

# Краткий экскурс в электронику

А. А. Григорьев

## 1. Базовые представления

Этот раздел задуман как элементарное введение в электронику. В нем нет сложной математики и тяжеловесных формул. Внимание сосредоточено на том, чтобы представить категории мышления, важные для умозрительного понимания принципов работы электронных компонентов и составленных из них электронных схем. Встречающиеся по ходу дела количественные оценки не претендуют на точность. Их назначение – дать самое общее представление о порядках обсуждаемых величин.

Понимание электроники не требует и особо обширных физических познаний. Достаточно представлений об электрических потенциалах  $\varphi$ , разностях потенциалов – напряжениях  $U$ , токах  $I$  и сопротивлениях  $R$ . То, что существенно на самом деле – это свободное, на уровне спинного мозга, владение законом Ома в трех формах:  $U = IR$ ,  $I = \frac{U}{R}$ ,  $R = \frac{U}{I}$ . Почти все логические построения на проверку оказываются не более как результатами многоходового применения этих форм.

### 1.1. Немного о биполярных транзисторах

Схемотехнически транзистор – это электронный компонент с тремя выводами (трехполюсник). Выводы эти неравноценны и именуются базой, коллектором и эмиттером, рис. 1.

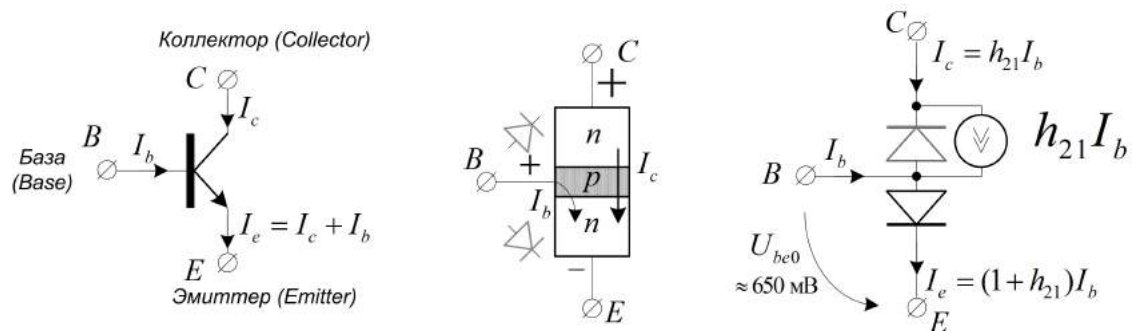


Рис. 1. Биполярный  $n$ - $p$ - $n$  транзистор

Внутри транзистора находится бутерброд из трех слоев полупроводника (кремния) с разными типами проводимости. В слоях с электронной проводимостью  $n$  типа свободными носителями являются отрицательно заряженные электроны, в слое  $p$  типа с дырочной проводимостью – положительно заряженные дырки. На границах слоев образуется два  $p$ - $n$  перехода – эмиттерный и коллекторный. Каждый из этих переходов обладает свойствами диода – двухполюсника, который проводит ток только в одном направлении. Диод открывается, когда положительный потенциал приложен к его аноду – слою  $p$  типа. Величина открывающего напряжения должна превышать пороговое значение  $U_0 \simeq 650$  мВ – контактную разность потенциалов на  $p$ - $n$  переходе.

Если пару диодов встречно соединить анодами, транзистора не получится. Принципиальное значение имеет малость толщины базового слоя. Механизм работы биполярного транзистора в общих чертах таков: приложим к базе положительный потенциал относительно эмиттера с тем, чтобы открыть диод база-эмиттер. Это снимет потенциальный барьер на эмиттерном  $p-n$  переходе и откроет диффузию электронов из эмиттера в базу. Появится базовый ток. Но, поскольку база тонкая, большая часть просочившихся из эмиттера в базу электронов будет долетать до области коллекторного  $p-n$  перехода, попадать там в ускоряющее электрическое поле и выбрасываться этим полем в слой коллектора. Возникнет коллекторный ток, значительно превышающий базовый. Создается возможность управлять большим коллекторным током изменяя состояние перехода база-эмиттер, то есть варьируя малый базовый ток. Величина коллекторного тока определяется состоянием эмиттерного  $p-n$  перехода и почти не зависит от потенциала на коллекторе.

В эквивалентной схеме на рис. 1 эффект захвата «чужих» носителей коллектором учитывается добавлением параллельно коллекторному диоду управляемого источника тока, который создает коллекторный  $I_c = h_{21}I_b$  ток, пропорциональный току базы  $I_b$ . Коллекторный ток сливается с базовым и вместе они протекают по эмиттерному диоду, образуя ток эмиттера  $I_e = I_c + I_b$ . Коэффициент  $h_{21}$  известен как статический коэффициент передачи тока. Это основной параметр биполярного транзистора. Такое странное обозначение избрано для него потому, что он имеет прямое отношение к одному из четырех  $h$ -параметров  $h_{jk}$ , о которых речь пойдет ниже. Полезно, чтобы оно примелькалось с самого начала. Используется также альтернативное обозначение –  $\beta$ . У распространенных транзисторов значения коэффициентов передачи тока варьируются 30 до 700. Типовое значение  $h_{21} = \beta$  – порядка 100.

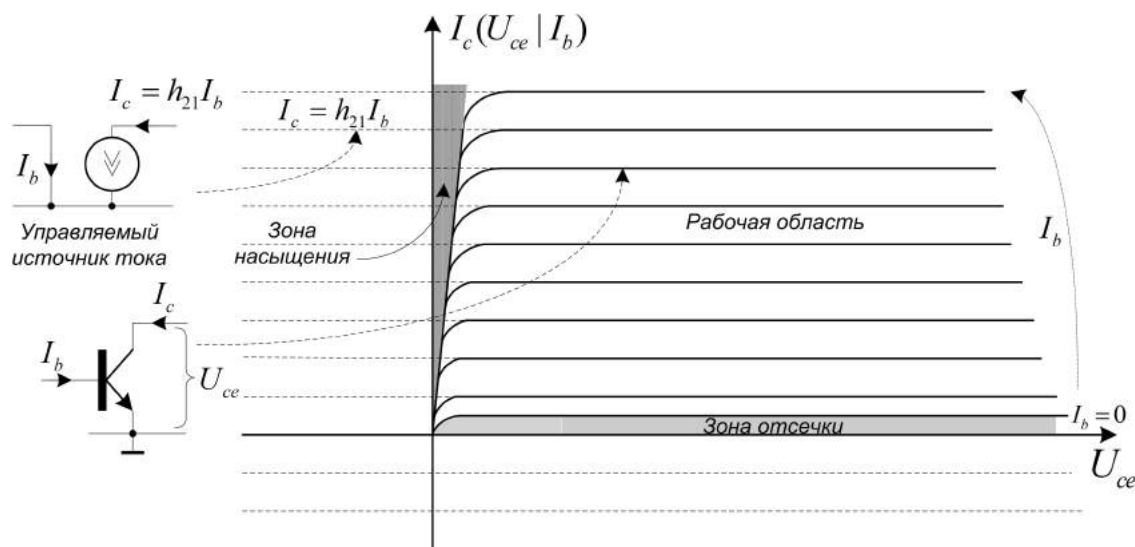


Рис. 2. Семейство коллекторных характеристик

Первое, что нужно знать о транзисторе, – это то, что он является управляемым источником (усилителем) тока с коэффициентом передачи  $h_{21} \simeq 100$ . Степень адекватности этой модели иллюстрирует рис. 2, на котором сопоставлены характеристики идеального управляемого источника тока и коллекторные характеристики реального транзистора – зависимости коллекторного тока  $I_c$  от напряжения  $U_{ce}$  на переходе коллектор-эмиттер для ряда фиксированных значений тока базы  $I_b$ .

Характеристики управляемого источника – это пунктирные горизонтальные ли-

нии с уровнями  $I_c = h_{21}I_b$  (ток источника не зависит от напряжения на нем). Характеристики транзистора похожи. Но это сходство имеет место не во всей плоскости ток-напряжение, а только в ее первом квадранте. Коллекторный ток транзистора, равно как и ток базы, всегда положителен. Это исключает возможность попадания в зону отсечки с  $I_c \leq 0$ . Когда потенциал коллектора  $U_{ce}$  опускается ниже потенциала базы  $\simeq 650$  мВ, открывается также и диод база-коллектор. Транзистор вырождается в три спаянные в точку провода, а его переход коллектор-эмиттер начинает вести себя подобно небольшому сопротивлению. Это зона насыщения.

Таким образом, реальный транзистор ведет себя «пристойно» – как управляемый источник тока – только в первом квадранте, при  $I_c > 0$ ,  $U_{ce} > 0$ , вне зон отсечки и насыщения. Это его рабочая область. Ограниченность рабочей области создает дополнительные хлопоты – приходится специально заботиться о том, чтобы вывести в нее действующий режим транзистора.

Бутерброд из  $n$  и  $p$  слоев можно приготовить двумя способами –  $n$ - $p$ - $n$  и  $p$ - $n$ - $p$ . Соответственно, транзисторы представлены на рынке комплиментарными парами – для любого  $n$ - $p$ - $n$  транзистора имеется его  $p$ - $n$ - $p$  двойник, рис. 3, отличающийся полярностями включения эмиттерного и коллекторного диодов. Комплиментарные транзисторы различаются направлениями токов и полярностями напряжений – переход база-эмиттер  $p$ - $n$ - $p$  транзистора открывается отрицательным потенциалом на базе.

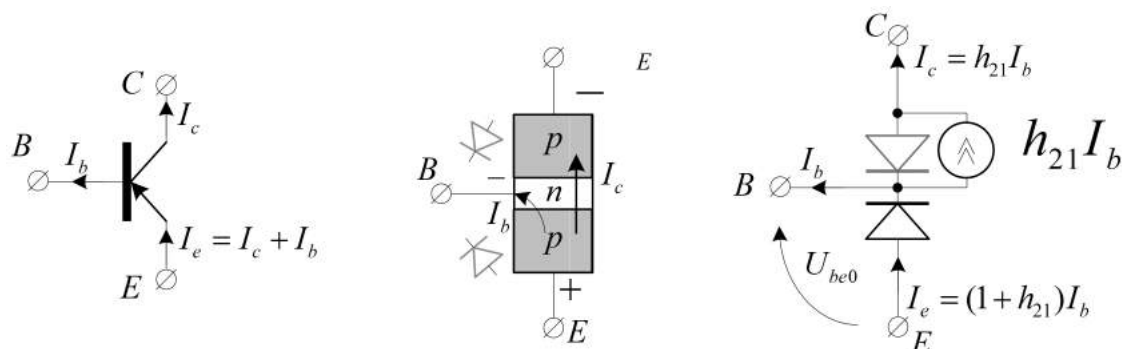


Рис. 3. Биполярный  $p$ - $n$ - $p$  транзистор

При взгляде на бутерброды на рисунках может показаться, что эмиттер транзистора не отличается от коллектора. Это заблуждение. Тонкость базового слоя – это далеко не все, что нужно для нормальной работы транзистора. Важны также большая площадь коллекторного перехода, позволяющая ему эффективно перехватывать попавшие в слой базы носители, и сильная неравновесность эмиттерного перехода. Концентрация носителей в слое эмиттера значительно превышает их концентрацию в базе. Благодаря этому ток через эмиттерный переход создается в основном диффузией носителей из эмиттера в базу. Компонента же тока, связанная с диффузией носителей из базы в эмиттер, не имеющая отношения к формированию коллекторного тока, пренебрежимо мала.

На мнемонических обозначениях транзисторов эмиттер отличает от коллектора стрелка. Ее направление определяет тип транзистора – стрелка всегда указывает на наличие-отсутствие в базе носителей  $n$  типа – электронов. Для  $p$ - $n$ - $p$  транзисторов она указывает на базу, для  $n$ - $p$ - $n$  – от нее.

## 1.2. Мимоходом об источниках

Первое, с чем нужно свыкнуться изучающему электронику, – это то, что наряду с привычными источниками напряжения (батарейками) в природе на равных правах существуют источники тока. Транзистор как раз и относится к их семейству.

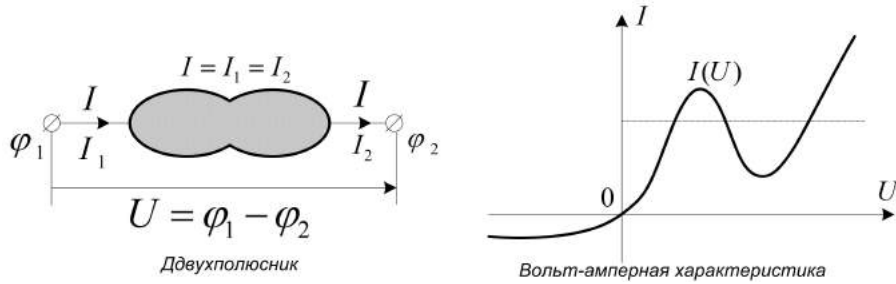


Рис. 4. Двухполюсник и его вольт-амперная характеристика

В основе всего лежит представление о двухполюснике, рис. 4, – электронном компоненте с двумя выводами (полюсами). На полюсах действуют узловые потенциалы  $\varphi_1, \varphi_2$  и через них протекают токи  $I_1, I_2$ , так что состояние двухполюсника в схеме, в принципе, характеризуется четырьмя переменными. Переход к разности потенциалов  $U = \varphi_1 - \varphi_2$  (напряжению между полюсами) исключает одну из них. Закон отсутствия внутреннего электростатического заряда, согласно которому полный заряд внутри двухполюсника равен нулю, дает основание приравнять втекающий и вытекающий токи  $I_1 = I_2 = I$ . Размерность пространства состояний снижается до двух. В результате оказывается, что свойства двухполюсника вполне определяются его вольт-амперной характеристикой – кривой в плоскости  $(I, U)$ .

Двухполюсник линеен, если его вольт-амперная характеристика – это прямая линия, проходящая через начало координат. Класс линейных двухполюсников исчерпывается резисторами с положительным или отрицательным сопротивлением  $R$ , рис. 5. В точке  $(I, U)$  резистор с положительным сопротивлением рассеивает мощность  $P = UI = I^2 R = \frac{U^2}{R}$ , а резистор с отрицательным сопротивлением такую же мощность отдает.

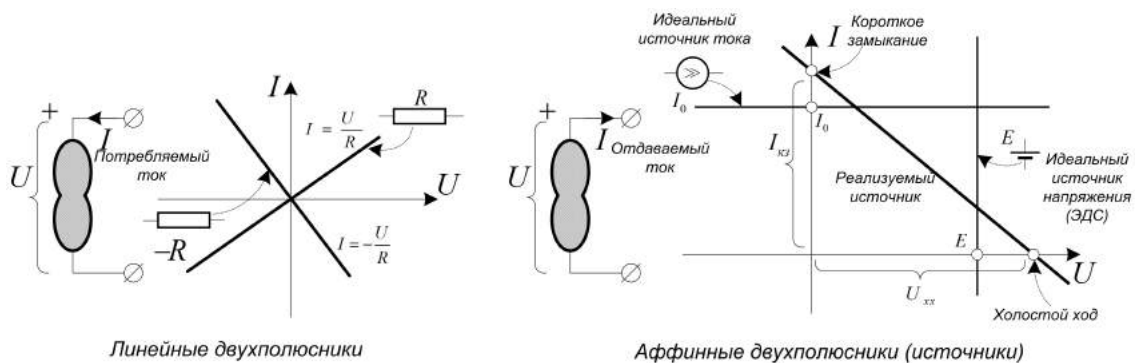


Рис. 5. Линейные и аффинные двухполюсники

Существуют также аффинные двухполюсники, вольт-амперные характеристики которых через начало координат не проходят. Это и есть источники. Чаще их назы-

вают линейными активными двухполюсниками.

Вертикальная аффинная прямая, рис. 5, представляет идеальный источник (генератор) напряжения – двухполюсник, напряжение  $U$  на котором равно номинальному значению  $E$  независимо от тока.

Горизонтальная же аффинная прямая отвечает идеальному источнику (генератору) тока – двухполюснику, через который протекает номинальный ток  $I_0$  независимо от напряжения между полюсами.

Идеальные генераторы напряжения и тока двойственны – если один, то и другой. Оба они не реализуемы физически. Генератор напряжения невозможно представить себе в режиме короткого замыкания – по нему будет протекать бесконечный ток. Генератор же тока нельзя представить себе в режиме холостого хода, когда к его полюсам ничего не подключено. В бесконечность обращается напряжение.

Вольт-амперная характеристика любого физически реализуемого источника всегда имеет конечный наклон и вполне характеризуется конечными значениями напряжения холостого хода  $U_{xx}$  и тока короткого замыкания  $I_{кз}$ , рис. 5. Отношение  $R = \frac{U_{xx}}{I_{кз}}$  определяет эквивалентное сопротивление источника – коэффициент наклона его прямолинейной вольт-амперной характеристики. Мощность, отдаваемая источником в точке  $(I, U)$  составляет  $P = U_{xx} I_{кз} \eta (1 - \eta)$ , где  $\eta = \frac{I}{I_{кз}}$  или  $\eta = \frac{U}{U_{xx}}$  и оказывается положительной на отрезке от точки короткого замыкания до точки холостого тока. Это и оправдывает применительно к нему эпитет «активный». Отдаваемая мощность максимальна при  $\eta = \frac{1}{2}$  и составляет  $P = \frac{U_{xx} I_{кз}}{4}$ .

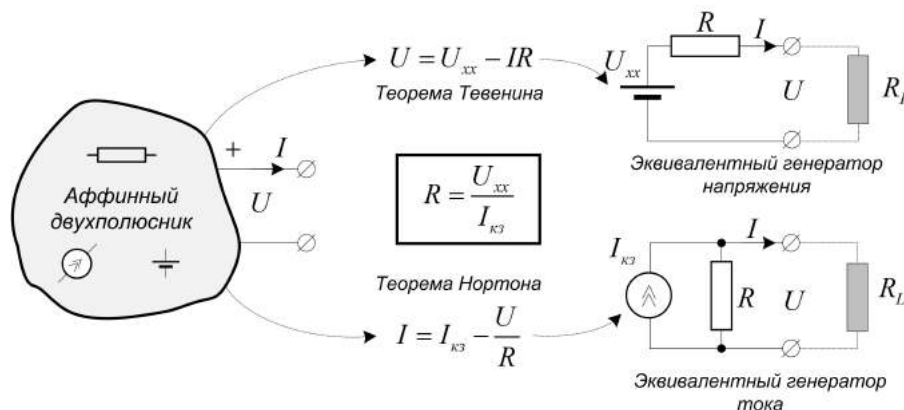


Рис. 6. Теоремы об эквивалентном генераторе

Выразив напряжение  $U$  на двухполюснике как функцию отдаваемого им тока  $I$  ( $U = U_{xx} - IR$ ), приходим к эквивалентной схеме источника в виде идеального генератора напряжения (напряжения холостого хода) с последовательным внутренним сопротивлением, рис. 6. Выразив же ток как функцию напряжения ( $I = I_{кз} - \frac{U}{R}$ ), получим эквивалентную схему того же источника как идеального генератора тока (тока короткого замыкания) с параллельным внутренним сопротивлением. В теории цепей эти факты известны как теоремы Тевенина/Норттона об эквивалентном генераторе.

Источник может быть сложно устроен внутри. К примеру, им может быть выход усилителя. Незамысловатое умение посмотреть на него как на один из эквивалентных генераторов на рис. 6 играет важнейшую концептуальную роль в анализе схем.

Вопрос о том, какая из двойственных моделей более адекватна, имеет вполне разумительный ответ. Все зависит от соотношения между внутренним сопротивлением  $R$  и предполагаемым сопротивлением нагрузки  $R_L$ . Когда источник эксплуатируется

в режиме почти холостого хода ( $R_L \gg R$ ), он похож на генератор напряжения. В режиме же, близком к короткому замыканию ( $R_L \ll R$ ), тот же источник ведет себя как генератор тока.

Задачу нахождения внутреннего сопротивления источника радикально упрощает прием с преобразованием аффинного двухполюсника в линейный. Для того, чтобы осуществить это преобразование нужно проникнуть внутрь источника и обнулить там все *неуправляемые* генераторы напряжений и токов. Управляемые источники остаются как есть. Нулевой источник напряжения – это короткое замыкание, а нулевой источник тока – это разрыв цепи. Прodelав это, мы получаем линейный двухполюсник с тем же наклоном вольт-амперной характеристики. Его сопротивление можно определить по принципу омметра – приложим напряжение  $U$  и посмотрим, какой ток  $I$  возникнет. Внутреннее сопротивление найдем как отношение  $R = \frac{U}{I}$ . Взгляните на эквивалентные генераторы на рис. 6. При замыкании источника напряжения или обрыве источника тока от них остается как раз внутренне сопротивление  $R$ .

В формулах на рис. 6 напряжения и токи можно заменить их комплексными амплитудами, а сопротивление – импедансом. Поэтому теоремы об эквивалентном генераторе остаются справедливыми и для реактивных источников с емкостями и индуктивностями. Всякий реактивный аффинный двухполюсник эквивалентен источнику напряжения с некоторой комплексной амплитудой и последовательным выходным импедансом или источнику тока с тем же параллельным импедансом.

### 1.3. Механизм усиления, динамический диапазон

Итак, транзистор это усилитель тока. Сигналами же обычно являются колебания потенциалов (напряжений). Как реализовать усиление напряжения, располагая усилителем тока? Ответ прост – нужно преобразовать напряжение в ток, усилить его, а затем выполнить обратное преобразование усиленного тока в напряжение. В схеме на рис. 7а усиливаемое напряжение управляет базовым током, а обратное преобразование тока  $I_c$  в выходное напряжение  $U_c$  осуществляется на резисторе нагрузки  $R_c$ . Источник питания  $E$  нужен для того, чтобы вывести транзистор в рабочую область.

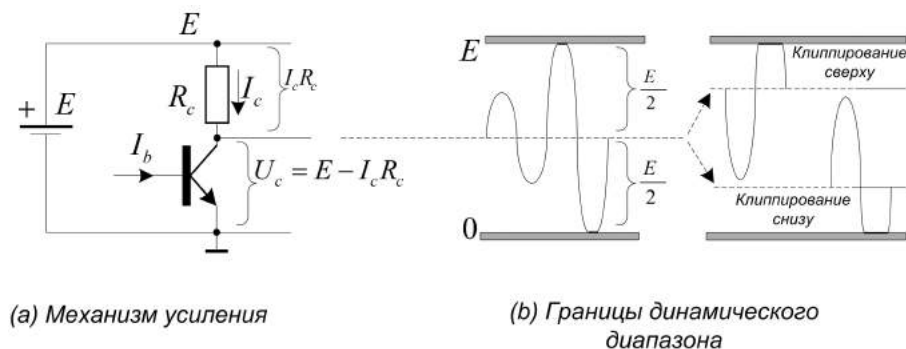


Рис. 7. К механизму усиления

Вообразите себя стоящим в районе базы транзистора на рис. 7а. В руке у Вас вентиль управления базовым током  $I_b$ . Ваша цель – варьировать ток базы и смотреть, как это влияет на потенциал коллектора  $U_c$ . Установим, для начала,  $I_b = 0$ . Тогда и ток коллектора  $I_c = h_{21} I_b$  окажется нулевым, а потенциал  $U_c$  совпадет с напряжением питания  $E$ . Мы стоим на границе зоны отсечки. Двинуться выше можно только задав отрицательное значение  $I_c$ , а в реальном транзисторе такого не бывает. С увеличением тока базы растет и коллекторный ток. Потенциал же коллектора

$U_c = E - I_c R_c$  движется при этом вниз до тех пор, пока не достигнет окрестности нуля. Здесь транзистор попадает в зону насыщения – дальнейший рост базового тока уже не сопровождается снижением потенциала коллектора.

Бросается в глаза факт ограниченности диапазона изменения потенциала коллектора – ограниченности динамического диапазона усилителя по выходу. Когда колебания потенциала коллектора (усиленный сигнал) становятся слишком большими, их начинает банально «обрезать» сверху и снизу. Возникающие при этом характерные искажения формы сигнала называют клиппированием, рис. 7б.

При усилении двухполярного сигнала, важно, чтобы клиппирование сверху и снизу наступало одновременно – это обеспечивает наибольший предельный уровень неискаженного выходного сигнала. А для этого начальный режим усилителя следует выбрать так, чтобы потенциал коллектора в покое находился посередине между нулем и питанием:  $U_c^0 \simeq E/2$ . Тогда, в процессе работы усилителя, потенциал этот сможет смещаться вверх и вниз одинаково.

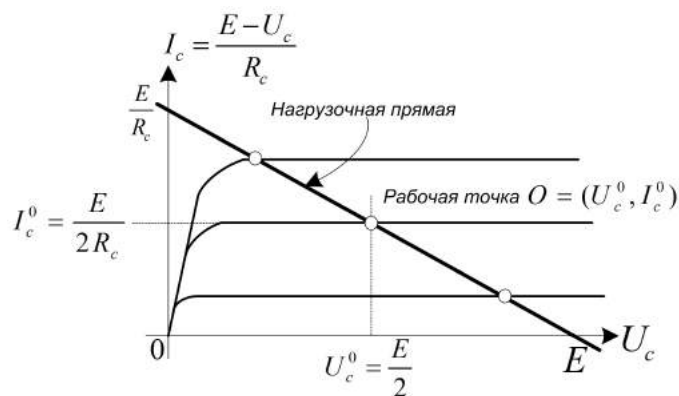


Рис. 8. Построение нагрузочной прямой

Приведенные умозрительные рассуждения формализует процедура построения нагрузочной прямой в плоскости  $(I_c, U_c)$  коллекторных характеристик транзистора, рис. 8. Нагрузочная прямая – это просто график уравнения  $U_c = E - I_c R_c$ , которое выражает связь между переменными  $(I_c, U_c)$ , обусловленную внешней по отношению к транзистору цепью. Это прямая линия, проходящая через точки  $(0, E)$  и  $(E/R_c, 0)$ .

Точка пересечения нагрузочной прямой с графиком коллекторной характеристики транзистора  $I_c(U_c|I_b)$  – рабочая точка транзистора  $O$  – определяет значения  $(I_c^0, U_c^0)$  переменных  $(I_c, U_c)$  при текущем значении тока базы  $I_b$ . Изменения этого тока трансформируют вид коллекторной характеристики, а это вызывает движение рабочей точки вдоль нагрузочной прямой. Проекция этого движения на ось напряжений и определяет закон изменения потенциала  $U_c$  на коллекторе – выходной сигнал усилителя.

Поскольку рабочая область транзистора ограничена первым квадрантом плоскости  $(I_c, U_c)$ , для использования доступен лишь отрезок нагрузочной прямой, лежащий внутри этого квадранта – от зоны отсечки до зоны насыщения. Это и определяет границы динамического диапазона усилителя. Оптимальное начальное положение рабочей точки – в середине отрезка нагрузочной прямой, то есть при  $U_c^0 = E/2$ .

#### 1.4. Задание начального режима током базы

Чтобы выставить начальный режим транзистора оптимально – в середине динамического диапазона, нужно добиться того, чтобы падение напряжения на резисторе  $R_c$  составляло половину питания  $E$ . Это дает значение  $I_c = \frac{E}{2R_c}$  для оптимального начального коллекторного тока – режимного тока транзистора. Такой коллекторный ток можно получить, подключив к базе транзистора идеальный генератор тока с величиной  $I_b = \frac{I_c}{h_{21}} = \frac{E}{2h_{21}R_c}$ , рис. 9.

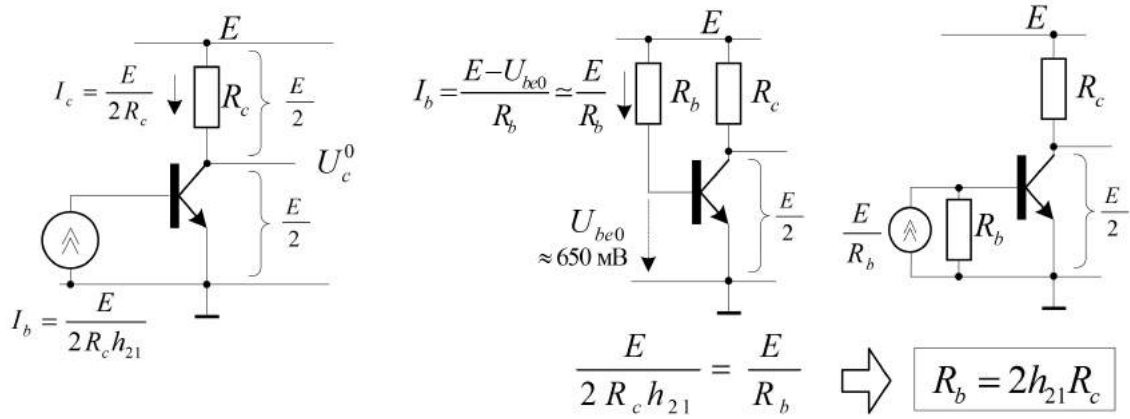


Рис. 9. Выбор базового резистора

Более практично задать начальный базовый ток  $I_b \simeq \frac{E}{R_b}$ , установив в цепь базы резистор  $R_b$ . Это эквивалентно подключению к базе источника тока с величиной  $\frac{E}{R_b}$  и внутренним сопротивлением  $R_b$ . Поскольку резистор  $R_b$  достаточно велик, ответвляющийся в него ток несущественен. Очевидный вывод расчетной формулы для оптимального значения базового резистора приведен на рисунке.

Оптимальное значение резистора  $R_b$  напрямую зависит от коэффициента передачи тока  $h_{21}$ . Реальные же транзисторы имеют большой технологический разброс по этому параметру. Так что базовый резистор приходится подбирать под каждый данный экземпляр транзистора индивидуально. Необходимость этой тонкой подгонки делает схему с заданием тока базы мало пригодной для массового производства. В этой связи ее называют нестабилизированной, в отличие от более совершенных стабилизированных схем, в которых зависимость режима от  $h_{21}$  подавлена. К тому же, эта схема не обеспечивает достаточную стабильность начального режима при изменении температуры.

#### 1.5. Последний шаг к настоящему усилителю

Теперь, когда начальный режим транзистора выставлен в рабочей области примерно посередине нагрузочной прямой, можно попытаться что-нибудь усилить.

При попытке подключить к базе транзистора источник усиливаемого сигнала  $e(t)$ , рис. 10а, возникает проблема. Дело в том, что потенциал источника колеблется около нуля вольт, а потенциал базы транзистора отличен от нуля – составляет  $U_{be0} \simeq 650 \text{ мВ}$ , рис. 10б. Если соединить источник с базой проводником, потенциал базы упадет до нуля, а ток, заданный резистором  $R_b$ , замкнется на землю через нулевое сопротивление источника сигнала. Это катастрофа – все наши усилия по заданию правильного начального значения базового тока сведены на нет.



Выручает подключение источника к базе через переходной (разделительный, блокировочный) конденсатор  $C_b$ . Конденсатор этот заряжается протекающим по резистору  $R_b$  током до потенциала базы  $U_{be0}$  и принимает на себя разность между отличной от нуля постоянной составляющей потенциала базы и нулевой постоянной составляющей потенциала источника. Разность же потенциалов между выводами конденсатора «не умеет» изменяться быстро – напряжение на емкости  $U_c = Q/C$  пропорционально заряду  $Q$ , а заряд этот равен интегралу от протекающего по конденсатору тока. Если этот ток мал, а его среднее значение – нулевое, заряд почти не меняется. Мало меняется и напряжение на конденсаторе. Таким образом, переходной конденсатор уравнивает быстро меняющиеся переменные составляющие потенциалов базы и источника, сохраняя различие между их постоянными составляющими, рис. 10b.

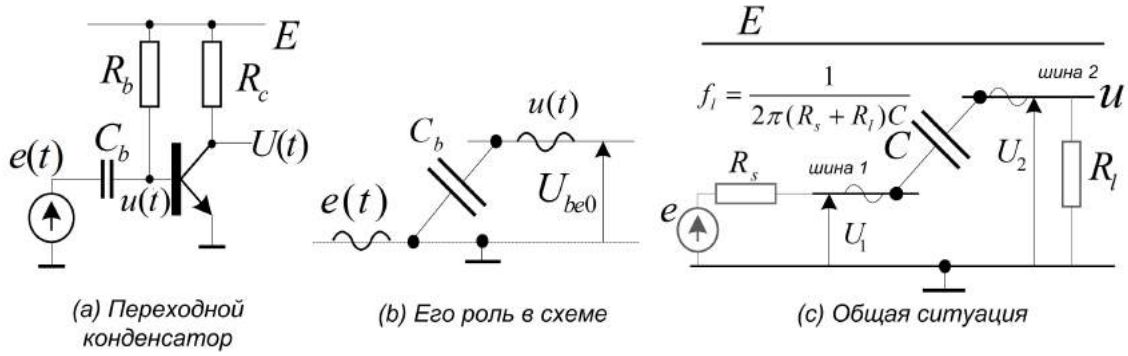


Рис. 10. Переходной конденсатор

Прием введения переходного конденсатора чрезвычайно распространен в схемотехнике. Быть переходным – это самая массовая профессия среди конденсаторов. Прием этот выручает всякий раз, когда возникает потребность передать полезный сигнал – колебания потенциала – с шины 1 на шину 2, находящуюся под другим постоянным потенциалом  $U_2 \neq U_1$ , рис. 10c. Разделительный конденсатор соединяет эти шины для быстро меняющихся переменных составляющих и развязывает их по постоянным составляющим.

Трюк с переходным конденсатором не проходит даром – он тут же лишает возможности усиливать медленно меняющиеся сигналы. Переходной конденсатор вызывает спад усиления на низких частотах. Усилитель перестает быть усилителем постоянного тока, способным работать вплоть до нулевой частоты. Чтобы составить представление о масштабе бедствия, следует посмотреть на шину 1 как на источник сигнала со внутренним сопротивлением  $R_s$ , а на шину 2 – как на нагрузку с сопротивлением  $R_l$ . Компоненты  $R_s, C, R_l$  образуют тогда дифференцирующую цепь с комплексным коэффициентом передачи

$$K(j\omega) = \frac{u}{e} = \frac{R_l}{(R_s + R_l) \left(1 + \frac{1}{j\omega C(R_s + R_l)}\right)},$$

модуль которого падает до уровня  $1/\sqrt{2} \simeq 0.7$  на граничной частоте  $f_l = \frac{1}{2\pi C(R_s + R_l)}$ . Это и есть оценка нижней граничной частоты усиления, обусловленной данным переходным конденсатором  $C$ . Если таких конденсаторов несколько – каждый из них даст свой вклад в спад усиления на низких частотах.

## 1.6. Постоянные и переменные составляющие

Транзистор ведет себя «пристойно», выполняя функцию усилителя тока, только в рабочей области – первом квадранте плоскости коллекторных характеристик. Поэтому в любой работоспособной схеме на транзисторе токи и напряжения обладают отличными от нуля начальными значениями  $(U_0, I_0)$ , которые существуют безотносительно к какому-либо полезному сигналу. После включения сигнала токи/напряжения начинают колебаться около своих начальных значений:  $U(t) = U_0 + u(t)$ ,  $I(t) = I_0 + i(t)$ . Именно эти колебания  $u(t), i(t)$  – переменные составляющие напряжений/токов, наблюдаемые на фоне ненулевых «подставок» – постоянных составляющих  $(U_0, I_0)$ , и представляют интерес.

Разделение сигналов на постоянные и переменные составляющие играет принципиальную роль в анализе электронных схем. Мы уже сталкивались с ним выше, при обсуждении переходных конденсаторов. За любой реальной электронной схемой с реальными токами и напряжениями всегда скрывается некая эквивалентная схема для переменных составляющих, которая, собственно говоря, и представляет интерес. Реальная схема существенно нелинейна – следствие нелинейности элементной базы. Эквивалентную же схему удастся линеаризовать, пользуясь предположением о малости переменных составляющих – нелинейная функция сколь угодно хорошо аппроксимируется линейной в достаточно малой окрестности начальной точки.

