)r_к}. \quad (30)$$

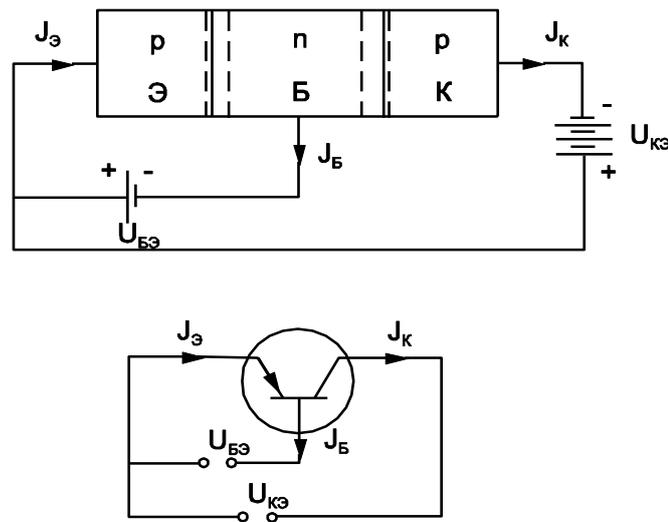


Рис. 1 Схема включения транзистора с общим эмиттером

Коэффициент $\frac{\alpha}{1-\alpha}$ перед сомножителем $I_б$ показывает, как изменяется ток коллектора $I_к$ при единичном изменении тока базы $I_б$. Он называется коэффициентом усиления по току биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером. Обозначим этот коэффициент значком β .

$$\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha}. \quad (31)$$

Поскольку величина коэффициента передачи α близка к единице ($\alpha < 1$), то из уравнения (31) следует, что коэффициент усиления β будет существенно больше единицы ($\beta \gg 1$). При значениях коэффициента передачи $\alpha = 0,98 \div 0,99$ коэффициент усиления будет лежать в диапазоне $\beta = 50 \div 100$.

С учетом (31), а также $I_{к0}^* = \frac{I_{к0}}{1-\alpha}$ выражение (30) можно переписать в виде:

$$I_{к} = \beta I_{б} + I_{к0}^* + \frac{U_{к}}{r_{к}^*}, \quad (32)$$

где $I_{к0}^* = (1 + \beta)I_{к0}$ – тепловой ток отдельно взятого р-п перехода, который много больше теплового тока коллектора $I_{к0}$, а величина $r_{к}$ определяется как

$$r_{к}^* = \frac{r_{к}}{1 + \beta}.$$

Продифференцировав уравнение (32) по току базы $I_{б}$, получаем

$$\beta = \frac{\Delta I_{к}}{\Delta I_{б}}. \text{ Отсюда следует, что коэффициент усиления } \beta \text{ показывает, во сколько}$$

раз изменяется ток коллектора $I_{к}$ при изменении тока базы $I_{б}$.

Для характеристики величины β как функции параметров биполярного транзистора вспомним, что коэффициент передачи эмиттерного тока определяется как $\alpha = \gamma \cdot \kappa$, где $\kappa = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L} \right)^2$. Следовательно, $\alpha = \gamma - \frac{1}{2} \gamma \left(\frac{W}{L} \right)^2$.

Для величины β было получено значение: $\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha}$. Поскольку $\frac{W}{L} \ll 1$, а $\gamma \approx 1$, получаем:

$$\beta = \frac{\gamma - \frac{1}{2} \gamma \left(\frac{W}{L} \right)^2}{1 - \gamma + \frac{1}{2} \gamma \left(\frac{W}{L} \right)^2} \approx 2 \frac{L^2}{W^2}. \quad (33)$$

На рисунке 16а приведены вольт-амперные характеристики биполярного транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером с током базы, как параметром кривых. Сравнивая эти характеристики с аналогичными характеристиками для биполярного транзистора в схеме с общей базой, можно видеть, что они качественно подобны.

Проанализируем, почему малые изменения тока базы $I_{б}$ вызывают значительные изменения коллекторного тока $I_{к}$. Значение коэффициента β , су-

щественно больше единицы, означает, что коэффициент передачи α близок к единице. В этом случае коллекторный ток близок к эмиттерному току, а ток базы (по физической природе рекомбинационный) существенно меньше и коллекторного и эмиттерного тока. При значении коэффициента $\alpha = 0,99$ из 100 дырок, инжектированных через эмиттерный переход, 99 экстрагируются через коллекторный переход, и лишь одна прорекомбинирует с электронами в базе и даст вклад в базовый ток.

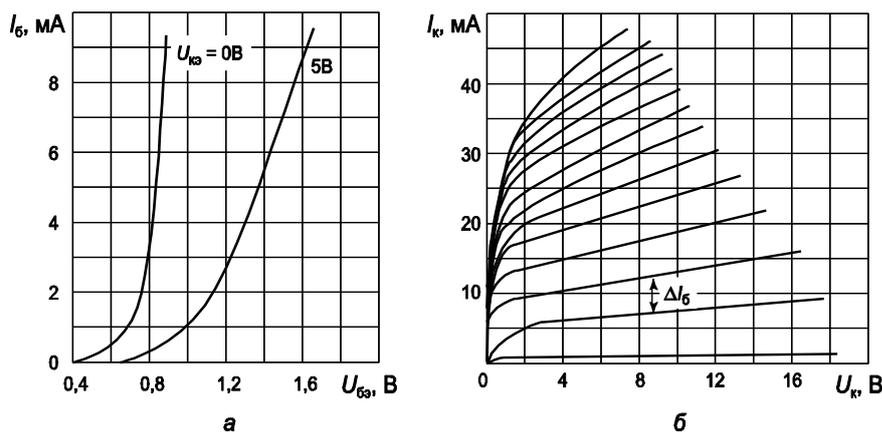


Рис. 16. Вольт-амперные характеристики биполярного транзистора КТ215В, включенного по схеме с общим эмиттером [24, 29]:

а) входные характеристики; б) выходные характеристики

Увеличение базового тока в два раза (должны прорекомбинировать две дырки) вызовет в два раза большую инжекцию через эмиттерный переход (должно инжектироваться 200 дырок) и соответственно экстракцию через коллекторный (экстрагируется 198 дырок). Таким образом, малое изменение базового тока, например, с 5 до 10 мкА, вызывает большие изменения коллекторного тока, соответственно с 500 мкА до 1000 мкА.

11. Эквивалентная схема биполярного транзистора

Полученные в предыдущих разделах соотношения описывают взаимосвязь входных и выходных параметров биполярного транзистора в аналитической форме. Существует и другая форма представления этой взаимосвязи в виде эквивалентных схем, когда реальные процессы в нелинейных устройствах можно заменить на набор активных (источники тока и напряжения) и пассивных (резисторы, емкости) элементов, адекватно описывающих взаимо-

связь входных и выходных параметров. На основе рассмотренных характеристик представим эквивалентную схему транзистора при включении по схеме с общей базой в следующем виде. Основные пассивные элементы (сопротивления $r_э$, $r_к$, $r_б$, емкости коллекторного $C_б$ и эмиттерного $C_д$ переходов), активные элементы (генератор тока $\alpha J_э$ в коллекторной цепи, источник ЭДС $\mu_{эк} U_к$ в эмиттерной цепи, отражающей обратную связь между эмиттером и коллектором) изображены на эквивалентной схеме (рис. 17).

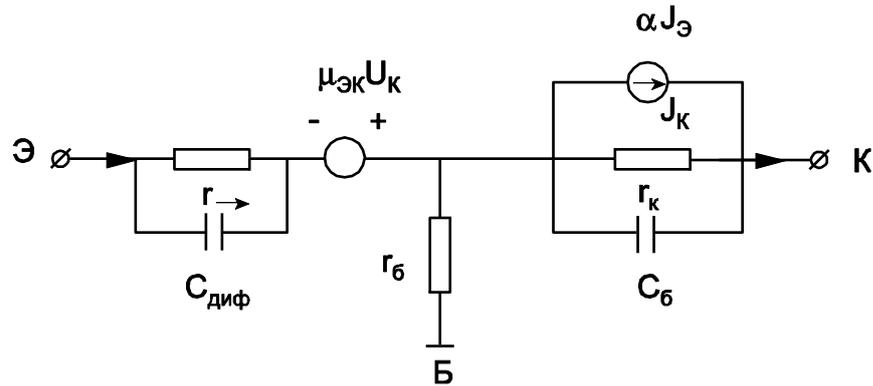


Рис. 17. Эквивалентная схема биполярного транзистора в схеме с общей базой

Приведенная эквивалентная схема справедлива для рассмотрения статических характеристик биполярного транзистора, а также для рассмотрения этих характеристик в области низких частот. Эта схема называется Т-образной эквивалентной схемой, отражает основные физические процессы, происходящие в транзисторе, и удобна для их анализа (рис. 18).