Размышляя о переменных составляющих, удобно представлять их себе как синусоидальные, гармонические добавки к постоянным составляющим. На самом деле переменные составляющие могут иметь произвольную временную форму и изменяться сколь угодно медленно или не изменяться вовсе. Так что оксюморон «постоянная переменная составляющая» не лишен смысла.

Умение видеть за реальными нелинейными компонентами и составленными из них схемами линеаризованные модели для переменных составляющих токов и напряжений, пригодные в окрестности некоторого начального режима, и составляет основу регулярных методов оценивания характеристик (малосигнальных параметров) электронных схем. Поясним непростую для понимания и исполнения технику линеаризации простым примером на рис. 11.

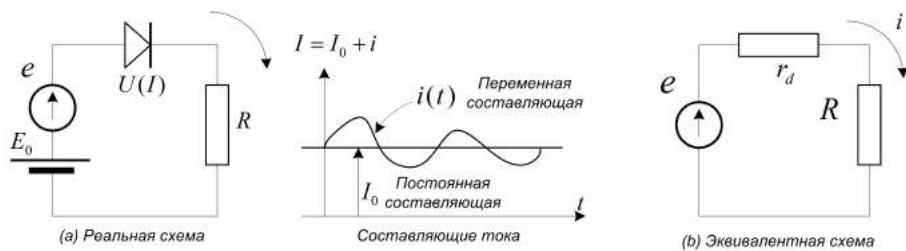


Рис. 11. К понятию о малосигнальной эквивалентной схеме

К последовательному соединению резистора  $R$  и нелинейного элемента (диода) с вольт-амперной характеристикой  $U(I)$  приложено напряжение с постоянной составляющей  $E_0$  и переменной составляющей  $e$ . Требуется найти ток  $I$  в цепи – решение нелинейного уравнения

$$E_0 + e = U(I) + IR.$$

Обнулим для начала переменную составляющую напряжения  $e$  и найдем постоянную составляющую тока  $I_0$  как решение уравнения  $E_0 = U(I_0) + I_0 R$ . Пара  $(E_0, I_0)$  – это начальный режим нашей схемы (режим по постоянному току). А теперь представим

ток  $I$  суммой постоянной и переменной составляющих:  $I = I_0 + i$ . Получим

$$E_0 + e = U(I_0 + i) + I_0 R + iR.$$

Нелинейная функция  $U(I)$  в малой окрестности начального тока  $I_0$  аппроксимируется линейной

$$U(I_0 + i) \simeq U(I_0) + \left. \frac{dU}{dI} \right|_{I=I_0} i = U(I_0) + r_d i,$$

где  $r_d$  – это дифференциальное сопротивление диода (производная от напряжения на нем по току, вычисленная в точке  $I_0$ ). Это дает

$$E_0 + e = U(I_0) + r_d i + I_0 R + iR.$$

Но параметры  $(E_0, I_0)$  начального режима удовлетворяют уравнению  $E_0 = U(I_0) + I_0 R$ . Поэтому

$$e = r_d i + R i.$$

Это и есть линеаризованное уравнение нашей схемы для переменных составляющих тока и напряжения. Ему отвечает показанная на рис. 11b малосигнальная эквивалентная схема.

При анализе электронных схем ключевую роль играет нехитрое умение увидеть за «живой» схемой для реальных напряжений и токов, рис. 11a, линеаризованную эквивалентную схему для переменных составляющих, рис. 11b. Прodelывать каждый раз утомительную процедуру линеаризации не обязательно. Достаточно усвоить основные принципы перехода к эквивалентной схеме. Их ровно два:

1. Все нелинейные элементы заменяем их линеаризованными моделями.
2. Все источники питания считаем нулевыми, то есть все шины питания накоротко соединяем с землей.

В самом деле, токи и напряжения в эквивалентной схеме – это переменные составляющие, а на шинах питания никаких переменных составляющих нет. Постоянные же составляющие напряжений питания «ушли» в нулевое приближение, задав параметры начального режима схемы.

К линеаризованной модели диода приводит знаменитая формула Эберса-Молла для его вольт-амперной характеристики, рис. 12.

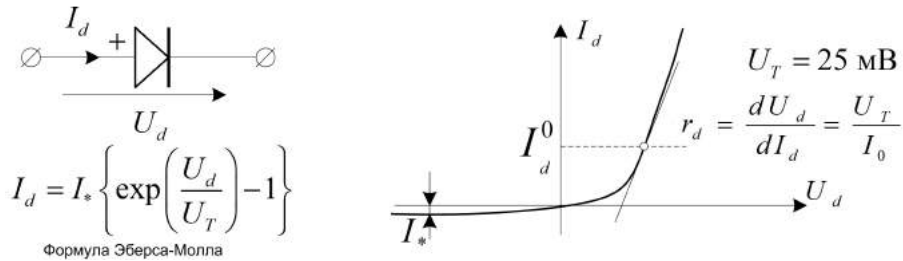


Рис. 12. Дифференциальное сопротивление диода

Зависимость тока  $I_d$  через диод от напряжения  $U_d$  на нем экспоненциальна и определяется двумя параметрами – обратным током  $I_*$ , который протекает через диод при большом запирающем напряжении, и тепловым потенциалом  $U_T = \frac{kT}{q}$ , где  $k$  – постоянная Больцмана, а  $q$  – заряда электрона. Потенциал  $U_T$  – это выраженная в электрон вольтах средняя энергия теплового движения свободных носителей. При комнатной

температуре  $T = 273\text{ K}$  он составляет 25 мВ. Каждый уважающий себя электронщик знает эту цифру назубок.

Обратный ток диода  $I_*$  настолько мал, что прямой ток  $I_d$  достигает макроскопически значимых уровней только при  $U_d \simeq 650\text{ мВ}$ , когда показатель экспоненты Эберса-Молла достигает  $\frac{U_d}{U_T} = \frac{650}{25} = 26$  ( $e^{26} \simeq 2 \cdot 10^{11}$ ). При каждом изменении  $U_d$  на  $U_T = 25\text{ мВ}$  прямой ток через диод изменяется в  $e$  раз. В диапазоне  $U_d = 650 \pm 100\text{ мВ}$  он изменяется более чем на три порядка – в  $e^8 \simeq 3 \cdot 10^3$  раз. Это и объясняет присутствие выраженного порога на графике зависимости ток-напряжение диода.

Дифференцирование формулы Эберса-Молла дает

$$dI_d = I_* e^{U_d/U_T} \frac{dU_d}{U_T} \simeq I_d^0 \frac{dU_d}{U_T}$$

или

$$r_d = \frac{dU_d}{dI_d} = \frac{U_T}{I_d^0}$$

Таким образом, малосигнальная линеаризованная модель диода – это резистор с сопротивлением  $r_d = \frac{U_T}{I_d^0}$ , где  $I_d^0$  – это ток через диод в начальной точке, к окрестности которой относится данная линеаризованная модель. При токе в 1 мА дифференциальное сопротивление диода составляет  $r_d = 25\text{ Ом}$ . С уменьшением тока оно растет, достигая, к примеру, величины 25 кОм при  $I_d^0 = 1\text{ мкА}$ .

### 1.7. Эквивалентная схема транзистора в первом приближении

Простая малосигнальная линеаризованная модель (эквивалентная схема) биполярного транзистора показана на рис. 13б. Она скопирована один к одному с физической модели на рис. 1. Коллекторный переход представлен в ней управляемым источником тока, а эмиттерный – дифференциальным сопротивлением эмиттерного диода  $r_e = \frac{U_T}{I_0}$ , где  $I_0$  – режимный ток транзистора (начальное значение тока эмиттера, практически равное начальному току коллектора). При режимном токе в 1 мА дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода составляет 25 Ом.

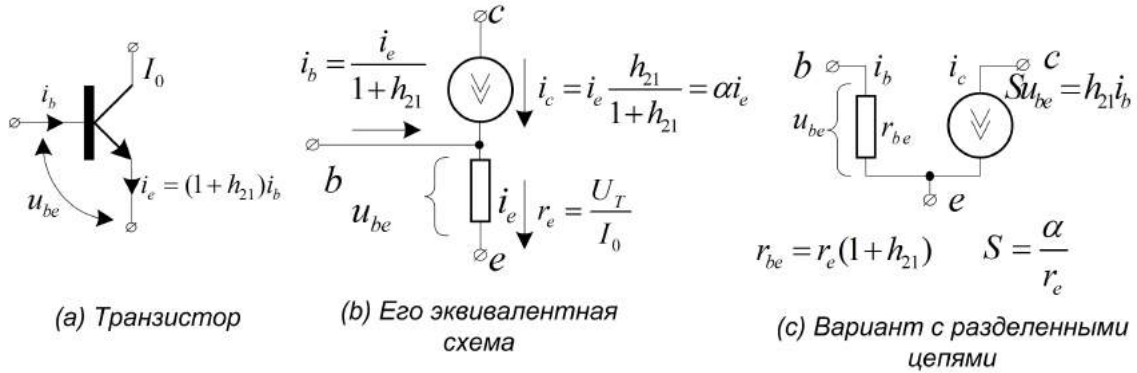


Рис. 13. Простые физические модели транзистора

Модель эта как нельзя лучше обнажает физическую суть транзистора, скрытую от наблюдателя под красивым корпусом. Переменная составляющая напряжения база-эмиттер  $u_{be}$ , действуя на эмиттерном диоде, преобразуется на его дифференциальном сопротивлении  $r_e = \frac{U_T}{I_0}$  в переменную составляющую эмиттерного тока  $i_e = \frac{u_{be}}{r_e}$ . Это первичный механизм, который лежит в основе всего. В базе ток  $i_e$  расщепляется на

две компоненты. Большая его часть –  $i_c = i_e \frac{h_{21}}{1+h_{21}}$  перехватывается коллектором, и лишь малая доля  $i_b = i_e \frac{1}{1+h_{21}}$  остается на долю базы. Механизм перехвата носителей коллектором на самом деле вторичен – пока нет эмиттерного тока нечего перехватывать. Когда же наблюдаешь все это со стороны базы, создается впечатление, что базовый ток усиливается в  $h_{21}$  раз ( $i_c = h_{21}i_b$ ), а сопротивление база-эмиттер  $r_{be} = \frac{u_{be}}{i_b} = r_e(1+h_{21})$ , определенное как отношение напряжения  $u_{be}$  к базовому току, превышает  $r_e$  в  $(1+h_{21})$  раз.

Параметр  $\alpha = \frac{h_{21}}{1+h_{21}} = \frac{i_c}{i_e}$ , характеризующий эффективность перехвата коллектором «чужих» носителей из базы, известен как коэффициент передачи транзистора при включении с общей базой  $h_{21b} = \alpha$ . Значение коэффициента усиления тока  $h_{21} = \frac{\alpha}{1-\alpha}$  велико в той мере, в какой значение  $\alpha$  близко к единице. Если сделать базовый слой толстым, удалив коллекторный переход на большое расстояние, весь ток  $i_e$  достанется базе, оба коэффициента  $\alpha$  и  $h_{21}$  станут нулевыми, транзистор вырождается в пару независимых встречно включенных диодов.

Эквивалентные схемы на рис. 13b и 13c тождественны. Различие между ними чисто стилистическое – вторая адаптирована применительно к взгляду на транзистор со стороны базы. Переход база-эмиттер выделен на ней в независимую цепь с сопротивлением  $r_{be} = r_e(1+h_{21})$ . Это избавляет от необходимости каждый раз соображать, что из-за протекания дополнительного коллекторного тока сопротивление база-эмиттер в  $(1+h_{21})$  раз превышает  $r_e$ . Переход же коллектор-эмиттер представлен в ней управляемым источником тока. Источник этот может управляться либо током базы по обычному закону  $i_c = h_{21}i_b$ , либо напрямую напряжением  $u_{be}$  на базовом переходе по закону  $i_c = Su_{be}$ . Параметр

$$S = \frac{i_c}{u_{be}} = \frac{\alpha i_e}{u_{be}} = \frac{\alpha}{r_e}; \quad \alpha = \frac{h_{21}}{1+h_{21}},$$

практически равный обратному дифференциальному сопротивлению эмиттера, называют крутизной транзистора. Крутизна определяет эффективность преобразования напряжения база-эмиттер напрямую в ток коллектора. При  $I_0 = 1$  мА она составляет  $S = \frac{1}{r_e} = \frac{I_0}{U_T} \simeq 40$  мА/В.

Коллекторный  $i_c = h_{21}i_b$  и эмиттерный  $i_e = (1+h_{21})i_b$  токи транзистора почти одинаковы (при  $h_{21} = 100$  они отличаются не более чем на один процент). При построении приближенных оценок их чаще всего принимают равными. Это позволяет не делать различий между  $h_{21}$  и  $(1+h_{21})$ , принимая

$$h_{21} \simeq (1+h_{21}); \quad \alpha = \frac{h_{21}}{1+h_{21}} \simeq 1; \quad S = \frac{\alpha}{r_e} \simeq \frac{1}{r_e}.$$

В формулах же комбинации  $h_{21}$  и  $(1+h_{21})$  лучше оставлять как есть. Это делает их более наглядными – скобка  $(1+h_{21})$  тут же вызывает правильную ассоциацию с эмиттерной цепью транзистора.

Многое для понимания транзистора дает осознание того факта, что переход база-эмиттер – это «странный» двухполюсник. У всякого «нормального» двухполюсника токи через оба вывода одинаковы. Это и позволяет вести речь о его сопротивлении как отношении напряжения к току, не спрашивая, о каком из двух токов идет речь. С переходом база-эмиттер транзистора все совсем не так. Входной ток – это ток базы  $i_b$ , а выходной – это ток эмиттера  $i_e = i_b(1+h_{21})$ , значительно превышающий базовый, рис. 14.

Если заводить речь о сопротивлении перехода база-эмиттер как отношении напряжения  $u_{be}$  к некому току, то нужно уточнять, какой из двух токов имеется в виду.

Иными словами, сопротивление оказывается зависящим от того, как посмотреть. Если смотреть со стороны эмиттера, то сопротивление, определенное как отношение напряжения  $u_{be}$  к эмиттерному току  $i_e$ , оказывается в точности равным дифференциальному сопротивлению эмиттерного диода  $r_e = \frac{U_T}{I_0}$ . Взгляд же со стороны базы дает для сопротивления совершенно иное значение  $r_{be} = \frac{u_{be}}{i_b} = r_e(1 + h_{21})$ . С этим необычным явлением природы – прямым следствием присутствия управляемого источника тока, нужно свыкнуться. Важно прочувствовать, что при начальном токе в 1 мА и  $h_{21} = 100$  сопротивление транзистора со стороны эмиттера составляет всего 25 Ом, а со стороны базы – целых 2500 Ом.

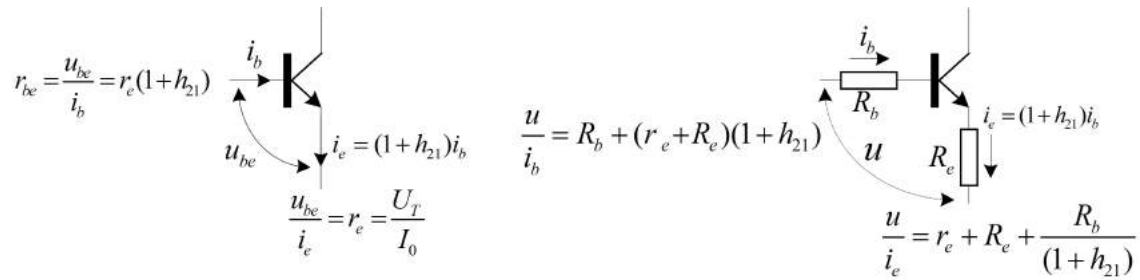


Рис. 14. Сопротивления со сторон базы и эмиттера

Из-за различия токов резисторы  $R_b, R_e$  в базовой и эмиттерной цепях транзистора совершенно по разному воспринимаются, если смотреть на них со стороны базы или эмиттера, рис. 14. Резистор  $R_e$  в цепи эмиттера выглядит со стороны базы как *увеличенный* в  $(1 + h_{21})$  раза, а резистор  $R_b$  в цепи базы выглядит со стороны эмиттера как *уменьшенный* в то же число раз. Если включить в цепь эмиттера резистор  $R = 1$  кОм, то это добавит к сопротивлению база-эмиттер целых  $R(1 + h_{21}) \simeq 100$  кОм. Включение того же резистора в цепь базы добавит к сопротивлению эмиттер-база всего  $\frac{R}{1 + h_{21}} \simeq 10$  Ом. Столь драматичны последствия усиления тока в  $h_{21} \simeq 100$  раз.

### 1.8. Первые оценки параметров усилителя

Чтобы составить представление о малосигнальных параметрах усилителя – его коэффициенте усиления, входном и выходном сопротивлениях – построим малосигнальную эквивалентную схему. Она показана на рис. 15. Рецепт ее построения стандартен: «живой» транзистор заменен линеаризованной моделью на рис. 13с, а единственная в схеме шина питания  $E$  отождествлена с землей.

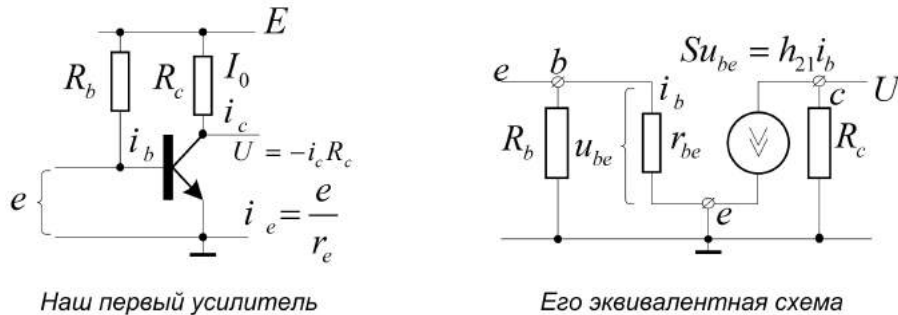


Рис. 15. Первый усилитель

Все токи и напряжения в эквивалентной схеме – это переменные составляющие, а сама она относится к конкретному начальному режиму транзистора, имеющему место в «живой» схеме. Зависимость от начального режима «пролазит» в эквивалентную схему неявно – через ее параметры. Чтобы составить представление об их значениях, нужно знать коэффициент передачи транзистора  $h_{21}$  и его режимный ток  $I_0$ . Знание режимного тока дает главное – значение дифференциального сопротивления эмиттерного перехода  $r_e = \frac{U_T}{I_0}$ . Остальное – дело техники:  $r_{be} = h_{21}r_e$ ,  $S = \frac{\alpha}{r_e}$ ,  $\alpha = \frac{h_{21}}{1+h_{21}}$ .

Сами же оценки малосигнальных параметров получаются из эквивалентной схемы элементарно. Усиленное напряжение  $U$  – это результат протекания тока  $Su_{be}$  по нагрузке  $R_c$ :  $U = -SR_c u_{be}$ , а управляющее напряжение  $u_{be}$  – это и есть входной сигнал  $e$ . Поэтому

$$-K = -\frac{U}{e} = \frac{SR_c u_{be}}{e} = SR_c = \alpha \frac{R_c}{r_e} \simeq \frac{R_c}{r_e}.$$

Отрицательное значение коэффициента усиления говорит о том, что мы имеем дело с инвертирующим усилителем – повышение потенциала базы снижает потенциал коллектора.

Тот же результат можно получить иначе – через токи. Базовый ток  $i_b$  создается напряжением  $e$  на резисторе  $r_{be}$ :  $i_b = \frac{e}{r_{be}}$ . Он усиливается в  $h_{21}$  раз и усиленный ток  $i_c = h_{21}i_b$  протекает по нагрузке, создавая напряжение  $-U = i_c R_c$ . Поэтому

$$-K = -\frac{U}{e} = \frac{i_c R_c}{e} = \frac{i_b h_{21} R_c}{e} = \frac{h_{21} R_c}{r_{be}} = \frac{h_{21}}{1+h_{21}} \frac{R_c}{r_e} = \alpha \frac{R_c}{r_e} \simeq \frac{R_c}{r_e}$$

Это главный результат. Усиление по напряжению оказывается равным отношению сопротивления нагрузки  $R_c$  к дифференциальному сопротивлению эмиттерного перехода  $r_e$ . Факт этот совершенно прозрачен. Его легко увидеть непосредственно по «живой» схеме. В самом деле, усиленное напряжение  $U$  – это результат протекания переменной составляющей тока коллектора  $i_c$  по нагрузке  $R_c$ , а входное напряжение  $e$  – результат протекания переменной составляющей тока эмиттера  $i_e$  по сопротивлению  $r_e$ . Токи коллектора и эмиттера одинаковы. Следовательно, отношение напряжений равно отношению сопротивлений:  $-\frac{U}{e} = \frac{R_c}{r_e}$ .

Вспомнив, что  $r_e = \frac{U_T}{I_0}$ , где  $I_0$  – режимный ток транзистора, найдем  $|K| = \frac{R_c}{r_e} = \frac{I_0 R_c}{U_T}$ . Но произведение  $I_0 R_c$  – это постоянное напряжение на резисторе  $R_c$  в покое, составляющее около половины напряжения питания  $E$ . Поэтому  $|K| \simeq \frac{E}{2U_T} = \frac{10000}{2 \cdot 25} = 200$  при  $E = 10$  В. Получается, что усиление по напряжению вообще не зависит от свойств транзистора, а определяется отношением постоянной составляющей напряжения на нагрузке  $R_c$  к тепловому потенциалу  $U_T$ .

Вход усилителя – это параллельное соединение резисторов  $R_b$  и  $r_{be}$ .

$$R_{in} = R_b || r_{be} \simeq r_{be} = r_e(1+h_{21}).$$

Параллельное подключение большого токазадающего резистора  $R_b$  мало существенно.

Все это видно и непосредственно из «живой» схемы. Нужно только свыкнуться с тем, что шина питания – это земля для переменных составляющих. Поэтому резистор  $R_b$  на самом деле включен не наверх, а параллельно переходу база-эмиттер транзистора.

Коэффициент передачи тока транзистора не влияет на усиление, но сильно скажется на входном сопротивлении усилителя,

$$R_{in} = (1+h_{21})r_e \simeq h_{21}r_e = h_{21} \frac{U_T}{I_0} = R_c h_{21} \frac{U_T}{I_0 R_c} = R_c \frac{h_{21}}{|K|}.$$

Со стороны выхода усилитель – это источник тока с параллельным внутренним сопротивлением  $R_c$ . Это эквивалентно источнику напряжения с тем же последовательным сопротивлением. Поэтому внутреннее сопротивление усилителя как источника сигнала составляет

$$R_{out} = R_c.$$

Вот еще два способа прийти к этому результату:

1. Напряжение холостого хода усилителя составляет  $U_{xx} = eSR_c$ , а ток короткого замыкания –  $I_{кз} = eS$ . Отсюда  $R_{out} = \frac{U_{xx}}{I_{кз}} = R_c$ .

2. Превратим выход усилителя из аффинного в линейный, замкнув вход накоротко. Тогда управляемый источник  $Su_{be}$  тоже окажется нулевым. На выходе останется только резистор  $R_c$ .

Заметим, что входное и выходное сопротивления нашего усилителя сопоставимы, а при  $h_{21} = K$  они просто равны. Это имеет значение при каскадном соединении, когда выход одного каскада подключается ко входу следующего.

Графическое изображение эквивалентных схем, полезное на первых порах, быстро становится избыточной рутинной. С приобретением опыта приходит способность видеть за каждой реальной схемой ее линеаризованную модель. Приобретение этой способности – важный этап на пути достижения вершин искусства схемотехники.

### 1.9. Мимоходом о делителях

Элементарные по сути представления о делителях закладывают важные стереотипы мышления, которые должны срабатывать автоматически, на почти бессознательном уровне.

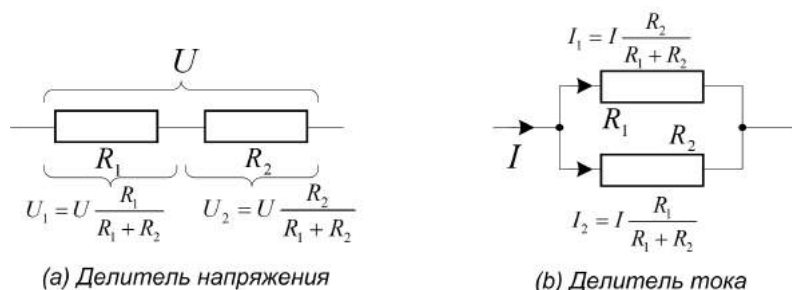


Рис. 16. Делители

Делитель напряжения возникает всякий раз, когда напряжение  $U$  делится на части  $U_1, U_2$  между двумя последовательно включенными компонентами, рис. 16а. Закон деления определяется приведенными на рисунке формулами. Выводятся они в два шага. Полное напряжение  $U$  создает ток  $I = \frac{U}{R_1 + R_2}$ . Протекание же этого тока создает напряжения  $U_{1(2)} = IR_{1(2)}$  на компонентах. Если резисторы одинаковы, напряжение делится между ними поровну. Иначе большая часть достается тому, кто больше. Все очевидно. Только привычным шаблоном мышления становится не сразу.

Делитель тока – это двойственная структура, рис. 16б. Он возникает, когда ток  $I$  делится на части  $I_1, I_2$  между двумя параллельными путями. Вывод формул закона деления аналогичен. Ток создает напряжение  $U = I(R_1 || R_2) = I \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$  на параллельном соединении, которое и вызывает парциальные токи. Когда сопротивления путей одинаковы, ток делится поровну. Иначе большая часть тока идет по пути меньшего сопротивления.



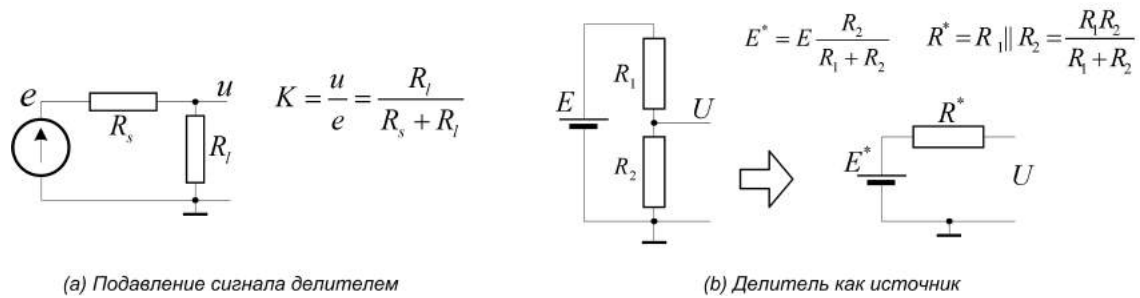


Рис. 17. Основные «профессии» делителя напряжения

Делитель напряжения возникает сам собой всякий раз, когда некий источник с внутренним сопротивлением  $R_s$  подключается к нагрузке  $R_l$ , рис. 17а. Нагрузке достается при этом только часть напряжения источника. Поэтому делитель подавляет уровень сигнала с коэффициентом  $K = \frac{R_l}{R_s + R_l}$ . При  $R_s = R_l$  сигнал подавляется вдвое. Совсем плохо становится когда  $R_s \gg R_l$  – до нагрузки не доходит почти ничего.

Типовая схемотехническая задача – обеспечить присутствие заданного опорного напряжения  $E^*$  в некотором узле конструируемой схемы. Использовать для этого отдельный источник питания нежелательно. Выручает деление напряжения основного источника  $E$  – в схему вводят делитель на паре резисторов  $R_1, R_2$ , рис. 17b. Это позволяет организовать эквивалентный источник питания с напряжением

$$E^* = E \frac{R_2}{R_1 + R_2} = \frac{E}{1 + \frac{R_1}{R_2}}.$$

Варьируя отношение  $\frac{R_1}{R_2}$ , напряжение эквивалентного источника можно задать произвольно в диапазоне от 0 до  $E$ .

Эквивалентный источник неидеален. Он обладает внутренним сопротивлением

$$R^* = R_1 || R_2 = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2},$$

равным параллельному соединению резисторов  $R_1, R_2$ . Сопротивление это можно найти как отношение напряжения холостого хода  $U_{xx} = E \frac{R_2}{R_1 + R_2}$  делителя к току короткого замыкания  $I_{кз} = \frac{E}{R_1}$ . А можно просто посмотреть на схему на рис. 17b со стороны выхода  $U$ , замкнув источник  $E$  накоротко.

Конструкторов опорных источников интересуют малые значения их внутренних сопротивлений. В принципе, это достигается выбором достаточно малых сопротивлений  $R_1, R_2$  при сохранении требуемого значения отношения  $\frac{R_1}{R_2}$ . Но за это приходится расплачиваться энергетикой – при малом значении  $R_1 + R_2$  делитель начинает отбирать от основного источника  $E$  большую мощность.

### 1.10. Задание начального режима потенциалом базы

Когда начальный режим транзистора задается базовым током, режимный коллекторный ток  $I_0 = h_{21} I_b$  оказывается зависящим от плохо контролируемого коэффициента передачи тока  $h_{21}$ . Режим приходится подбирать под данный транзистор индивидуально. Справиться с этой проблемой можно, задавая начальный режим потенциалом базы. При фиксированном напряжении на базе  $U_b$  прямой ток эмиттерного диода  $I_e \simeq I_0$  определяется формулой Эберса-Молла, рис. 18а, и не зависит от  $h_{21}$ .

На этом пути возникает сложность, обусловленная резким, экспоненциальным характером зависимости тока эмиттера от напряжения. Это выдвигает слишком жесткие требования к точности задания потенциала базы – при его изменении всего на  $U_T = 25 \text{ мВ}$  ток меняется в  $e = 2.7$  раз. К тому же, подключение к базе идеального генератора напряжения исключает возможность подать на нее какой-либо входной сигнал.

Положение исправляет добавление резистора  $R_e$  в цепь эмиттера, последовательно с эмиттерным диодом, рис. 18b Это линейризует переход база-эмиттер, делая зависимость эмиттерного тока от потенциала базы более линейной и плавной. Заодно в схему введено внутренне сопротивление генератора  $R_b$  – это обеспечивает возможность подать на базу входной сигнал, да и идеальные источники все равно в магазине не продаются.

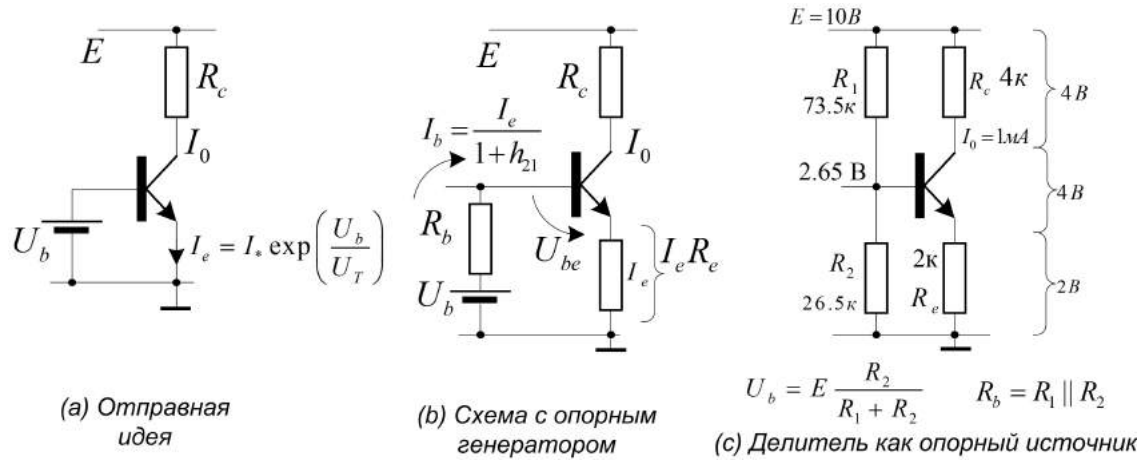


Рис. 18. Стабилизированная схема задания начального режима

Ток эмиттера в схеме рис. 18b определяется уравнением:

$$U_b = I_e \frac{R_b}{(1 + h_{21})} + U_{be}(I_e) + I_e R_e.$$

Напряжение  $U_{be}(I_e)$  между базой и эмиттером составляет порядка  $U_{be0} \simeq 650 \text{ мВ}$  и слабо зависит от  $I_e$ . Приняв  $U_{be}(I_e) = U_{be0}$ , получим

$$I_e = \frac{U_b - U_{be0}}{\frac{R_b}{(1 + h_{21})} + R_e}.$$

При  $\frac{R_b}{(1 + h_{21})} \ll R_e$  зависимость эмиттерного тока от  $h_{21}$  практически исчезает, падение напряжения на внутреннем сопротивлении источника  $R_b$  оказывается пренебрежимо малым, а потенциал базы – близким к его напряжению холостого хода  $U_b$ . Получается, что база транзистора питается как бы от идеального генератора напряжения. В этом приближении режимный ток  $I_0 \simeq I_e$  практически не зависит от  $h_{21}$  и определяется формулой:

$$I_0 \simeq \frac{U_b - U_{be0}}{R_e}.$$

Чтобы оценить режимный ток, следует найти потенциал эмиттера  $I_e R_e = U_b - U_{be0}$ , вычтя из напряжения  $U_b$  холостого хода генератора базового напряжения падение напряжения на эмиттерном переходе  $U_{be0} \simeq 650 \text{ мВ}$ , и поделить результат на  $R_e$ .

Малость  $R_b$  по сравнению с  $(1 + h_{21})R_e$  принципиальна. Если это условие нарушено, базовый источник оказывается близким к генератору тока и все возвращается к варианту задания начального режима базовым током со всеми его негативными особенностями.

На практике потенциал базы задают делителем напряжения на резисторах  $R_1, R_2$ , как показано на рис. 18с. Делитель и реализует требуемый эквивалентный генератор напряжения с  $U_b = E \frac{R_2}{R_1 + R_2}$  и внутренним сопротивлением  $R_b = R_1 || R_2 \ll (1 + h_{21})R_e$ . В итоге получается популярная стабилизированная схема задания начального режима.

Рассмотрим пример. Пусть требуется задать режимный ток  $I_0 = 1$  мА в схеме на рис. 18с. Резистор  $R_e$  выберем волевым образом равным 2 кОм. При токе в 1 мА падение напряжения на нем составит  $I_0 R_e = 2$  В. Добавив 650 мВ падения напряжения на эмиттерном переходе, получим значение 2.65 В для требуемого потенциала базы – напряжения холостого хода делителя. Осталось выбрать резисторы делителя, так чтобы он обеспечивал на базе потенциал  $U_b = 2.65$  В и обладал внутренним сопротивлением  $R_1 || R_2 \ll (1 + h_{21})R_e \simeq 100 \cdot 2 \text{ кОм} = 200 \text{ кОм}$ . Заметим, что отношение сопротивлений делителя равно отношению напряжений на них, так что при  $E = 10$  В это отношение составляет  $\frac{R_1}{R_2} = \frac{E - U_b}{U_b} = \frac{7.35}{2.65}$ . Вполне приемлемый вариант выбора показан на схеме.

Сложность в том, что имеется масса вариантов выбора  $R_e, R_1, R_2$ , дающих адекватный начальный режим транзистора. При их выборе приходится руководствоваться «разумными соображениями» – компромиссными волевыми решениями. Так малое значение  $R_e$  осложняет выполнение условия  $R_b = R_1 || R_2 \ll (1 + h_{21})R_e$ , а большое – приводит к росту ненужного напряжения  $I_0 R_e$  на эмиттерном резисторе, которое сужает динамический диапазон усилителя. (Нетрудно понять, что потенциал коллектора в принципе не может опуститься ниже уровня  $I_0 R_e$ ). Выбор слишком больших значений резисторов базового делителя нарушает условие  $R_b \ll (1 + h_{21})R_e$ , а слишком малых – снижает входное сопротивление усилителя и повышает рассеиваемую на делителе мощность. Оптимума не просматривается. Слишком много разнообразных критериев нужно учесть. В общем, все как в реальной жизни.