Основные параметры эквивалентной схемы транзистора выражаются через конструктивно-технологические параметры следующим образом:

$$r_э = \frac{kT}{q} \frac{1}{I_э}; \quad r_к = \sqrt{\frac{2qN_D}{\epsilon_s \epsilon_0}} \cdot \frac{L_p^2}{W} \cdot \frac{\sqrt{|U_к|}}{\mathcal{A}_э}; \quad \mu_{эк} = -\sqrt{\frac{\epsilon_s \epsilon_0}{qN_{ДБ}}} \frac{kT/q}{W\sqrt{|U_к|}};$$

$$\alpha = \frac{\partial J_{y\delta}}{\partial J_y} \frac{\partial J_{\hat{e}}}{\partial J_{y\delta}} = \gamma \cdot \kappa; \quad \gamma = \frac{dJ_{y\delta}}{dJ_y} = 1 - \frac{N_{ДА}}{N_{AY}}; \quad \kappa = \frac{dJ_{\hat{e}}}{dJ_{y\delta}} = 1 - \frac{1}{2} \frac{W^2}{L^2}.$$

Величины коэффициентов α , $r_э$, $r_к$, $\mu_{эк}$ для биполярного транзистора лежат в пределах:

$$\alpha = 0,95 \div 0,995, \quad r_э = 1 \div 10 \text{ Ом}, \quad r_к = 10 \div 10^6 \text{ Ом}, \quad \mu_{эк} = 10^{-3} \div 10^{-}$$

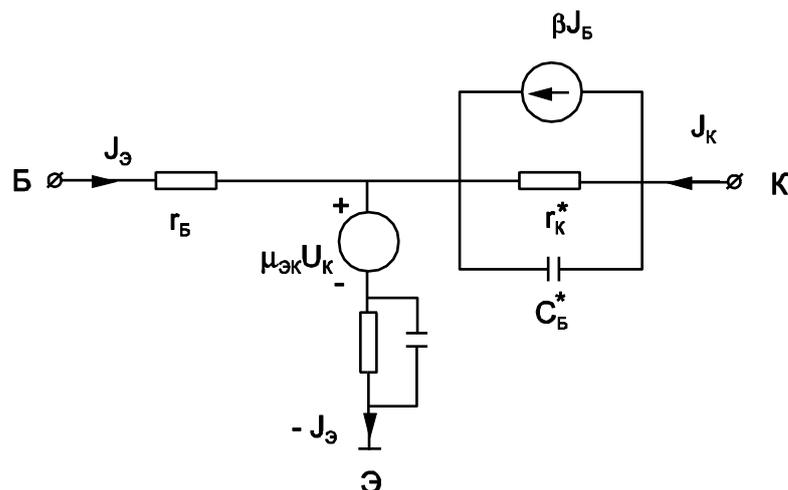


Рис. 18. Эквивалентная схема биполярного транзистора
в схеме с общим эмиттером

Для биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером эквивалентная схема выглядит аналогично.

Основные параметры эквивалентной схемы имеют тот же вид, что и в схеме с общей базой, кроме $C_{к}^*$ и $r_{к}^*$, равных: $C_{к}^* = C_{к}(\square + 1)$, $r_{к}^* = r_{к}(\square + 1)$.

Создание мощного высоковольтного транзистора, предназначенного для работы в режиме переключения и характеризующегося переходом из закрытого состояния с высоким обратным напряжением в открытое состояние с большим током коллектора, т.е. с высоким коэффициентом \square , имеет схемотехническое решение.

Как отмечалось в предыдущем разделе, значение коэффициента \square характеризует качество биполярного транзистора, поскольку чем больше коэффициент \square , тем эффективнее работает транзистор. Коэффициент усиления по току биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером \square определяется следующим соотношением: $\beta = 2 \frac{L^2}{W^2}$. Для увеличения значения коэффициента \square нужно либо уменьшить ширину базы биполярного транзистора W , либо увеличить диффузионную длину L_p . Так как диффузионная длина $L = \sqrt{D\tau_p}$, то нужно увеличить либо подвижность носителей μ , либо время жизни τ_p . Это достаточно трудно, так как необходимо использовать материалы с высокой подвижностью для электронов (например, GaAs, InP), причем только в транзисторах n-p-n.

Между тем имеется схмотехническое решение, когда определенным образом соединенные два биполярных транзистора имеют характеристики как для одного транзистора с высоким коэффициентом передачи β эмиттерного тока. Такая комбинация получила название составного транзистора, или схемы Дарлингтона (рис. 19). В составном транзисторе база первого транзистора T_1 соединена с эмиттером второго транзистора T_2 $dI_{\beta 1} = dI_{\beta 2}$. Коллекторы обоих транзисторов соединены, и этот вывод является коллектором составного транзистора. База первого транзистора играет роль базы составного транзистора $dI_{\beta} = dI_{\beta 1}$, а эмиттер второго транзистора – роль эмиттера составного транзистора $dI_{\beta 2} = dI_{\beta}$.

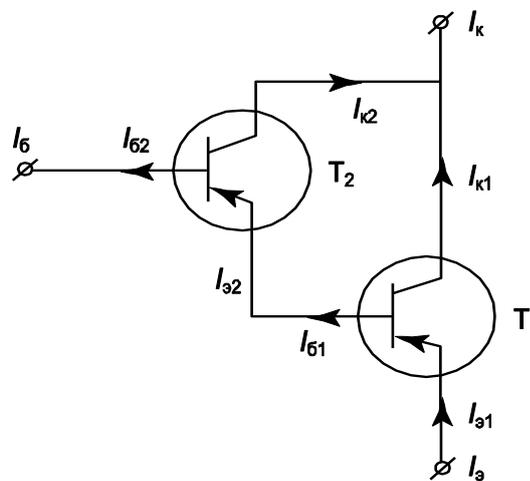


Рис. 19. Схема составного транзистора

Получим выражение для коэффициента усиления по току β для схемы Дарлингтона. Выразим связь между изменением тока базы dI_{β} и вызванным вследствие этого изменением тока коллектора dI_k составного транзистора следующим образом:

$$dI_{k1} = \beta_1 dI_{\beta 1}; \quad dI_{\beta 1} = (\beta_1 + 1)dI_{\beta 1};$$

$$dI_{k2} = \beta_2 dI_{\beta 2} = \beta_2 (\beta_1 + 1)dI_{\beta 1} \quad \square \square$$

$$dI_k = dI_{k1} + dI_{k2} = \beta_1 dI_{\beta 1} + \beta_2 \beta_1 dI_{\beta 1} + \beta_2 dI_{\beta 1};$$

$$dI_k = (\beta_1 + \beta_1 \beta_2 + \beta_2) dI_{\beta 1} = (\beta_1 + \beta_1 \beta_2 + \beta_2) dI_{\beta} = \beta \Sigma dI_{\beta};$$

$$\beta \Sigma = \beta_1 + \beta_1 \beta_2 + \beta_2 \approx \beta_1 \beta_2.$$

Поскольку для биполярных транзисторов коэффициент усиления по току обычно не составляет несколько десятков ($\beta_1, \beta_2 \gg 1$), то суммарный коэффициент усиления составного транзистора будет определяться произведени-

ем коэффициентов усиления каждого из транзисторов $\beta_{\Sigma} \approx \beta_1 \beta_2$ и может быть достаточно большим по величине.

Отметим особенности режима работы таких транзисторов. Поскольку эмиттерный ток первого транзистора I_{e1} является базовым током второго транзистора I_{b2} , то, следовательно, транзистор T_1 должен работать в микро-мощном режиме, а транзистор T_2 в режиме большой инжекции, их эмиттерные токи отличаются на 1-2 порядка. При таком неоптимальном выборе рабочих характеристик биполярных транзисторов T_1 и T_2 не удастся в каждом из них достичь высоких значений усиления по току. Тем не менее даже при значениях коэффициентов усиления $\beta_{\text{от}} \beta_{\text{от}} \sim 30$ суммарный коэффициент усиления β_{Σ} составит $\beta_{\Sigma} \sim 1000$.

Высокие значения коэффициента усиления в составных транзисторах реализуются только в статическом режиме, поэтому составные транзисторы нашли широкое применение во входных каскадах операционных усилителей. В схемах на высоких частотах составные транзисторы уже не имеют таких преимуществ, наоборот, и граничная частота усиления по току, и быстродействие составных транзисторов меньше, чем эти же параметры для каждого из транзисторов T_1 и T_2 .

12. Дрейфовые транзисторы

В предыдущих разделах рассматривался перенос инжектированных носителей через базу биполярного транзистора. Процесс переноса являлся диффузионным, поскольку электрическое поле в базе отсутствует. При диффузионном переносе скорость направленного движения носителей $v_{\text{диф}} = \frac{L_p}{\tau_p}$ невысока и, следовательно, время переноса носителей через базу будет большим. Для повышения быстродействия транзисторов необходимо уменьшить время пролета, а следовательно, увеличить скорость движения инжектированных носителей в базе. Одним из способов этого будет переход от диффузионного к дрейфовому механизму переноса в базе.

За счет внешних источников напряжения создать электрическое поле в квазинейтральном объеме барьерных структур не представляется возможным. В дрейфовых транзисторах используется принцип встраивания элект-

трического поля в базу (аналогично электрентному механизму для диэлектриков). Этот принцип реализуется путем неоднородного легирования базы. Рассмотрим неоднородно легированный полупроводник n-типа, в котором концентрация примеси меняется по координате x (рис. 20). В таком полупроводнике будет градиент концентрации свободных носителей. Градиент концентрации свободных носителей приводит к возникновению диффузионного тока $j_D = qD \frac{dn}{dx}$. Этот ток вызовет перераспределение свободных носителей, в то время как ионизованные доноры останутся на своих прежних местах. Вследствие этого возникает электрическое поле E , препятствующее дальнейшему разделению электронов и вызывающее появление дрейфовой компоненты электрического тока.

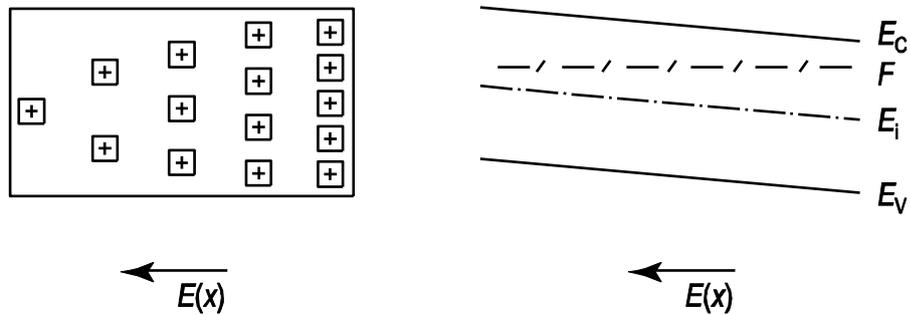


Рис. 20. Схематическое изображение неоднородно легированного полупроводника n-типа и его зонная диаграмма

В стационарных условиях в неоднородно легированном полупроводнике существуют электрическое поле $E(x)$ и равные по величине, но противоположные по направлению дрейфовая j_E и диффузионная j_D компоненты тока:

$$j = j_D + j_E = qD \frac{dn}{dx} + \mu E(x)n(x) = 0. \quad (34)$$

Таким образом, из уравнения (35) следует, что величина электрического поля $E(x)$ будет:

$$E(x) = \frac{D_p}{\mu_p} \cdot \frac{1}{n(x)} \cdot \frac{dn(x)}{dx}. \quad (35)$$

Используя соотношение Эйнштейна $\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{q}$, получаем:

$$E(x) = -\frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{n(x)} \cdot \frac{dn(x)}{dx} = -\frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{N_D(x)} \cdot \frac{dN_D(x)}{dx}. \quad (36)$$

В случае экспоненциального распределения легирующей примеси $N(x) = N_0 \exp(-\frac{x}{L})$ (рис. 21) получим выражение для электрического поля.

Продифференцируем выражение для концентрации:

$$\frac{dn}{dx} = -n_0 \frac{1}{L_0} e^{-\frac{x}{L_0}} = -\frac{n(x)}{L_0}. \quad (37)$$

Подставляя выражение (37) в уравнение (36), получаем для электрического поля

$$E(x) = \frac{kT}{q} \frac{1}{L_0}. \quad (38)$$

Из полученного соотношения следует, что при экспоненциальном законе распределения примеси в полупроводнике возникает постоянное электрическое поле E , значение которого определяется уравнением (38).

Рассмотрим эту ситуацию применительно к биполярному транзистору р-п-р типа. В случае неоднородно легированной базы (причем вблизи эмиттера база должна быть сильно легирована, а вблизи коллектора – слабо) электрическое поле в базе направлено от эмиттерного перехода к коллекторному. При инжекции неосновных носителей (дырок) они будут ускоренно двигаться в электрическом поле и добавят к диффузионному процессу переноса через базу дополнительно дрейфовый перенос.

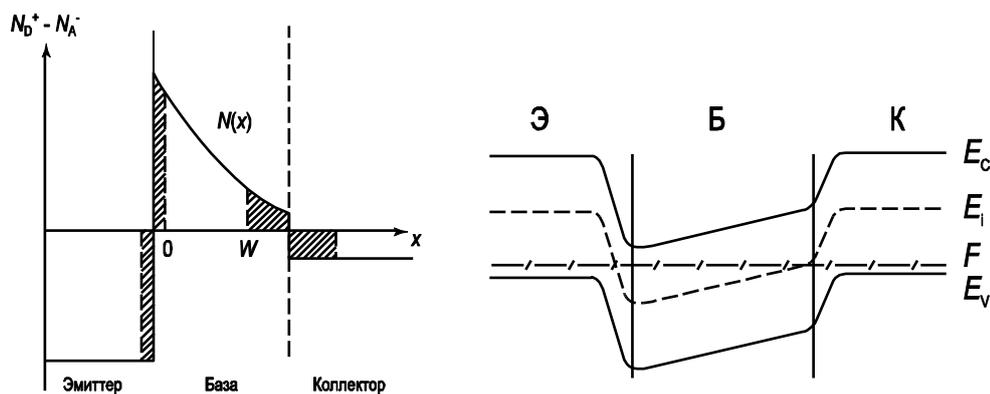


Рис. 21. Диаграмма, иллюстрирующая распределение концентрации легирующей примеси дрейфового транзистора, и зонная диаграмма

Для того, чтобы точно найти распределение инжектированных носителей по базе биполярного транзистора $p(x)$, нужно решить уравнение непрерывности с учетом дрейфовой и диффузионной компонент тока:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p-p_0}{\tau_p} + D \frac{d^2 p}{dx^2} - \mu E \frac{dp}{dx} + \mu p \frac{dE}{dx}. \quad (39)$$

Будем рассматривать только стационарный случай, когда $\frac{dp}{dt} = 0$, и для простоты – экспоненциальный закон распределения примеси по базе.

Введем параметр $\eta = \frac{W}{2L_0}$ – коэффициент неоднородности базы. Уравнение

(39) перепишем, учитывая, что электрическое поле $E = \frac{kT}{q} \frac{1}{L_0}$.

С учетом этого уравнение непрерывности приобретает следующий вид:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{2\eta}{W} \frac{dp}{dx} - \frac{p}{L_p^2} = 0. \quad (40)$$

Граничные условия для этого уравнения имеют следующий вид исходя из того, что заданы эмиттерный ток $J_{эп} = \square J_0$ и коллекторное напряжение U_k :

$$-\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{I_{y\delta}}{qDS}, \quad (x=0),$$

$$p(x) = p_0 e^{\beta U_k}, \quad (x=W).$$

Рассмотрим физический смысл коэффициента неоднородности базы \square . Для этого проведем следующее преобразование выражения $N_D(x) = N_D(0) \cdot e^{-\frac{x}{L_D}}$:

$$\frac{N_D(W)}{N_D(0)} = e^{-\frac{W}{L_D}}.$$

Извлечем квадратный корень и прологарифмируем это выражение.

$$\text{Получаем } -\frac{W}{2L_D} = \ln \left[\frac{N_D(W)}{N_D(0)} \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Следовательно,

$$\eta = \frac{W}{2L_D} = -\frac{1}{2} \ln \frac{N_D(W)}{N_D(0)} = \frac{1}{2} \ln \frac{N_D(0)}{N_D(W)}. \quad (41)$$

Из соотношения (51) следует, что коэффициент неоднородности базы \square определяется логарифмом отношения концентрации примеси на границах базы.

Оценим значение коэффициента неоднородности \square . Максимальное значение концентрации в базе может составлять $N_D(0) = 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При более высоких концентрациях $N_D(0)$ будет уменьшаться эффективность эмиттера γ . Минимальное значение концентрации в базе $N_D(W)$ ограничивается или соб-

ственной концентрацией свободных носителей, или значением концентрации неконтролируемой примеси и составляет $N_D(W) = 10^{12} \text{ см}^{-3}$. При этих параметрах максимальное значение коэффициента неоднородности η будет $\eta = 5$, реальные же значения $\eta \approx 2 \div 4$.

Решение уравнения (35) с граничными условиями после ряда упрощений дает следующее выражение для распределения инжектированных дырок в базе дрейфового транзистора:

$$p(x) = \frac{I_{\text{эп}} W}{qDS} \cdot \frac{1 - e^{-2\eta(1 - \frac{x}{W})}}{2\eta}. \quad (42)$$

На рисунке 22 представлено распределение концентрации $p_n(x)$ по толщине базы, рассчитанное при разных значениях коэффициента неоднородности η .

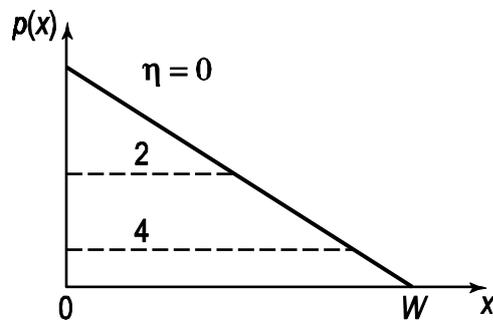


Рис. 22. Распределение концентрации инжектированных носителей $p_n(x)$ при разных значениях η

Рассчитаем коэффициент переноса κ для дрейфового транзистора, аналогично как и для диффузионного БТ, измеряя отношения токов в начале и в конце базы. Получаем:

$$\kappa = \frac{1}{1 - \frac{1}{2} \frac{W^2}{L^2} k(\eta)}. \quad (43)$$

В уравнении (53) множитель $k(\eta)$ аппроксимируется соотношением:

$$k(\eta) \approx \frac{1}{1 + \eta}.$$

При значениях $\eta = 2 \div 5$, значения коэффициента κ будут равны $\kappa = 0,33 \div 0,20$.

Из уравнения (53) следует, что в дрейфовых транзисторах при прочих равных условиях коэффициент переноса κ возрастает по сравнению с коэффициентом в диффузионных транзисторах.

Рассмотрим, как меняется коэффициент усиления по току β для схемы с общей базой. Значение коэффициента усиления β определяется соотношением:

$$\beta = \frac{\alpha}{1+\alpha} \approx \frac{2L_p^2}{W^2} (1+\eta).$$

Отсюда следует, что коэффициент усиления по току β в дрейфовых транзисторах возрастает в 3÷5 раз по сравнению с коэффициентом в диффузионных транзисторах. Оценим динамические параметры дрейфового транзистора. Сравним время переноса через базу в биполярном транзисторе при дрейфовом $t_{др}$ и диффузионном $t_{диф}$ переносе.

$$t_{др} = \frac{W}{\mu E} = \frac{W \frac{kT}{q} L_D}{D \frac{kT}{q}} = \frac{WL_D}{D}; \quad t_{диф} = \frac{W^2}{2D}.$$

Отношение времен $\frac{t_{др}}{t_{диф}} = \frac{WL_D}{D} \frac{2D}{W^2} = \frac{2L_D}{W} = \frac{1}{\eta}.$

Для нахождения времени пролета при наличии обоих механизмов сложим обратные величины:

$$\frac{1}{t_{пр}} = \frac{1}{t_{др}} + \frac{1}{t_{диф}} = \frac{1}{t_{диф}} + \frac{\eta}{t_{диф}} = \frac{1+\eta}{t_{диф}}; \quad t_{пр} = \frac{t_{диф}}{1+\eta}.$$

Таким образом, время переноса в дрейфовых транзисторах будет в 3÷5 раз меньше, чем в диффузионных транзисторах.

13. Параметры транзистора как четырехполюсника

Биполярный транзистор в схемотехнических приложениях представляют как четырехполюсник и рассчитывают его параметры для такой схемы. Для транзистора как четырехполюсника характерны два значения тока I_1 и I_2 и два значения напряжения U_1 и U_2 (рис. 23).

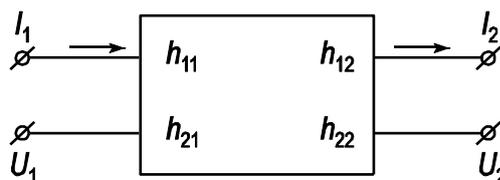


Рис. 23. Схема четырехполюсника

В зависимости от того, какие из этих параметров выбраны в качестве входных, а какие в качестве выходных, можно построить три системы формальных параметров транзистора как четырехполюсника. Это системы z-параметров, y-параметров и h-параметров. Рассмотрим их более подробно, используя линейное приближение.