### 1.11. Свойства стабилизированной схемы

Присутствие резистора  $R_e$  в эмиттерной цепи стабилизированной схемы в корне изменяет ее свойства. Дело в том, что этот резистор добавляется последовательно к дифференциальному сопротивлению  $r_e = \frac{U_T}{I_0}$  эмиттерного перехода транзистора, резко увеличивая сопротивление цепи между базой транзистора и землей. Сопротивление, измеренное по отношению к току эмиттера, возрастает с  $r_e$  до  $r_e + R_e$ , а сопротивление со стороны базы – до  $(1 + h_{21})(r_e + R_e) = r_{be} + (1 + h_{21})R_e$ , рис. 19а.

К обычному сопротивлению  $r_{be}$  транзистора добавляется  $(1 + h_{21})R_e$ . При  $R_e = 2$  кОм и  $h_{21} = 100$  это добавка достигает 200 кОм. Это чудовищно много по сравнению с  $r_{be} = 2.5$  кОм при  $I_0 = 1$  мА. К сожалению, этим не удастся воспользоваться, поскольку сопротивление базового делителя  $R_b = R_1 || R_2$ , включенное параллельно входу усилителя, «губит» его входное сопротивление до

$$R_{in} = R_b || (r_{be} + R_e(1 + h_{21})) \simeq R_b; \quad R_b = R_1 || R_2.$$

Причем, бедствие это нельзя исправить – при попытке поднять  $R_b$  до значений порядка  $R_e(1 + h_{21})$  схема перестает быть стабилизированной. Получается, что практически весь отбираемый усилителем от источника сигнала ток бесполезно уходит в делитель, еще точнее – в меньшее из его сопротивлений  $R_2$ .

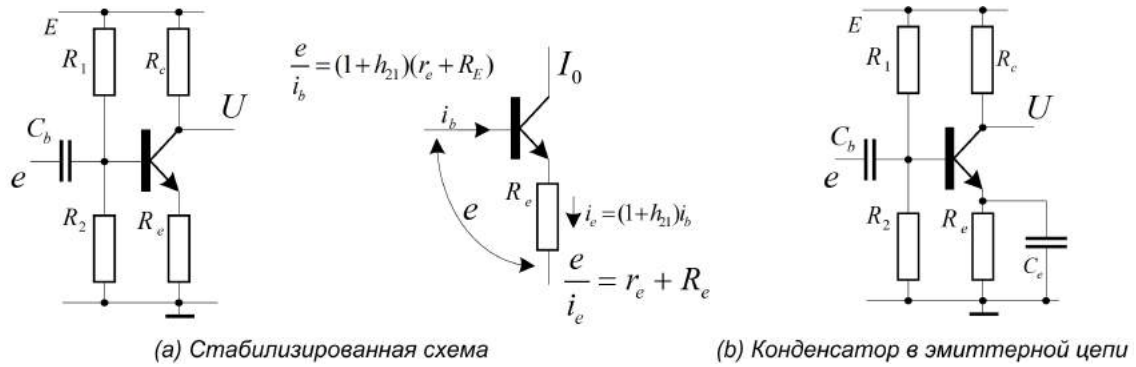


Рис. 19. К свойствам стабилизированной схемы

Усиливаемое напряжение  $e$  преобразуется в ток эмиттера на сопротивлении  $r_e + R_e$ :  $i_e = \frac{e}{r_e + R_e}$ . Почти весь этот ток становится током коллектора и создает на нагрузке  $R_c$  усиленное напряжение  $U = -i_e R_c$ . Для коэффициента усиления получается

$$-K = -\frac{U}{e} = \frac{R_c}{r_e + R_e} \simeq \frac{R_c}{R_e}.$$

Результат этот почти очевиден. Поскольку  $(1+h_{21})R_e \gg r_{be}$ , почти все входное напряжение падает на  $R_e$ . А выходное напряжение  $U$  – это напряжение на  $R_c$ . При едином токе отношение напряжений равно отношению сопротивлений.

Стабилизированная схема оказывается слишком стабилизированной – практически не усиливает. Впрочем, этого следовало ожидать. Приняв меры к стабилизации начального режима, мы достигли своего. Получилось, что рабочую точку невозможно «сдвинуть» ничем, в том числе и входным сигналом.

Ситуацию спасает включение параллельно резистору  $R_e$  конденсатора  $C_e$ , рис. 19b. Это типичный переходной конденсатор, который уравнивает переменную составляющую напряжения на  $R_e$  с нулевой переменной составляющей на шине «земля». Как итог, переменная составляющая на  $R_e$  становится нулевой. Для переменных составляющих резистор  $R_e$  перестает существовать – становится нулевым. Входное сопротивление снижается до  $R_{in} = R_b || r_{be}$ , а усиление возрастает до обычного  $-K = \frac{R_c}{r_e}$ .

Остается вопрос о том, как выбирать переходные конденсаторы  $C_b, C_e$ . Чтобы ответить на него, оценим грубо нижние граничные частоты, связанные с каждым из этих конденсаторов в отдельности. Конденсатор  $C_b$  вместе со входным сопротивлением  $R_{in} \simeq r_{be}$  образуют делитель напряжения (дифференцирующую цепь) с коэффициентом передачи

$$K = \frac{r_{be}}{r_{be} + \frac{1}{j\omega C_b}} = \frac{1}{1 + \frac{1}{j\omega C_b r_{be}}}.$$

Модуль этого коэффициента снижается до уровня  $\frac{1}{\sqrt{2}} \simeq 0.7$  на частоте  $\omega_b = \frac{1}{r_{be} C_b}$ .

С учетом конденсатора  $C_e$  переменная составляющая тока эмиттера составляет примерно  $i_e = \frac{e}{r_e + \frac{1}{j\omega C_e}}$ . (Вклад резистора  $R_e$  считаем несущественным.) При бесконечной емкости  $C_e$  этот ток составил бы  $i_e^\infty = \frac{e}{r_e}$ . Спад тока, обусловленный присутствием конденсатора, а, вместе с ним, и спад выходного напряжения характеризуется отношением

$$\frac{i_e}{i_e^\infty} = \frac{1}{1 + \frac{1}{j\omega C_e r_e}}.$$

Модуль этого отношения падает до уровня  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  на частоте  $\omega_c = \frac{1}{r_e C_e}$

Вклады конденсаторов  $C_b, C_e$  в спад усиления на низких частотах сопоставимы, если  $C_e r_e = C_b r_{be} = C_b h_{21} r_e$ , то есть если  $C_e = h_{21} C_b$ . Результат обескураживает. Емкость эмиттерного конденсатора должна быть больше емкости базового в  $h_{21} \simeq 100$  раз.

### 1.12. Температурная стабильность

Заданный однажды начальный режим транзистора может измениться с температурой. Транзистору присущи два механизма температурной нестабильности, рис. 20а, имеющие отношение к его коллекторному и эмиттерному переходам.

Через нормально закрытый коллекторный переход все же просачивается некий обратный ток  $I_{cb0}$  – ток неосновных носителей. Как и всякий обратный ток диода, он мал, но быстро растет с температурой. При изменении температуры в диапазоне  $\pm 50^\circ\text{C}$  обратный ток коллекторного перехода меняется примерно на три порядка.

Ток через эмиттерный переход определяется формулой Эберса-Молла, в которую входит температурно-зависимый тепловой потенциал  $U_T = \frac{kT}{q}$ . Чтобы сохранять значение тока эмиттера, напряжение  $U_{be}$  на эмиттерном переходе нужно повышать с ростом температуры так, чтобы отношение  $\frac{U_{be}}{U_T}$  оставалось неизменным.

При задании начального режима током базы, рис. 20б, изменения напряжения  $U_{be}$  на переходе база-эмиттер не играют роли – идеальному генератору тока  $I_b$  все равно, какое напряжение на нем действует. А вот обратный ток коллектора  $I_{cb0}$  добавляется к току источника и становится базовым. Как и всякий базовый ток, он усиливается в  $h_{21}$  раз, так что режимный ток, протекающий по нагрузке  $R_c$  оказывается равным  $I_0 = h_{21} I_b + (1 + h_{21}) I_{cb0}$ . С ростом температуры ток  $I_{cb0}$  растет. Потенциал коллектора «съезжает» при этом вниз – в сторону насыщения транзистора.

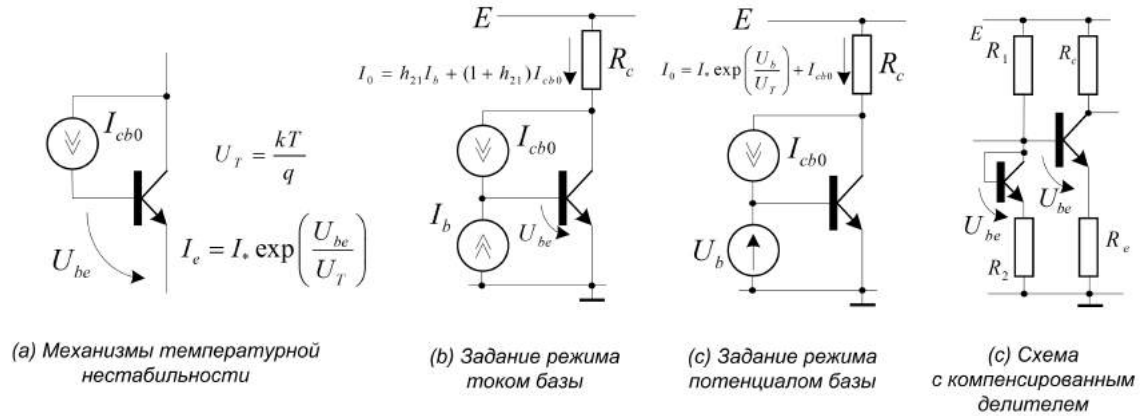


Рис. 20. Температурная нестабильность

При задании начального режима потенциалом базы, рис. 20с, роль обратного тока  $I_{cb0}$  нивелируется. Он по-прежнему протекает по нагрузке, но не становится базовым – уходит на землю через идеальный генератор напряжения  $U_b$ . А вот роль температурной зависимости теплового потенциала выходит на передний план. При жестко фиксированном потенциале базы ток эмиттера падает с ростом температуры. Потенциал коллектора транзистора «задирается» вверх – в сторону отсечки.

Поскольку идеальных генераторов в природе не существует, режимы реальных схем задаются реальными источниками, которые лишь более или менее близки к

идеалу. Оба механизма температурной неустойчивости действуют тогда совместно. Вопрос только в том, какой из них более значим.

В стабилизированной схеме задания начального режима на рис. 20d обратный ток коллектора мало существенен – он уходит на землю через малое сопротивление базового делителя. Более значима температурная зависимость теплового потенциала  $U_T$ . Чтобы держать режимный ток эмиттера неизменным, потенциал базы нужно наращивать по мере роста с температурой напряжения  $U_{be}$  на эмиттерном переходе. Необходимую подстройку базового потенциала и обеспечивает показанный на рисунке компенсированный делитель с транзистором в диодном включении. Если оба транзистора одинаковы, а их эмиттерные токи сопоставимы, то напряжения  $U_{be}$  на них изменяются «хором». Изменение напряжения  $U_{be}$  на транзисторе делителя изменяет потенциал базы ровно настолько, чтобы скомпенсировать изменение напряжения  $U_{be}$  основного транзистора. Эмиттерный ток сохраняется.

### 1.13. Реактивные нагрузки

Нагрузка, на которой усиленный ток преобразуется в напряжение, не всегда оказывается просто резистором. Ею может быть реактивный (динамический) двухполюсник, содержащий емкости и индуктивности. Отличие реактивной нагрузки состоит в том, что временная форма напряжения на ней не повторяет форму тока. К примеру, если ток синусоидален, то напряжение тоже синусоидально, но может быть сдвинуто по фазе. Различие форм напряжения и тока приводит к тому, что траектория движения рабочей точки, изображающей в плоскости коллекторных характеристик мгновенное состояние транзистора, оказывается не прямой линией, а некоторой замысловатой замкнутой кривой. Это серьезно осложняет анализ динамического диапазона усилителя – нужно понять, когда рабочая точка в своем движении по сложной траектории оказывается в зонах отсечки или насыщения.

Помогает анализ траекторий рабочей точки в двух предельных случаях малой и большой частоты гармонического сигнала. На предельно малой (нулевой) частоте емкостные сопротивления бесконечны, а индуктивные равны нулю. Нагрузка подобна резистору и траектория движения рабочей точки прямолинейна. Это так называемая статическая нагрузочная прямая. На предельно большой частоте все наоборот – нулю равны сопротивления емкостей, а бесконечны – сопротивления индуктивностей. Траектория снова прямолинейна. Это динамическая нагрузочная прямая.

Реактивность нагрузки может как сузить, так и расширить динамический диапазон усилителя. Рассматриваемые далее примеры демонстрируют оба эти варианта.

Часто бывает нежелательно, чтобы через нагрузку  $R_L$  протекал постоянный ток. Тогда ее подключают через переходной конденсатор, как показано на рис. 21. Присутствие емкости  $C$  делает нагрузку реактивной.

На нулевой частоте сопротивление емкости бесконечно. Постоянная составляющая коллекторного тока протекает только по резистору  $R_c$ . Уравнение статической нагрузочной прямой имеет стандартную форму  $U_c = E - I_c R_c$  прямой линии, проходящей через точки  $(I_c, U_{ce}) = (0, E)$  и  $(\frac{E}{R_c}, 0)$ . Если потенциал  $e$  на входе изменять плавно, рабочая точка будет двигаться по этой прямой.

Пусть начальное положение  $O$  рабочей точки транзистора выбрано оптимально, посередине статической нагрузочной прямой, так что начальный ток коллектора составляет  $I_0 = \frac{E}{2R_c}$ .

Поддадим на вход сигнал  $e$  с частотой, достаточной для того, чтобы емкостное сопротивление  $\frac{1}{\omega C}$  можно было считать нулевым. Нагрузкой для переменной составляющей  $i(t)$  коллекторного тока  $I_0 + i(t)$  окажется при этом параллельное соединение  $R_c || R_L$ , а для переменной составляющей напряжения на коллекторе получится

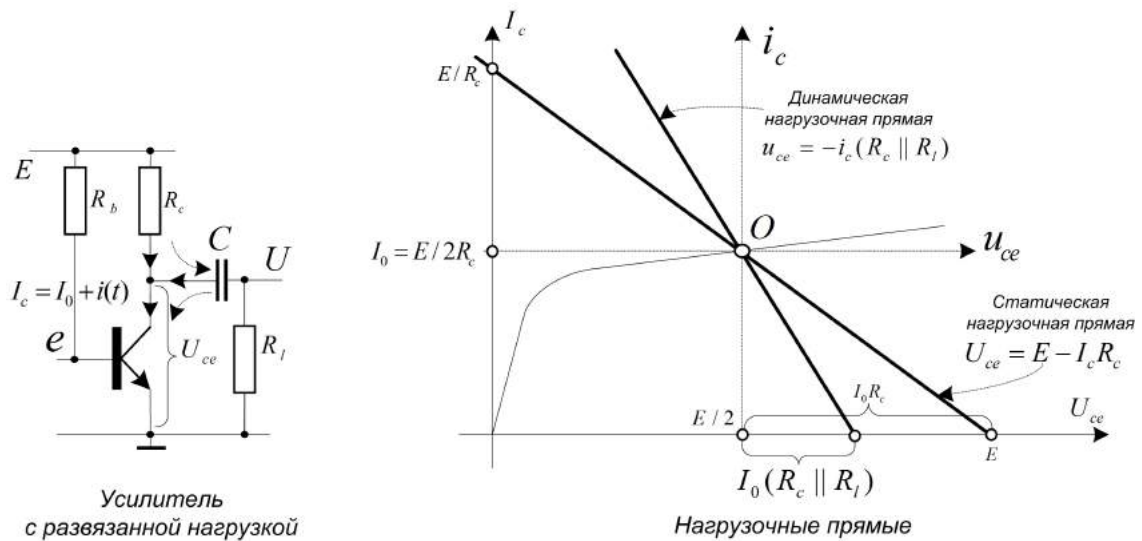


Рис. 21. Развязанная нагрузка

$u_{ce} = -i_c(R_c \parallel R_l)$ . Это и есть уравнение динамической нагрузочной прямой. Чтобы построить его график, перейдем в систему координат  $(i_c, u_{ce})$  с началом в точке покоя  $O$ , и проведем в этих осях прямую  $u_{ce} = -i_c(R_c \parallel R_l)$ . Если потенциал  $e$  на входе меняется быстро, рабочая точка движется по этой динамической нагрузочной прямой. Как видно из рисунка, она довольно быстро достигает границы зоны отсечки. Усиленный сигнал оказывается клипированным сверху на уровне  $I_0(R_c \parallel R_l)$ . При  $R_l = R_c$  это составляет  $\frac{I_0 R_c}{2} = \frac{E}{4}$ , что вдвое хуже границы  $\frac{E}{2}$  динамического диапазона по статической нагрузочной прямой. Чем меньше нагрузка  $R_l$ , тем ниже верхняя граница динамического диапазона усиленного напряжения на ней.

Обнаружилось, что подключение низкоомной развязанной нагрузки ухудшает динамический диапазон усилителя за счет клипирования сигнала сверху. Природу этого явления можно понять «на пальцах»: Чтобы иметь на низкоомной нагрузке большое напряжение, в нее нежно отдавать значительный ток. Но ток, идущий из усилителя в нагрузку, см. рис. 21, ограничен резистором  $R_c$  и в принципе не может превысить  $\frac{E}{R_c + R_l}$ , даже когда транзистор полностью «выключен» ( $I_c = 0$ ), а конденсатор разряжен. На деле же при оптимальном начальном режиме конденсатор заряжен до напряжения  $E/2$ , так что предельное значение отдаваемого в нагрузку тока, не превышает  $\frac{E}{2(R_c + R_l)}$ . А такой ток как раз и создает на нагрузке  $R_l$  напряжение  $\frac{E}{2} \frac{R_l}{R_c + R_l} = \frac{E}{2R_c} (R_c \parallel R_l) = I_0(R_c \parallel R_l)$ . С током в обратную сторону – из нагрузки в усилитель – все иначе. Он уходит в транзистор и, в принципе, ничем не ограничен. Окончательный вывод таков: добиться приличного диапазона усиленного напряжения на развязанной нагрузке можно только ценой увеличения режимного тока  $I_0$  транзистора.

Обратимся теперь к схеме усилителя с трансформаторным подключением нагрузки на рис. 22. Нагрузкой в ней является параллельное соединение резистора  $R$  и большой индуктивности  $L$ . Это эквивалент нагруженного трансформатора.

Пусть во вторичную обмотку трансформатора с числами витков  $w_2/w_1$  и коэффициентом трансформации  $p = \frac{w_2}{w_1}$  включена нагрузка  $R_l$ , см. рис. 22. Закон трансформации напряжений  $u_2 = p u_1$  и условие равенства мощностей  $u_1 i_1 = u_2 i_2$  дают закон трансформации токов:  $i_2 = \frac{i_1}{p}$ . Для сопротивления, включенного параллельно первич-

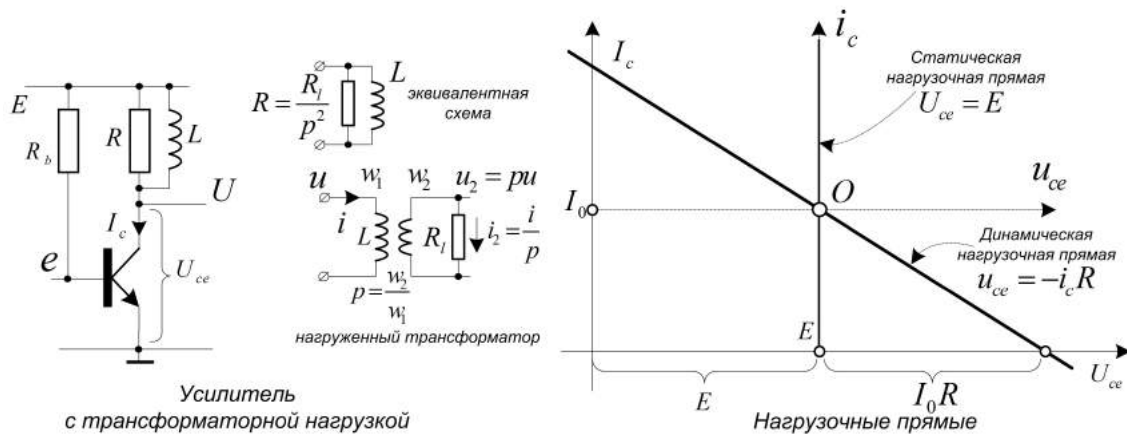


Рис. 22. Развязанная нагрузка

ной обмотке получается:  $R = \frac{u}{i} = \frac{u_2}{p^2 i_2} = \frac{R_l}{p^2}$ . Это закон трансформации сопротивлений – подключение ко вторичной обмотке нагрузки  $R_l$  эквивалентно подключению ее эквивалента  $R = \frac{R_l}{p^2}$  параллельно первичной обмотке.

Статическая нагрузочная прямая для схемы на рис. 22 – это вертикальная линия  $U_{ce} = E$ , поскольку сопротивление индуктивности постоянному току равно нулю. Режимный ток коллектора  $I_0$  определяет начальное положение  $O$  рабочей точки транзистора. Динамическая нагрузочная прямая с уравнением  $u_{ce} = -i_c R$  проходит через эту точку. Динамический диапазон усилителя оказывается ограниченным напряжением питания  $E$  снизу (со стороны насыщения), и напряжением  $I_0 R$  сверху – со стороны отсечки. Выбором достаточно большого начального тока всегда можно добиться выполнения неравенства  $I_0 R > E$ . Тогда диапазон усилителя будет ограничен только снизу на уровне  $E$ . Это вдвое лучше диапазона  $\frac{E}{2}$  обычного усилителя.

На выходе  $U$  трансформаторного усилителя может наблюдаться неискаженный синусоидальный сигнал с амплитудой  $E$ , равной напряжению питания. На пиках синусоиды потенциал узла  $U$  достигает при этом  $2E$ .

#### 1.14. Совсем немного о трехполюсниках

Теперь, когда трехполюсник под именем «транзистор биполярный» стал более или менее привычен, время сказать пару слов о трехполюсниках вообще.

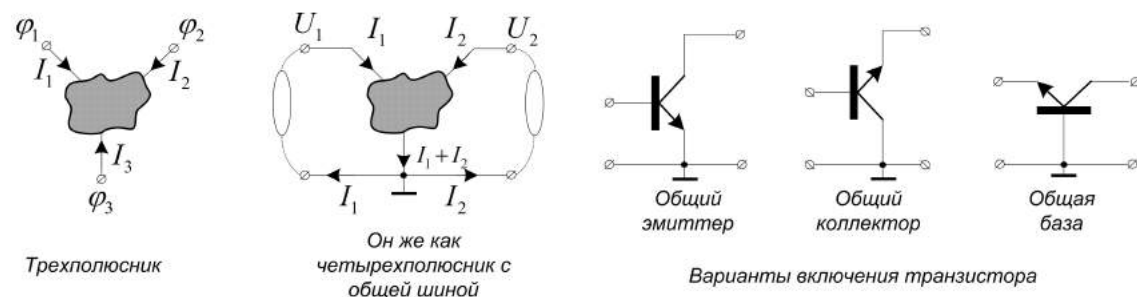


Рис. 23. Трехполюсники

Схемотехнически трехполюсник, рис. 23, – это довольно сложный компонент с



шестимерным пространством состояний – три узловых потенциала плюс три тока. Стандартный прием редуцирует это пространство до четырехмерного. Один из потенциалов объявляется нулевым – это исключает одну переменную. Ссылка на закон отсутствия внутреннего статического заряда ( $I_1 + I_2 + I_3 = 0$ ) исключает один из трех токов. Остается два напряжения  $U_1, U_2$  и два тока  $I_1, I_2$ . Трехполюсник становится четырехполюсником с общей шиной. Введение двухполюсной общей шины – это просто удобный прием. Он организует две пары полюсов для подключения входного и выходного двухполюсников. Именно эти предполагаемые двухполюсники и диктуют закон распределения суммарного тока  $I_1 + I_2$  в общей шине на левый  $I_1$  и правый  $I_2$ .

В случае двухполюсника безразлично, какой из двух узловых потенциалов принят за нуль. Смена точки зрения просто меняет знак напряжения. С трехполюсником это совсем не так. Его поведение как четырехполюсника с общей шиной радикально зависит от того, какой из трех полюсов объявлен общим. Возможны поэтому три показанные на рисунке различные варианта включения транзистора, которые ведут к разным схемам усилителей. До настоящего момента речь шла исключительно о включении с общим эмиттером. Другие два варианта встретятся чуть позднее.

Свойства двухполюсника определяются его вольт-амперной характеристикой – кривой в плоскости ток-напряжение. Аналогичной характеристикой трехполюсника должна быть двумерная поверхность в пространстве четырех измерений. Как правило, без обсуждения принимается на веру, что поверхность эта может быть параметризована двумя функциями от двух переменных. Это допущение означает, что задание двух свободных переменных из набора  $(I_1, I_2, U_1, U_2)$  однозначно определяет значения двух оставшихся – зависимых. Допущение это ни на чем не основано, но вполне правдоподобно. Легко поверить в то, что задание двух напряжений  $U_1, U_2$  на полюсах четырехполюсника на рис. 23 однозначно определит токи  $I_1, I_2$ . Могут, разумеется, существовать и вырожденные четырехполюсники, у которых данной паре напряжений  $(U_1, U_2)$  отвечает целое множество допустимых пар токов  $(I_1, I_2)$ , или вообще ни одной такой пары. Но речь о них здесь не идет.

### 1.15. Схема с общим коллектором

Схема усилителя с общим коллектором (эмиттерного повторителя) показана на рис. 24. Коллектор транзистора «намертво» подключен в ней к шине питания – земле переменных составляющих, а выходной сигнал  $U$  снимается с резистора нагрузки  $R_e$  в эмиттерной цепи. Для полноты картины добавлено внутреннее сопротивление источника сигнала  $R_s$ . Режимный ток транзистора  $I_0$  устанавливается током базы  $I_b$ , который задает базовый резистор  $R_b$ :  $I_0 = h_{21}I_b = h_{21} \frac{E - U_{be0}}{R_b + R_e(1 + h_{21})}$ .

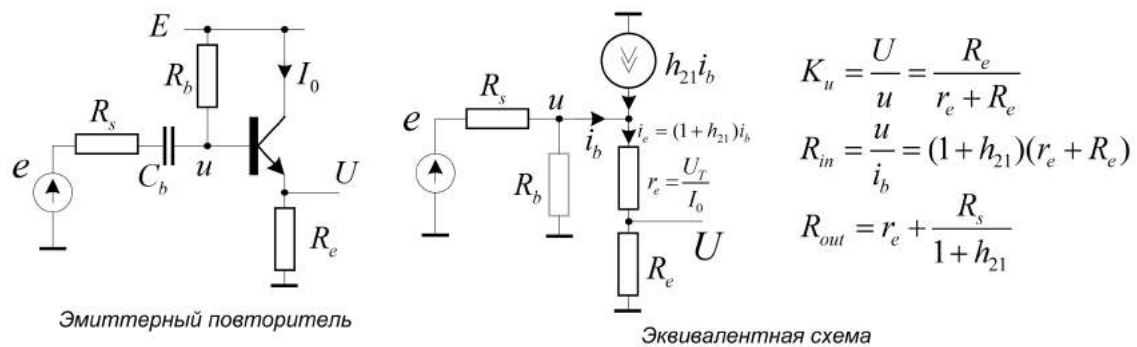


Рис. 24. Схема с общим коллектором

Суть работы усилителя проясняет его эквивалентная схема. Входной сигнал  $e$  создает базовый ток  $i_b$ , к которому добавляется ток управляемого источника  $h_{21}i_b$  и сумма токов  $i_e = i_b(1 + h_{21})$  протекает по последовательному соединению дифференциального сопротивления эмиттерного перехода транзистора  $r_e$  и сопротивления нагрузки  $R_e$ .

Выходной сигнал  $U$  – это падение напряжения на  $R_e$ , а потенциал базы  $u$  – это падение на сумме сопротивлений  $r_e + R_e$ . Так что коэффициент передачи от базы транзистора до выхода составляет  $K_u = \frac{U}{u} = \frac{R_e}{r_e + R_e}$ . Коэффициент этот всегда меньше единицы, что и не удивительно, ибо часть  $U$  всегда меньше целого  $u$ . Так что по напряжению эмиттерный повторитель не усиливает.

Коэффициент передачи от источника  $e$  еще меньше, поскольку часть напряжения источника падает на его внутреннем сопротивлении  $R_s$  из-за протекания по нему базового тока  $i_b = \frac{i_e}{1+h_{21}}$ . В пренебрежении ответвлением тока в резистор  $R_b$  этот коэффициент составляет

$$K = \frac{U}{e} = \frac{R_e}{\frac{R_s}{1+h_{21}} + r_e + R_e}.$$

$R_s$  поделено здесь на  $1 + h_{21}$ , поскольку по нему протекает не эмиттерный, а базовый ток. Влияние  $R_b$  еще несколько снижает усиление.

Входное сопротивление от базы до земли такое же, как сопротивление со стороны базы у виртуального транзистора с дифференциальным сопротивлением  $r_e + R_e$ :

$$R_{in} = (1 + h_{21})(r_e + R_e) = r_{be} + (1 + h_{21})R_e.$$

Это сопротивление весьма велико. В схеме его немного губит параллельное подключение токозадающего резистора  $R_b$ . В целом для входного сопротивления усилителя получается  $R_b || (r_{be} + (1 + h_{21})R_e)$ .

Чтобы оценить выходное сопротивление  $R_{out}$ , обнулим источник  $e$  и посмотрим на схему со стороны выхода. При подаче на выход напряжения  $U$  токи будут протекать по двум параллельным путям – сопротивлению  $R_e$  и последовательной цепи  $r_e - R_s$ :

$$I = \frac{U}{R_e} + \frac{U}{r_e + \frac{R_s}{1+h_{21}}}.$$

Для выходного сопротивления это дает:

$$R_{out} = \frac{U}{I} = R_e || \left( r_e + \frac{R_s}{1 + h_{21}} \right) \simeq \left( r_e + \frac{R_s}{1 + h_{21}} \right)$$

Подведем итоги. Итак, эмиттерный повторитель – это усилитель, который не усиливает:  $K_u = \frac{R_e}{r_e + R_e} \lesssim 1$ . Зато он обладает прекрасными свойствами по входу-выходу. У него высокое входное сопротивление – порядка  $R_e(1 + h_{21})$ , и низкое выходное – порядка  $\frac{R_s}{1+h_{21}}$ . Не усиливая по напряжению, повторитель дает усиление по току. Он отбирает от источника малый ток базы  $i_b$  и отдает в нагрузку усиленный ток эмиттера  $i_b(1 + h_{21})$ .

Основные применения эмиттерных повторителей связаны с согласованием высокоомного источника с низкоомной нагрузкой. Пусть требуется передать сигнал от источника с высоким внутренним сопротивлением  $100R$  на малую нагрузку  $R$ . При прямом подключении, рис. 25, почти весь сигнал  $e$  упадет на внутреннем сопротивлении. Нагрузке достанется лишь самая малость –  $\frac{e}{101}$ . Корень зла кроется в том, что высокоомный источник просто не способен отдать ток, достаточный для создания заметного напряжения на низкоомной нагрузке. Буферный эмиттерный повторитель решает эту проблему, усиливая ток источника. Как видно из рисунка, при  $h_{21} = 100$  напряжение на той же нагрузке  $R$  повышается с  $\frac{e}{101}$  до примерно  $\frac{e}{2}$ .

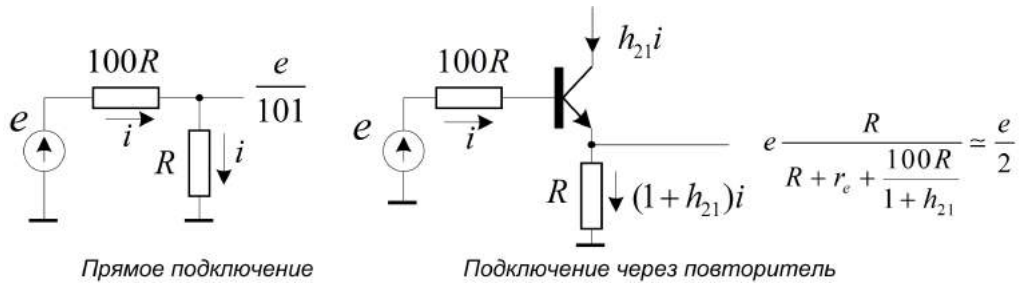


Рис. 25. Согласование источника с нагрузкой

### 1.16. Схема с общей базой

Схема усилителя на транзисторе с общей базой показана на рис. 26. В плане начального режима – это обычная стабилизированная схема с заданием режима потенциалом базы. Делитель  $R_1/R_2$  фиксирует потенциал базы  $U_b = E \frac{R_2}{R_1 + R_2}$ , который определяет собой потенциал эмиттера  $U_e = U_b - U_{be0}$ ,  $U_{be0} \simeq 650$  мВ и, тем самым, режимный ток  $I_0 = \frac{U_e}{R_e}$ . Конденсатор  $C$  заземляет базу по переменной составляющей.

Как видно из эквивалентной схемы, входной сигнал  $e$  создает ток эмиттера  $i_e$ , львиная доля которого уходит в управляемый источник тока коллектора. На землю ответвляется лишь малая часть – ток базы. Выходной сигнал создается прохождением тока коллектора через нагрузку  $R_c$ . Впрочем, все это вполне ясно и без всякой эквивалентной схемы.

Параметры усилителя находятся элементарно. Формулы для входного и выходного сопротивлений очевидны:  $R_{in} = R_e \parallel r_e \simeq r_e$ ,  $R_{out} = R_c$ . А коэффициент усиления составляет порядка  $K = \frac{R_c}{r_e}$  – входное напряжение преобразуется в ток  $i_e$  на сопротивлении  $r_e$ , а выходное образуется из примерно того же тока  $i_c$  на нагрузке  $R_c$ . Это ровно то же усиление, что и в схеме с общим эмиттером.

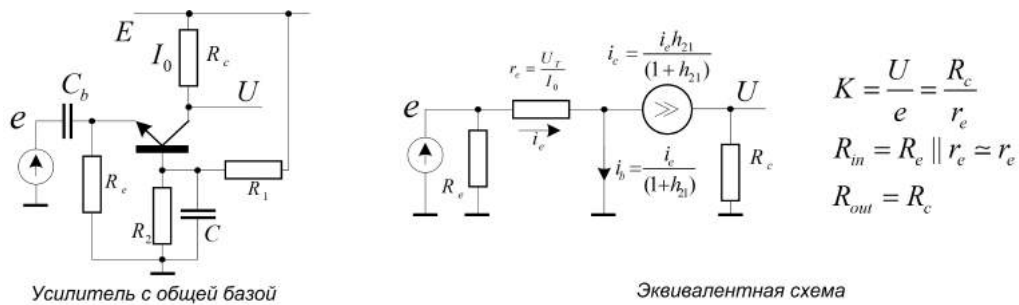


Рис. 26. Схема с общей базой

Специфика схемы с общей базой в том, что она в принципе не дает усиления по току: входной ток – это ток эмиттера, а выходной – несколько меньший ток коллектора. Усиление по напряжению достигается исключительно за счет различия между сопротивлением нагрузки  $R_c$  и входным сопротивлением  $r_e$ . Иными словами, схема усиливает потому, что ее входное сопротивление  $r_e$  крайне мало (составляет порядка 25 Ом) и она отбирает от источника большой ток, который почти полностью передается в высокоомную нагрузку  $R_c$ , создавая на ней значительное выходное напряжение.

Из-за отсутствия усиления по току схемы с общей базой бессмысленно соединять

каскадно – одну за другой, рис. 27а. В каждом из последовательных каскадов отобранный от источника ток будет только ослабляться в  $\alpha = \frac{h_{21}}{1+h_{21}}$  раз, а создаваемое им на той же нагрузке напряжение – становиться только меньше.