Система z-параметров

Зададим в качестве входных параметров биполярного транзистора как четырехполюсника токи I_1 и I_2 , а напряжения U_1 и U_2 будем определять как функции этих токов. Тогда связь напряжений и токов в линейном приближении будет иметь вид:

$$\begin{aligned} U_1 &= z_{11}I_1 + z_{12}I_2; \\ U_2 &= z_{21}I_1 + z_{22}I_2. \end{aligned}$$

Коэффициенты z_{ik} в этих уравнениях определяются следующим образом:

$z_{11} = \left. \frac{U_1}{I_1} \right|_{I_2=0}$ и $z_{22} = \left. \frac{U_2}{I_2} \right|_{I_1=0}$ – определяются как входное и выходное сопротивления.

$z_{12} = \left. \frac{U_1}{I_2} \right|_{I_1=0}$ и $z_{21} = \left. \frac{U_2}{I_1} \right|_{I_2=0}$ – сопротивления обратной и прямой передач.

Измерения z-параметров осуществляются в режиме холостого хода на входе ($I_1 = 0$) и выходе ($I_2 = 0$). Реализовать режим разомкнутого входа $I_1 = 0$ для биполярного транзистора достаточно просто (сопротивление эмиттерного перехода составляет всего десятки Ом и поэтому размыкающее сопротивление в цепи эмиттера в несколько кОм уже позволяет считать $I_1 = 0$). Реализовать режим разомкнутого выхода $I_2 = 0$ для биполярного транзистора сложно (сопротивление коллекторного перехода равняется десяткам МОм и размыкающее сопротивление в цепи коллектора в силу этого должно быть порядка ГОм).

Система y-параметров

Зададим в качестве входных параметров биполярного транзистора как четырехполюсника напряжения U_1 и U_2 , а токи I_1 и I_2 будем определять как функции этих напряжений. Тогда связь токов и напряжений в линейном приближении будет иметь вид:

$$\begin{aligned} I_1 &= y_{11}U_1 + y_{12}U_2; \\ I_2 &= y_{21}U_1 + y_{22}U_2. \end{aligned}$$

Коэффициенты в уравнениях имеют размерность проводимости и определяются следующим образом:

$$y_{11} = \left. \frac{I_1}{U_1} \right|_{U_2=0} \quad \text{и} \quad y_{22} = \left. \frac{I_2}{U_2} \right|_{U_1=0} \quad - \text{входная и выходная проводимости.}$$

$$y_{12} = \left. \frac{I_1}{U_2} \right|_{U_1=0} \quad \text{и} \quad y_{21} = \left. \frac{I_2}{U_1} \right|_{U_2=0} \quad - \text{проводимости обратной и прямой передач.}$$

Измерение у-параметров происходит в режиме короткого замыкания на входе ($U_1 = 0$) и выходе ($U_2 = 0$). Реализовать режим короткого замыкания на входе ($U_1 = 0$) для биполярного транзистора достаточно сложно (сопротивление эмиттерного перехода составляет всего десятки Ом и поэтому замыкающее сопротивление в цепи эмиттера должно составлять доли Ома, что достаточно сложно). Реализовать режим короткого замыкания на выходе $U_2 = 0$ для биполярного транзистора просто (сопротивление коллекторного перехода равняется десяткам МОм и замыкающие сопротивления в цепи коллектора могут быть даже сотни Ом).

Система h-параметров

Система h-параметров используется как комбинированная система из двух предыдущих, причем из соображений удобства измерения параметров биполярного транзистора выбирается режим короткого замыкания на выходе ($U_2 = 0$) и режим холостого хода на входе ($I_1 = 0$). Поэтому для системы h-параметров в качестве входных параметров задаются ток I_1 и напряжение U_2 , а в качестве выходных параметров рассчитываются ток I_2 и напряжение U_1 , при этом система, описывающая связь входных I_1 , U_2 и выходных I_2 , U_1 параметров, выглядит следующим образом:

$$U_1 = h_{11}I_1 + h_{12}I_2;$$

$$I_2 = h_{21}U_1 + h_{22}U_2.$$

Значения коэффициентов в уравнении для h-параметров имеют следующий вид:

$$h_{11} = \left. \frac{U_1}{I_1} \right|_{U_2=0} \quad - \text{входное сопротивление при коротком замыкании на выходе;}$$

$$h_{22} = \left. \frac{I_2}{U_2} \right|_{I_1=0} \quad - \text{выходная проводимость при холостом ходе во входной цепи;}$$

$h_{12} = \left. \frac{U_1}{U_2} \right|_{I_1=0}$ – коэффициент обратной связи при холостом ходе во входной цепи;

$h_{21} = \left. \frac{I_2}{I_1} \right|_{U_2=0}$ – коэффициент передачи тока при коротком замыкании на выходе.

Эквивалентная схема четырехполюсника с h-параметрами приведена на рисунке 24а, б. Из этой схемы легко увидеть, что режим короткого замыкания на выходе или холостого хода на входе позволяет измерить тот или иной h-параметр.

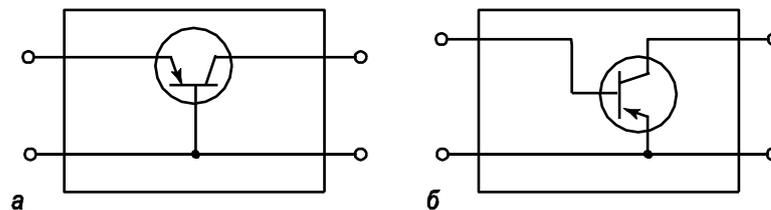


Рис. 24. Эквивалентная схема четырехполюсника:

а) биполярный транзистор в схеме с общей базой; б) биполярный транзистор в схеме с общим эмиттером

Рассмотрим связь h-параметров биполярного транзистора в схеме с общей базой с дифференциальными параметрами. Для этого воспользуемся эквивалентной схемой биполярного транзистора на низких частотах, показанной на рисунке 24а, а также выражениями для вольт-амперных характеристик транзистора в активном режиме. Получаем:

$$h_{11} = \left. \frac{U_1}{I_1} \right|_{U_2=0} = \left. \frac{U_3}{I_3} \right|_{U_k=0} \approx r_3 + (1-\alpha)r_6;$$

$$h_{21} = \left. \frac{I_2}{I_1} \right|_{U_2=0} = \left. \frac{I_k}{I_3} \right|_{U_k=0} = \alpha;$$

$$h_{12} = \left. \frac{U_1}{U_2} \right|_{I_1=0} = \left. \frac{U_3}{U_k} \right|_{I_3=0} = \frac{r_6}{r_k} + \mu_{3k};$$

$$h_{22} = \left. \frac{I_2}{U_2} \right|_{I_1=0} = \left. \frac{I_k}{U_k} \right|_{I_3=0} = \frac{1}{r_k + r_6} \approx \frac{1}{r_k}.$$

Для биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером (рис. 24б) выражения, описывающие связь h-параметров с дифференциальными параметрами, будут иметь следующий вид:

$$h_{11} = \left. \frac{U_1}{I_1} \right|_{U_2=0} = \left. \frac{U_3}{I_3} \right|_{U_k=0} \approx r_6 + (1 - \beta)r_3;$$

$$h_{21} = \left. \frac{I_2}{I_1} \right|_{U_2=0} = \left. \frac{I_k}{I_3} \right|_{U_k=0} = \beta;$$

$$h_{12} = \left. \frac{U_1}{U_2} \right|_{I_1=0} = \left. \frac{U_3}{U_k} \right|_{I_3=0} = \frac{r_3}{r_k} + \mu_{3к} = \frac{r_3}{2r_k^*};$$

$$h_{22} = \left. \frac{I_2}{U_2} \right|_{I_1=0} = \left. \frac{I_k}{U_k} \right|_{I_3=0} = \frac{1}{r_k^* + r_6} \approx \frac{1}{r_k^*}.$$

Для различных схем включения биполярного транзистора (схема с общей базой, общим эмиттером и общим коллектором) h-параметры связаны друг с другом. В таблице 2 приведены эти связи, позволяющие рассчитывать h-параметры для схемы включения с общей базой, если известны эти параметры для схемы с общим эмиттером.

Таблица 2. Связи между h-параметрами

$h_{11б}$	$h_{11а} \approx \frac{h_{11э}}{1 + h_{21э}}$
$h_{12б}$	$h_{12а} \approx \frac{h_{11э}h_{22э} - h_{12э}(1 + h_{21э})}{1 + h_{21э}}$
$h_{21б}$	$h_{21а} \approx \frac{h_{21э}}{1 + h_{21э}}$
$h_{22б}$	$h_{22а} \approx \frac{h_{22э}}{1 + h_{21э}}$

Дифференциальные параметры биполярных транзисторов зависят от режимов их работы. Для схемы с общим эмиттером наибольшее влияние испытывает коэффициент усиления эмиттерного тока $h_{21э}$ в зависимости от тока эмиттера. На рисунке 25 приведена эта зависимость для транзисторов КТ215 различных типономиналов. В области малых токов (микромощный режим) коэффициент усиления уменьшается вследствие влияния рекомбинационной компоненты в эмиттерном переходе, а в области больших токов (режим высокого уровня инжекции) – коэффициент усиления уменьшается вследствие уменьшения коэффициента диффузии.

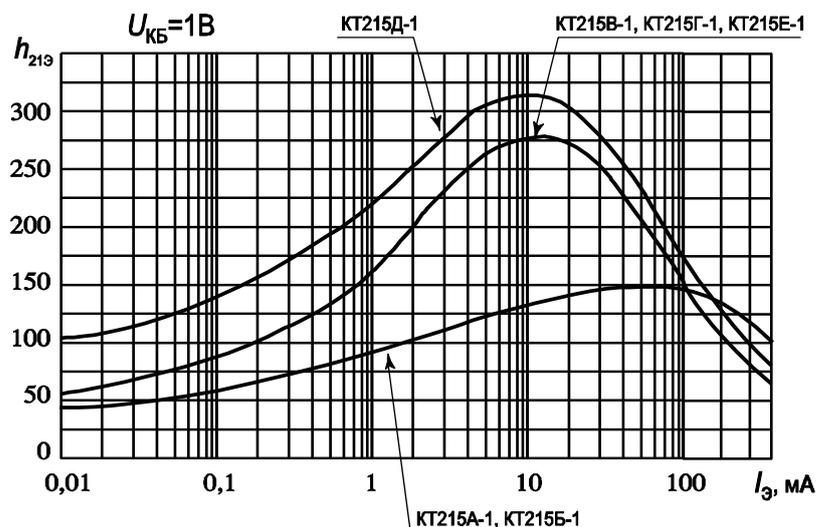


Рис. 2 Зависимость коэффициента h_{219} для различных транзисторов марки KT215Д от эмиттерного тока I_3 [14, 15]

14. Частотные и импульсные свойства транзисторов

Процесс распространения инжектированных в базу неосновных носителей заряда от эмиттерного до коллекторного перехода идет диффузионным путем. Этот процесс достаточно медленный, и инжектированные из эмиттера носители достигнут коллектора не ранее чем за время диффузии носителей через базу, определяемое как $\tau_D = \frac{W}{v} \sim \frac{W \cdot L_p}{D}$. Такое запаздывание приведет к сдвигу фаз между током в эмиттерной и коллекторной цепях. Рассмотрим эти процессы более подробно для биполярного транзистора в схеме с общей базой.

Предположим, что в эмиттерной цепи от генератора тока в момент времени $t = 0$ подали импульс тока длительностью T , большей, чем характеристическое время диффузии τ_D . Ток в коллекторной цепи появится только через время τ_D , причем вследствие распределения по скоростям в процессе диффузионного переноса фронт импульса будет размываться в пределах временного интервала t_1 . Через время $\tau_D + t_1$ в коллекторной цепи установится ток, равный $\alpha_0 I_3$. Через время $t = T$, когда импульс тока в эмиттерной цепи закончится, в коллекторной цепи будет продолжать течь ток $\alpha_0 I_3$ до времени $T + \tau_D$. Затем также вследствие размывания фронта импульса коллекторный ток

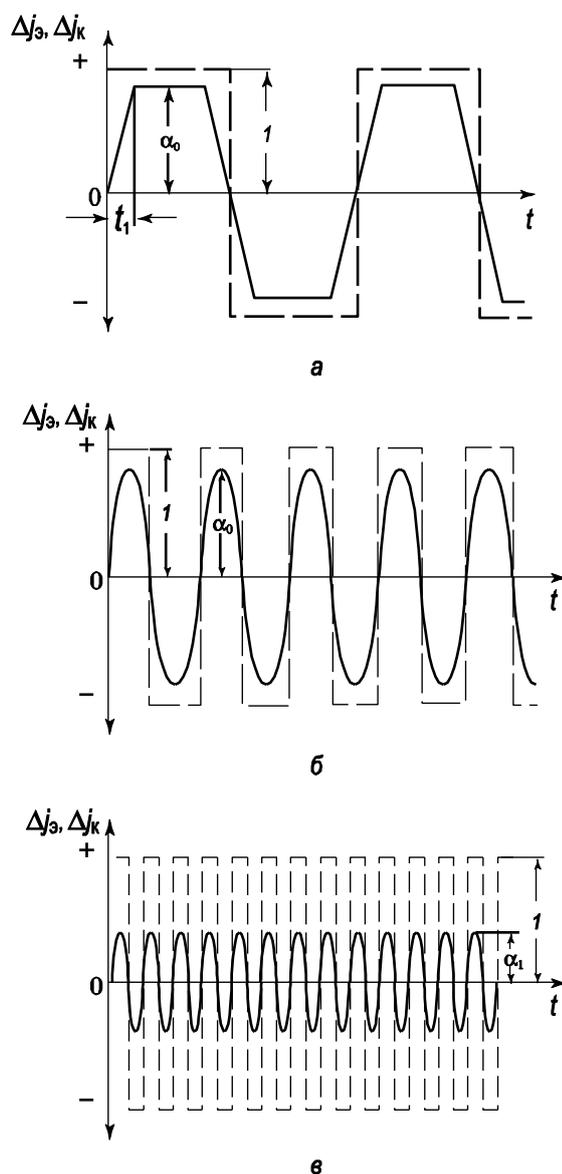


Рис. 26. Эпюры эмиттерного (пунктир) и коллекторного (сплошная линия) токов при трансляции эпюра коллекторного тока на интервал времени τ_D [12, 15]:

- а) длительность импульса тока в эмиттерной цепи больше, чем время диффузии неравновесных носителей через базу; б) длительность импульса тока сравнима со временем диффузии; в) длительность импульса тока меньше, чем время диффузии

будет спадать до нуля за время t_1 после $T + \tau_D$. На рисунке 26а показаны эпюры эмиттерного (пунктир) и коллекторного (сплошная линия) токов при трансляции эпюра коллекторного тока на интервал времени τ_D .

Таким образом, при больших длительностях импульсов эмиттерного тока частота сигналов в коллекторной цепи останется неизменной, амплитуда

коллекторного тока составит $I_k = \alpha I_e$ и будет наблюдаться сдвиг фаз φ между эмиттерным I_e и коллекторным I_k токами. Величина тангенса φ будет равна:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\tau_D}{T} = \frac{\tau_D \omega}{2\pi}. \quad (44)$$

Из уравнения (44) следует, что в общем случае величина сдвига фаз между эмиттерным и коллекторным токами будет определяться как $\varphi_\alpha \sim \operatorname{arctg}\left(\frac{\tau_D \omega}{2\pi}\right)$.

Сдвинем для удобства j_k и j_e на величину τ_D по временной оси, тем самым совместим их. Будем наращивать частоту переменного сигнала или уменьшать период эмиттерного тока.

При длительности эмиттерного импульса $\frac{T}{4} > \tau_D$ “плоского” участка на коллекторном токе $I_k = \alpha I_e$ уже не будет (рис. 26б). При дальнейшем уменьшении периода эмиттерного импульса T начнет уменьшаться амплитудное значение коллекторного тока, поскольку за это время инжектированные носители не успевают дойти до коллекторного перехода (рис. 26в). На языке коэффициента передачи это соответствует возникновению частотной зависимости амплитудного значения коэффициента передачи $k(\omega)$.

Частота входного сигнала называется предельной частотой усиления по току ω_1 биполярного транзистора в схеме с общей базой:

$$\frac{|\alpha(\omega_\alpha)|}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (45)$$

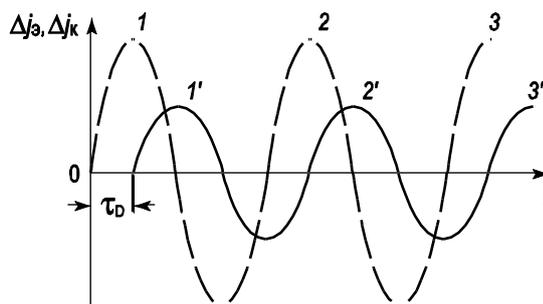


Рис. 27. Эпюры эмиттерного (пунктирная линия) и коллекторного (сплошная линия) токов биполярного транзистора в схеме с общей базой для случая

$$T/4 < \tau_D$$

Для определения частотной зависимости коэффициента переноса нужно решить уравнение непрерывности при наличии постоянных и переменных составляющих в эмиттерном токе и напряжении:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} + Dp \frac{d^2 p}{dx^2}. \quad (46)$$

Считаем, что

$$\begin{aligned} U_{\text{э}} &= U_{\text{э0}} + U_{\text{эм}} \exp(i\omega t); \\ U_{\text{к}} &= U_{\text{к0}} + U_{\text{км}} \exp(i(\omega + \varphi)t). \end{aligned} \quad (47)$$

У эмиттерного и коллекторного переходов при приложении переменного напряжения протекают переменные токи $i_{\text{э}}$ и $i_{\text{к}}$. Очевидно, что из-за наличия в выражении (47) множителя $\exp(i\omega t)$ в решении (46) появятся временные зависимости концентрации неосновных носителей $p(x,t)$, а соответственно и в токах также появятся временные зависимости. Решение уравнения непрерывности дает следующее выражение для комплексной величины коэффициента переноса:

$$\kappa(\omega) = \frac{i_{\text{э}}}{i_{\text{э0}}} = \frac{1}{\text{ch} \left[(1 \pm i\omega L_p)^{1/2} \frac{W}{L_p} \right]}. \quad (48)$$

При $\omega = 0$ (статические характеристики) из соотношения (48) следует выражение для статического коэффициента передачи $\kappa(\omega = 0)$:

$$\kappa(\omega = 0) = \frac{1}{\text{ch} \frac{W}{L_p}} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{W^2}{L_p^2}. \quad (49)$$

Найдем из соотношения (48) значение граничной частоты, при которой модуль величины $\kappa(\omega)$ уменьшится в $\sqrt{2}$ раз:

$$\frac{|\kappa(\omega)|}{\kappa_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}.$$

Преобразуем соотношение (48) в более удобный вид, считая, что значение в круглых скобках под знаком гиперболического косинуса меньше единицы. Тогда

$$\kappa(\omega) = 1 - (1 + i\omega\tau_p) \cdot \frac{1}{2} \frac{W^2}{L_p^2} = 1 - \frac{1}{2} \frac{W^2}{L_p^2} + i\omega\tau_p \frac{1}{2} \frac{W^2}{L_p^2} = \kappa_0 + i\omega\tau_p \frac{1}{2} \frac{W^2}{L_p^2}. \quad (50)$$

Для модуля коэффициента переноса

$$\kappa(\omega) = \sqrt{\kappa_0^2 - \omega^2 \tau_p^2 \frac{1}{4} \frac{W^4}{L_p^4}}.$$

Согласно определению граничной частоты ω_f получаем:

$$\frac{|\kappa(\omega)|^2}{\kappa_0^2} = \frac{\kappa_0^2 - \omega_\alpha^2 \tau_p^2 \frac{1}{4} \frac{W^4}{L_p^4}}{\kappa_0^2} = \frac{1}{2}.$$

Следовательно,

$$\kappa_0^2 - \omega_\alpha^2 \tau_p^2 \frac{1}{4} \frac{W^4}{L_p^4} = \frac{1}{2} \kappa_0^2. \text{ Учтем, что } \kappa_0 \sim 1. \text{ Тогда } \omega_\alpha \tau_p \frac{W^2}{L_p^2} = \frac{2}{\sqrt{2}}.$$

Используя соотношение $L_p^2 = D_p \square_p$, получаем:

$$\omega_\alpha = \frac{2}{\sqrt{2}} \cdot \frac{D_p}{W^2}, \text{ или } \omega_\alpha = \frac{\sqrt{2} \cdot L_p^2}{\tau_p W^2}. \quad (51)$$

Более точное решение уравнения непрерывности дает следующее выражение для предельной частоты усиления по току ω_α :

$$\omega_\alpha = \frac{G(\alpha_0) D_p}{W^2} = \frac{G(\alpha_0) \cdot L_p^2}{\tau_p W^2}, \quad (52)$$

где $G(\alpha_0) \approx 2,53$.