Усилители с общей базой отличаются прекрасными частотными свойствами – их верхние частоты превышают верхние частоты схем с общим эмиттером примерно в  $h_{21}$  раз. Основная сфера их применения – это широкополосные однокаскадные усилители.

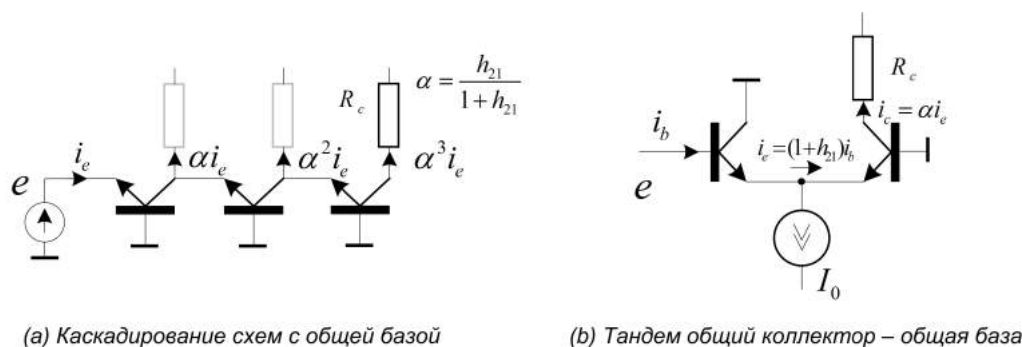


Рис. 27. Варианты каскадирования

Сводный обзор свойств трех вариантов включения транзистора выглядит так:

*Общий эмиттер:* усиление как по напряжению, так и по току; сопоставимые значения входного-выходного сопротивлений.

*Общий коллектор:* усиление только по току; великолепные свойства по входу-выходу – высокое входное, низкое выходное сопротивление.

*Общая база:* усиление только по напряжению; крайне плохие свойства по входу-выходу – низкое входное, высокое выходное сопротивление.

Сравнение свойств схем с общими коллектором и базой наводит на мысль соединить их тандемом, поручив каждому то, что он умеет: общему коллектору – усиление тока, а общей базе – усиления напряжения. Это идея давно нашла воплощение в дифференциальной схемотехнике – дифференциальная пара на рис. 27b как раз и представляет собой каскадное соединение эмиттерного повторителя и схемы с общей базой.

### 1.17. Каскадные соединения и потери на согласование

Если пару усилителей с коэффициентами усиления  $K_1, K_2$  соединить последовательно (каскадно) сквозное усиление будет меньше произведения  $K_1 K_2$  из-за потерь на межкаскадное согласование.

Потери на согласование возникают уже при пользовании готовым усилителем, рис. 28, причем, сразу в двух местах – на сторонах источника и нагрузки. При подключении источника сигнала с внутренним сопротивлением  $R_s$  ко входу усилителя с сопротивлением  $R_{in}$  происходит ослабление сигнала в  $D_s = \frac{R_{in}}{R_s + R_{in}}$  раз. Аналогично, при подключении нагрузки  $R_l$  к выходу усилителя с выходным сопротивлением  $R_{out}$  усиленный сигнал  $Ku$  ослабляется в  $D_l = \frac{R_l}{R_{out} + R_l}$  раз. Так что имеющее практический смысл усиление от источника до нагрузки  $K_e = \frac{U}{e} = D_s K D_l$  может оказаться существенно меньше значения  $K$ , указанного в паспортных данных усилителя.

Получается, что усиление по напряжению – это еще не все. Не менее важно соотношение между входным и выходным сопротивлениями. Чтобы подключать без особых потерь высокоомные источники, требуется высокое входное сопротивление.

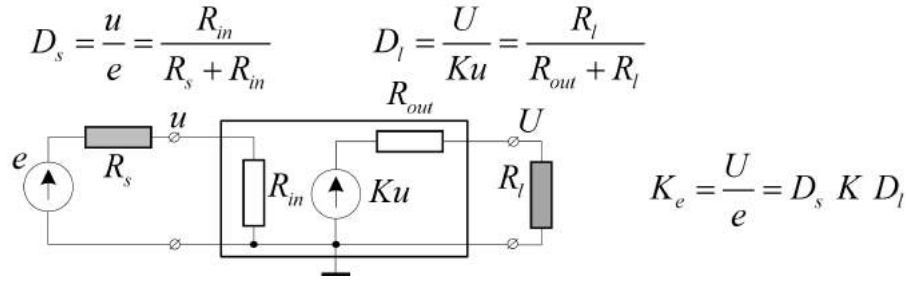


Рис. 28. Потери на согласование

А чтобы подключать низкоомные нагрузки – малое выходное сопротивление. Иначе говоря, «правильный» усилитель должен быть не только усилителем напряжения, но и усилителем тока.

Вернемся на миг к однокаскадному усилителю. Его параметры  $R_{in} = h_{21}r_e$ ,  $K = \frac{R_c}{r_e}$  и  $R_{out} = R_c$  связаны очевидным соотношением  $K = h_{21} \frac{R_{out}}{R_{in}}$ . Сопоставимые значения входного и выходного сопротивлений получаются, когда усиление по напряжению  $K$  имеет тот же порядок величины, что и усиление по току  $h_{21}$ . Усиление можно неограниченно наращивать, увеличивая  $R_c$ . Но это будет сопровождаться ростом выходного сопротивления. А можно наращивать его, снижая  $r_e$ . Это ведет к уменьшению входного сопротивления. Получается, что оба пути ведут в никуда.

При разработке многокаскадных усилителей искусство схемотехники как раз и заключается в умении найти разумный компромисс между усилением напряжения и усилением тока. Компромиссные решения приходится принимать на уровне согласования каскадов, рис. 29

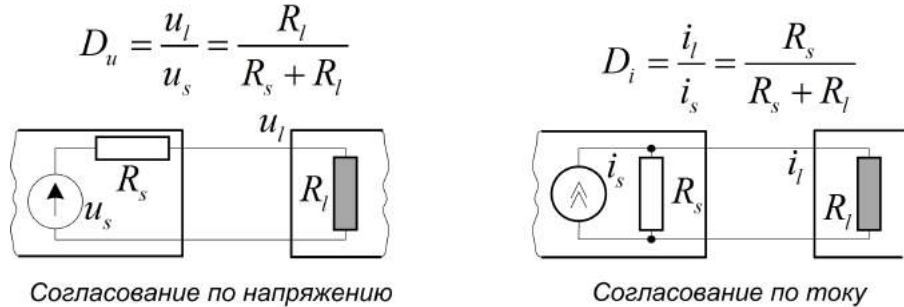


Рис. 29. Согласование каскадов

Когда во главу угла ставится усиление напряжения, выход предыдущего каскада естественно рассматривать как генератор напряжения с внутренним сопротивлением  $R_s$ , а вход следующего – как нагрузку  $R_l$ . Уровень потерь на согласование оценивается тогда коэффициентом  $D_u = \frac{R_l}{R_s + R_l}$ , рис. 29. Если же делать акцент на усиление тока, то выход того же каскада следует рассматривать уже как генератор тока. Тогда уровень потерь на согласование оказывается равным  $D_i = \frac{R_s}{R_s + R_l}$ . Поскольку  $D_u + D_i = 1$ , невозможно минимизировать оба эти коэффициента сразу – снижение одного автоматически повышает другой. Чтобы прийти к разумному компромиссу, нужно определиться с предпочтениями – что сейчас важнее, высокое усиление по напряжению, или хорошее соотношение между входным и выходным сопротивлениями.

Проблема в том, что, как правило, важно и то и другое.

Подумаем над оптимизацией схемы двухкаскадного усилителя на рис. 30. Режимный ток первого транзистора  $V_1$  задается в ней базовым током, который определяется резистором  $R_b$ . Режимный же ток второго транзистора  $V_2$  задается потенциалом базы, равным потенциалу на коллекторе  $V_1$ . Существует масса вариантов выбора элементов этой схемы. Наша задача – уяснить, какими соображениями следует при этом руководствоваться.

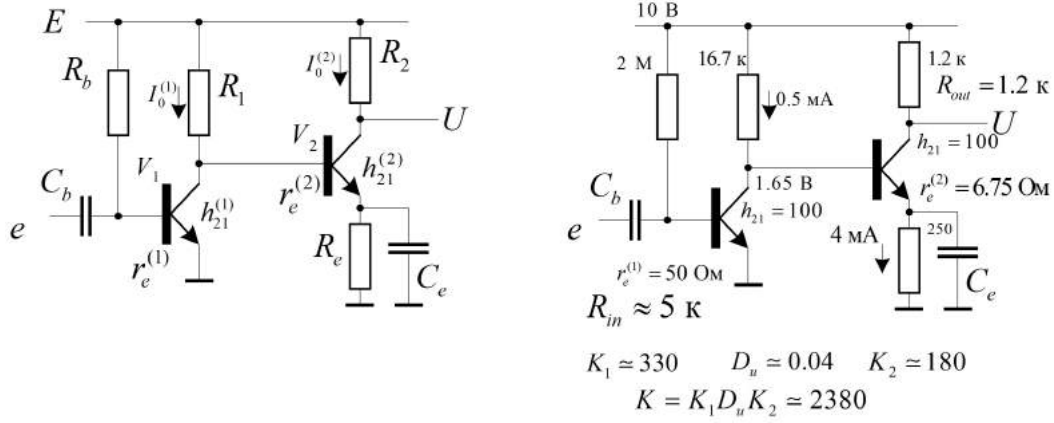


Рис. 30. Двухкаскадный усилитель

Если мысленно убрать межкаскадную связь, схема распадется на два независимые усилителя с параметрами

$$R_{in}^{(1)} = r_{be}^{(1)} = (1 + h_{21}^{(1)})r_e^{(1)}; \quad K_1 = \frac{R_1}{r_e^{(1)}}; \quad R_{out}^{(1)} = R_1,$$

$$R_{in}^{(2)} = r_{be}^{(2)} = (1 + h_{21}^{(2)})r_e^{(2)}; \quad K_2 = \frac{R_2}{r_e^{(2)}}; \quad R_{out}^{(2)} = R_2.$$

Об отрицательности коэффициентов усиления забыто сознательно – не до пустяков. Включение связи вызовет потери на согласование по напряжению с коэффициентом

$$D_u = \frac{R_{in}^{(2)}}{R_{out}^{(1)} + R_{in}^{(2)}} = \frac{r_{be}^{(2)}}{R_1 + r_{be}^{(2)}},$$

так что сквозной коэффициент усиления составит

$$K = K_1 D_u K_2 = \frac{R_1}{r_e^{(1)}} \frac{r_{be}^{(2)}}{(R_1 + r_{be}^{(2)})} \frac{R_2}{r_e^{(2)}} = h_{21}^{(1)} h_{21}^{(2)} \frac{R_2}{r_{be}^{(1)}} \frac{R_1}{(R_1 + r_{be}^{(2)})}.$$

Тот же результат можно получить иным путем, сконцентрировавшись на прохождении токов. Входной сигнал  $e$  преобразуется первым транзистором в коллекторный ток  $i_c^{(1)} = \frac{e}{r_e^{(1)}}$ , который, после ослабления в  $D_i = \frac{R_1}{R_1 + r_{be}^{(2)}}$  раз, становится током базы второго транзистора  $i_b^{(2)} = D_i i_c^{(1)}$ , усиливается им в  $h_{21}^{(2)}$  раз и направляется в нагрузку  $R_2$ . Проследивая всю эту цепочку в обратном порядке, получаем:

$$U = R_2 i_c^{(2)} = R_2 h_{21}^{(2)} i_b^{(2)} = R_2 h_{21}^{(2)} D_i i_c^{(1)} = R_2 h_{21}^{(2)} D_i \frac{e}{r_e^{(1)}} = e h_{21}^{(1)} h_{21}^{(2)} \frac{R_2}{r_{be}^{(1)}} \frac{R_1}{(R_1 + r_{be}^{(2)})}.$$

Входное сопротивление  $R_{in}$  двухкаскадного усилителя – это  $r_{be}^{(1)}$ , выходное  $R_{out}$  равно  $R_2$ . Так что формула для сквозного коэффициента усиления приводится к виду

$$K = \frac{U}{e} = h_{21}^{(1)} h_{21}^{(2)} \frac{R_{out}}{R_{in}} D_i; \quad D_i = \frac{R_1}{R_1 + r_{be}^{(2)}}.$$

Как и в однокаскадном усилителе, усиление по напряжению определяется произведением сквозного усиления по току  $h_{21}^{(1)} h_{21}^{(2)}$  на отношение выходного и входного сопротивлений. Поправочный фактор  $D_i$  учитывает потери на согласование каскадов по току. Чтобы их минимизировать, нужно увеличивать нагрузку  $R_1$  первого каскада, и снижать входное сопротивление  $r_{be}^{(2)}$  второго.

При  $D_i \simeq 1$  уровень сквозного усиления по току  $h_{21}^{(1)} h_{21}^{(2)} \simeq K \frac{R_{in}}{R_{out}}$  определяет значение произведения усиления по напряжению на отношение входного и выходного сопротивлений. Далее все зависит от того, как мы пожелаем распорядиться этим ценным ресурсом. Возможна масса вариантов. Можно сделать сопротивления примерно равными. Это позволит достичь усиления  $K \sim h_{21}^{(1)} h_{21}^{(2)}$ . А можно несколько проиграть в усилении, но улучшить отношение сопротивлений.

Если пойти по второму пути, то режимный ток первого каскада следует выбрать малым, а второго – большим. Это автоматически обеспечит высокое значение входного сопротивления первого каскада. Малость же выходного сопротивления второго каскада будет обеспечена малостью его сопротивления нагрузки  $R_2$ . Резистор  $R_1$  нагрузки первого каскада следует выбрать большим, чтобы снизить потери  $D_i$ , но не слишком большим, чтобы оставить достаточное постоянное напряжение на коллекторе транзистора. Все эти аспекты приходится совместно учитывать в поиске разумного решения.

Один из возможных вариантов выбора элементов схемы показан на рис. 30. Он приводит к усилителю с усилением  $K \simeq 2380$  при входном сопротивлении  $R_{in} \simeq 5$  к и выходном сопротивлении  $R_{out} \simeq 1.2$  к. Произведение  $K \frac{R_{in}}{R_{out}} \simeq h_{21}^2$  составляет 9900. Межкаскадная связь в этой схеме почти совсем не согласована по напряжению ( $D_u \simeq 0.04$ ), но хорошо согласована по току ( $D_i \simeq 1$ ). Это и обеспечивает неплохое отношение  $\frac{R_{in}}{R_{out}}$  ценой снижения сквозного усиления. Чтобы поднять усиление, нужно улучшить согласование каскадов по напряжению. Этого можно достичь, уменьшив режимный ток второго каскада за счет пропорциональным увеличением сопротивлений  $R_2, R_e$ . Но при этом вырастет выходное сопротивление. Та же цель достигается увеличением режимного тока первого каскада, но за счет снижения входного сопротивления.

### 1.18. Схемы Дарлингтона

Фанатичное следование по пути согласования транзисторных каскадов по току в конечном итоге приводит к схемам Дарлингтона – составным транзисторам, рис. 31. Существует два их варианта – на двух однотипных транзисторах, и на комплементарной паре. Для простоты в формулах на рисунке имеются в виду транзисторы с одинаковыми  $h_{21}$ .

Никаких потерь усиленного тока в этих схемах нет совсем – весь эмиттерный (или коллекторный) ток первого каскада становится током базы для второго. В результате получаются обычные почти во всех отношениях составные п-р-п транзисторы, но с большим коэффициентом передачи тока – порядка  $h_{21}^2 \simeq 10^4$ . Возможны и их р-п-р аналоги – меняем направления всех стрелок.

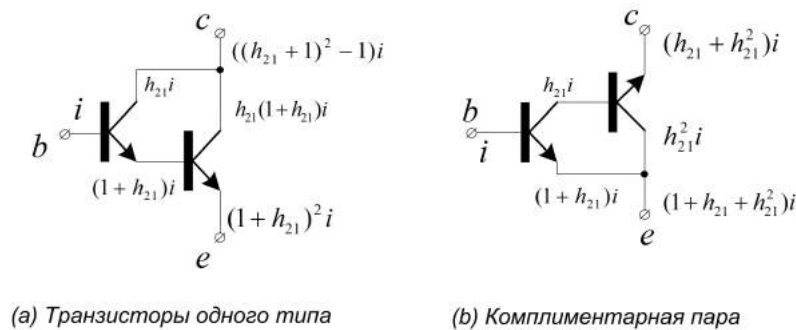


Рис. 31. Схемы Дарлингтона

Изящество этих схемных решений производит впечатление, но широкого применения в усилительной технике они так и не нашли. Основная трудность связана с тем, что первый и второй транзистор вынуждены работать в слишком разных начальных режимах – начальный коллекторный ток первого транзистора – это начальный базовый для другого. Поэтому их режимные токи различаются в  $h_{21}$  раз. Есть проблемы и с температурной стабильностью, поскольку обратный коллекторный ток первого транзистора становится базовым для второго и усиливается им. К тому же высокими коэффициентами передачи тока в наше время не удивишь – существуют супер бета транзисторы с  $h_{21}$  порядка нескольких тысяч.

Применение составных транзисторов в обычных усилительных схемах ничего не дает в плане повышения усиления по напряжению, приводя лишь к повышению входных сопротивлений. Основная область их применения – это усилители мощности, в который они удачно используются для повышения невысоких коэффициентов передачи тока мощных транзисторов, работающих при коллекторных токах в единицы и десятки ампер.

### 1.19. Полевые транзисторы

Полевой транзистор с управляющим перешодом (Junction Field Effect Transistor – JFET) содержит всего один p-n переход, который геометрически устроен так, что один из его слоев образует протяженный канал, рис. 32. Когда к другому слою – затвору прикладывается запирающее напряжение, обедненный слой в зоне p-n перехода расширяется и перекрывает канал. Изменяя потенциал затвора, можно управлять величиной протекающего по каналу тока. Это напоминает управление потоком воды по трубе водопроводным краном.

Излишне говорить, что полевые транзисторы бывают ровно двух типов – с n и p каналами. Символическая стрелка указывает на присутствие в канале носителей n типа – электронов.

В рабочем режиме транзистора управляющий p-n переход должен быть заперт на всем протяжении канала. Для транзистора с каналом n типа это означает, что потенциал затвора должен быть отрицательным по отношению к любому из значений потенциала в теле канала, распределенных в диапазоне от потенциала стока до потенциала истока. Этому отвечает схема питания n-канального транзистора на рис. 33а – потенциал в любой точке канала положителен или равен нулю, а потенциал затвора – отрицателен. Для p-канального транзистора полярности всех напряжений обратны.

Ввиду полного отсутствия тока затвора (запертый p-n переход), поведение полевого транзистора определяется всего одной функцией от двух переменных  $I_d(U_{gs}, U_{ds})$ .



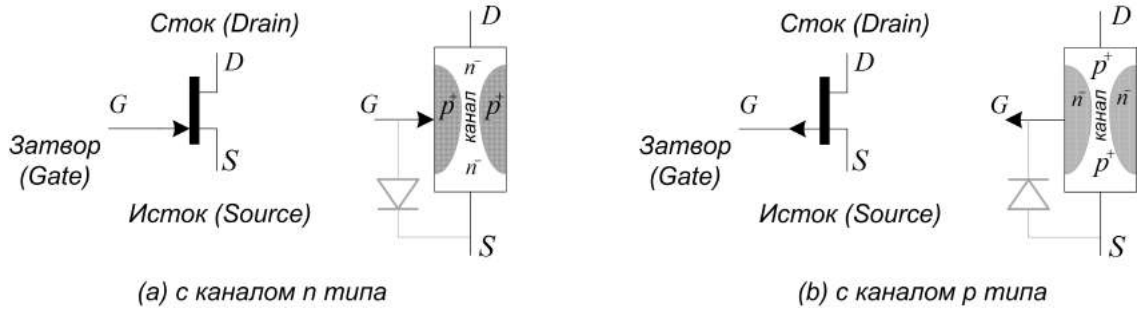


Рис. 32. Полевые транзисторы с управляющим переходом

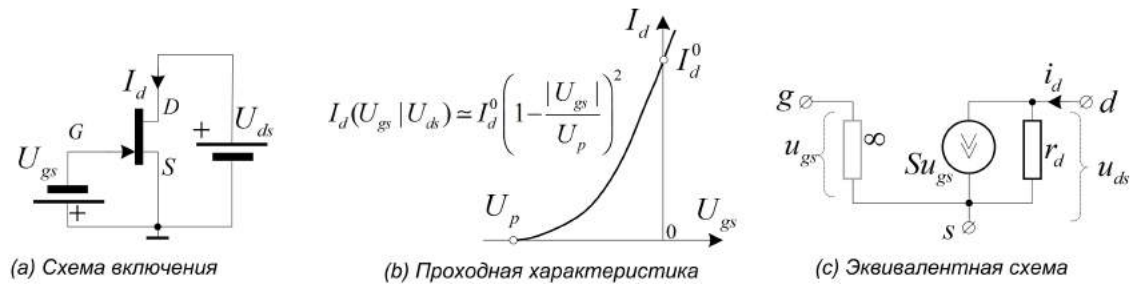


Рис. 33. К линеаризованной модели транзистора

Зависимости  $I_d(U_{gs}|U_{ds})$  тока канала от напряжения затвор-исток при фиксированном потенциале стока – это проходные характеристики транзистора. Одна из них показана на рис. 33b. Не показанные на рисунке выходные характеристики – зависимости  $I_d(U_{ds}|U_{gs})$  – похожи на коллекторные характеристики биполярного транзистора. В первом квадранте плоскости  $(I_d, U_{ds})$ , вне зон отсечки и насыщения, они близки к характеристикам источника тока, управляемого потенциалом затвора. Полевые транзисторы отличается значительная ширина зоны насыщения, простирающаяся до напряжений  $U_{ds}$  порядка 1.5 В. В этой зоне переход сток-исток ведет себя как резистор с переменным сопротивлением, регулируемым потенциалом затвора.

Проходная характеристика, рис.33b, определяется двумя параметрами – начальным током канала  $I_d^0$ , который наблюдается при нулевом потенциале затвора, и потенциалом отсечки  $U_p$ , после которого канал оказывается полностью перекрытым –  $I_d = 0$ . Она хорошо описывается аналитически квадратичной функцией, проходящей через точки  $(0, U_p)$ ,  $(I_d^0, 0)$ . Параметры  $I_d^0$ ,  $U_p$  приводятся в паспортных данных на транзисторы. Типовые значения потенциалов отсечки составляют от 1.5 до 7 В, начальные токи лежат в области 5-30 мА.

Малосигнальная эквивалентная схема полевого транзистора для данной рабочей точки  $O$  содержит всего два параметра, рис.33c. Главный из них – это крутизна  $S$  – производная от проходной характеристики в рабочей точке.

$$S = \left. \frac{dI_d(U_{gs}, U_{ds})}{dU_{gs}} \right|_O = \frac{2I_d^0}{U_p} \left( 1 - \frac{|U_{gs}|}{U_p} \right).$$

Крутизна определяет закон  $i_d = Su_{gs}$  управления эквивалентным источником тока канала. Ее значение линейно падает от максимума  $\frac{2I_d^0}{U_p}$  при  $U_{gs} = 0$  до нуля при

$U_{gs} = U_p$ . При режимном токе  $I_0 = \frac{I_d^0}{4}$ , когда  $(1 - \frac{|U_{gs}|}{U_p}) = \frac{1}{2}$ , крутизна полевого транзистора оценивается величиной  $S = \frac{4I_0}{U_p}$ . При том же режимном токе у биполярного транзистора  $S = \frac{I_0}{U_T}$ . Так что крутизна биполярного транзистора выше крутизны полевого в  $\frac{U_p}{4U_T}$  раз. Резистор  $r_d$  в эквивалентной схеме учитывает неидеальность эквивалентного источника тока канала:  $\frac{1}{r_d} = \left. \frac{dI_d(U_{gs}, U_{ds})}{dU_{ds}} \right|_O$ . Его значение велико – измеряется десятками килоомов.

## 1.20. Усилители на полевом транзисторе

Общепотребительная схема усилителя на полевом транзисторе показана на рис. 34а.

Главный вопрос, который встает при задании начального режима  $n$ -канального транзистора, состоит в следующем: На затвор нужно подать отрицательное напряжение смещения. Где его взять, если есть только один источник положительного напряжения питания? Выход, известный со времен ламповой техники, дает принцип автоматического смещения. Вместо того, чтобы подавать отрицательный потенциал на затвор, обеспечивается присутствие положительного потенциала на истоке. Потенциал затвора делается нулевым с помощью резистора  $R_g$  утечки затвора, а в цепь истока включается резистор смещения  $R_s$ . Протекание начального тока канала  $I_0$  по этому резистору создает на нем положительное падение напряжения  $I_0 R_s$ . При нулевом потенциале затвора это и обеспечивает на переходе затвор-исток отрицательное смещение  $U_{gs} = 0 - I_0 R_s = -I_0 R_s$ .

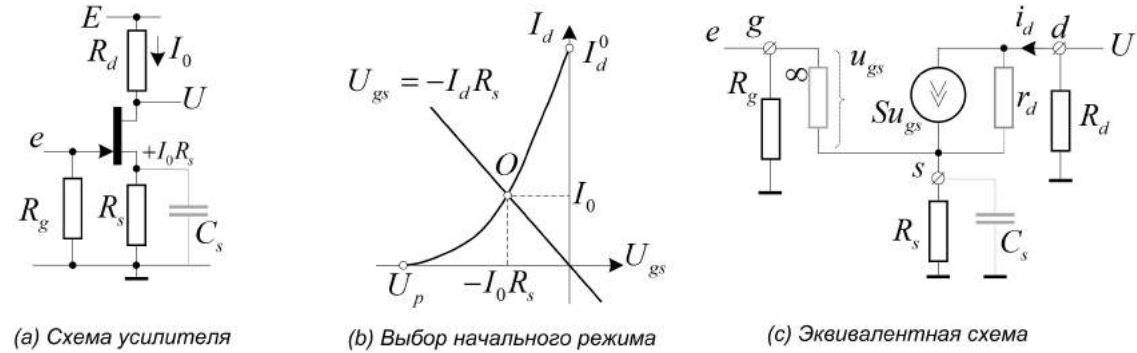


Рис. 34. Усилитель с общим истоком

Положение рабочей точки транзистора  $O$  в схеме с автоматическим смещением находится как точка пересечения прямой  $U_{gs} = -I_d R_s$  с проходной характеристикой транзистора, рис. 34б. Чем больше резистор  $R_s$ , тем меньше наклон этой прямой, и тем ближе начальный режим к точке  $(0, U_p)$  отсечки транзистора.

Чтобы оценить коэффициент усиления, обратимся к эквивалентной схеме на рис. 34с. Если пренебречь резистором  $r_d \sim \infty$ , то весь ток управляемого источника  $Su_{gs}$  проходит по  $R_s$ , создавая на нем напряжение  $SR_s u_{gs}$ . Ясно, что потенциал  $e$  на входе есть сумма:  $e = u_{gs} + SR_s u_{gs}$ . Отсюда  $u_{gs} = \frac{e}{1 + SR_s}$ . Напряжение же на выходе  $-U = i_d R_d$  – это результат протекания тока  $i_d = Su_{gs}$  по нагрузке  $R_d$ . Поэтому

$$-K = -\frac{U}{e} = R_d \frac{i_d}{e} = R_d \frac{Su_{gs}}{e} = \frac{SR_d}{1 + SR_s} = \frac{R_d}{R_s + 1/S} \simeq \frac{R_d}{R_s} \quad \text{при} \quad R_s \gg \frac{1}{S}.$$

Подобно резистору  $R_e$  в эмиттерной цепи биполярного транзистора, резистор автоматического смещения  $R_s$  сильно снижает усиление. Если его зашунтировать емкостью  $C_s$ , усиление возрастет до  $SR_d$ . Факт вполне очевиден: при заземленном по переменной составляющей истоке входной сигнал  $e$  равен напряжению  $u_{gs}$ . Он преобразуется транзистором в ток канала  $i_d = Su_{gs} = Se$ , который протекает по резистору  $R_d$ .

Входное сопротивление усилителя равно сопротивлению утечки затвора  $R_g$ . Оно может достигать десятков мегаом – величина  $R_g$  ограничена только условием малости напряжения, создаваемого на нем протеканием постоянного тока утечки затвора транзистора. Выходное сопротивление равно  $R_{out} = R_d$ .

Сопротивление  $r_d$  канала транзистора создает делитель тока, из-за которого по резисторам  $R_s$ ,  $R_d$  протекает только часть  $\eta Su_{gs}$  тока управляемого источника, где  $\eta = \frac{r_d}{r_d + R_s + R_d}$ . Это приводит к спаду усиления до  $-K = \frac{\eta SR_d}{1 + \eta SR_s}$ . Снижается также и выходное сопротивление до  $R_{out} = R_d \parallel (R_s + r_d(1 + SR_s))$ . Резистор  $r_d$  умножен здесь на  $(1 + SR_s)$  потому, что на него замыкается дополнительный ток  $Su_{gs} = SR_s i_d$  управляемого источника. При  $R_s = 0$  (земля переменной составляющей на истоке) усиление снижается до  $S(R_d \parallel r_d)$ , а выходное сопротивление – до  $R_d \parallel r_d$ .

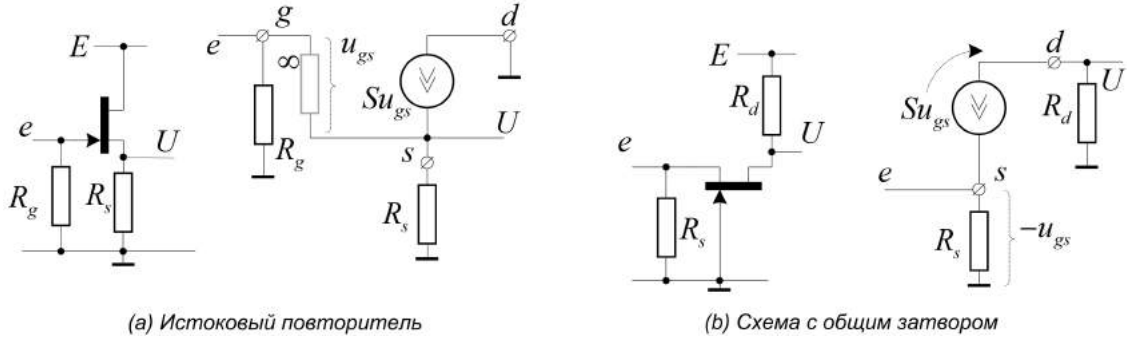


Рис. 35. Альтернативные схемы включения

Если в схеме рис. 34а сток транзистора заземлить, а выход снимать с резистора  $R_s$ , получится истоковый повторитель на рис. 35а. Выходное напряжение в этой схеме – это результат протекания тока управляемого источника по  $R_s$ :  $U = Su_{gs}R_s$ , а входное – это сумма  $e = u_{gs} + U = u_{gs}(1 + SR_s)$ . Поэтому

$$K = \frac{U}{e} = \frac{SR_s}{1 + SR_s} = \frac{R_s}{1/S + R_s}.$$

Повторитель ослабляет сигнал так, будто переход затвор-исток является резистором с величиной  $\frac{1}{S}$ .

Если, закоротив вход повторителя, подать на его выход напряжение  $U = -u_{gs}$ , то включится управляемый источник, который создаст ток  $US$ . Этот ток добавится к току  $\frac{U}{R_s}$  через резистор  $R_s$ . Для выходного сопротивления истокового повторителя в итоге получится:

$$R_{out} = R_s \parallel \frac{1}{S} \simeq \frac{1}{S}.$$

Возможно, наконец, включение полевого транзистора и с общим затвором, 35б. Источник сигнала  $e = -u_{gs}$  создает в этой схеме уходящий в канал ток с величиной  $Se$ . Это дает низкое входное сопротивление  $R_{in} = R_s \parallel \frac{1}{S}$  и усиление  $K = \frac{U}{e} = SR_d$ . Как

и в случае усилителя с общей базой, получается усиление по напряжению без усиления тока, за счет различия входного сопротивления  $\frac{1}{S}$  и выходного сопротивления  $R_d$ .

## 2. Усовершенствование моделей

Оценки, с которыми мы имели дело до сих пор, не предназначены для точных вычислений – это лишь грубые прикидки, которые отличаются от реальности процентов на 25-30. Причина в том, что положенные в их основу простые физические модели транзистора далеки от совершенства, не учитывают целый ряд существенных физических эффектов. Ценность простых моделей в том, что они позволяют относительно легко составить первичное, умозрительное представление о свойствах той или иной схемы. Когда же такое представление имеется, наступает черед усовершенствования моделей и уточнения расчетных формул.

Дело это оказывается непростым. По мере усложнения моделей быстро возрастает техническая сложность расчета схем, а получаемые расчетные формулы становятся громоздкими, такими, что сама их интерпретация оказывается затрудненной без понимания сути дела. Когда же окончательные расчетные формулы в том или ином виде получены, наступает пора подставлять в них количественные значения параметров использованных моделей. Вопрос о том, где эти значения взять, встает тогда в полный рост. Ответов на него ровно два – значения параметров модели должны быть либо измерены экспериментально, либо заимствованы из некоторой физической теории.

Существующие модели транзистора делятся, в этой связи, на два класса. Параметры так называемых физических моделей соотносятся с теми или иными физическими процессами в транзисторе. Предполагается, что значения этих параметров для конкретного начального режима транзистора должны дать физики, разрабатывающие технологии производства полупроводниковых компонентов. Прямое же их измерение для «живого», упакованного в корпус транзистора далеко не всегда возможно. На противоположном полюсе находятся абстрактные модели, которые описывают транзистор как типичный представитель семейства четырехполюсников, каждый из которых вполне характеризуется матрицей из четырех  $h$ -параметров. Значения  $h$ -параметров легко измеряются экспериментально. Для того же, чтобы придать им физический смысл, приходится возвращаться к физическим моделям.

Актуальность точного оценивания параметров моделей транзисторов в значительной мере снимается схемотехническими приемами. Так применение в схемах усилителей обратных связей позволяет достичь казалось бы невозможного – добиться независимости свойств усилителя в целом от параметров примененных в нем усилительных компонентов. Именно поэтому мода на измерение  $h$ -параметров транзисторов ушла в прошлое. В этих условиях, первоочередной целью изучения усовершенствованных моделей оказывается все то же достижение понимания существа тонких эффектов в транзисторах и их влияния на характеристики схем.

### 2.1. Усовершенствованная физическая схема

Пользуется известностью улучшенный вариант простой физической эквивалентной схемы транзистора, показанный на рис. 1. Нового в этой схеме – только присутствие трех дополнительных резисторов  $r_{bb'}$ ,  $r_{ce}$  и  $r_f$ . С сопротивлением  $r_{b'e} = (1+h_{21})r_e$  эмиттерного диода со стороны базы и крутизной  $S = \frac{\alpha}{r_e} = \frac{h_{21}}{1+h_{21}} \frac{1}{r_e}$ ,  $Sr_{b'e} = h_{21}$ , мы уже сталкивались. Наличие резистора  $r_f$  приводит к тому, что ток базы  $i_b$  несколько отличается от тока через сопротивление  $r_{b'e}$ . Поэтому, строго говоря,  $u_{b'e} \neq i_b r_{b'e}$ , а  $Su_{b'e} \neq h_{21}i_b$ , как это было бы при  $r_f = \infty$ .

Резистор  $r_{bb'}$  – объемное сопротивление базы (сопротивление тела базы) – это омическое сопротивление от базового контакта  $b$  до границы  $b'$  эмиттерного р-п перехода (так сказать, до «внутренней» базы  $b'$ ). Оно невелико – составляет 80-300 Ом и растет

по мере снижения режимного коллекторного тока  $I_0$ . Роль этого сопротивления существенна при высоких токах  $I_0$ , когда дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода  $r_e = \frac{U_T}{I_0}$  становится малым, а вклад  $r_{bb'}$  в полное сопротивление перехода база-эмиттер  $r_{bb'} + (1 + h_{21})r_e$  – заметным.