С учетом выражения для граничной частоты ω_α (52) соотношение для комплексного значения коэффициента переноса κ (50) преобразуется к следующему виду:

$$\kappa(\omega) = \kappa_0 - j \frac{\omega}{\omega_\alpha} \cdot G(\alpha). \quad (53)$$

Графическая зависимость модуля коэффициента переноса κ и угла фазового сдвига φ от частоты входного сигнала ω приведена на рисунке 28.

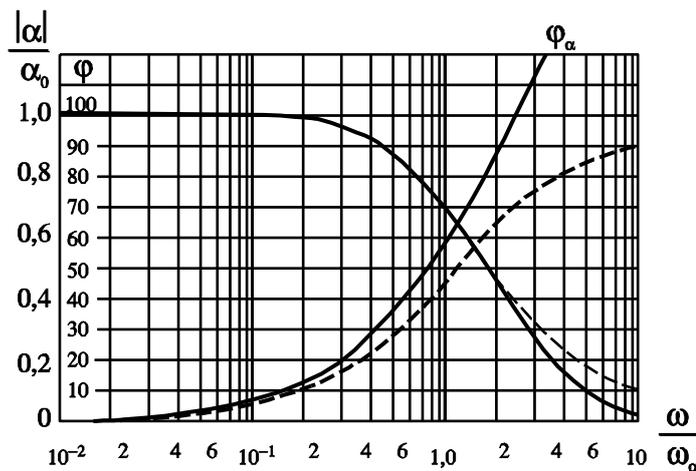


Рис. 28. Зависимость модуля коэффициента переноса $|\kappa(\omega)|$ и угла фазового сдвига φ от частоты входного сигнала ω [12, 13]

$$\varphi_\alpha = \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{2\pi} \frac{G(\alpha_0) \cdot \omega}{\omega_\alpha} \right).$$

При значении частоты входного сигнала ω , равной граничной частоте ω_α , значение модуля коэффициента переноса будет составлять 0,71, а величина фазового сдвига между эмиттерным и коллекторным током будет равна 60° .

Из общих соображений следует, что когда $\alpha^{-1} \sim \tau_D$, величина сдвига фаз составит $\varphi = 55^\circ$, но величина модуля коэффициента передачи при этом еще не изменится.

Для представления в эквивалентных схемах амплитудной и фазочастотной зависимостей $k(\omega)$ используют RC-цепочку (рис. 29). В такой цепочке если входной переменный сигнал $\alpha_0 I_3$, то ток в цепи резистора R будет отображать амплитудную и фазочастотную зависимости $k(\omega) I_3$.

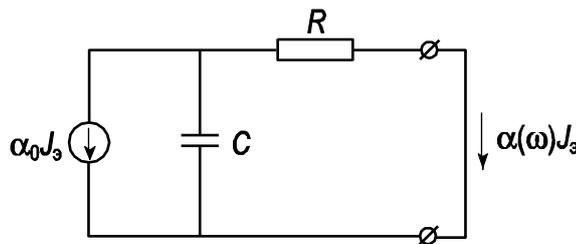


Рис. 29. RC-цепочка, иллюстрирующая амплитудную и фазочастотную зависимости $k(\omega)$

По правилам сложения комплексных величин для модуля комплексного сопротивления Z для RC-цепочки получаем:

$$\frac{1}{Z^2} = \frac{1}{R^2} + \omega C^2, \text{ следовательно, } Z = \frac{R}{\sqrt{1 + (\omega RC)^2}}.$$

Полный ток $\alpha_0 I_3 = \frac{U_{\sim}}{Z}$.

Ток в цепи резистора I_R будет равен:

$$\alpha(\omega) I_3 = \frac{U_{\sim}}{R} = \frac{Z \alpha_0 I_3}{R} = \alpha_0 I_3 \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 C^2 R^2}}.$$

Следовательно,

$$\frac{\alpha(\omega)}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 C^2 R^2}}. \quad (54)$$

Поскольку для граничной частоты ω_α справедливо соотношение $\frac{|\alpha(\omega_\alpha)|}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}$, то из уравнения (55) следует, что $\omega_\alpha = 1/RC$. С учетом сказанного получаем:

$$\frac{\alpha(\omega)}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\alpha}\right)^2}}. \quad (55)$$

Для RC-цепочки сдвиг фаз φ между входным током $\alpha_0 I_y$ и током в цепи резистора I_R рассчитаем следующим образом. Сосчитаем сначала значение тока I_C в цепи емкости C .

$$I_C = \frac{U_z}{R_C} = Z \alpha_0 I_y \omega C = \alpha_0 I_y \frac{R \omega C}{\sqrt{1 + \omega^2 C^2 R^2}} = \alpha_0 I_y \frac{\omega / \omega_\alpha}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\alpha}\right)^2}}.$$

Тогда тангенс угла φ , как следует из векторной диаграммы токов RC-цепочки, будет равен:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{I_C}{I_R} = \frac{\frac{\alpha_0 I_y \omega / \omega_\alpha}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\alpha}\right)^2}}}{\frac{\alpha_0 I_y}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\alpha}\right)^2}}} = \frac{\omega}{\omega_\alpha}. \quad (56)$$

Изобразим в комплексной форме зависимости $\alpha(\omega)$ для RC-цепочки в следующем виде:

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha_0}{1 + i \frac{\omega}{\omega_\alpha}}. \quad (57)$$

Из уравнения (57) следует, что в этом случае модуль $|\alpha(\omega)| = \frac{\alpha_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\alpha}\right)^2}}$, фазо-

вый сдвиг $\operatorname{tg}(\varphi_\alpha) = \frac{\omega}{\omega_\alpha}$, что полностью соответствует соотношениям (56) и (55).

Из соотношения (56) следует, что сдвиг фаз φ для RC-цепочки составляет значение $\varphi = 55^\circ$. Поэтому к RC-цепочке для более адекватного отображения реальной зависимости $\alpha(\omega)$ нужно добавить еще генератор тока с до-

полнительным фазовым сдвигом, не меняющий амплитуды тока, $\exp\left(-i \frac{\omega}{\omega_\alpha} \cdot m\right)$.

При величине коэффициента $m = 0,2$ фазовый сдвиг будет составлять величину $\varphi = 60^\circ$.

Тогда

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha_0 \exp\left(-i \frac{\omega}{\omega_\alpha} \cdot m\right)}{1 + i \frac{\omega}{\omega_\alpha}}. \quad (58)$$

Рассмотрим амплитудную и фазочастотную зависимости коэффициента передачи базового тока для биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером. Коэффициент передачи эмиттерного тока α и коэффициент передачи базового тока β связаны стандартным соотношением:

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}.$$

Для нахождения связей частотных параметров биполярного транзистора в схеме с общей базой и в схеме с общим эмиттером рассмотрим векторные диаграммы для токов, приведенные на рисунке 30.

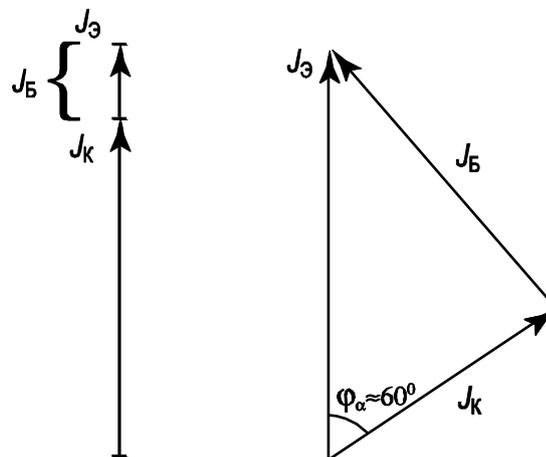


Рис. 30. Векторная диаграмма токов для биполярного транзистора в схеме с общей базой, иллюстрирующая фазовый сдвиг между эмиттерным и коллекторным током

При малой частоте фазы эмиттерного $I_э$, коллекторного $I_к$ и базового $I_б$ токов, как видно из рисунка 30а, совпадают и величина базового тока $I_б$ равна разности $I_э - I_к$

Найдем соотношение между предельной частотой для схемы с общим эмиттером $\omega_\beta = \frac{\beta(\omega)}{\beta_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}$ и предельной частотой для схемы с общей базой

$\omega_\alpha = \frac{\alpha(\omega)}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Для этого проанализируем векторную диаграмму для токов при условии, что $I = I_0$. В этом случае величина базового тока увеличилась в $\sqrt{2}$ раз. Из векторной диаграммы (рис. 31) видно, что фазовый сдвиг между эмиттерным и коллекторным током будет незначителен.

$$\operatorname{tg}(\varphi) = \varphi = \frac{\omega}{\omega_\alpha}.$$

Поскольку в рассматриваемом случае $I = I_0$ то $\varphi = \frac{\omega_\beta}{\omega_\alpha}$.