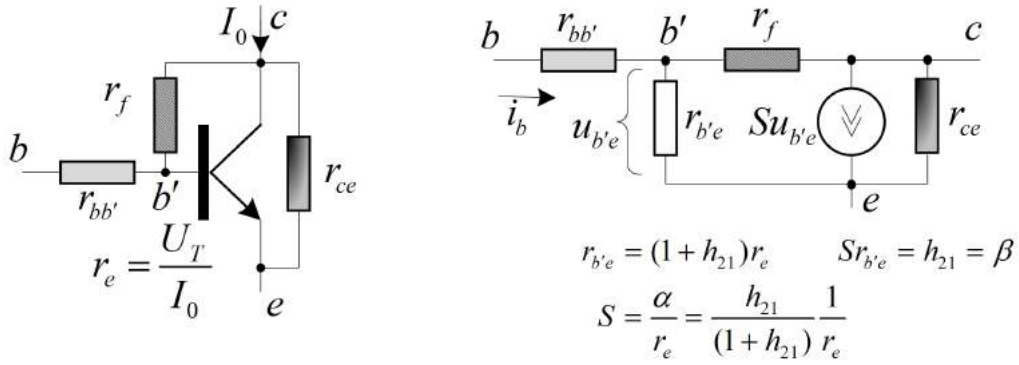


Рис. 1. Физическая эквивалентная схема транзистора

Резисторы  $r_{ce}, r_f$  совместно учитывают эффекты Эрли (Erley), связанные с влиянием потенциала коллектора на эффективную толщину базы транзистора. По мере роста запирающего напряжения на коллекторном p-n переходе обедненный слой в его области расширяется и заполняет собой часть тела базы. База становится более тонкой. Проявляется это в том, что при фиксированном базовом токе коллекторный ток и напряжение на переходе база-эмиттер транзистора немного подрастают. Дифференциальные сопротивления  $r_{ce}, r_f$  в эквивалентной схеме как раз и учитывают эти эффекты. Первое учитывает зависимость коллекторного тока от напряжения коллектор-эмиттер, а второе – «просачивание» потенциала коллектора на базу.

Неплохие оценки значений сопротивления перехода коллектор-эмиттер  $r_{ce} = \frac{dU_{ce}}{dI_c}$  дает известный эффект Эрли, рис. 2. Суть его состоит в том, что все коллекторные характеристики реального транзистора на самом деле наклоны и как бы выходят веером из одной точки на отрицательной полуоси напряжений  $U_{ce}$ . Положение этой точки характеризует напряжение Эрли  $U_Y$ . Зная величину  $U_Y$ , дифференциальное сопротивление коллекторного перехода можно оценить как  $r_{ce} = \frac{U_Y}{I_0}$ , где  $I_0$  – режимный ток коллектора.

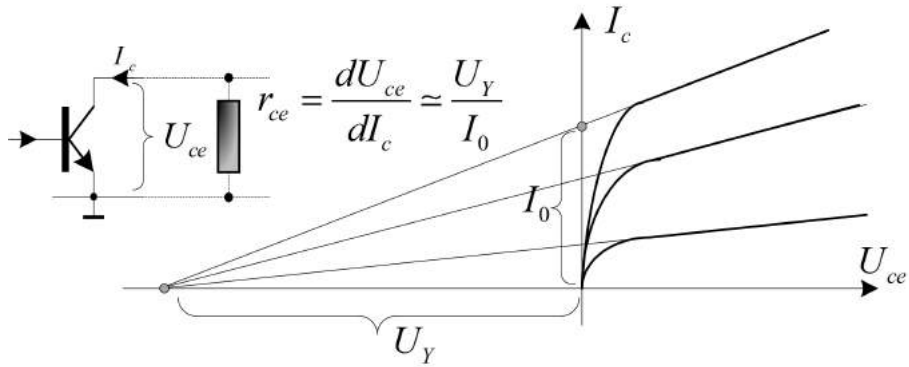


Рис. 2. Эффект Эрли

Значения напряжений Эрли варьируются в диапазоне  $U_Y = 30-100$  В в зависимости от типа транзистора. Типовое значение – порядка 50 В. Это означает, при режимном токе  $I_0$  в 1 мА сопротивление  $r_{ce}$  составляет около 50 кОм. При токе в 10 мА оно снижается до 5 кОм, а при токе в 100 мА – до 500 Ом.

Для сопротивления  $r_f$  внутренней обратной связи известна приближенная оценка:  $r_f = h_{21}r_{ce}$ . Обычно она оказывается несколько заниженной. Чтобы учесть это, мы вводим параметр  $\gamma \geq 1$ , полагая

$$r_f = \gamma h_{21}r_{ce}; \quad r_{ce} = \frac{U_Y}{I_0}.$$

Присутствие этого параметра в теории открывает глаза на некоторые существенные аспекты.

Хорошо известен инвариант

$$\frac{1}{\mu} = \frac{r_e}{r_{ce}} = \frac{U_T}{I_0} \frac{I_0}{U_Y} = \frac{U_T}{U_Y} = 5 \cdot 10^{-4} \quad \text{при } U_Y = 50 \text{ В},$$

значение которого не зависит от режима транзистора. Примерно тот же порядок величины имеет отношение

$$\frac{r_{b'e}}{r_f} = \frac{(1 + h_{21})r_e}{\gamma h_{21}r_{ce}} \simeq \frac{U_T}{\gamma U_Y} = \frac{1}{\gamma \mu}$$

Параметр

$$\mu = \frac{r_{ce}}{r_e} = \frac{U_Y}{U_T} \simeq S r_{ce} \simeq 2 \cdot 10^3$$

известен как предельный коэффициент усиления транзистора. Это произведение его крутизны на сопротивление перехода коллектор-эмиттер.

При  $I_0$  в 1 мА и  $h_{21} = 100$ , когда  $r_e = \frac{U_T}{I_0} = 25$  Ом,  $r_{b'e} = (1 + h_{21})r_e = 2.5$  к, значение  $r_f$  оценивается величиной  $r_f = r_{b'e} \frac{\gamma U_Y}{U_T} = 2.5 \text{ к} \cdot \frac{1 \cdot 50 \text{ В}}{25 \text{ мВ}} \simeq 5$  МОм при  $U_Y = 50$  В,  $\gamma = 1$ .

Хотя сопротивление  $r_f$  и кажется чудовищно большим по сравнению с другими, нельзя сказать, что оно не имеет значения ни при каких обстоятельствах. Дело в том, что этот резистор стоит «на проходе» между малым входным и большим выходным напряжениями. При высоких усилениях его влияние оказывается вполне ощутимым.

Модель на рис. 1 не претендует на полноту – ее можно уточнять и дальше. В современных автоматизированных системах схемотехнического моделирования применяются линеаризованные модели с примерно десятком параметров. Расчет эквивалентных схем с такими моделями доступен только компьютеру.

## 2.2. Уточненные оценки параметров усилителя

Время посмотреть, как усовершенствование модели скажется на оценках параметров реального усилителя. В схеме на рис. 3 выбрано конкретное значение резистора нагрузки  $R_c = 5$  кОм и задан оптимальный режимный ток транзистора  $I_0 = 1$  мА. Первичные оценки дают показанные на рисунке значения для его коэффициента усиления  $K$  и входного сопротивления  $R_{in}$ . Мы намереемся уточнить их, улучшив модель транзистора. Нужная для этого эквивалентная схема усилителя показана там же.

Нет сомнений в том, что по этой схеме можно вывести некие формулы, которые будут выражать значения интересующих нас характеристик усилителя через набор параметров эквивалентной схемы. Вопрос в том, зачем эти формулы нужны, если о

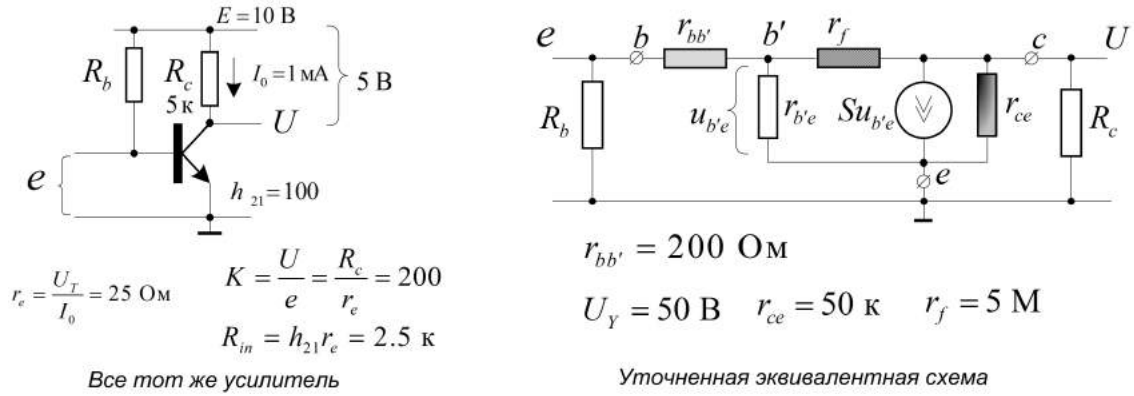


Рис. 3. Усовершенствованная модель

численных значениях параметров мы имеем лишь достаточно поверхностное представление. На самом деле задача состоит не только в том, чтобы вычислить значение чего-либо с такой-то точностью. Цель более амбициозна – нужно сформировать качественное понимание того, какие именно параметры модели определяют интересующее нас значение и какое влияние они на него оказывают. Именно эти интуитивные представления важны для того, чтобы отвечать на неизменно возникающие в практике вопросы типа: "А вот если мы изменим этот резистор, то как и насколько заметно это скажется на усилении, входном сопротивлении и тому подобное?".

Начнем с простого, исключив резистор внутренней обратной связи  $r_f$ . Эквивалентная схема на рис. 3 распадается тогда на отдельные выходную и независимую от нее входную секции.

Объемное сопротивление базы  $r_{bb'}$ , включенное последовательно с  $r_{b'e} = (1 + h_{21})r_e$ , добавляется ко входному сопротивлению усилителя, повышая его с  $(1 + h_{21})r_e = 2.5\text{ кОм}$  до  $r_{bb'} + (1 + h_{21})r_e = 2.7\text{ кОм}$ . К тому же, на нем падает часть входного напряжения  $e$ , так что до «внутренней базы»  $b'$  доходит только часть

$$u_{b'e} = e \frac{r_{b'e}}{r_{bb'} + r_{b'e}} \simeq \frac{e}{1 + \frac{r_{bb'}}{h_{21}r_e}},$$

а это снижает усиление.

Сопротивление перехода коллектор-эмиттер  $r_{ce}$  включается параллельно с нагрузкой  $R_c$ , уменьшая ее до  $R_c || r_{ce} = \frac{R_c r_{ce}}{R_c + r_{ce}}$ . Это включает другой механизм спада усиления.

В итоге для коэффициента усиления эквивалентной схемы получается:

$$-K = -\frac{U}{e} = \frac{r_{b'e}}{r_{bb'} + r_{b'e}} S \frac{R_c r_{ce}}{R_c + r_{ce}} \simeq \frac{R_c}{r_e} \frac{1}{(1 + \frac{r_{bb'}}{h_{21}r_e})} \frac{1}{(1 + \frac{R_c}{r_{ce}})}$$

Первичная оценка  $K = \frac{R_c}{r_e}$  скорректирована двумя поправочными факторами, меньшими единицы. Первый характеризует спад усиления, обусловленный объемным сопротивлением базы, второй – спад усиления за счет сопротивления коллекторного перехода.

В нашей ситуации значение первого фактора составляет 0.93 ( $\frac{r_{bb'}}{r_e h_{21}} = 0.08$ ), в второго – 0.91 ( $\frac{R_c}{r_{ce}} = 0.1$ ). Совместно они обеспечивают спад усиления с оптимистичного 200 до уже вполне реалистичного значения 170. Но не это главное. Полученная формула нужна не столько для вычислений, сколько для того, чтобы на нее полюбоваться



и кое-что уяснить. Например то, что вклад объемного сопротивления базы определяется отношением  $\frac{r_{bb'}}{h_{21}r_e}$  и растет с уменьшением  $r_e = \frac{U_T}{I_0}$ , то есть с ростом режимного тока. Вклад же  $r_{ce}$  определяется отношением  $\frac{R_c}{r_{ce}}$  и возрастает с увеличением сопротивления нагрузки  $R_c$ .

Навеянная формулой  $K = \frac{R_c}{r_e}$  наивная надежда на то, что усиление можно неограниченно наращивать простым увеличением  $R_c$  не оправдывается – при бесконечном сопротивлении нагрузки  $R_c$  усиление не превышает  $\frac{r_{ce}}{r_e} = \mu = \frac{U_Y}{U_T}$ .

На выходное сопротивление усилителя добавление резистора  $r_{bb'}$  никак не сказывается, а вот добавление  $r_{ce}$  параллельно нагрузке снижает его с  $R_c$  до  $R_c || r_{ce}$ .

Попытка прямого вычисления коэффициента усиления  $K$  по полной эквивалентной схеме на рис. 3 уводит в дебри. Причем, дебри эти находятся не столько в технической плоскости, сколько в концептуальной. При достаточном терпении формулу для  $K$  конечно же можно вывести. Раз в жизни стоит решиться на такой шаг. Реальная сложность будет в состоять том, чтобы придать полученной тяжеловесной формуле смысловую интерпретацию.

Прием, которым мы воспользуемся, заимствован из теории обратных связей. Стоит он в том, чтобы разбить сложную задачу на пару простых. Заметим, что выходной сигнал  $U$  в схеме на рис. 3 является результатом усиления напряжения  $u_{b'e}$  простой схемой, показанной на рис. 4а, а само это напряжение формируется как результат сложения сигналов  $e$  и  $U$  на  $T$ -образной схеме, показанной на рис. 4б.

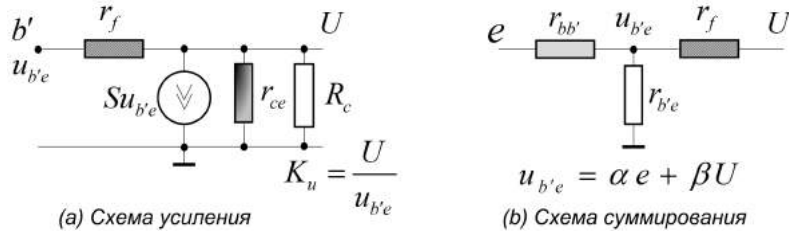


Рис. 4. Разбиение на подзадачи

Выражение для  $K_u$  почти очевидно:

$$-K_u = -\frac{U}{u_{b'e}} = \left(S - \frac{1}{r_f}\right)(R_c || r_{ce} || r_f) \approx \frac{R_c}{r_e} \frac{1}{1 + \frac{R_c}{r_{ce}}}.$$

Форма же закона сложения легко угадывается:  $u_{b'e} = \alpha e + \beta U$ . Найти выражения для коэффициентов  $\alpha, \beta$  не составляет теперь труда – это просто коэффициенты передачи делителей для напряжений  $e$  и  $U$ :

$$\alpha = \frac{u_{b'e}}{e} \Big|_{U=0} = \frac{r_{b'e} || r_f}{r_{bb'} + r_{b'e} || r_f} \approx \frac{1}{1 + \frac{r_{bb'}}{h_{21}r_e}},$$

$$\beta = \frac{u_{b'e}}{U} \Big|_{e=0} = \frac{r_{bb'} || r_{b'e}}{r_f + r_{bb'} || r_{b'e}} \approx \frac{r_{bb'} || h_{21}r_e}{r_f}$$

Имеем:  $u_{b'e} = \alpha e + \beta U$ . Но  $U = -K_u u_{b'e}$ . Поэтому  $u_{b'e} = \frac{\alpha e}{(1 + \beta K_u)}$  и

$$-K = -\frac{U}{e} = \frac{K_u u_{b'e}}{e} = \frac{\alpha K_u}{1 + \beta K_u} \approx \frac{R_c}{r_e} \frac{1}{(1 + \frac{r_{bb'}}{h_{21}r_e})} \frac{1}{(1 + \frac{R_c}{r_{ce}})} \frac{1}{(1 + \beta K_u)}.$$

Внутренняя обратная связь в усилителе вызывает дополнительный спад усиления в  $1 + \beta K_u$  раз. Если грубо принять  $\beta = \frac{h_{21}r_e}{r_f}$ , а  $K_u = \frac{R_c}{r_e}$ , то для произведения  $\beta K_u$  получится

$$\beta K_u = \frac{h_{21}r_e}{r_f} \frac{R_c}{r_e} = \frac{R_c}{\gamma r_{ce}}; \quad \gamma \geq 1.$$

Для схемы на рис. 3 это составляет  $\frac{R_c}{\gamma r_{ce}} = \frac{5 \text{ к}}{1.50 \text{ к}} = 0.1$ , что снижает усиление в 0.91 раз со 170 до примерно 155. С ростом нагрузки  $R_c$  влияние внутренней обратной связи быстро растет. Так при  $R_c = r_{ce}$  произведение  $\beta K_u$  достигает 1, а усиление снижается до уровня 0.5.

Сопrotивление обратной связи отбирает от источника дополнительный ток, снижая входное сопротивление усилителя с  $R_{in} = r_{bb'} + r_{b'e}$  до

$$R_{in} = r_{bb'} + r_{b'e} \parallel \frac{r_f}{1 + K_u}.$$

Сопrotивление  $r_f$  в этой формуле поделено на  $1 + K_u$  по той причине, что ток через него создается разностью между потенциалом  $u_{b'e}$  слева и потенциалом  $-K_u u_{b'e}$  справа на схеме рис. 4а и составляет  $i_f = \frac{u_{b'e}(1+K_u)}{r_f}$ . Это и дает значение  $\frac{r_f}{1+K_u}$  для отношения  $\frac{u_{b'e}}{i_f}$ . Несмотря на высокое значение  $r_f$  его влияние на входное сопротивление становится заметным при больших усилениях.

Сопrotивление  $r_f$  влияет и на выходное сопротивление усилителя, снижая его с  $R_c \parallel r_{ce}$  до

$$R_{out} \simeq R_c \parallel r_{ce} \parallel \frac{1}{\beta S}.$$

Природа этого явления связана с тем, что поданное на выход схемы рис. 4а напряжение  $U$  просачивается в точку  $b'$  с коэффициентом передачи  $\beta$  и потенциал  $u_{b'e} = \beta U$  «включает» управляемый источник, который добавляет к токам через резисторы  $R_c, r_{ce}$  дополнительный ток с величиной  $\beta S U$ . Добавленная проводимость  $\beta S$  оценивается как

$$\beta S \simeq \frac{h_{21}r_e}{r_f} \frac{1}{r_e} = \frac{h_{21}}{r_f} = \frac{h_{21}}{\gamma h_{21}r_{ce}} = \frac{1}{\gamma r_{ce}}$$

Эффект обратной связи снижает сопротивление  $r_{ce}$  коллекторного перехода транзистора до  $r_{ce} \parallel \gamma r_{ce} = r_{ce} \frac{\gamma}{1+\gamma}$ . При  $\gamma = 1$  это составляет  $\frac{r_{ce}}{2}$ .

Все три физические эффекта в транзисторе, которые учитываются в модели резисторами  $r_{bb'}, r_f, r_{ce}$ , вносят свой вклад в численные значения характеристик усилителя. Вклад каждого из них сам по себе не столь велик, а совместно они вызывают вполне значимые эффекты. Вклад объемного сопротивления базы особенно заметен в области высоких режимных токов. Вклады же  $r_{ce}$  и  $r_f$  сопоставимы и растут по мере увеличения нагрузки  $R_c$ , то есть с ростом усиления. Получается, что в задаче точного вычисления характеристик усилителя легких путей нет. Чтобы достичь точности результатов порядка процента, все эффекты в транзисторе нужно учитывать совместно, располагая сопоставимыми по точности оценками параметров модели.

### 2.3. Мимоходом об $h$ -параметрах

Существует широкий класс четырехполюсников, поверхности состояний которых в четырехмерном пространстве  $(I_1, U_1, I_2, U_2)$  допускают параметризацию со свободными переменными  $I_1, U_2$  и зависимыми переменными  $U_1, I_2$ , рис. 5а. Свойства таких четырехполюсников вполне определяются двумя функциями от двух переменных

$$U_1 = f(I_1, U_2); \quad I_2 = \varphi(I_1, U_2),$$

которые однозначно определяют значения пары зависимых переменных  $U_1, I_2$  по заданной паре свободных –  $I_1, U_2$ .

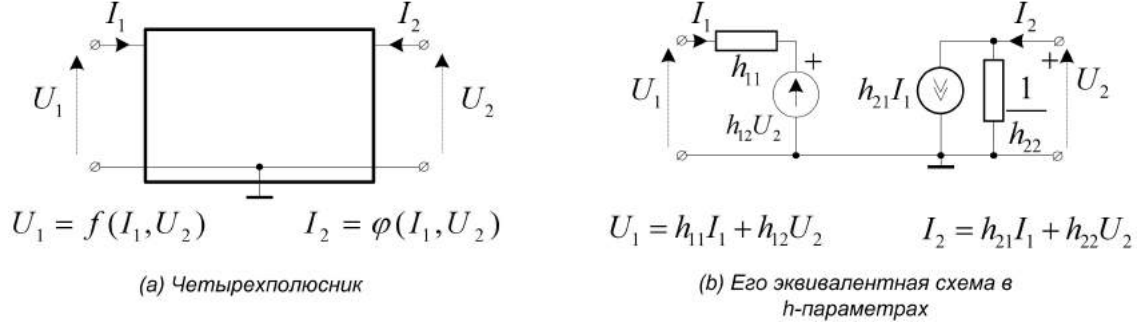


Рис. 5. К определению  $h$ -параметров

Если четырехполюсник линеен, то функции  $f, \varphi$  также линейны, то есть являются линейными формами от двух переменных

$$U_1 = h_{11}I_1 + h_{12}U_2,$$

$$I_2 = h_{21}I_1 + h_{22}U_2$$

и вполне определяются заданием четырех коэффициентов  $h_{jk}$  –  $h$ -параметров. Матрица  $h$ -параметров  $H = \{h_{jk}\}$  реализует линейное отображение плоскости  $(I_1, U_2)$  в плоскость  $(U_1, I_2)$ :

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ U_2 \end{bmatrix} = H \begin{bmatrix} I_1 \\ U_2 \end{bmatrix}.$$

Отображение это невырождено, если детерминант матрицы  $d_h = h_{11}h_{22} - h_{21}h_{12}$  не равен нулю.

Линейным формам с  $h$ -параметрами отвечает эквивалентная схема четырехполюсника на рис. 5b. Схема эта не имеет никакого отношения к физике. Она построена чисто формально, исходя из уравнений.

Согласно первому уравнению, входное напряжение  $U_1$  есть результат протекания тока  $I_1$  по входному сопротивлению  $h_{11}$  плюс добавка  $h_{12}U_2$ . В эквивалентной схеме ее представляет источник напряжения, управляемый напряжением  $U_2$  с безразмерным коэффициентом обратной связи  $h_{12}$ .

В уравнение для выходного тока  $I_2$  также входит два слагаемых. Первое представлено в эквивалентной схеме управляемым источником тока  $h_{21}I_1$  с уже знакомым нам коэффициентом передачи тока  $h_{21}$ . А второе учитывает зависимость выходного тока от напряжения. Ее представляет резистор с проводимостью  $h_{22}$ .

Два  $h$ -параметра –  $h_{12}, h_{21}$  – это безразмерные коэффициенты передачи. Параметр  $h_{11}$  имеет размерность сопротивления, а параметр  $h_{22}$  – обратную размерность проводимости. Так что детерминант матрицы  $h$ -параметров оказывается безразмерным.

Возможны различные варианты описания линейного четырехполюсника парой линейных форм от двух переменных. Каждый из них приводит к некой эквивалентной схеме с четырьмя параметрами. Выбор именно  $h$ -параметров продиктован во первых, присутствием в эквивалентной схеме управляемого источника тока – базового элемента транзистора, а во вторых тем, что  $h$ -параметры легко измеряются экспериментально.

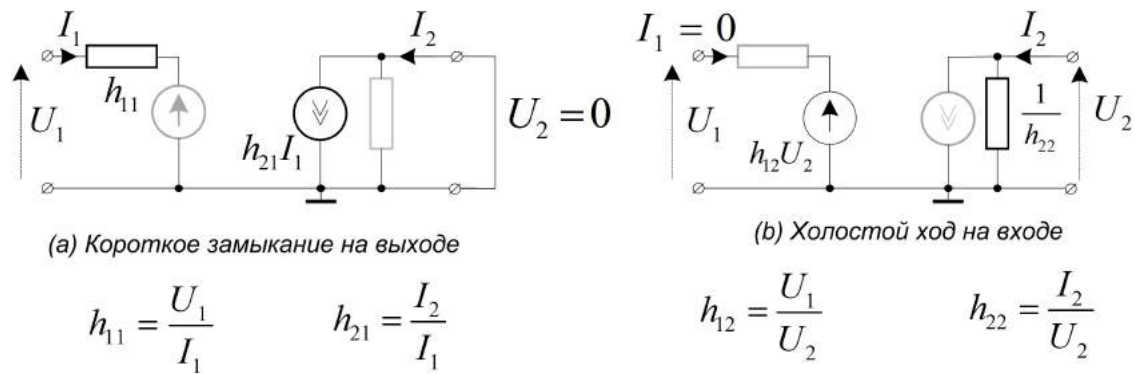


Рис. 6. Измерение  $h$ -параметров

Короткое замыкание на выходе ( $U_2 = 0$ ) исключает в уравнениях и схеме параметры  $h_{12}$  и  $h_{22}$ . Оставшиеся два –  $h_{11}$  и  $h_{21}$  определяются подачей на вход тока  $I_1$  и измерением напряжения  $U_1$  и тока  $I_2$ , рис. 6а. Равным образом, можно подавать напряжение  $U_1$  и измерять токи  $I_1$ ,  $I_2$ .

В режиме холостого хода на входе ( $I_1 = 0$ ) выпадают параметры  $h_{11}$ ,  $h_{21}$ . Оставшиеся два определяются подачей на выход напряжения  $U_2$  и измерением напряжения  $U_1$  и тока  $I_2$  рис. 6б.

Приемы измерения  $h$ -параметров оказывают неоценимую услугу при их вычислении для конкретных схем четырехполюсников.

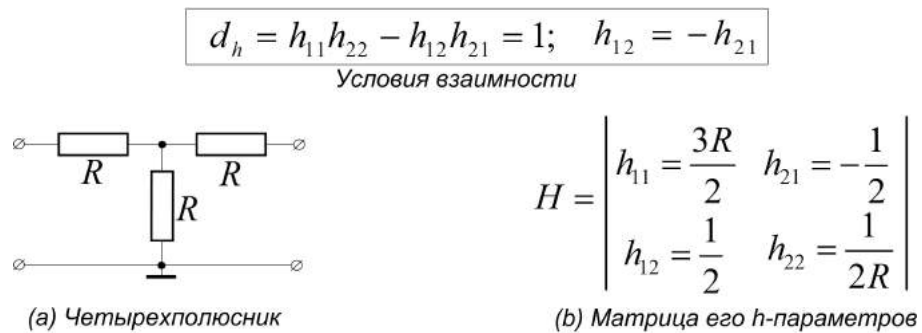


Рис. 7.  $h$ -параметры простого четырехполюсника

Ни эквивалентная схема в  $h$ -параметрах, ни сами они не ассоциированы исключительно с транзистором.  $h$ -параметрами можно описать весьма широкий класс четырехполюсников. В качестве примера на рис. 7 показан простой четырехполюсник из трех одинаковых резисторов и приведены формулы для значений его четырех  $h$ -параметров.

Четырехполюсник этот взаимен, в том смысле, что его вход и выход можно перепутать без последствий. На рисунке приведены условия взаимности четырехполюсника в терминах свойств его матрицы  $h$ -параметров. Чтобы убедиться в их справедливости, достаточно в эквивалентной схеме с  $h$ -параметрами поменять местами вход с выходом, найти  $h$ -параметры получившейся схемы на рис. 8, и приравнять их к  $h$ -параметрам исходной схемы. Это легкое упражнение на освоение техники вычисления  $h$ -параметров. Ответы приведены на рисунке. Самый прямой путь к ним ведет

через обращение матрицы  $H$ .

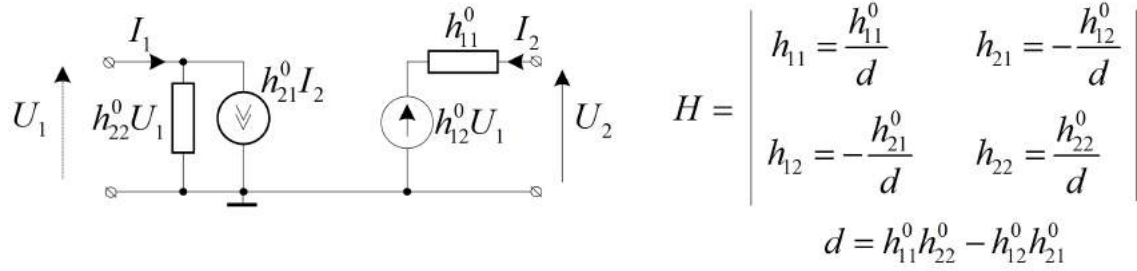


Рис. 8. К условиям взаимности

## 2.4. Транзистор в $h$ -параметрах

Транзистор, включенный по схеме с общим эмиттером, рис. 9а, как раз и относится к четырехполюсникам, которые можно параметризовать свободными переменными  $(I_b, U_{ce})$ , выразив значения зависимых переменных  $(U_{be}, I_c)$  парой нелинейных функций

$$U_{be} = f(I_b, U_{ce}); \quad I_c = \varphi(I_b, U_{ce}).$$

Четырехполюсник этот нелинеен и конечно же никакой матрицей глобально охарактеризован быть не может. Как и с физическими эквивалентными схемами, выручает его линеаризация в малой окрестности рабочей точки.

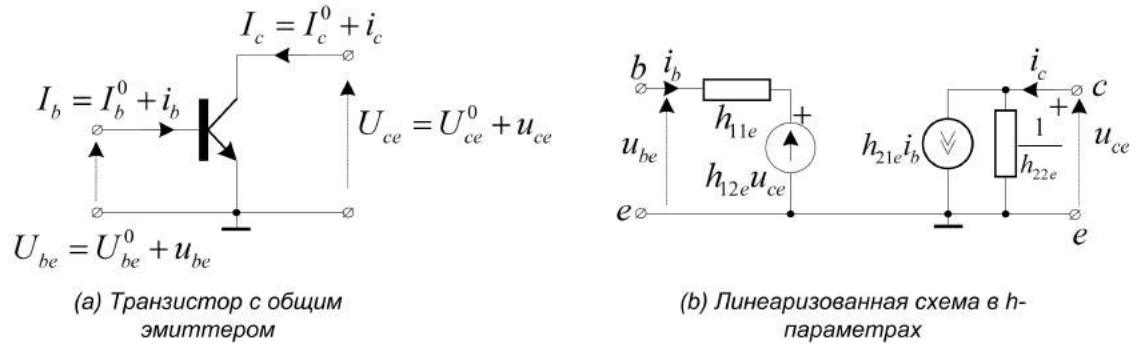


Рис. 9. Транзистор и его схема в  $h$ -параметрах

Предположим, что транзистор предназначен для работы в некой конкретной рабочей точке  $O$  с постоянными составляющими токов и напряжений  $(I_b^0, I_c^0, U_{be}^0, U_{ce}^0)$ . Постоянные составляющие, разумеется, удовлетворяют уравнениям транзистора

$$U_{be}^0 = f(I_b^0, U_{ce}^0); \quad I_c^0 = \varphi(I_b^0, U_{ce}^0).$$

Представим реальные токи и напряжения суммами постоянных и переменных составляющих, как показано на рис. 8а. Получим

$$U_{be}^0 + u_{be} = f(I_b^0 + i_b, U_{ce}^0 + u_{ce}).$$

Заменяв функцию  $f(i_b, u_{ce})$  ее линейным приближение в окрестности начальной точки  $O = (I_b^0, U_{ce}^0)$

$$f(I_b^0 + i_b, U_{ce}^0 + u_{ce}) = f(I_b^0, U_{ce}^0) + \frac{\partial f}{\partial i_b} i_b + \frac{\partial f}{\partial u_{ce}} u_{ce},$$

и сократив  $U_{be}^0$  слева с  $f(I_b^0, U_{ce}^0)$  справа, найдем

$$u_{be} = \frac{\partial f}{\partial i_b} i_b + \frac{\partial f}{\partial u_{ce}} u_{ce} = h_{11e} i_b + h_{12e} u_{ce},$$

где

$$h_{11e} = \frac{\partial f}{\partial i_b} = \left. \frac{\partial U_{be}(I_b, U_{ce})}{\partial I_b} \right|_O; \quad h_{12e} = \frac{\partial f}{\partial u_{ce}} = \left. \frac{\partial U_{be}(I_b, U_{ce})}{\partial U_{ce}} \right|_O.$$

Это и есть первое из уравнений линеаризованного транзистора в  $h$ -параметрах. Второе получается линеаризацией функции  $I_c = \varphi(I_b, U_{ce})$  по той же схеме:

$$i_c = h_{21e} i_b + h_{22e} u_{ce},$$

где

$$h_{21e} = \left. \frac{\partial I_c(I_b, U_{ce})}{\partial I_b} \right|_O; \quad h_{22e} = \left. \frac{\partial I_c(I_b, U_{ce})}{\partial U_{ce}} \right|_O.$$

Полученные уравнения для переменных составляющих токов и напряжений отвечают стандартной эквивалентной схеме в  $h$ -параметрах, показанной на рис. 9б. Транзистор охарактеризован в ней четырьмя коэффициентами  $h_{jk}$ , имеющими вполне конкретные численные значения, определенные как значения частных производных от нелинейных функций  $U_{be} = f(I_b, U_{ce})$  и  $I_c = \varphi(I_b, U_{ce})$  по переменным  $I_b, U_{ce}$  в конкретной точке – рабочей точке транзистора  $O$ . Значения  $h$ -параметров, разумеется, зависят от положения рабочей точки. Это и определяет влияние начального режима транзистора на параметры его эквивалентной схемы.

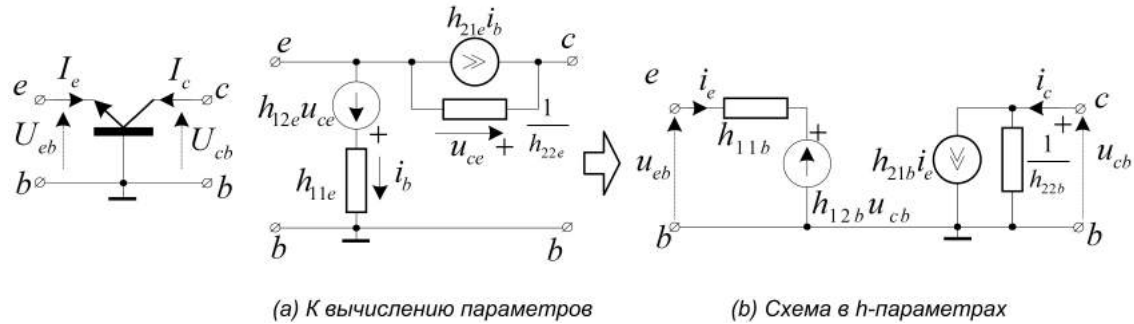


Рис. 10. Включение с общей базой

Схема на рис. 9б вовсе не обязательно представляет транзистор. Она сохраняет свой вид для всех четырехполюсников, допускающих описание  $h$ -параметрами. Транзистором ее делает только определенная комбинация значений этих параметров. К примеру, если транзистор включить по схеме с общей базой, он будет описываться ровно той же по форме эквивалентной схемой, рис. 10б. Только значения  $h$ -параметров  $h_{jkb}$  для включения с общей базой окажутся совершенно иными. Чтобы связать их с  $h$ -параметрами  $h_{jke}$  для включения с общим эмиттером, перерисуем

схему на рис. 9b эмиттером налево, базой к земле, как показано на рис. 10a, и вычислим  $h$ -параметры того, что получилось. Это упражнение на вычисление  $h$ -параметров четырехполюсника дает следующие результаты:

$$h_{11b} = \frac{h_{11e}}{1 + h_{21e} + d} \simeq \frac{h_{11e}}{1 + h_{21e}}, \quad h_{21b} = -\frac{h_{21e} + d_h}{1 + h_{21e} + d} \simeq -\frac{h_{21e}}{1 + h_{21e}},$$

$$h_{12b} = \frac{d}{1 + h_{21e} + d} \simeq \frac{d}{1 + h_{21e}}, \quad h_{22b} = \frac{h_{22e}}{1 + h_{21e} + d} \simeq \frac{h_{22e}}{1 + h_{21e}},$$

где  $d = h_{11e}h_{22e} - h_{12e}(1 + h_{21e}) = d_h - h_{12e}$  – почти детерминант матрицы  $h$ -параметров. Приближения в формулах сделаны на том основании, что у реальных транзисторов  $d \sim 10^{-2}$ , а  $h_{21e} \sim 10^2$ .

Как и в случае линейных четырехполюсников,  $h$ -параметры линеаризованных моделей легко измеряются экспериментально. Лобовое следование формальному определению малосигнальных  $h$ -параметров приводит к идеализированной схеме их измерения, показанной на рис. 11a. Значения свободных переменных  $I_b = I_b^0 + i_b$  и  $U_{ce} = U_{ce}^0 + u_{ce}$  задают в ней вдвоенные источники тока и напряжения. Регулируемые источники постоянных составляющих  $I_b^0$ ,  $U_{ce}^0$  позволяют выставить требуемый начальный режим транзистора – положение его рабочей точки. Собственно же в измерениях участвуют переменные составляющие.

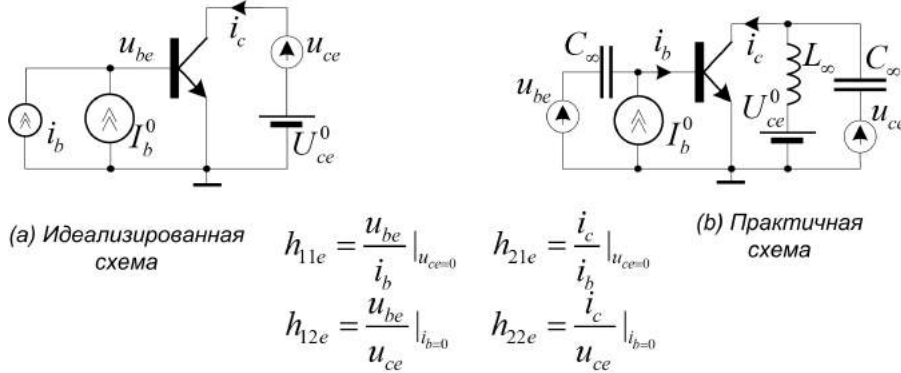


Рис. 11. Измерение малосигнальных  $h$ -параметров

При измерении параметров  $h_{11e}$  и  $h_{21e}$  обнуляется (закорачивается) источник  $u_{ce}$ . Это обеспечивает режим короткого замыкания по переменным составляющим на выходе. После этого подается ток  $i_b$  и измеряются переменные составляющие напряжения  $u_{be}$  и тока  $i_c$ . При измерении  $h_{12e}$  и  $h_{22e}$  обнуляется (разрывается) источник  $i_b$  – режим холостого хода по переменным составляющим на входе. К выходу прикладывается напряжение  $u_{ce}$  и измеряются ток  $i_c$  и напряжение  $u_{be}$ . Значения  $h$ -параметров вычисляются по результатам измерений как показано на рисунке.

Схема эта несколько неудобна в реализации из-за присутствия источника переменного тока на входе и подвешенного (не подключенного к земле) источника переменного напряжения на выходе. В более практичной схеме на рис. 11b источник тока на входе заменен источником напряжения, развязанным по постоянной составляющей переходным конденсатором. Последовательное же соединение источников на выходе заменено их параллельным соединением с двойной развязкой по переменной и постоянной составляющим. Постоянная составляющая напряжения на коллекторе транзистора равна  $U_{ce}^0$  – нулевое сопротивление индуктивности. Переменная же

составляющая равна  $u_{ce}$  – нулевое сопротивление переходного конденсатора. Режим короткого замыкания на выходе обеспечивается закорачиванием источника  $u_{ce}$ , режим холостого входа на входе – отключением источника  $u_{be}$ .

Точное измерение  $h$ -параметров – это совсем не простая экспериментальная задача. Измерения дифференциальных параметров формально должны проводиться при бесконечно малых уровнях переменных составляющих. В реальности же эти переменные составляющие должны быть просто достаточно малыми. Эксперимент наталкивается, таким образом, на проблему измерения малых напряжений и токов. Особую сложность создает параметр  $h_{12e}$ , имеющий порядок  $10^{-4}$ . Его измерение связано с регистрацией ничтожного переменного напряжения на базе. К тому же, измерения приходится проводить на низких частотах, поскольку  $h$ -параметры отличаются сильной частотной зависимостью. В особенности это касается все того же параметра  $h_{12}$ , частотная зависимость которого проявляется уже на частотах в единицы килогерц.

## 2.5. Физические оценки $h$ -параметров

Чтобы составить представление о значениях  $h$ -параметров транзистора, можно воспользоваться его физической моделью. Исключив для начала резистор внутренней обратной связи  $r_f$ , придем к упрощенной физической модели и ее эквиваленту в  $h$ -параметрах, показанным на рис. 12.

Для коэффициента передачи тока транзистора  $h_{21} = \beta$  в этом разделе будет преимущественно использоваться второе обозначение  $\beta$ , чтобы не смешивать его с «настоящим»  $h$ -параметром  $h_{21e}$ .

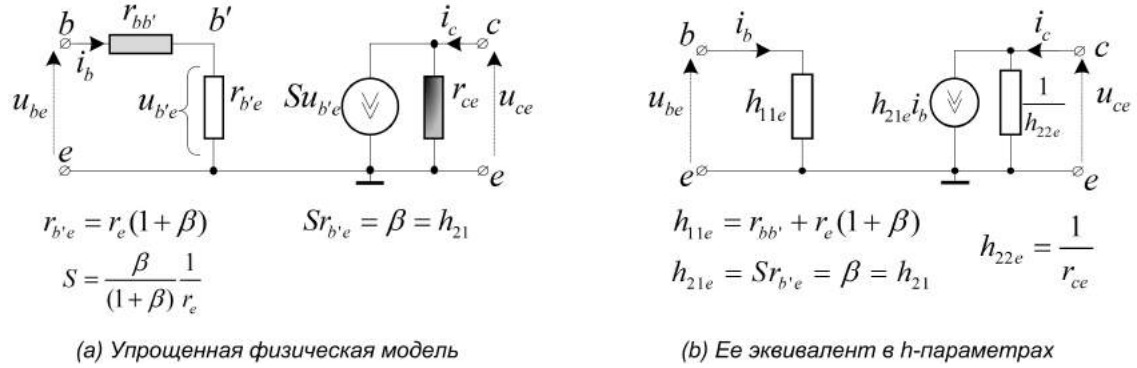


Рис. 12.  $h$ -параметры упрощенной физической модели

В отсутствие обратной связи через  $r_f$  входная секция физической модели оказывается полностью независимой от выходной – напряжение  $u_{ce}$  не оказывает никакого влияния на потенциал базы. Это влечет равенство нулю параметра  $h_{12e}$ . Исчезновение этого параметра делает физическую модель и ее схему в  $h$ -параметрах одинаковыми до степени смешения. Параметр

$$h_{11e} = r_{bb'} + r_{b'e} = r_{bb'} + (1 + \beta)r_e; \quad \beta = h_{21}$$

становится просто сокращенным обозначением для сопротивления перехода база-эмиттер транзистора со стороны базы. Параметр

$$h_{21e} = Sr_{b'e} = \beta = h_{21}$$



оказывается уже знакомым коэффициентом передачи тока, а параметр

$$h_{22e} = \frac{1}{r_{ce}}$$

– проводимостью резистора  $r_{ce}$  на переходе коллектор-эмиттер. В приближении отсутствия связи любой из двух схем можно пользоваться равным образом. Это вопрос привычки.

Подключение связи, рис. 13, в корне изменяет ситуацию. Суть в том, что обратные связи, создаваемые резистором  $r_f$  в физической модели и коэффициентом  $h_{12e}$  в модели с  $h$ -параметрами, радикально различаются по типу – первая относится к параллельным отрицательным связям, а вторая – к последовательным положительным. Это делает соотношения между физическими и  $h$ -параметрами не столь прозрачными.

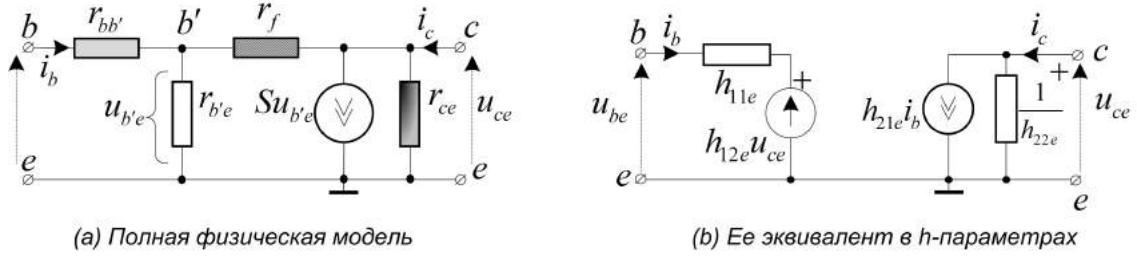


Рис. 13.  $h$ -параметры полной физической модели

Первое, что дает подключение резистора  $r_f$  – это появление ненулевого  $h$ -параметра внутренней обратной связи

$$h_{12e} = \frac{r_{b'e}}{r_{b'e} + r_f} \simeq \frac{r_{b'e}}{r_f} \simeq \frac{\beta r_e}{\gamma \beta r_{ce}} = \frac{r_e}{\gamma r_{ce}} = \frac{U_T}{\gamma U_Y}.$$

Его численное значение мало. При  $U_Y = 50$  В,  $\gamma = 1$  оно составляет  $\frac{U_T}{\gamma U_Y} = \frac{25 \text{ мВ}}{1 \cdot 50 \text{ мВ}} = 5 \cdot 10^{-4}$ .

Присутствие внутренней связи сказывается на значениях всех остальных  $h$ -параметров. Параметр  $h_{11e}$ , определенный как входное сопротивление физической схемы на рис. 13а при коротком замыкании на ее выходе оказывается равным

$$h_{11e} = r_{bb'} + r_{b'e} || r_f = r_{bb'} + r_{b'e} \frac{1}{1 + \frac{r_{b'e}}{r_f}} \simeq r_{bb'} + (1 + \beta) r_e \frac{1}{1 + \frac{U_T}{\gamma U_Y}}.$$

Подключение связи слегка снижает  $h_{11e}$  за счет того, что часть входного тока утекает в резистор связи  $r_f$ .

Тот же эффект снижает и значение  $h_{21e}$ : ток управляемого источника  $Su_{b'e}$  теперь – это не только ток коллектора  $i_c$ , но и ток, притекший по резистору  $r_f$ :

$$h_{21e} = \left( S - \frac{1}{r_f} \right) \frac{r_{b'e}}{1 + \frac{r_{b'e}}{r_f}} \simeq S r_{b'e} = \beta.$$

Особенно заметно включение связи сказывается на значении  $h_{22e}$  выходной проводимости транзистора. Здесь по настоящему проявляет себя эффект обратной связи: поданное на выход схемы напряжение  $u_{ce}$ , просачиваясь на вход через резистор  $r_f$ ,

создает напряжение  $u_{b'e}$ , которое включает управляемый источник. В итоге получается

$$\frac{1}{h_{22e}} = r_{ce} \parallel \frac{r_f(1 + \frac{r_{b'e}}{r_f})}{1 + S r_{b'e}} \simeq r_{ce} \parallel \frac{\gamma \beta r_{ce}}{1 + \beta} \simeq r_{ce} \parallel \gamma r_{ce} = r_{ce} \frac{\gamma}{1 + \gamma}.$$

При  $\gamma = 1$  внутренняя связь снижает значение  $\frac{1}{h_{22e}}$  вдвое по сравнению со значением  $\frac{1}{h_{22e}} = r_{ce}$ , которое дает упрощенная модель.

Грубые оценки значений  $h$ -параметров транзистора в присутствии внутренней связи таковы:

$$h_{11e} \sim \beta r_e; \quad h_{21e} \sim \beta = h_{21}; \quad h_{12e} = \frac{r_e}{\gamma r_{ce}}; \quad h_{22e} = \frac{1 + \gamma}{\gamma} \frac{1}{r_{ce}}$$

В пределе отсутствия связи ( $\gamma \rightarrow \infty$ ) параметр  $h_{12e}$  обращается в нуль, а выходная проводимость становится равной  $h_{22e} = \frac{1}{r_{ce}}$ .

Замечательно, что детерминант матрицы  $h$ -параметров не зависит от  $\gamma$ :

$$d_h = h_{11e} h_{22e} - h_{12e} h_{21e} = \beta \frac{r_e}{r_{ce}} \left[ \frac{1 + \gamma}{\gamma} - \frac{1}{\gamma} \right] = \beta \frac{r_e}{r_{ce}} = \beta \frac{U_T}{U_Y},$$

а отношение

$$\frac{h_{11e} h_{22e}}{h_{12e} h_{21e}} = 1 + \gamma$$

с увеличением  $\gamma$  растет.

При типовом значении  $\gamma = 1$  произведение  $h_{11e} h_{22e}$  превышает  $h_{12e} h_{21e}$  вдвое. Детерминант же матрицы  $h$ -параметров от  $\gamma$  не зависит и примерно составляет

$$d_h = \beta \frac{U_T}{U_Y} \simeq 100 \cdot 10^{-4} = 10^{-2}.$$

## 2.6. От $h$ -параметров к характеристикам усилителя

Вернемся к нашей стандартной схеме усилителя на биполярном транзисторе на рис. 14. Его эквивалентная схема, использующая представление транзистора  $h$ -параметрами, показана там же.

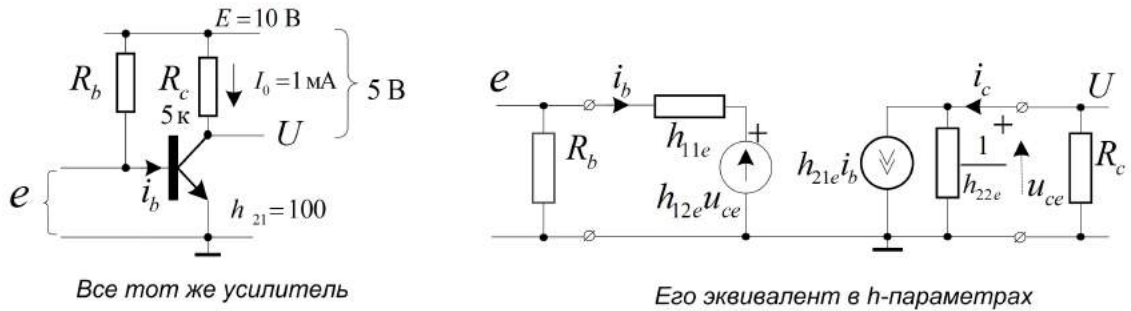


Рис. 14. Эквивалентная схема усилителя с  $h$ -параметрами

Для начала примем  $h_{22e} = 0$  и  $h_{12e} = 0$  — идеальный источник тока на выходе и отсутствие внутренней обратной связи. В этом приближении получаются несколько иные по виду формулы для уже известных оценок параметров усилителя:

$$R_{in} = \frac{e}{i_b} = h_{11e} = r_{bb'} + r_{b'e} = r_{bb'} + r_e(1 + h_{21});$$

$$-K = -\frac{U}{e} = \frac{h_{21e}R_c}{h_{11e}} = \frac{h_{21}R_c}{r_{bb'} + r_{b'e}} \simeq \frac{R_c}{r_e} \frac{1}{(1 + \frac{r_{bb'}}{r_{b'e}})};$$

$$R_{out} = R_c.$$

Добавление выходной проводимости  $h_{22e}$  сводится к замене сопротивления нагрузки  $R_c$  на параллельное включение

$$R_c \parallel \frac{1}{h_{22}} = \frac{R_c}{1 + h_{22e}R_c}.$$

Это никак не сказывается на входном сопротивлении, но снижает усиление и выходное сопротивление усилителя:

$$-K = \frac{h_{21e}R_c}{h_{11e}(1 + h_{22e}R_c)} \simeq \frac{R_c}{r_e} \frac{1}{(1 + \frac{r_{bb'}}{r_{b'e}})} \frac{1}{(1 + h_{22e}R_c)};$$

$$R_{out} = \frac{R_c}{1 + h_{22e}R_c}.$$

При  $\gamma \simeq 1$  сопротивление  $\frac{1}{h_{22e}} = \frac{\gamma}{1+\gamma}r_{ce}$  меньше физического сопротивления перехода коллектор эмиттер  $r_{ce}$  примерно вдвое. Соответственно, входящее в наши формулы безразмерное произведение  $h_{22e}R_c = \frac{1+\gamma}{\gamma} \frac{R_c}{r_{ce}}$  почти вдвое превышает отношение  $\frac{R_c}{r_{ce}}$ , которое и определяет вклад выходного сопротивления транзистора на самом деле. Так что лобовая подстановка измеренных значений  $h$ -параметров в эти формулы дает несколько заниженные результаты.

Учет параметра  $h_{12e}$  выправляет ситуацию. Этот параметр включает последовательную положительную обратную связь, которая, несколько снижая входное сопротивление, корректирует оценки коэффициента усиления и выходного сопротивления в большую сторону:

$$R_{in} = h_{11e} - \frac{h_{12e}h_{21e}}{1 + h_{22e}R_c}R_c = h_{11e} \frac{1 + h_{22e}R_c(1 - \frac{h_{12e}h_{21e}}{h_{11e}h_{22e}})}{1 + h_{22e}R_c} \simeq h_{11e} \frac{1 + h_{22e}R_c \frac{\gamma}{1+\gamma}}{1 + h_{22e}R_c};$$

$$-K = \frac{h_{21e}R_c}{h_{11e}} \frac{1}{(1 + h_{22e}R_c(1 - \frac{h_{12e}h_{21e}}{h_{11e}h_{22e}}))} \simeq \frac{h_{21e}R_c}{h_{11e}} \frac{1}{(1 + h_{22e}R_c \frac{\gamma}{1+\gamma})};$$

$$R_{out} = \frac{R_c}{1 + h_{22e}R_c(1 - \frac{h_{12e}h_{21e}}{h_{11e}h_{22e}})} \simeq \frac{R_c}{1 + h_{22e}R_c \frac{\gamma}{1+\gamma}}$$

Несмотря на некоторую тяжеловесность, формулы эти достаточно прозрачны. Входящий в каждую из них фактор

$$1 - \frac{h_{12e}h_{21e}}{h_{11e}h_{22e}} \simeq 1 - \frac{1}{1+\gamma} = \frac{\gamma}{1+\gamma}$$

корректирует выходную проводимость  $h_{22e}$  как раз до физической проводимости  $\frac{1}{r_{ce}} = h_{22e} \frac{\gamma}{1+\gamma}$  сопротивления перехода коллектор-эмиттер. При  $\gamma \simeq 1$  этот фактор составляет около  $\frac{1}{2}$ .

К формулам этим стоит отнестись с почтением уже потому, что формально они абсолютно точны и универсальны. Эти формулы дают истинные значения параметров усилителя при подстановке в них реальных значений  $h$ -параметров. Значения же эти, в принципе, определены сколь угодно точно как значения частных производных от вполне конкретных функций в конкретной же (рабочей) точке. К тому же

эти формулы в равной мере применимы ко всем трем вариантам включения транзистора – общий эмиттер, коллектор, база. Нужно только подставлять в них значения  $h$ -параметров, относящиеся к соответствующему включению. Вопрос только в том, где требуемые значения  $h$ -параметров взять. Альтернатив две –  $h$ -параметры можно измерять, совершенно не интересуясь физической природой того, что упаковано в трехногий корпус транзистора, либо их можно оценивать, пользуясь некоторой физической моделью его внутренней начинки.

## 2.7. Немного о динамических системах

До настоящего времени все рассматриваемые схемы были безинерционными – значение отклика в каждый данный момент времени вполне определялось значением воздействия в тот же момент. В природе таких систем не существует. Всякая физическая система является в той или иной мере динамической, то есть такой, у которой временная форма отклика отличается от формы воздействия.

В широком смысле, система – это черный ящик на рис. 15 со входом, на который можно подавать воздействия  $x(t)$ , и выходом, на котором можно наблюдать отклики  $y(t)$ . Система линейна, если для нее выполняется принцип суперпозиции – отклик на линейную комбинацию  $\alpha x_1(t) + \beta x_2(t)$  воздействий  $x_1(t), x_2(t)$  можно найти как такую же комбинацию  $\alpha y_1(t) + \beta y_2(t)$  откликов  $y_1(t), y_2(t)$  на каждое из воздействий в отдельности. Система стационарна (инварианта во времени), если временной сдвиг воздействия – переход от  $x(t)$  к  $x(t - \tau)$  вызывает такой же сдвиг отклика – переход от  $y(t)$  к  $y(t - \tau)$ .

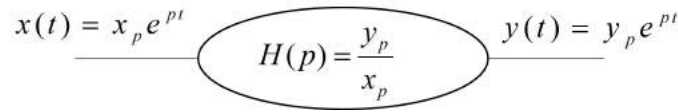


Рис. 15. К понятию о системе

Стационарные линейные системы замечательны тем, что они сохраняют временную форму комплексных экспоненциальных воздействий вида  $x(t) = x_p e^{pt}$ . Такое воздействие характеризуется комплексной амплитудой  $x_p = x_i + jx_q$  и комплексной же частотой  $p = \delta + j\omega$  – точной в комплексной  $p$ -плоскости:

$$x(t) = x_p e^{pt} = |x_p| e^{\delta t} e^{j(\omega t + \varphi)}; \quad |x_p| = \sqrt{x_i^2 + x_q^2}, \quad \varphi = \arg(x_p) = \arctg \frac{x_q}{x_i}.$$

Это комплексные гармонические колебания частоты  $\omega$ , амплитуда которых экспоненциально нарастает или убывает по закону  $e^{\delta t}$ . Комплексная амплитуда  $x_p$  определяет их амплитуду  $|x_p|$  и фазу  $\varphi = \arg(x_p)$  при  $t = 0$ . Точки  $p = j\omega$  на мнимой оси  $p$ -плоскости представляют гармонические колебания неизменной амплитуды. Это область гармонического анализа.

Воздействие  $x_p e^{pt}$  на входе стационарной линейной системы, рис. 15, порождает отклик  $y_p e^{pt}$  в той же форме, но с иной комплексной амплитудой  $y_p$ . Это позволяет охарактеризовать систему передаточной функцией  $H(p) = \frac{y_p}{x_p}$ , которая определяет закон преобразования комплексной амплитуды воздействия в амплитуду отклика:  $y_p = H(p)x_p$ .

При  $p = j\omega$  передаточная функция  $H(p)$  становится комплексным коэффициентом передачи

$$K(j\omega) = H(p)|_{p=j\omega} = |K(j\omega)| e^{j \arg K(j\omega)}.$$

Если на вход системы подано воздействие  $x(t) = e^{j\omega t}$  единичной амплитуды  $x_p = 1$ , то комплексная амплитуда отклика  $y_p = K(j\omega)x_p = K(j\omega)$  совпадает с комплексным коэффициентом передачи  $K(j\omega) = K_i + jK_q$ . Таким образом, модуль комплексного коэффициента передачи

$$|K(j\omega)| = \sqrt{K_i^2 + K_q^2}$$

определяет закон преобразования амплитуды гармонических колебаний. Это амплитудно-частотная характеристика системы (АЧХ). Аналогично, аргумент комплексного коэффициента передачи

$$\varphi(\omega) = \arg(K) = \operatorname{arctg} \frac{K_q}{K_i}$$

определяет фазовый сдвиг между колебаниями на выходе и входе. Это фазочастотная характеристика системы (ФЧХ). Ясно, что задание частотной и фазовой характеристик вполне определяет комплексный коэффициент передачи.

Экспериментальное измерение частотных и фазовых характеристик – это важнейший инструмент исследования динамических систем в частотной области, известный как гармонический анализ. Альтернативой является исследование динамических характеристик систем во временной области путем измерения их импульсных реакций  $h(t)$  – реакций на  $\delta$  воздействие – и переходных характеристик  $h_0(t)$  – реакций на единичную ступень, рис. 16.

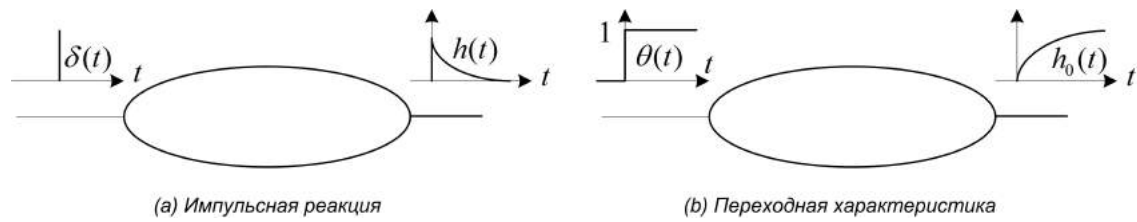


Рис. 16. Динамические характеристики

Описания систем во временной и частотной областях тесно связаны. А именно, передаточную функцию системы можно найти как преобразование Лапласа от ее импульсной реакции или переходной характеристики:

$$H(p) = \int_0^\infty h(t)e^{-pt} dt; \quad \frac{H(p)}{p} = \int_0^\infty h_0(t)e^{-pt} dt.$$

Для передаточной функции двухполюсника, определенной как отношение комплексной амплитуды напряжения к комплексной амплитуде тока используется специальное название – импеданс  $Z$ , рис. 17. Вывод известных формул для импедансов емкости и индуктивности приведен там же.

Для импедансов выполняется обычный закон Ома:  $u_p = i_p Z(p)$ . Только теперь он связывает не мгновенные значения тока и напряжения, а их комплексные амплитуды. Поэтому при расчете электронных схем для комплексных амплитуд можно использовать весь арсенал традиционных методов и приемов. Это позволяет эффективно находить передаточные функции схем произвольной сложности.

Функции эти всегда оказываются рациональными – отношениями двух многочленов от  $p$  с вещественными коэффициентами:

$$H(p) = \frac{N(p)}{D(p)}; \quad N(p) = \sum_{j=0}^n n_j p^j \quad D(p) = \sum_{j=0}^m d_j p^j, .$$

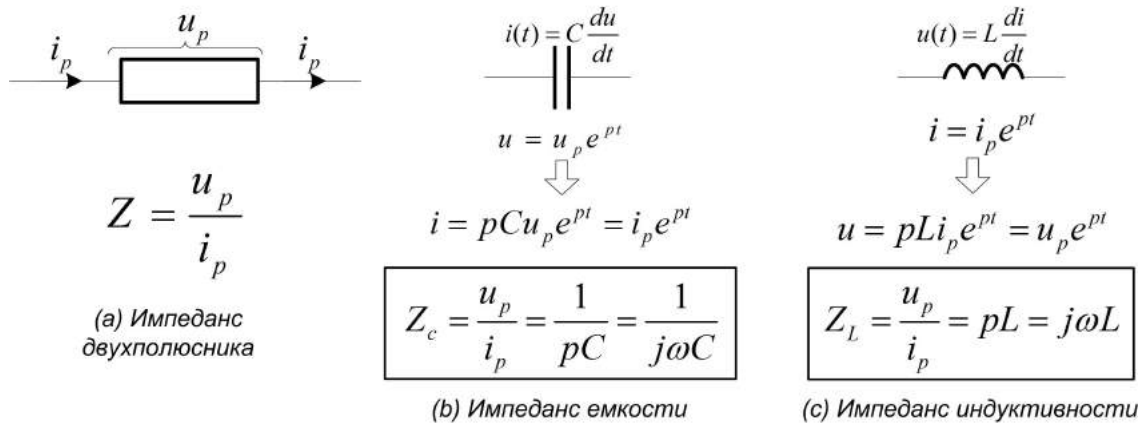


Рис. 17. Импедансы

Такая функция определяется с точностью до мультипликативной константы наборами корней числителя и знаменателя. Их называют, соответственно, нулями и полюсами передаточной функции. Число полюсов передаточной функции – это порядок системы.

Если комплексное число  $z$  является корнем многочлена с вещественными коэффициентами, то и сопряженное число  $z^*$  также является его корнем. Так что нули и полюсы передаточных функций либо вещественны, либо образуют сопряженные пары. Конфигурация созвездий нулей и полюсов передаточной функции полностью определяет поведение динамической системы.

Модуль значения многочлена в точке – это произведение расстояний от этой точки до его корней. Поэтому частотная характеристика системы – это отношение произведения расстояний от точки  $p = j\omega$  до всех нулей к произведению расстояний до полюсов.

Полюсы определяют собственные частоты системы: если передаточная функция  $H(p)$  имеет полюс в точке  $p = \mu$ , то сигнал  $y(t) = e^{\mu t}$  является собственным решением – может наблюдаться на выходе автономной системы с нулевым входом. Система асимптотически устойчива, если все ее собственные решения обращаются в нуль при  $t \rightarrow \infty$ . Это означает, что все полюсы устойчивой системы должны лежать в левой  $p$ -полуплоскости. Вещественным полюсам  $p = -\mu$  отвечают экспоненциально затухающие собственные решения вида  $e^{-\mu t}$ , парам сопряженных полюсов  $p = -\delta \pm j\omega_0$  – затухающие колебательные процессы  $e^{-\delta t} \cos \omega_0 t$ . Интересно, что линейные комбинации функций этого вида исчерпывают практически все возможные виды собственной динамики электронных схем.

## 2.8. Интегрирующие звенья

Динамические свойства электронных схем по большей части определяют простые интегрирующие звенья первого порядка, передаточные функции которых

$$H(p) = \frac{1}{1 + \tau p}; \quad K(j\omega) = \frac{1}{1 + j\omega\tau},$$

имеют единственный полюс в точке  $p = -\frac{1}{\tau}$  и нуль в бесконечности. Поведение звена определяется единственным параметром – постоянной времени  $\tau$ . Его переходная и частотная характеристики показаны на рис. 18.

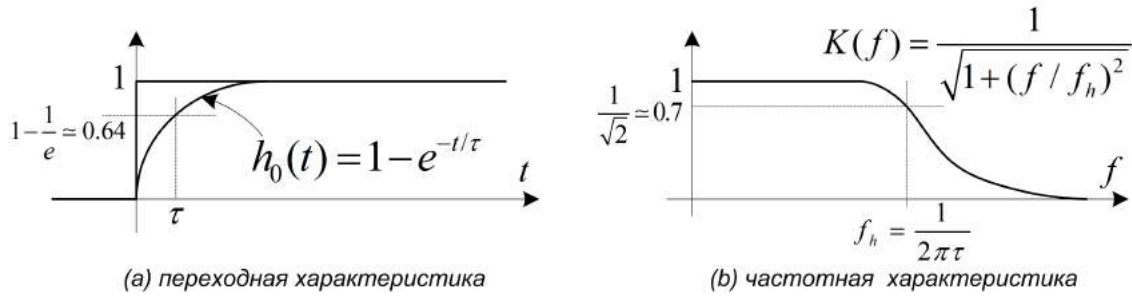


Рис. 18. Интегрирующее звено

Интегрирующее звено «заваливает» резкий фронт на входе, преобразуя его в процесс плавного нарастания по закону  $h(t) = 1 - e^{-t/\tau}$  на выходе. За время  $\tau$  фронт нарастает от нуля до уровня  $1 - 1/e \simeq 0.64$ . В частотной области этому отвечает спад коэффициента передачи на высоких частотах.

$$|K(j\omega)| = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\omega^2}{\omega_h^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{f^2}{f_h^2}}}; \quad \omega_h = \frac{1}{\tau}, \quad f_h = \frac{1}{2\pi\tau}.$$

Спад до уровня  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  достигается на верхней граничной частоте  $f_h = \frac{1}{2\pi\tau}$ . Верхняя частота и длительность фронта определяются одним и тем же параметром  $\tau$ . По существу – это проявления одного и того же физического механизма в разных областях – временной и частотной. Для ориентировки, длительности фронта в 1 нс отвечает верхняя частота порядка  $f_h = 160$  МГц.

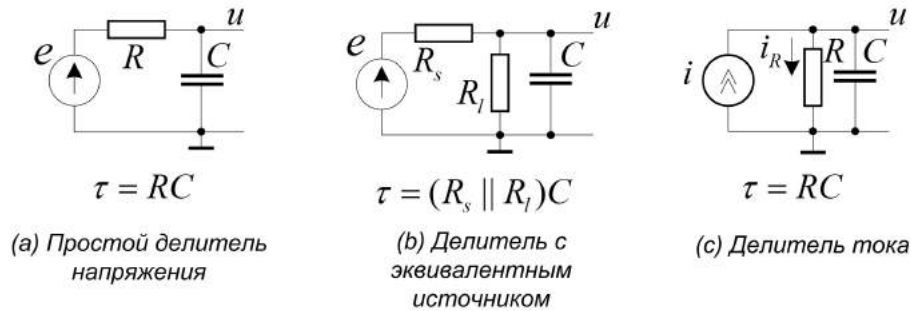


Рис. 19. Интегрирующие цепи

Механизмы образования интегрирующих звеньев в электронных схемах многообразны. Классический вариант – простая интегрирующая  $RC$ -цепочка на рис. 19а. Это делитель напряжения на резисторе  $R$  и конденсаторе  $C$  с передаточной функцией

$$H(p) = \frac{u}{e} = \frac{\frac{1}{pC}}{R + \frac{1}{pC}} = \frac{1}{1 + pRC} = \frac{1}{1 + p\tau}; \quad \tau = RC,$$

найденной как отношение комплексных амплитуд напряжений на выходе и входе.

Чаще приходится иметь дело с ее обобщенным вариантом на рис. 19b, который возникает, когда источник с внутренним сопротивлением  $R_s$  работает на шунтированную емкость нагрузку  $R_l$ . Проще всего думать, что в этой ситуации емкость  $C$  питается

от эквивалентного источника с напряжением  $e \frac{R_l}{R_s + R_l}$  и внутренним сопротивлением  $R_s || R_l$ . Тогда немедленно получается

$$H(p) = \frac{u}{e} = \frac{R_l}{R_s + R_l} \frac{1}{1 + p(R_s || R_l)C} = \frac{K_0}{1 + p\tau}; \quad K_0 = \frac{R_l}{R_s + R_l}, \quad \tau = (R_s || R_l)C.$$

Интегрирующие звенья возникают также, когда ток источника делится между резистивной и емкостной ветвями, рис. 19с. К ним приводят коэффициенты передачи от тока  $i$  источника до тока  $i_R$  через резистор и до напряжения  $u$  на параллельном соединении:

$$K_i = \frac{i_R}{i} = \frac{1}{1 + p\tau}; \quad K_u = \frac{u}{i} = \frac{R}{1 + p\tau}; \quad \tau = RC.$$

С ростом частоты доля тока источника, уходящая в емкостную ветвь, возрастает, а доля тока, остающегося резистору, падает. Вместе с ней падает и напряжение на параллельном соединении. Эти явления как раз и учитывают коэффициенты  $K_i$ ,  $K_u$ .