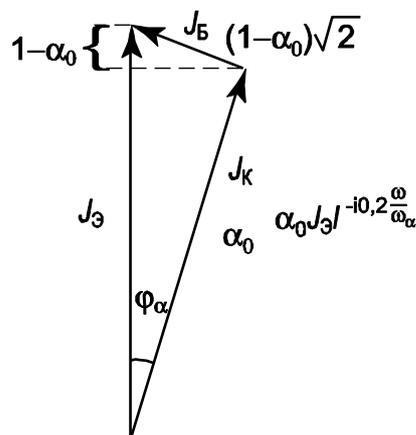


Рис. 31. Векторная диаграмма токов в биполярном транзисторе в схеме с общим эмиттером

При малых ω и при $\alpha_0 \rightarrow 1$ (см. рис. 31) следует, что

$\varphi \approx \frac{(1-\alpha)\sqrt{2}}{\alpha} \equiv \frac{\omega_\beta}{\omega_\alpha}$. Более точный расчет дает следующее выражение:

$$\varphi = \frac{\omega_\beta}{\omega_\alpha} = \frac{0,8}{\sqrt{\alpha_0}}(1-\alpha).$$

С учетом этого получаем:

$$\omega_\beta = \omega_\alpha \frac{(1-\alpha) \cdot 0,8}{\sqrt{\alpha_0}}; \quad \omega_\beta = \frac{\omega_\alpha \cdot 0,8}{\beta} \text{ или оценочное отношение } \frac{\omega_\alpha}{\omega_\beta} \sim \beta.$$

Таким образом, в схеме с общим эмиттером предельная частота усиления по току много меньше, чем предельная частота \square в схеме с общей базой.

Частоты ω_α и ω_Γ могут быть выражены через физические параметры транзистора:

$$\omega_\alpha = \frac{2,43 \cdot L^2}{\tau_p W^2} = \frac{2,43 \cdot D \tau_p}{\tau_p D \tau_D} = \frac{2,43}{\tau_D}. \quad (59)$$

Величина β равно $\beta = \frac{1}{2} \left(\frac{L}{W} \right)^2$, тогда

$$\omega_\beta = \frac{2,43 \cdot L^2}{\tau_p W^2} = \frac{2,43 \cdot D \tau_p}{\tau_p D \tau_{\text{диф}}} \frac{1}{2} \left(\frac{L}{W} \right)^2 \approx \frac{1}{\tau_p}. \quad (60)$$

Для описания частотной зависимости $k(\omega)$ подставим в выражение для β частотно зависимый коэффициент переноса $\beta(\omega)$. Получим:

$$\beta(\omega) \frac{\alpha(\omega)}{1 - \alpha(\omega)} = \frac{\alpha_0 e^{-0,2i \frac{\omega}{\omega_\alpha}}}{1 + i \frac{\omega}{\omega_\alpha}} \frac{1}{1 - \frac{\alpha_0 e^{-0,2i \frac{\omega}{\omega_\alpha}}}{1 + i \frac{\omega}{\omega_\alpha}}}.$$

В заключение раздела построим эквивалентную схему биполярного транзистора на высоких частотах для схемы с общей базой (рис. 32). На приведенной эквивалентной схеме основные параметры элементов в эмиттерной, базовой и коллекторной цепи такие же, как и для эквивалентной схемы при малых частотах. Различие этих двух схем проявляется в коллекторной цепи, где частотная зависимость коэффициента передачи $\alpha(\omega)$ изображена в виде фазосдвигающей RC-цепочки C_ϕ и R_ϕ в коллекторной цепи.

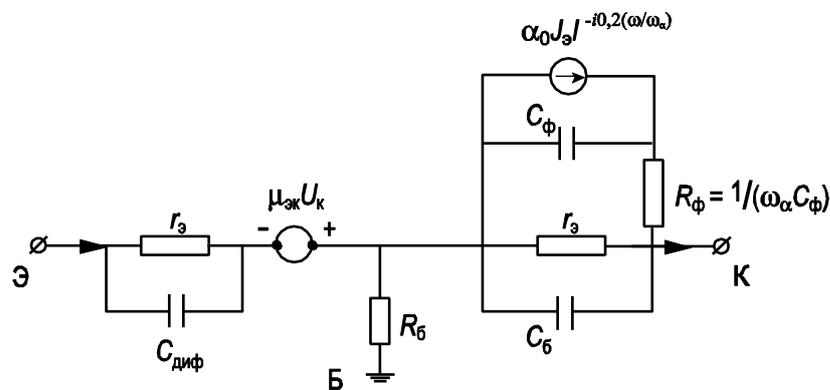


Рис. 32. Эквивалентная схема биполярного транзистора на высоких частотах для схемы с общей базой

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом в данной выпускной квалификационной работе были рассмотрены основные физические процессы в биполярных транзисторах, Вольт-амперные характеристики биполярного транзистора в активном режиме, дифференциальные параметры биполярных транзисторов в схеме с общей базой, коэффициент инжекции, коэффициент переноса, дифференциальное сопротивление, коэффициент обратной связи, объемное сопротивление базы, тепловой ток коллектора, биполярный транзистор в схеме с общим эмиттером, эквивалентная схема биполярного транзистора, дрейфовые транзисторы, параметры транзистора как четырехполюсника, частотные и импульсные свойства транзисторов.

Сведения, представленные здесь, могут быть использованы при самостоятельном обучении полупроводников и биполярных транзисторов, а также при проведении научных исследований по этой тематике.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физика твердого тела: Энциклопедический словарь /Гл. ред. В.Г. Барьяхтар, зам. глав. ред. В. Л. Винецкий. Т. 1, 2. Киев: Наукова думка, 1998.
2. Киреев А.С. Физика полупроводников /А.С. Киреев. М.: Высшая школа, 1969. 590 с.
3. Бонч-Бруевич В.Л. Физика полупроводников /В.Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. М.: Наука, 1977. 672 с.
4. Зи С. Физика полупроводниковых приборов /С. Зи. М.: Мир, 1984. Т.1, 456 с; Т.2, 456 с.
5. Шалимова К.В. Физика полупроводников /К.В. Шалимова. М.: Энергия, 1976. 416 с.
6. Орешкин П.Г. Физика полупроводников и диэлектриков /П.Г. Орешкин. М.: Высшая школа, 1972. 448 с.
7. Ю П. Основы физики полупроводников /П. Ю, М. Кардона. Пер. с англ. И.И. Решиной. Под ред. Б.П. Захарчени. 3-е изд. М.: Физматлит, 2002. 560 с.
8. Гуртов В.А. Основы физики структур металл – диэлектрик – полупроводник /В.А. Гуртов. Петрозаводск. 1983. 92 с.
9. Федосов Я.Л. Основы физики полупроводниковых приборов /Я.Л. Федосов. 2-е изд. М.: Советское радио, 1969. 592 с.
10. Гуртов В.А. Неравновесные процессы в структурах металл – диэлектрик – полупроводник /В.А. Гуртов. Петрозаводск. 1986. 104 с.
11. Гуртов В.А. Электронные процессы в структурах металл – диэлектрик – полупроводник /В.А. Гуртов. Петрозаводск. 1984. 116 с.
12. Полупроводниковые приборы: Справочник. Транзисторы /Под общ. ред. Н.А. Горюнова. М.: Энергоиздат, 1981. 1802 с.
13. Степаненко И.П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем /И.П. Степаненко. 4-е изд. М.: Энергия, 1977, 671 с.
14. Полупроводниковые приборы: Справочник. Транзисторы. А.В. Нефедов, В.И. Гордеева. М.: КубК-а, 1996. 420 с.
15. Гуртов В.А. Полевые транзисторы со структурой металл – диэлектрик – полупроводник /В.А. Гуртов. Петрозаводск, 1984. 92 с.

Электронно-дырочный переход. Транзистор

В современной электронной технике полупроводниковые приборы играют исключительную роль. За последние три десятилетия они почти полностью вытеснили электривакуумные приборы.

В любом полупроводниковом приборе имеется один или несколько электронно-дырочных переходов. Электронно-дырочный переход (или n - p -переход) – это область контакта двух полупроводников с разными типами проводимости.

В полупроводнике n -типа основными носителями свободного заряда являются [электроны](#); их концентрация значительно превышает концентрацию дырок ($n_n \gg n_p$). В полупроводнике p -типа основными носителями являются дырки ($n_p \gg n_n$). При контакте двух полупроводников n - и p -типов начинается процесс диффузии: дырки из p -области переходят в n -область, а электроны, наоборот, из n -области в p -область. В результате в n -области вблизи зоны контакта уменьшается концентрация электронов и возникает положительно заряженный слой. В p -области уменьшается концентрация дырок и возникает отрицательно заряженный слой. Таким образом, на границе полупроводников образуется двойной электрический слой, поле которого препятствует процессу диффузии электронов и дырок навстречу друг другу (рис. 1.14.1). Пограничная область раздела полупроводников с разными типами проводимости (так называемый запирающий слой) обычно достигает толщины порядка десятков и сотен межатомных расстояний. Объемные заряды этого слоя создают между p - и n -областями запирающее напряжение U_z , приблизительно равное 0,35 В для германиевых n - p -переходов и 0,6 В для кремниевых.

n - p -переход обладает удивительным свойством односторонней проводимости.

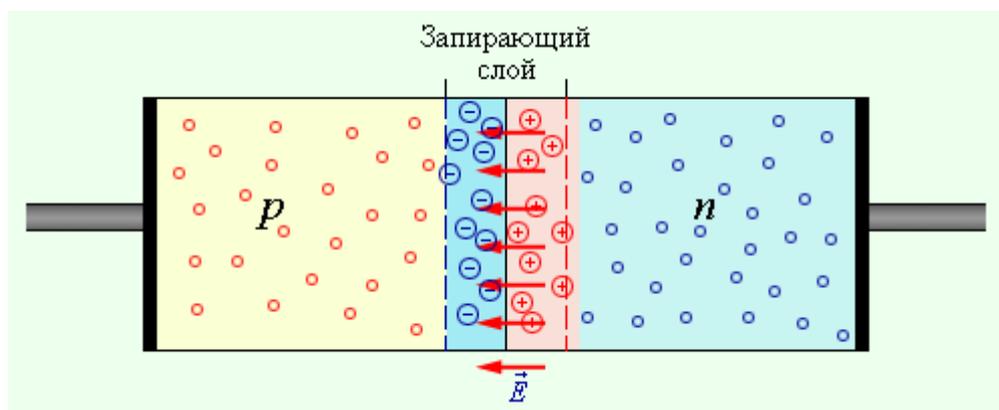


Рисунок 1.14.1.