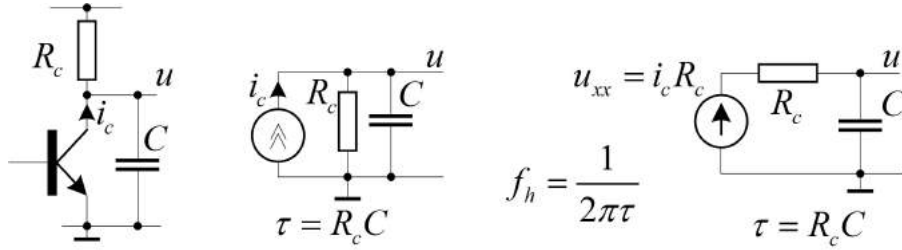


Рис. 20. Усилитель с емкостной нагрузкой

Интегрирующее звено автоматически появляется в схеме усилителя, работающего на емкостную нагрузку рис. 20. Часто емкость  $C$  – это небольшая паразитная емкость монтажа. На эту схему можно посмотреть как на идеальный источник  $i_c$  коллекторного тока транзистора, нагруженный на параллельную  $RC$ -цепь, а можно – как источник напряжения холостого хода  $u_{xx} = i_c R_c$  с внутренним сопротивлением  $R_c$ , нагруженный на емкость  $C$ . Обе точки зрения приводят к интегрирующему звену с постоянной времени  $\tau = R_c C$ . К примеру, при  $R_c = 5$  кОм и  $C = 20$  пФ постоянная времени  $\tau$  составляет 100 нс, а верхняя частота  $f_h = \frac{1}{2\pi\tau}$  составляет всего 1.6 МГц. Это говорит о том, что при нагрузках в единицы килоом ни о каком усилении до сотен мегагерц не может быть и речи.

Предельный вариант интегрирующего звена – это идеальный интегратор с постоянной времени  $\tau$ , рис. 21а. Полус его передаточной функции  $H(p) = \frac{1}{p\tau}$  находится в точке  $p = 0$ . Модуль комплексного коэффициента передачи  $|K| = \frac{1}{\omega\tau} = \frac{\omega_1}{\omega} = \frac{f_1}{f}$  уходит в бесконечность на нулевой частоте и принимает единичное значение на частоте единичного усиления  $f_1 = \frac{1}{2\pi\tau}$ . Переходная характеристика интегратора – это линейно нарастающая функция  $h_0(t) = \frac{t}{\tau}$ .

Идеальный интегратор технически не реализуем уже в силу того, что его усиление на нулевой частоте бесконечно. Возможность неограниченно приблизиться к нему дает схема на рис. 21б – каскадное соединение интегрирующей цепи с чудовищной постоянной времени  $KRC = K\tau$  и усилителя со столь же чудовищным усилением  $K$ . В пределе при  $K \rightarrow \infty$  показанная на рисунке передаточная функция этой схемы переходит в передаточную функцию интегратора с частотой единичного усиления  $f_1 = \frac{1}{2\pi RC}$ .



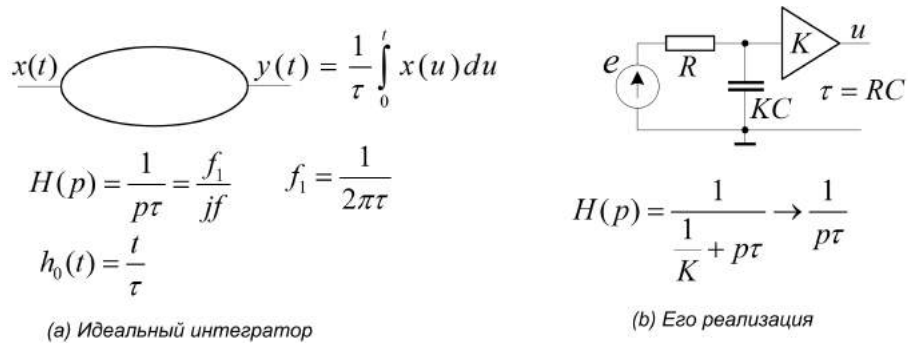


Рис. 21. Идеальный и реальный интеграторы

В реальной схеме может присутствовать несколько интегрирующих звеньев. Тогда их передаточные функции перемножаются. Каждое из звеньев вносит свой мультипликативный вклад в сквозную частотную характеристику. Вносимые же звеньями фазовые сдвиги складываются. Каждое из звеньев с полюсом в точке  $p = -\mu$  дает аддитивную добавку вида  $e^{-\mu t}$  в переходную характеристику.

## 2.9. Динамические свойства транзистора

Как и любой физический объект, транзистор – это инерционная, динамическая система. Мгновенное изменение напряжения на его эмиттерном переходе не сопровождается столь же мгновенными изменениями базового и коллекторного токов, а лишь запускает некие переходные процессы, которые завершаются установлением измененных значений токов спустя некоторое время.

Определяющую роль в поведении транзистора играют динамические характеристики его эмиттерного диода. Ток через открытый р-п переход создается диффузией носителей через потенциальный барьер. В процессе диффузии с каждой из сторон от границы перехода образуются облака пространственного заряда из неосновных носителей, продиффундировавших с противоположной стороны. Чем больше прямое напряжение  $U_{be}$  на диоде, тем ниже потенциальный барьер, больше объем диффузионных облаков и выше величина содержащегося в них заряда неосновных носителей  $Q(U_{be})$ . Диод напоминает нелинейный конденсатор, заряд внутри которого растет с напряжением. Это позволяет ввести дифференциальную емкость  $C_e = \frac{dQ(U_{be})}{dU_{be}}$  – диффузионную емкость эмиттерного перехода. Известно, что эта емкость линейно растет с увеличением режимного коллекторного тока  $I_0$ :  $C_e \sim I_0$ . Дифференциальное же сопротивление эмиттерного диода  $r_e = \frac{dU_{be}}{dI_e} = \frac{U_T}{I_0}$  с ростом  $I_0$  падает. Так что произведение  $r_e C_e$  от начального режима транзистора не зависит. Этот важнейший инвариант известен как постоянная времени цепи эмиттера  $\tau_e = r_e C_e$ . В паспортных данных на транзисторы чаще указывают отвечающую ей частоту  $f_\alpha = \frac{1}{2\pi\tau_e}$  – граничную частоту коэффициента передачи тока эмиттера.

У типичного среднечастотного транзистора с  $f_\alpha$  в 300 МГц постоянная времени цепи эмиттера  $\tau_e$  составляет примерно 0.5 нс. При режимном токе  $I_0$  в 1 мА, когда сопротивление  $r_e$  равно 25 Ом, диффузионная емкость эмиттерного перехода  $C_e$  составляет около 20 пФ. При токе в 10 мА она возрастает до 200 пФ.

Нормально запертый коллекторный р-п переход транзистора также обладает барьерной емкостью  $C_k$ . По своей природе это просто емкость плоского конденсатора со слоями коллектор-база в качестве пластин и обедненным слоем коллекторного перехода в качестве изолятора. Она относительно невелика (1-5 пФ) и немного падает

с ростом запирающего напряжения коллектор-база – при увеличении ширины обедненного слоя пластины плоского конденсатора слегка раздвигаются. Величину этой емкости в паспортных данных транзисторов обычно указывают явно.

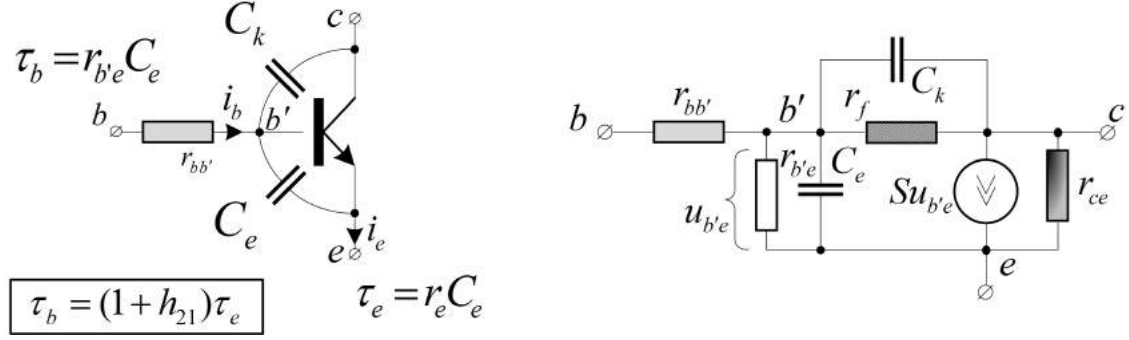


Рис. 22. Динамическая эквивалентная схема транзистора

Частотные свойства транзистора учитывает эквивалентная схема на рис. 22. К обычным компонентам физической схемы в ней добавлены диффузионная емкость эмиттерного перехода  $C_e$  и барьерная емкость коллекторного перехода  $C_k$ . Эти емкости подключены к внутренней базе транзистора  $b'$ , так что объемное сопротивление базы  $r_{bb'}$  оказывается как бы вынесенным наружу.

Точный анализ динамических характеристик усилителей с использованием этой схемы довольно сложен. Поэтому здесь как нигде важны разумные соображения и приближенные оценки.

Если на время забыть о емкости коллекторного перехода, то в схеме остается только емкость  $C_e$ . Параллельное соединение этой емкости и собственно перехода база эмиттер образуют делитель тока – входное интегрирующее звено транзистора. Доля входного тока базы или эмиттера, уходящая в емкость, бесполезно теряется. Полезная же доля, ответвляющаяся в переход, как раз и определяется этим звеном.

При взгляде со стороны эмиттера речь идет о делении эмиттерного тока  $i_e$  между емкостью  $C_e$  и дифференциальным сопротивлением эмиттерного диода  $r_e$ . Это дает значение  $\tau_e = r_e C_e$  для постоянной времени интегрирующего звена. Для частотной зависимости коэффициента  $h_{21b}$  передачи тока из эмиттера в коллектор получается

$$h_{21b}(p) = \frac{i_c}{i_e} = \frac{h_{21b}(0)}{1 + p\tau_e}; \quad p = j\omega.$$

Знаменатель  $1 + j\omega\tau_e$  учитывает ответвление тока в емкость. Модуль этого коэффициента падает до уровня  $\frac{1}{\sqrt{2}} \simeq 0.7$  на частоте

$$f_{h_{21b}} = \frac{1}{2\pi\tau_e} = \frac{1}{2\pi r_e C_e} = f_\alpha.$$

Если же смотреть со стороны базы, то емкость  $C_e$  остается той же, а вот сопротивление перехода возрастает до  $r_{b'e} = r_e(1 + h_{21})$ . Так что частотная зависимость коэффициента  $h_{21e}$  передачи тока из базы в коллектор

$$h_{21e}(p) = \frac{i_c}{i_b} = \frac{h_{21e}(0)}{1 + p\tau_b}.$$

определяется постоянной времени  $\tau_b = r_{b'e}C_e = (1 + h_{21})r_eC_e$ , а модуль этого коэффициента снижается до уровня  $\frac{1}{\sqrt{2}} \simeq 0.7$  на частоте

$$f_{h_{21e}} = \frac{1}{2\pi\tau_b} = \frac{1}{2\pi r_e C_e (1 + h_{21})} = \frac{f_{h_{21b}}}{(1 + h_{21})} = \frac{f_\alpha}{(1 + h_{21})}.$$

Связь между граничными частотами  $f_{h_{21e}}$  и  $f_{h_{21b}}$  можно установить и чисто формально, исходя из соотношения  $h_{21b} = \frac{h_{21e}}{1 + h_{21e}}$  между коэффициентами передачи тока при включениях с общей базой и общим эмиттером. Подставив сюда выражение  $h_{21e}(p) = \frac{h_{21e}(0)}{1 + p\tau_b}$  для частотной зависимости  $h_{21e}$ , найдем

$$h_{21b}(p) = \frac{h_{21e}(p)}{1 + h_{21e}(p)} = \frac{h_{21e}(0)}{1 + h_{21e}(0) + p\tau_b} = \frac{h_{21e}(0)}{1 + h_{21e}(0)} \frac{1}{1 + p \frac{\tau_b}{1 + h_{21e}(0)}} = \frac{h_{21b}(0)}{1 + p\tau_e},$$

где  $\tau_e = \frac{\tau_b}{1 + h_{21e}(0)}$ .

Получается, что включение транзистора с общим эмиттером неудачно в плане частотных свойств – верхняя граничная частота  $f_{h_{21e}}$  меньше частоты  $f_{h_{21b}} = f_\alpha$  в  $(1 + h_{21})$  раз, а на частоте  $f_\alpha$  модуль  $h_{21e}$  снижается уже примерно до единицы. При  $f_\alpha = 300$  МГц и  $h_{21} = 100$  граничная частота  $f_{h_{21e}}$  коэффициента передачи тока при включении с общим эмиттером составляет всего 3 МГц. Природа этого явления понятна – чтобы усиливать на высоких частотах нужно быстро перезаряжать входную емкость транзистора. А для этого требуется большой ток. При включении с общим эмиттером емкость перезаряжается малым базовым током, а при включении с общей базой – большим током эмиттера. Отсюда и различие граничных частот  $f_{h_{21e}}$  и  $f_{h_{21b}}$  для коэффициентов передачи тока.

## 2.10. Верхняя частота усилителя

Граничные частоты коэффициентов передачи тока – это далеко не все, что определяет частотные свойства усилительных каскадов. Обратимся к эквивалентной схеме входной цепи усилителя на транзисторе с общим эмиттером, рис. 23а. Для полноты картины в ней учтено внутреннее сопротивление  $R_s$  источника сигнала.

Если временно забыть о емкости коллекторного перехода  $C_k$ , то эта цепь оказывается классическим интегрирующим звеном с постоянной времени

$$\tau = C_e R_b^*; \quad R_b^* = (R_s + r_{bb'}) || r_{b'e}, \quad r_{b'e} = r_e(1 + h_{21})$$

и верхней граничной частотой  $f_h = \frac{1}{2\pi\tau}$ .

В предельном случае  $R_s \rightarrow \infty$  (усилитель питается от источника тока) сопротивление  $R_b^*$  становится равным  $r_{b'e} = r_e(1 + h_{21})$ , постоянная времени совпадает с  $\tau_b = C_e r_{b'e}$ , а верхняя частота оказывается равной граничной частоте  $f_{h_{21e}}$  коэффициента передачи тока при включении с общим эмиттером. Вполне ожидаемый результат.

При  $R_s = 0$  (усилитель питается от источника напряжения) постоянная времени падает до

$$\tau = C_e (r_{bb'} || r_{b'e}) = \frac{C_e r_{bb'}}{1 + \frac{r_{bb'}}{r_e(1 + h_{21})}}.$$

В слаботочных режимах, когда сопротивление  $r_{b'e} = (1 + h_{21})r_e$ ,  $r_e = \frac{U_T}{I_0}$  велико, параллельное подключение объемного сопротивления базы  $r_{bb'}$  заметно снижает постоянную времени вплоть до  $\tau = C_e r_{bb'}$ . Это дает ощутимый выигрыш в верхней частоте  $f_h \simeq \frac{1}{2\pi C_e r_{bb'}}$  по сравнению с  $f_{h_{21e}}$ . Малость объемного сопротивления базы оказывается важнейшим свойством высокочастотного транзистора. В пределе при

$r_{bb'} \rightarrow 0$  граничная частота усилителя уходит в бесконечность. Это естественно – идеальный источник напряжения на входе способен перезаряжать любую входную емкость. Какой ток для этого потребуется – ему безразлично.

Формально, условие  $\frac{r_{bb'}}{r_e(1+h_{21})} \ll 1$  малости объемного сопротивления можно выполнить, перейдя к малым режимным токам – высоким значениям  $r_e$ . Но при фиксированном усилении  $K = \frac{R_c}{r_e}$ , рост  $r_e$  потребует пропорционального увеличения нагрузки  $R_c$ . Увеличение же нагрузки приводит к возрастанию роли малой емкости коллекторного перехода  $C_k$ , учет которой радикально ухудшает ситуацию с верхней частотой усилителя. Дело в том, что эта емкость является проходной – стоит «на проходе» между слабым входным сигналом и усиленным выходным. При высоких усилениях ее вклад в постоянную времени входного интегрирующего звена становится определяющим.

Точный учет емкости  $C_k$  довольно сложен. Для простоты пренебрежем ее ролью в коллекторной цепи транзистора, проигнорировав факт добавления тока связи  $i_f$  к коллекторному току. Тогда коэффициент передачи от штрихованной базы  $b'$  до выхода оказывается не зависящим от частоты и составляет порядка  $-K_u = -\frac{U}{u_{b'e}} = SR_c = \frac{R_c}{r_e}$ .

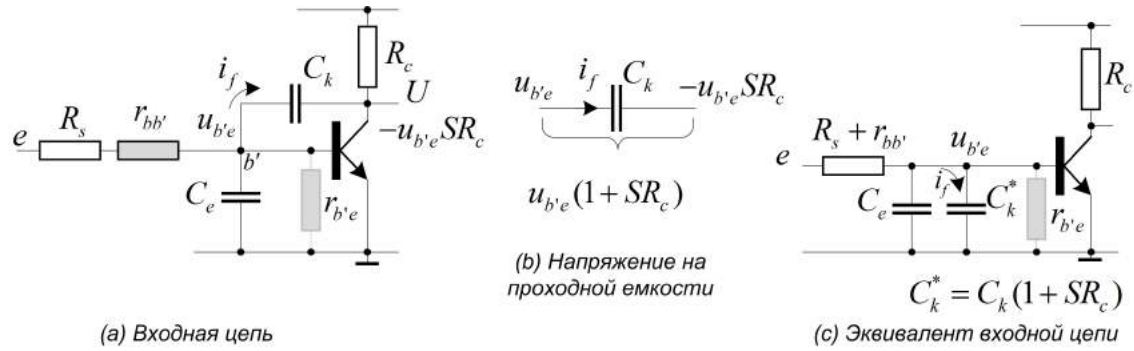


Рис. 23. Входная цепь и ее эквивалент

А теперь сосредоточимся на роли емкости  $C_k$  во входной цепи. Роль эта сводится к тому, что из узла  $b'$  с потенциалом  $u_{b'e}$  в емкость  $C_k$  уходит ток связи  $i_f$ , рис. 23а. Заменим емкость  $C_k$  заземленной емкостью  $C_k^*$ , рис. 23с, так, чтобы по ней протекал тот же самый ток  $i_f$ . Тогда во входной цепи никто не заметит подмены, а сама эта цепь окажется обычным интегрирующим звеном.

Как видно из рис. 23b, ток  $i_f$  через емкость  $C_k$  создается разностью между потенциалом  $u_{b'e}$  слева и усиленным потенциалом  $-SR_c u_{b'e}$  справа и составляет  $i_f = \frac{u_{b'e}(1+SR_c)}{1/pC_k}$ . Ток же через эквивалентную емкость  $C_k^*$  создается только напряжением  $u_{b'e}$ :  $i_f = \frac{u_{b'e}}{1/pC_k^*}$ . Приравняв это токи, найдем

$$C_k^* = C_k(1 + SR_c).$$

Таким образом, присутствие емкости коллекторного перехода  $C_k$  вносит во входное интегрирующее звено эквивалентную емкость  $C_k^*$ , которая превышает  $C_k$  примерно в коэффициент усиления  $SR_c \simeq 200$  раз. Этот эффект «усиления» проходной емкости известен со времен ламповой усилительной техники как эффект Миллера. Миллеру же принадлежит и использованный нами прием пересчета проходной емкости ко входу.

Пересчитанная ко входу проходная емкость добавляется ко входной емкости транзистора, увеличивая постоянную времени входного интегрирующего звена усилителя

до

$$\tau = C_e^* R_b^*; \quad C_e^* = C_e + C_k(1 + SR_c); \quad R_b^* = (R_s + r_{bb'}) || r_{b'e},$$

что приводит к резкому снижению верхней граничной частоты усилителя  $f_h = \frac{1}{2\pi\tau}$ .

У типичного среднечастотного транзистора емкость  $C_k$  составляет около 5 пФ. При  $SR_c \simeq 200$  это добавляет на вход усилителя емкость  $C_k^*$  в 1000 пФ, которая значительно превышает емкость  $C_e$  и определяет собой его верхнюю частоту. Каким бы сверх высокочастотным ни был транзистор, его проходная емкость не может быть меньше 0.1 пФ. При  $SR_c \simeq 200$  это дает 20 пФ на вход усилителя. На частоте в 1 ГГц сопротивление такой емкости составляет около 8 Ом, так что ни о каком усилении на столь высоких частотах уже говорить не приходится.

При нулевом сопротивлении источника выражение для постоянной времени входной интегрирующей цепи усилителя принимает вид

$$\tau \simeq (r_{bb'} || r_{b'e})(C_e + C_k SR_c) \simeq \frac{h_{21}}{1 + h_{21} \frac{r_e}{r_{bb'}}} (C_e r_e + C_k R_c) = \frac{h_{21}}{1 + h_{21} \frac{r_e}{r_{bb'}}} (\tau_e + C_k R_c)$$

При  $r_{bb'} \simeq r_e$  и  $C_k = 0$  постоянная времени  $\tau$  сравнивается с постоянной времени цепи эмиттера  $\tau_e = C_e r_e$ , а граничная частота усилителя достигает  $f_\alpha = \frac{1}{2\pi\tau_e}$ . Достаточно высокое значение сопротивления  $r_e = \frac{U_T}{I_0} \simeq r_{bb'}$ , в принципе, можно обеспечить выбором малого режимного тока транзистора. Но, при фиксированном усилении  $K = \frac{R_c}{r_e}$ , это потребует увеличения нагрузки  $R_c$  и приведет к росту вклада проходной емкости  $C_k R_c$ . Компенсировать проходную емкость можно пропорциональным снижением  $R_c$  и  $r_e$  – переходом в сильноточный начальный режим. Но тогда возрастает роль фактора  $\frac{h_{21}}{1 + h_{21} \frac{r_e}{r_{bb'}}}$ , величина которого при малых  $r_e$  достигает  $h_{21}$ . В принципе, можно вести речь о выборе оптимального значения режимного тока транзистора, которое обеспечит наибольшую верхнюю частоту усилителя при заданных параметрах  $K = \frac{R_c}{r_e}$ ,  $C_k$ ,  $\tau_e$ ,  $r_{bb'}$ .

Сама по себе верхняя частота усилителя с общим эмиттером может быть довольно высокой. Реальная проблема кроется в том, что частотные свойства этого усилителя крайне быстро деградируют с ростом сопротивления источника  $R_s$ , которое добавляется последовательно к объемному сопротивлению базы и повышает постоянную времени входного интегрирующего звена до предельного значения  $h_{21}(r_e C_e + R_c C_k)$ . Чтобы эффективно перезаряжать входную емкость, шунтированную сопротивлением перехода база-эмиттер  $r_{b'e} = r_e(1 + h_{21})$ , нужно питать усилитель от источника, с внутренним сопротивлением, значительно меньшим  $r_{b'e}$ . Как только сопротивление источника становится большим по сравнению с  $r_{b'e}$ , начинает работать обладающий большой постоянной времени делитель тока на сопротивлении перехода и входной емкости.

Удачное схемное решение, известное как каскодная схема, показано на рис. 23. Это и в самом деле каскадное соединение схем с общим эмиттером и общей базой. С начальным режимом все просто – единый для обоих транзисторов режимный ток  $I_0$  задает резистор  $R_b$ . Базовый делитель на резисторах  $R_1, R_2$  приподнимает над землей потенциал базы второго транзистора и, тем самым, потенциал коллектора первого.

Присутствие второго транзистора ровно ничего не дает ни для усиления напряжения, ни для усиления тока. Схема с общей базой просто несколько ослабляет коллекторный ток первого транзистора и передает его в нагрузку  $R_c$ . Если удалить второй транзистор, а резистор  $R_c$  переместить в коллекторную цепь первого, получится усилитель с ровно теми же параметрами.

Назначение каскада с общей базой – создать режим почти короткого замыкания по выходу для каскада с общим эмиттером. Нагрузка первого каскада – это почти

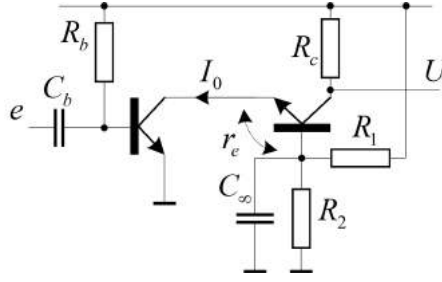


Рис. 24. Каскодная схема

нулевое входное сопротивление  $r_e$  схемы с общей базой. В результате оказывается, что переменная составляющая на коллекторе первого транзистора практически отсутствует. При  $S \simeq \frac{1}{r_e}$  и  $R_c = r_e$  произведение  $SR_c \simeq \frac{1}{r_e}$ , определяющее закон пересчета ко входу емкости коллекторного перехода  $C_k$ , оказывается единичным. Это нейтрализует роль проходной емкости во входном интегрирующем звене каскада с общим эмиттером. Каскод же с общей базой питается от идеального источника тока. Поскольку граничная частота  $f_{h_{21b}}$  коэффициента передачи тока при включении с общей базой высока, частотные свойства второго каскада можно не принимать во внимание.

В целом же динамические свойства однокаскадного усилителя на биполярном транзисторе довольно сложны и к единственному интегрирующему звену не сводятся. Несколько утомительный расчет полной эквивалентной схемы на рис. 25 приводит к следующему выражению для передаточной функции:

$$-K(p) = -\frac{U}{e} = \frac{\alpha S^* R_k^* (1 - p \frac{C_k}{S^*})}{\tau_k \tau_b p^2 + (\tau_k + \tau_b + \tau_m) p + (1 + \beta S^* R_k^*)},$$

где

$$\tau_k = C_k R_k^*; \quad \tau_b = C_e R_b^*; \quad \tau_m = (S R_k^*) C_k R_b^*;$$

$$R_k^* = R_c || r_{ce} || r_f; \quad R_b^* = (R_s + r_{bb'}) || r_{b'e} || r_f; \quad S^* = S - \frac{1}{r_f}$$

$$\alpha = \frac{R_b^*}{R_s + r_{bb'}}; \quad \beta = \frac{R_b^*}{r_f}.$$

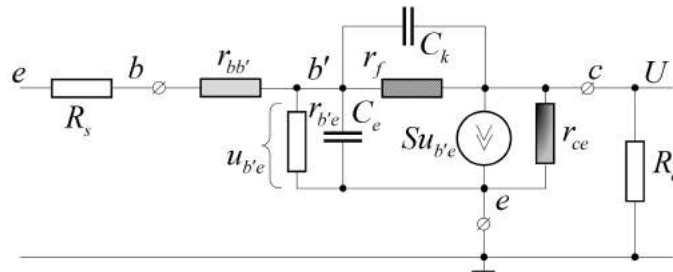


Рис. 25. Полная эквивалентная схема усилителя

Усилитель оказывается динамической системой второго порядка с двумя полюсами и нулем передачи в правой полуплоскости. Положение полюсов определяется

тремя характерными постоянными времени – произведением  $\tau_k = C_k R_k^*$  емкости коллекторного перехода на эквивалентное сопротивление в цепи коллектора, произведением  $\tau_b = C_e R_b^*$  емкости эмиттерного перехода на эквивалентное сопротивление в цепи базы, и перекрестным произведением  $C_k R_b^*$  коллекторной емкости на сопротивление в цепи базы. Присутствие при перекрестной постоянной времени  $C_k R_b^*$  множителя  $(SR_k^*) \simeq SR_c$  – это проявление эффекта Миллера. При высоких усилениях постоянная времени  $\tau_m = (SR_k^*) C_k R_b^*$  становится определяющей. Появление нуля передачи обусловлено наличием внутренней обратной связи в транзисторе. Его положение определяется крайне малой постоянной времени  $\frac{C_k}{S^*} \simeq \frac{C_k}{S} = C_k r_e$  – произведением коллекторной емкости на дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода.

### 2.11. Включение с общей базой

При включении с общим эмиттером мала граничная частота коэффициента передачи тока – усилитель желательно питать от идеального источника напряжения. При включении с общей базой все наоборот – граничная частота коэффициента передачи тока велика. Наилучшие частотные свойства усилителя достигаются, когда он питается от источника тока. Если же питать усилитель от источника напряжения, его частотные свойства деградируют.

Чтобы понять природу этой деградации, обратимся к простой модели усилителя с общей базой на рис. 26. Ток управляемого источника в этой модели составляет  $\alpha i_r = \frac{u_{eb'}}{r_e} = Su_{eb'}$ ,  $\alpha = \frac{h_{21}}{1+h_{21}}$ , где  $i_r$  – доля эмиттерного тока  $i_e$ , ответвляющаяся в резистор  $r_e$ . Частотная зависимость этой доли

$$i_r(p) = \frac{i_e}{1 + p\tau_e} \quad \tau_e = r_e C_e$$

определяется малой постоянной времени цепи эмиттера, а граничная частота составляет  $f_\alpha = \frac{1}{2\pi\tau_e}$ .

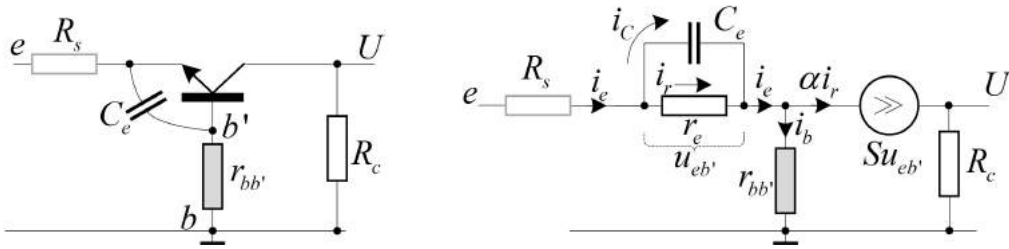


Рис. 26. Усилитель с общей базой

Когда усилитель питается от источника тока  $i_e$ , объемное сопротивление базы  $r_{bb'}$  никак не сказывается ни на токе  $i_r$ , ни на напряжении  $u_{eb'} = i_r r_e$ . Частотная зависимость тока управляемого источника  $Su_{eb'}$ , равно как и выходного напряжения  $U = SR_c u_{eb'}$  определяется постоянной времени  $\tau_e$ . Граничная частота выходного напряжения составляет  $f_\alpha$ .

Если же питать усилитель от идеального ( $R_s = 0$ ) источника напряжения  $e$ , то падение напряжения  $i_b r_{bb'}$  на объемном сопротивлении базы вычитается из  $e$ , снижая управляющее напряжение  $u_{eb'}$ . Для напряжения на  $r_{bb'}$  найдем:

$$i_b r_{bb'} = r_{bb'}(i_e - \alpha i_r) = i_e r_{bb'} \left(1 - \frac{\alpha}{1 + p\tau_e}\right) = i_e \frac{r_{bb'}}{(1 + h_{21})} \frac{1 + p\tau_e(1 + h_{21})}{1 + p\tau_e}.$$

Это напряжение быстро растет с частотой, изменяясь от  $i_e \frac{r_{bb'}}{(1+h_{21})}$  на нулевой частоте до  $i_e r_{bb'}$  – на бесконечной. Соответственно, управляющее напряжение  $u_{eb'}$  с частотой падает:

$$u_{eb'}(p) = e^{-\frac{r_{b'e}}{r_{b'e} + r_{bb'}} \frac{1}{(1 + pC_e(r_{b'e} || r_{bb'}))}}; \quad r_{b'e} = r_e(1 + h_{21}).$$

Частотная зависимость этого напряжения, а вместе с ним частотная зависимость тока управляемого источника  $Su_{eb'}$  и напряжения  $U = SR_c u_{eb'}$  на выходе усилителя определяется постоянной времени  $\tau = C_e(r_{b'e} || r_{bb'})$ . Это в точности та же постоянная времени, что и при включении с общим эмиттером. Нетрудно показать, что с учетом сопротивления источника сигнала  $R_s$  эта постоянная времени составляет:

$$\tau = \frac{C_e(r_{b'e} || (R_s + r_{bb'}))}{1 + h_{21} \frac{R_s}{R_s + r_{b'e} + r_{bb'}}}.$$

Числитель здесь – это в точности постоянная времени входного интегрирующего звена для включения с общим эмиттером. Знаменатель – поправка на включение с общей базой. Включение с общей базой выигрывает у включения с общим эмиттером в той мере, в какой эта поправка больше единицы. При  $R_s = 0$  поправка равна единице – выигрыша нет. При  $R_s = \infty$  она достигает  $h_{21}$  – граничная частота  $f_\alpha$  включения с общей базой превышает частоту для включения с общим эмиттером в  $h_{21}$  раз. При разумных значениях  $R_s$  порядка входного сопротивления  $r_e$  усилителя с общей базой поправка оценивается величиной  $1 + \frac{r_{b'e}}{r_{b'e} + r_{bb'}}$  и незначительно превышает единицу. Частотные свойства схем с общей базой и общим эмиттером оказываются сопоставимыми.

Все эти факты на самом деле вполне ожидаемы. Если к переходу база эмиттер транзистора прикладывать сигнал от идеального источника напряжения, то все равно с какой стороны это делать. С источниками тока все иначе – ток эмиттера транзистора – это совсем не то же самое, что ток базы.

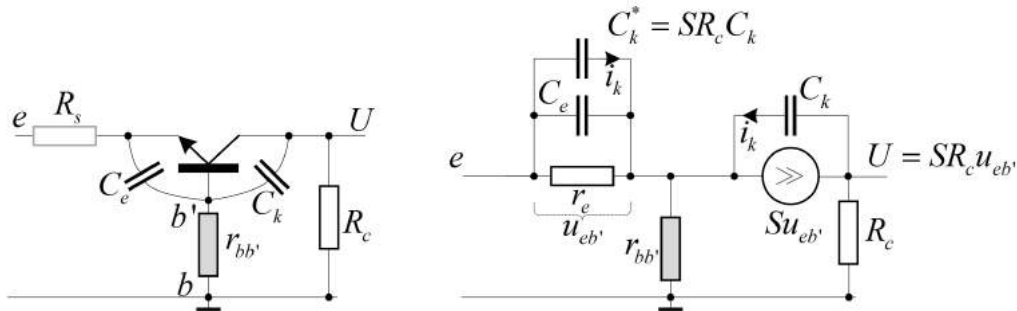


Рис. 27. Пересчет емкости коллектора

Емкость коллекторного перехода  $C_k$  при включении с общей базой вызывает столь же негативные последствия, что и при включении с общим эмиттером. Та же связанная с эффектом Миллера идеология позволяет приближенно заменить ее эквивалентной емкостью  $C_k^*$ , добавленной к емкости эмиттерного перехода  $C_e$ , рис. 27.

Суть этой идеологии следующая. Роль емкости  $C_k$  состоит в том, что она, находясь под большим напряжением порядка  $U = SR_c u_{eb'}$ , добавляет в резистор  $r_{bb'}$  ток  $i_k$ . Эквивалентная емкость  $C_k^*$ , находящаяся под малым напряжением  $u_{eb'}$ , добавит тот же ток  $i_k$ , если

$$C_k^* = C_k SR_c.$$



Так же, как и при включении с общим эмиттером, пересчитанная коллекторная емкость добавляется к емкости эмиттерного перехода, увеличивая постоянную времени до

$$\tau = \frac{(C_e + C_k S R_c)((R_s + r_{bb'})||r_{b'e})}{1 + h_{21} \frac{R_s}{R_s + r_{b'e} + r_{bb'}}}.$$

Приближенный прием с пересчетом коллекторной емкости оправдан, когда усилитель питается почти от источника напряжения и величина падения напряжения на объемном сопротивлении базы играет существенную роль. В режиме питания усилителя от источника тока емкость  $C_k$  на закон деления тока во входном делителе  $r_e||C_e$  не влияет. Ее вклад ограничивается тем, что она отбирает часть усиленного тока от нагрузки  $R_c$ . Это дает отдельный делитель тока с постоянной времени порядка  $C_k R_c$ .