Образование запирающего слоя при контакте полупроводников p - и n -типов

Если полупроводник с n - p -переходом подключен к источнику тока так, что положительный полюс источника соединен с n -областью, а отрицательный – с p -областью, то напряженность поля в запирающем слое возрастает. Дырки в p -области и электроны в n -области будут смещаться от n - p -перехода, увеличивая тем самым концентрации неосновных носителей в запирающем слое. Ток через n - p -переход практически не идет. Напряжение, поданное на n - p -переход в этом случае называют обратным. Весьма незначительный обратный ток обусловлен только собственной проводимостью полупроводниковых материалов, т. е. наличием небольшой концентрации свободных электронов в p -области и дырок в n -области.

Если p - n -переход соединить с источником так, чтобы положительный полюс источника был соединен с p -областью, а отрицательный с n -областью, то напряженность электрического поля в запирающем слое будет уменьшаться, что облегчает переход основных носителей через контактный слой. Дырки из p -области и электроны из n -области, двигаясь навстречу друг другу, будут пересекать p - n -переход, создавая ток в прямом направлении. Сила тока через p - n -переход в этом случае будет возрастать при увеличении напряжения источника.

Способность p - n -перехода пропускать ток практически только в одном направлении используется в приборах, которые называются полупроводниковыми диодами. Полупроводниковые диоды изготавливают из кристаллов кремния или германия. При их изготовлении в кристалл с каким-либо типом проводимости вплавляют примесь, обеспечивающую другой тип проводимости.

Полупроводниковые диоды используются в выпрямителях для преобразования переменного тока в постоянный. Типичная вольт-амперная характеристика кремниевого диода приведена на рис. 1.14.2.

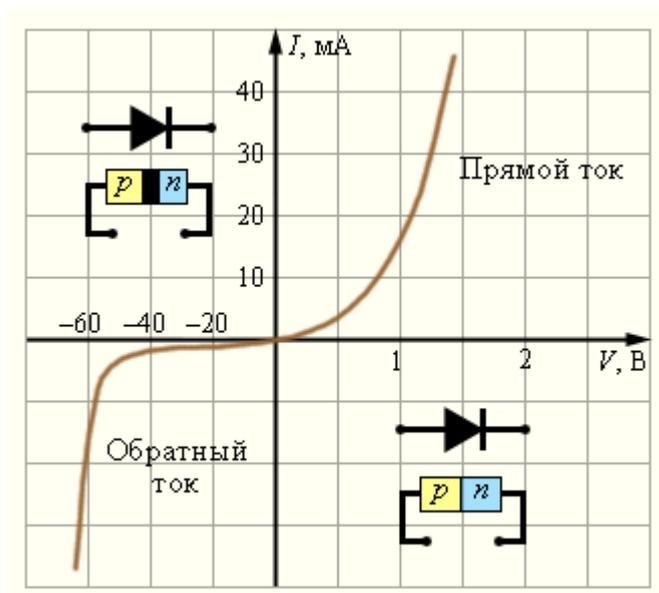


Рисунок 1.14.2.

Вольт-амперная характеристика кремниевого диода. На графике использованы различные шкалы для положительных и отрицательных напряжений

Полупроводниковые диоды обладают многими преимуществами по сравнению с вакуумными – малыми размерами, длительными сроками службы, механической прочностью. Существенным недостатком полупроводниковых диодов является зависимость их параметров от температуры. Кремниевые диоды, например, могут удовлетворительно работать только в диапазоне температур от -70 °С до 80 °С. У германиевых диодов диапазон рабочих температур несколько шире.

Полупроводниковые приборы не с одним, а с двумя p - n -переходами называются транзисторами. Название происходит от сочетания английских слов: transfer – переносить и resistor – сопротивление. Обычно для создания транзисторов используют германий и кремний. Транзисторы бывают двух типов: p - n - p -транзисторы и n - p - n -транзисторы. Например, германиевый транзистор p - n - p -типа представляет собой небольшую пластинку из германия с донорной примесью, т. е. из полупроводника n -типа. В этой пластинке со-

здаются две области с акцепторной примесью, т. е. области с дырочной проводимостью (рис. 1.14.3). В транзисторе $n-p-n$ -типа основная германиевая пластинка обладает проводимостью p -типа, а созданные на ней две области – проводимостью n -типа (рис. 1.14.4).

Пластинку транзистора называют базой (Б), одну из областей с противоположным типом проводимости – коллектором (К), а вторую – эмиттером (Э). Обычно объем коллектора превышает объем эмиттера. В условных обозначениях на схемах стрелка эмиттера показывает направление тока через транзистор.

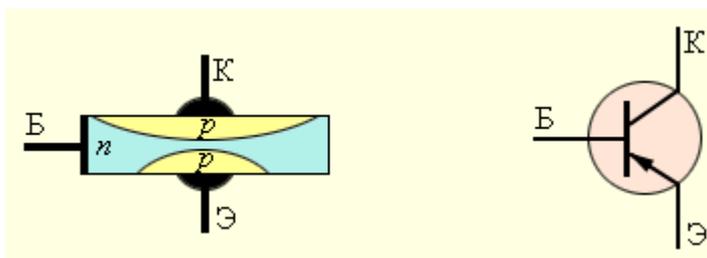


Рисунок 1.14.3.
Транзистор структуры $p-n-p$

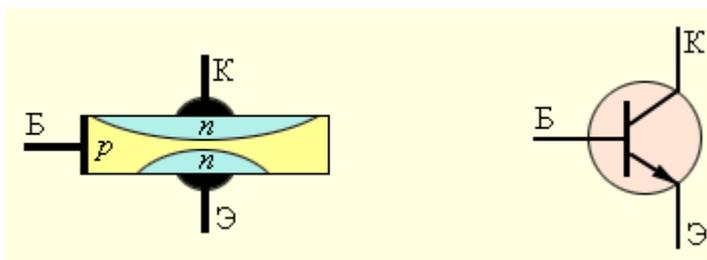


Рисунок 1.14.4.
Транзистор структуры $n-p-n$

Оба $n-p$ -перехода транзистора соединяются с двумя источниками тока. На рис. 1.14.5 показано включение в цепь транзистора $p-n-p$ -структуры. Переход «эмиттер–база» включается в прямом (пропускном) направлении (цепь эмиттера), а переход «коллектор–база» – в запирающем направлении (цепь коллектора).

Пока цепь эмиттера разомкнута, ток в цепи коллектора очень мал, так как для основных носителей свободного заряда – электронов в базе и дырок в коллекторе – переход заперт.

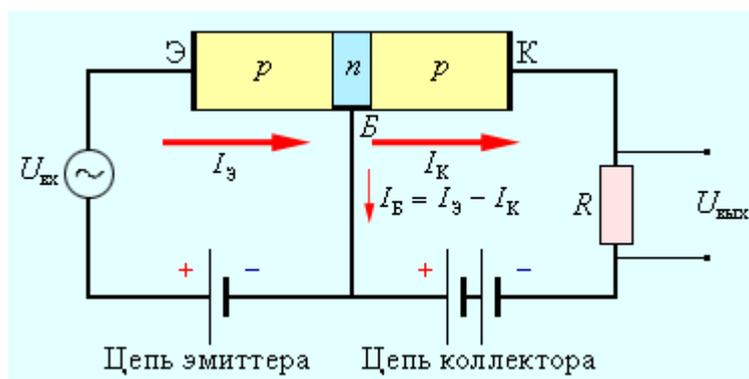


Рисунок 1.14.5.
Включение в цепь транзистора $p-n-p$ -структуры

При замыкании цепи эмиттера дырки – основные носители заряда в эмиттере – переходят из него в базу, создавая в этой цепи ток I_b . Но для дырок, попавших в базу из эмиттера, $n-$

p-переход в цепи коллектора открыт. Большая часть дырок захватывается полем этого перехода и проникает в коллектор, создавая ток I_k . Для того, чтобы ток коллектора был практически равен току эмиттера, базу транзистора делают в виде очень тонкого слоя. При изменении тока в цепи эмиттера изменяется сила тока и в цепи коллектора.

Если в цепь эмиттера включен источник переменного напряжения (рис. 1.14.5), то на резисторе R , включенном в цепь коллектора, также возникает переменное напряжение, амплитуда которого может во много раз превышать амплитуду входного сигнала. Следовательно, транзистор выполняет роль усилителя переменного напряжения.

Однако такая схема усилителя на транзисторе является неэффективной, так как в ней отсутствует усиление сигнала по току, и через источники входного сигнала протекает весь ток эмиттера $I_э$. В реальных схемах усилителей на транзисторах источник переменного напряжения включают так, чтобы через него протекал только небольшой ток базы $I_б = I_э - I_k$. Малые изменения тока базы вызывают значительные изменения тока коллектора. Усиление по току в таких схемах может составлять несколько сотен.

В настоящее время полупроводниковые приборы находят исключительно широкое применение в радиоэлектронике. Современная технология позволяет производить полупроводниковые приборы – диоды, транзисторы, полупроводниковые фотоприемники и т. д. – размером в несколько микрометров. Качественно новым этапом электронной техники явилось развитие микроэлектроники, которая занимается разработкой интегральных микросхем и принципов их применения.

Интегральной микросхемой называют совокупность большого числа взаимосвязанных элементов – сверхмалых диодов, транзисторов, конденсаторов, резисторов, соединительных проводов, изготовленных в едином технологическом процессе на одном кристалле. Микросхема размером в 1 см^2 может содержать несколько сотен тысяч микроэлементов.

Применение микросхем привело к революционным изменениям во многих областях современной электронной техники. Это особенно ярко проявилось в электронной вычислительной технике. На смену громоздким ЭВМ, содержащим десятки тысяч электронных ламп и занимавшим целые здания, пришли персональные компьютеры.