## 2.12. Выходной импеданс транзистора

Динамические параметры транзистора сильно и негативно сказываются на его выходных свойствах. Корень зла кроется в чрезвычайно сильной частотной зависимости коэффициента  $h_{12e}$  внутренней обратной связи. Несложное вычисление этого  $h$ -параметра по динамической эквивалентной схеме на рис. 22 дает:

$$h_{12e}(p) = \frac{r_{b'e}}{(r_f + r_{b'e})} \frac{1 + p C_k r_f}{(1 + p(C_e + C_k)(r_{b'e}||r_f))}.$$

Громадная постоянная времени  $C_k r_f$  вызывает быстрый рост модуля  $h_{12e}$  с частотой. При  $C_k = 5$  пФ и  $r_f = 5$  МОм она составляет 25 мкс, что отвечает характерной частоте 6.3 кГц. Так что о частотной зависимости  $h_{12e}$  приходится думать, уже находясь в звуковом частотном диапазоне. Полнос с постоянной времени порядка  $C_e r_{b'e}$ , отвечающей граничной частоте  $f_{h_{21e}}$ , останавливает дальнейший рост  $h_{12e}$ . При изменении частоты от нуля до бесконечности модуль  $h_{12e}$  нарастает от  $\frac{r_{b'e}}{r_f + r_{b'e}} \simeq \frac{r_{b'e}}{r_f} = \frac{U_T}{\gamma U_Y} \simeq 10^{-4}$  до уровня  $\frac{C_k}{C_e + C_k} \simeq 10^{-2}$ .

В присутствии внутренней обратной связи сопротивление  $r_{ce}$  перехода коллектор-эмиттер транзистора становится комплексным импедансом  $z_{ce}(p)$ . Прямое вычисление этого импеданса по эквивалентной схеме на рис. 28 дает:

$$z_{ce}(p) = \frac{r_{ce}}{(1 + \mu \frac{R_b^*}{r_f})} \frac{1 + p \tau_b}{(1 + p \tau_k)},$$

где  $\mu = S r_{ce} \simeq \frac{r_{ce}}{r_e}$ ,  $R_b^* = (R_s + r_{bb'})||r_{b'e}||r_f$ , а

$$\tau_b = (C_e + C_k) R_b^*; \quad \tau_k = (C_e + C_k(1 + \mu)) \frac{R_b^*}{1 + \mu \frac{R_b^*}{r_f}}.$$

На нулевой частоте выходной импеданс усилителя вещественен и вполне ожидаемо составляет

$$\frac{r_{ce}}{(1 + \mu \frac{R_b^*}{r_f})} = \frac{r_{ce}}{1 + \frac{R_b^*}{\gamma r_{b'e}}} \simeq \frac{r_{ce}}{2} \quad \text{при} \quad R_b^* \simeq r_{b'e}, \gamma = 1,$$

поскольку  $\frac{\mu}{r_f} = \frac{r_{ce}}{r_e} \frac{1}{\gamma h_{21} r_{ce}} \simeq \frac{1}{\gamma r_{b'e}} (\mu r_{b'e} \simeq \frac{r_f}{\gamma})$ .

Его частотная зависимость определяется нулем с постоянной времени  $\tau_b$  порядка  $C_e R_b^* \sim C_e r_{b'e}$ , типичной для входного интегрирующего звена усилителя, и полюсом с постоянной времени

$$\tau_k = (C_e + C_k(1 + \mu)) \frac{R_b^*}{1 + \mu \frac{R_b^*}{r_f}} \simeq C_k \mu r_{b'e} \frac{\frac{R_b^*}{r_{b'e}}}{1 + \frac{R_b^*}{\gamma r_{b'e}}} = C_k r_f \frac{\frac{R_b^*}{\gamma r_{b'e}}}{1 + \frac{R_b^*}{\gamma r_{b'e}}} \sim C_k r_f / 2$$

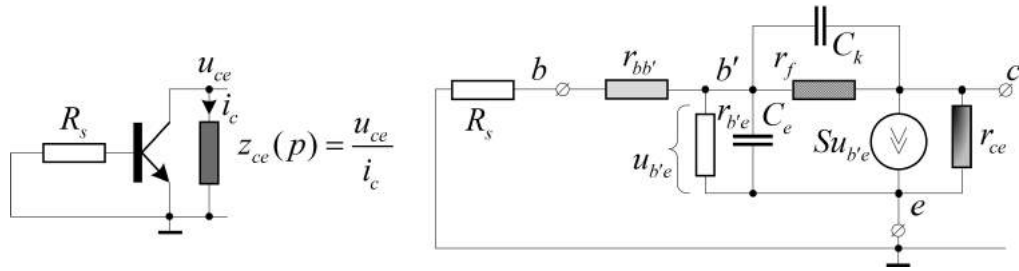


Рис. 28. Выходной импеданс усилителя

С ростом частоты модуль выходного импеданса падает, достигая уровня  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  в районе относительно невысокой частоты  $\frac{1}{2\pi C_k r_f}$ . Нуль передачи останавливает этот спад где-то в районе частоты  $\frac{1}{2\pi C_e R_b^*} \sim f_{h_{21e}}$ . На бесконечной частоте импеданс снова становится вещественным, устанавливаясь на значении

$$z_{ce}(\infty) = \frac{r_{ce}}{1 + \mu \frac{C_k}{C_e + C_k}} \simeq \frac{r_{ce}}{1 + \frac{U_Y}{U_T} \frac{C_k}{C_e + C_k}}.$$

При  $\frac{U_Y}{U_T} \sim 10^4$  и  $\frac{C_k}{C_e} \sim 10^{-2}$  это предельное значение ничтожно – составляет порядка  $\frac{r_{ce}}{100}$ . На средних частотах выходной импеданс транзистора комплексен и содержит емкостную мнимую компоненту. Эти факторы играют важную роль, когда нагрузкой усилительного каскада является параллельный колебательный контур – вещественная компонента выходного импеданса усилителя снижает его добротность, а емкостная – резонансную частоту.

### 3. Дифференциальная схемотехника

Появление полупроводниковой элементной базы привело к революционным изменениям в аналоговой схемотехнике, в корне изменив соотношение между стоимостями активных и пассивных компонентов. В рамках технологий «на кристалле», применяемых при разработке больших аналоговых интегральных схем, транзистор – это дешевый компонент, который занимает малую площадь кристалла. Под резистор или конденсатор приходится отводить несопоставимо большую площадь. Второе, что дали технологии «на кристалле» – это возможность применять в схемах пары тождественных активных компонентов. Свойства транзисторов, выращенных на кристалле «по соседству», оказываются практически неразличимыми.

Все это стимулировало интерес к дифференциальной схемотехнике, в которой симметрия активных компонентов играет принципиально важную роль, а число требуемых пассивных компонентов минимально. Преимущества дифференциальной схемотехники при разработке аналоговых интегральных схем оказались настолько значимыми, что она практически полностью вытеснила традиционные схемные решения.

А начинается эта схемотехника с категорий дифференциального проводного канала и дифференциального сигнала.

#### 3.1. Дифференциально-синфазные координаты

Под обычным, униполярным сигналом понимают колебание потенциала в том или ином узле электронной схемы по отношению к земле – шине нулевого потенциала. Обычно эта шина гальванически связана с массой – корпусом прибора, или даже с физической землей.

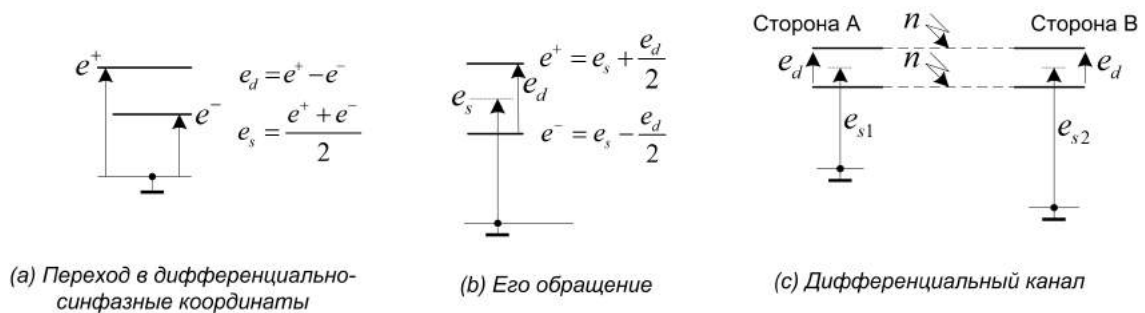


Рис. 1. Дифференциально-синфазные координаты

Дифференциальный сигнал может существовать только при наличии двух таких узлов, находящихся под абсолютными потенциалами  $e^+$ ,  $e^-$  относительно земли, рис. 1а. Пару узловых потенциалов  $e^+$ ,  $e^-$  можно охарактеризовать, указав значения дифференциальной (разностной)  $e_d = e^+ - e^-$  и синфазной (средне-арифметической)  $e_s = \frac{e^+ + e^-}{2}$  составляющих. Формально, переход от абсолютных координат ( $e^+$ ,  $e^-$ ) к дифференциально-синфазным ( $e_d$ ,  $e_s$ ) – это просто линейная замена переменных. Она обратима. Очевидные формулы обращения приведены на рис. 1б.

Смысл перехода в дифференциально-синфазные координаты раскрывается, когда дифференциальная составляющая  $e_d$  начинает трактоваться как полезный сигнал, а синфазная  $e_s$  – как сигнал, не имеющий прикладного значения. Так появляется двухпроводной канал передачи дифференциального сигнала с одной стороны на другую, рис. 1с. Оба физических проводника этого канала эквивалентны. Чаще всего – это проводная витая пара. Если к потенциалу  $e^+$  одного из проводников в канале

добавляется электромагнитная помеха  $n$ , то точно такая же помеха добавляется к потенциалу  $e^-$  второго. А это означает, что в дифференциальном тракте  $e_d = e^+ - e^-$  помеха оказывается полностью скомпенсированной. Она уходит в не имеющий значения синфазный тракт. В этом же тракте оказывается и возможное различие между потенциалами земель на сторонах передачи и приема.

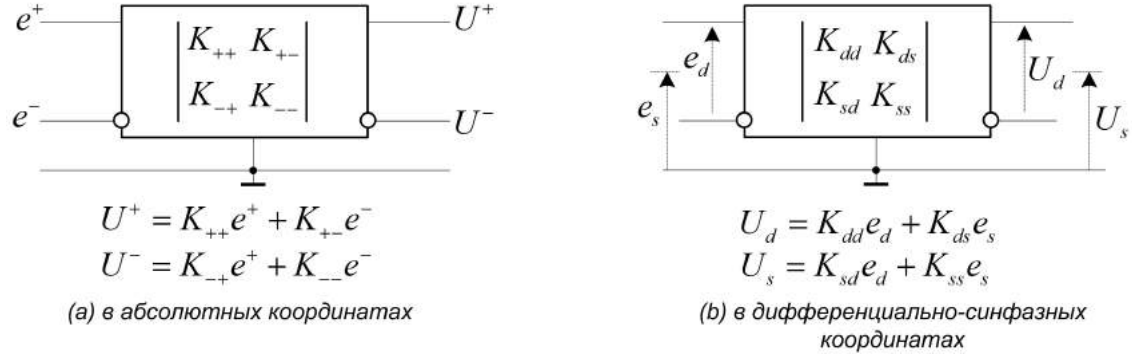


Рис. 2. Усилитель с двухпроводными входом и выходом

Применение двухпроводных дифференциальных каналов предполагает существование специальных усилителей, обладающих двухпроводными входом и выходом. Как становится ясно из рис. 2, такой усилитель в принципе характеризуется матрицей из четырех коэффициентов передачи. Ее компоненты можно равным образом представить как в абсолютных, так и в дифференциально-синфазных координатах по входу-выходу.

Усилитель с двухпроводными входом и выходом может претендовать на звание идеального дифференциального усилителя, если он «чувствует» только дифференциальную составляющую  $e_d = e^+ - e^-$  на входе и преобразует ее в дифференциальную же составляющую  $U_d = U^+ - U^-$  на выходе. Иными словами, в матрице его коэффициентов передачи только коэффициент  $K_{dd}$  усиления дифференциального сигнала может быть ненулевым. Коэффициент передачи синфазной составляющей  $K_{ss}$ , равно как и перекрестные коэффициенты  $K_{ds}$  передачи из синфазного канала на входе в дифференциальный на выходе и  $K_{sd}$  передачи из дифференциального канала на входе в синфазный на выходе должны быть нулевыми.

Обращение в нуль перекрестных коэффициентов передачи в дифференциально-синфазных координатах обеспечивает зеркальная симметрия усилителя – тождественность его верхней и нижней половин, рис. 3.

В схеме на рис. 3а обеспечено присутствие на входе усилителя чисто дифференциального сигнала без примеси синфазной составляющей. Для этого на его «плюсовой» вход подан сигнал  $e^+ = \frac{e}{2}$ , а на «минусовой» – сигнал  $e^- = -\frac{e}{2}$  противоположного знака. Если верхняя и нижняя секции усилителя зеркально симметричны, то противоположные по знаку сигналы на входах дают и противоположные по знаку сигналы на выходах. А это означает, что синфазная компонента выходного сигнала равна нулю. Равен нулю и перекрестный коэффициент  $K_{sd}$ . К тому же токи входов равны по величине и противоположны по знаку. Это дает возможность охарактеризовать их единым входным сопротивлением  $R_{in}^d = \frac{e}{i}$  – входным сопротивлением усилителя для дифференциального сигнала.

В схеме на рис. 3б входы электрически соединены между собой. Дифференциальное напряжение на входе при этом в точности равно нулю, а синфазное составляет  $e$ .

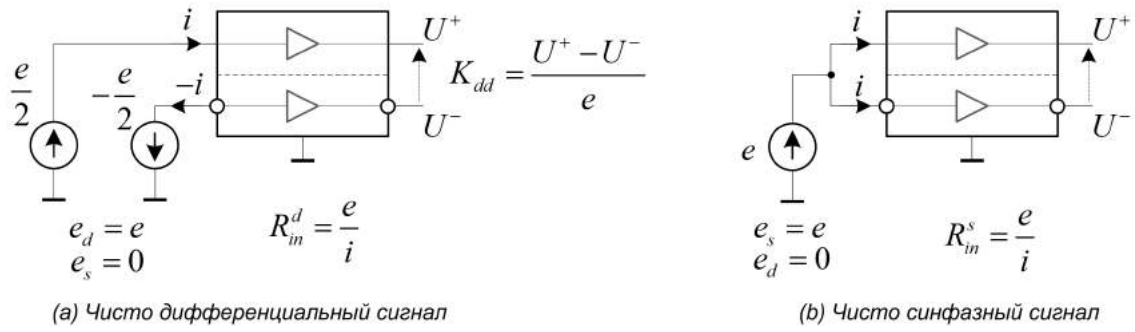
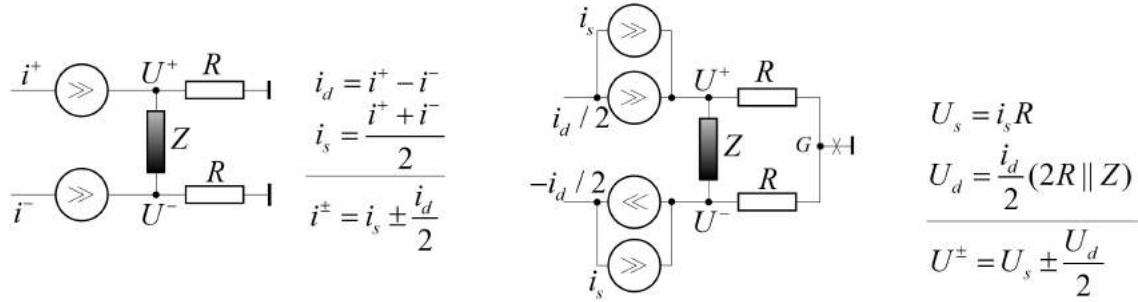


Рис. 3. Эксперименты по усилению дифференциального и синфазного сигналов

Опять же, симметрия половин усилителя гарантирует, что одинаковым сигналам на входах отвечают одинаковые сигналы на выходах. А это влечет равенство нулю перекрестного коэффициента  $K_{ds}$ . Обусловленное той же симметрией совпадение входных токов  $i$  позволяет говорить об одинаковом для обоих входов входном сопротивлении усилителя для синфазного сигнала  $R_{in}^s = \frac{e}{i}$ .

Таким образом, переход в дифференциально-синфазные координаты эффективно учитывает зеркальную симметрию задачи. Тожественность половин усилителя сокращает число его дифференциально-синфазных параметров до четырех –  $K_{dd}, K_{ss}, R_{in}^d, R_{in}^s$ .

Переход этот оказывает неоценимую услугу во многих задачах с зеркальной симметрией. Для примера на рис. 4 показана классическая для дифференциальной схемотехники задача о совместной работе пары источников тока  $i^+, i^-$  на симметричную нагрузку.



Произвольность входных токов  $i^+, i^-$  нарушает присущую этой задаче зеркальную симметрию. Представление же этих токов в дифференциально-синфазных координатах  $i_s, i_d$  позволяет свести несимметричную задачу к двум симметричным, связанным с раздельным прохождением по нагрузке синфазной и дифференциальной компонент. Одинаковые синфазные составляющие токов  $i_s$  создают на нагрузке одинаковые потенциалы  $U^+ = U^-$ . Находящийся под нулевой разностью потенциалов импеданс  $Z$  при этом исключается, и синфазное напряжение на нагрузке оказывается равным  $U_s = i_s R$ . Противоположные по знаку дифференциальные составляющие входных токов  $\pm \frac{i_d}{2}$  создают противоположные по знаку потенциалы  $U^- = -U^+$ . Потенциал узла  $G$  – точки соединения правых концов резисторов  $R$  оказывается при этом ну-

левым, так что связывающий его с землей проводник можно исключить. Но тогда получается, что ток  $\frac{i_d}{2}$  протекает по параллельному соединению импеданса  $Z$  и суммы двух сопротивлений  $R$ :  $U_d = \frac{i_d}{2}(Z||2R)$ . К примеру, при  $Z = R$  эквивалентной нагрузкой для дифференциального тока  $i_d$  оказывается сопротивление  $\frac{1}{2}(R||2R) = \frac{R}{3}$ , в то время как для синфазного тока  $i_s$  нагрузка составляет  $R$ .

Чтобы реализовать идеальный дифференциальный усилитель, нужно каким-то образом подавить синфазную составляющую входного сигнала. С этой задачей блестяще справляется примитивная схема на рис. 5а – делитель напряжения с двумя тождественными плечами. Чтобы не представляли собой эти плечи – просто резисторы, импедансы или нелинейные двухполюсники, если они тождественны, то дифференциальное напряжение  $e_d = e^+ - e^-$  делится между ними поровну. Это следствие симметрии. Потенциал  $e_s = e^+ - \frac{e^+ - e^-}{2} = \frac{e^+ + e^-}{2}$  в узле  $S$  оказывается при этом точной оценкой синфазной компоненты, а на каждое из плеч приходится ровно по половине от дифференциальной компоненты входного сигнала.

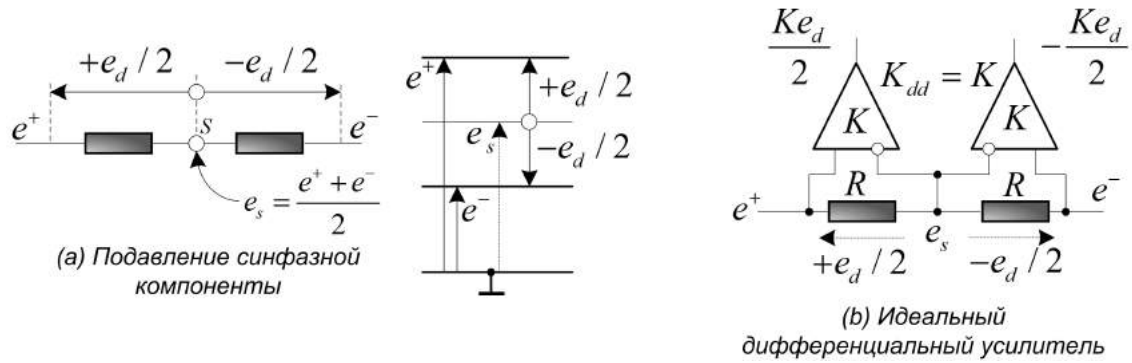


Рис. 5. Принцип реализации дифференциального усилителя

Осталось усилить каждую из компонент в  $K$  раз двумя одинаковыми усилителями, рис. 5б, и идеальный дифференциальный усилитель с коэффициентом  $K_{dd} = K$  готов. Его входное сопротивление для синфазного сигнала  $R_{in}^s$  бесконечно – при  $e^+ = e^-$  оба входных тока равны нулю. При включении чисто дифференциального входного сигнала потенциал узла  $e_s$  равен нулю. Если плечи делителя – это резисторы  $R$ , то входные токи составляют по  $i = \frac{e_d}{2R}$ . Это дает значение  $R_{in}^d = \frac{e_d}{i} = 2R$  для входного сопротивления усилителя по дифференциальному сигналу.

### 3.2. Дифференциальный каскад

Схема дифференциального каскада показана на рис. 6а. Ее основа – это дифференциальная пара – два одинаковых транзистора с соединенными между собой эмиттерами. Их переходы база-эмиттер как раз и образуют делитель напряжения с двумя одинаковыми плечами, который формирует в узле эмиттерной связи оценку  $e_s$  синфазной компоненты входного сигнала. Половинки же дифференциальной компоненты  $\pm \frac{e_d}{2}$  оказываются действующими в противофазе на базовых переходах левого и правого транзисторов и усиливаются ими, давая выходные напряжения  $U^\pm = \mp \frac{e_d}{2} SR_c \simeq \mp \frac{e_d}{2} \frac{R_c}{r_e}$ .

Синфазная компонента выходного сигнала оказывается нулевой, поскольку  $U^- = -U^+$  а дифференциальная – равной  $U_d = U^+ - U^- = e_d SR_c$ . Коэффициент усиления синфазной составляющей  $K_{ss}$  равен нулю, а коэффициент усиления диф-

ференциальной составляющей

$$K_{dd} = \frac{U_d}{e_e} = SR_c \simeq \frac{R_c}{r_e}$$

такой же, как у однокаскадного усилителя на биполярном транзисторе. Входное сопротивление  $R_{in}^s$  по синфазному сигналу бесконечно. Базовый ток каждого из транзисторов создается половинкой дифференциальной компоненты и составляет  $i_b = \frac{e_d}{2h_{11e}}$ . Поэтому входное сопротивление по дифференциальному сигналу

$$R_{in}^d = \frac{e_d}{i_b} = 2h_{11e} = 2(r_{bb'} + r_e(1 + h_{21}))$$

оказывается равным сопротивлению двух последовательно соединенных переходов база-эмиттер.

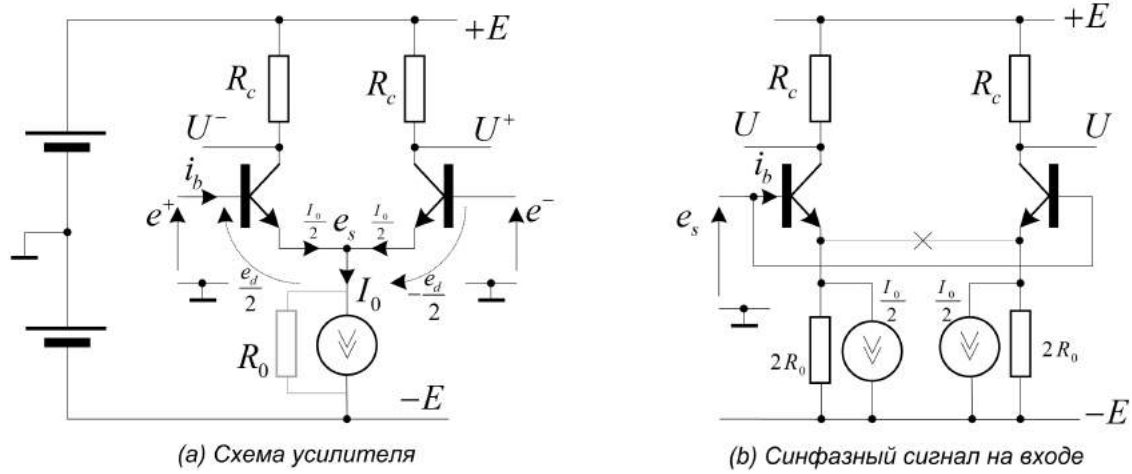


Рис. 6. Усилитель на дифференциальной паре

Начальный режим транзисторов задается в этой схеме идеальным источником тока  $I_0$ . Поскольку транзисторы одинаковы, этот ток делится в узле эмиттерной связи между левым и правым транзисторами поровну, так что их начальные коллекторные токи составляют  $\frac{I_0}{2}$ , а дифференциальные сопротивления их эмиттерных переходов оцениваются как  $r_e = \frac{2U_T}{I_0}$ . При нулевых потенциалах на базах потенциал на шине эмиттерной связи составляет  $-U_{be0} \simeq -650$  мВ.

Идеальность токозадающего источника  $I_0$  – это необходимое условие идеальности дифференциального усилителя. Конечность внутреннего сопротивления  $R_0$  этого источника нарушает работу делителя, формирующего оценку синфазной составляющей. При конечном  $R_0$  потенциал в узле эмиттерной связи начинает отличаться от  $e_s = \frac{e^+ + e^-}{2}$  в меньшую сторону, и на базовых переходах транзисторов появляются напряжения, пропорциональные синфазной составляющей. Синфазная компонента входного сигнала начинает усиливаться и создавать входные токи.

Составить представление о масштабе последствий конечности  $R_0$  помогает схема усиления синфазного сигнала на рис. 6б. Источник тока  $I_0$  и резистор  $R_0$  поделены в ней на левый и правый источники  $\frac{I_0}{2}$  и на два параллельных резистора с сопротивлениями по  $2R_0$ . В результате схема распалась на две симметричные половины. Из соображений симметрии вытекает, что потенциалы эмиттеров транзисторов в ней одинаковы, а поэтому проводник эмиттерной связи не работает – по нему протекает

нулевой ток. Исключение этого проводника расщепляет схему на две независимые половины, каждая из которых оказывается обычным усилителем с большим резистором  $2R_0$  в цепи эмиттера. Входное сопротивление такого усилителя, которое и есть входное сопротивление дифференциального усилителя по синфазному сигналу, составляет

$$R_{in}^s = \frac{i_b}{e_s} = h_{11} + 2R_0(1 + h_{21}) \simeq 2R_0h_{21},$$

а его коэффициент усиления определяет коэффициент  $K_{ss}$  усиления синфазного сигнала

$$K_{ss} = \frac{U}{e_s} = \frac{h_{21}R_c}{h_{11} + 2R_0(1 + h_{21})} \simeq \frac{R_c}{r_e + 2R_0} \simeq \frac{R_c}{2R_0}.$$

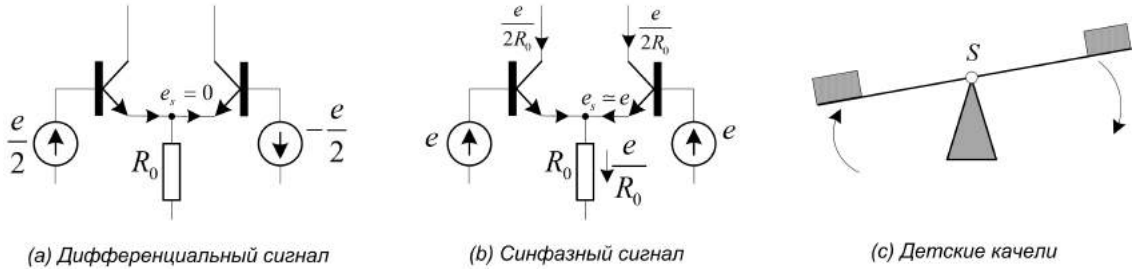


Рис. 7. Детская аналогия

Различие между дифференциальным и синфазным сигналами выявляет рис. 7. При подаче чисто дифференциального сигнала, рис. 7а, переменные составляющие токов через переходы база-эмиттер транзисторов равны по величине и противоположны по знаку. В узле эмиттерной связи эти токи вычитаются, так что потенциал  $e_s$  этого узла оказывается в точности нулевым. Величина резистора  $R_0$  вообще не играет роли, поскольку переменная составляющая тока по нему все равно не протекает.

В присутствии же синфазного сигнала, рис. 7б, направления входных токов одинаковы. В узле эмиттерной связи эти токи суммируются, создавая ток через резистор  $R_0$  порядка  $\frac{e}{R_0}$ . Деление этого тока поровну между двумя транзисторами создает коллекторные токи  $i_c = \frac{e}{2R_0}$  и базовые токи  $i_b = \frac{e}{2R_0h_{21}}$ , которые и определяют входное сопротивление усилителя по синфазному сигналу  $R_{in}^s = \frac{e}{i_b} = 2R_0h_{21}$  и коэффициент усиления синфазной составляющей  $K_{ss} = \frac{R_c}{2R_0}$ .

Напрашивается аналогия со всем знакомыми детскими качелями, рис. 7с, на которых можно прекрасно качаться в противофазе – дифференциально. Попытке же покачаться синфазно препятствует жесткость точки подвеса – большое значение резистора  $R_0$ . Когда в цепи эмиттерной связи дифференциальной пары стоит идеальный источник тока с бесконечным  $R_0$ , качаться синфазно не получается совсем.

В цепь управления дифференциальной парой естественным образом добавляются сопротивления источников сигнала  $R_s$ , а часто и искусственные линеаризующие резисторы  $R_e$ , рис. 8. Если это добавление не нарушает симметрию, все сохраняется – в узле эмиттерной связи по-прежнему формируется оценка синфазной компоненты сигнала, а каждому из транзисторов достается половина дифференциальной компоненты. Входное сопротивление по дифференциальному сигналу возрастает до

$$R_{in}^d = 2(R_s + h_{11e} + R_e(1 + h_{21})) = 2(R_s + r'_{bb} + (r_e + R_e)(1 + h_{21})).$$



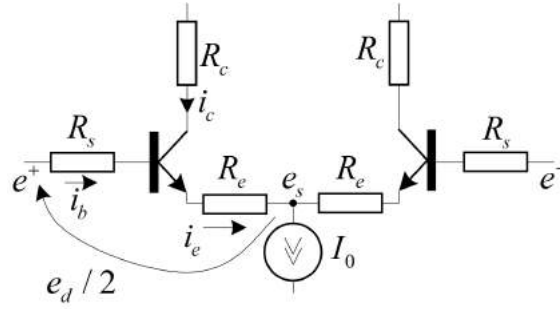


Рис. 8. Дополнительные резисторы в цепи управления

Резистор  $R_s$  последовательно добавляется к объемному сопротивлению базы транзистора, а резистор  $R_e$  – к дифференциальному сопротивлению  $r_e$  его эмиттерного перехода.

Крутизна транзисторов снижается с  $S = \frac{\alpha}{r_e}$ ,  $\alpha = \frac{h_{21}}{1+h_{21}}$  до

$$S = \frac{\alpha}{r_e + R_e + \frac{R_s + r_{bb'}}{1+h_{21}}},$$

что вызывает спад коэффициента усиления дифференциального сигнала

$$K_{dd} = SR_c = \frac{R_c}{r_e + R_e + \frac{R_s + r_{bb'}}{1+h_{21}}} \simeq \frac{R_c}{r_e + R_e} \quad \text{при} \quad R_s \simeq 0.$$

Ключ к пониманию частотных свойств дифференциальных каскадов дает тот факт, что цепь управления дифференциальной парой, представляющая собой последовательное соединение двух одинаковых импедансов  $Z$ , оказывается компенсированным делителем напряжения, коэффициент передачи которого  $\frac{Z}{Z+Z} = \frac{1}{2}$  вообще не зависит от частоты. Тем самым оказывается, что на любой частоте каждому из транзисторов дифференциальной пары достается ровно половина от дифференциального напряжения  $e^+ - e^-$  на входе.

При  $R_s = R_e = 0$  каждый из переходов база-эмиттер питается от идеального источника напряжения  $\frac{e_d}{2}$ . Соответственно, постоянная времени входного интегрирующего звена каждого из двух усилителей оказывается такой же, как и у усилителя с общим эмиттером при нулевом сопротивлении источника:

$$\tau = C_e^* R_b^*; \quad C_e^* = C_e + C_k(1 + SR_c); \quad R_b^* = r_{bb'} || r_{b'e} = r_{bb'} || r_e(1 + h_{21}).$$

Она и определяет верхнюю частоту дифференциального коэффициента усиления.

Резисторы  $R_s$  – сопротивления эквивалентного источника для включения с общим эмиттером – добавляются к объемному сопротивлению базы, способствуя увеличению постоянной времени и снижению верхней частоты. Резисторы же  $R_e$  оказываются сопротивлениями эквивалентного источника сигнала для включения с общей базой. Они вызывают повышение верхней частоты вплоть до  $f_\alpha$ .

Так же как и в обычном усилителе, входными интегрирующими звеньями не все исчерпывается. Существуют еще и выходные интегрирующие звенья с постоянной времени  $C_k R_c$ , связанные с делением усиленных коллекторных токов между нагрузками  $R_c$  и емкостями коллекторных переходов  $C_k$ .

### 3.3. Глобальное поведение дифференциальной пары

Удивительно, как бесхитростное соединение двух одинаковых транзисторов эмиттерами, может дать качественно новый электронный компонент – дифференциальную пару со многими специфическими свойствами. Самое неожиданная особенность дифференциальной пары состоит в том, что она допускает простое глобальное аналитическое описание. Задача рис. 9 о разделении тока  $I_0$  между токами  $I^+$ ,  $I^-$  левого и правого транзисторов дифференциальной пары при заданных потенциалах  $e^+$ ,  $e^-$  на их базах решается до конца и приводит к весьма изящным формулам.

Пренебрежем базовыми токами транзисторов. Тогда их эмиттерные и коллекторные токи можно не различать. В этом приближении зависимости коллекторных токов от напряжений база-эмиттер выражаются формулами Эберса-Молла:

$$I^+ = I^* \exp\left(\frac{e^+ - e_s}{U_T}\right) = I^* \exp\left(-\frac{e_s}{U_T}\right) e^{\frac{e^+}{U_T}};$$

$$I^- = I^* \exp\left(\frac{e^- - e_s}{U_T}\right) = I^* \exp\left(-\frac{e_s}{U_T}\right) e^{\frac{e^-}{U_T}};$$

Формулы эти связывают абсолютные значения напряжений и токов – не их переменные составляющие.

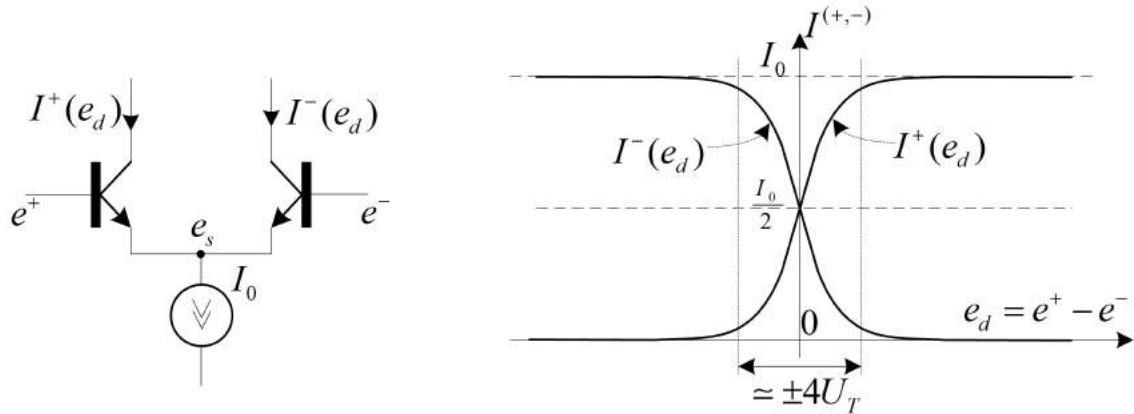


Рис. 9. Режим переключения тока

Добавление к этим двум уравнениям условия сохранения тока

$$I^+ + I^- = I_0$$

замыкает систему из трех уравнения для трех неизвестных  $I^+$ ,  $I^-$ ,  $I^*$ . Подставив в закон сохранения тока формулы для  $I^+$ ,  $I^-$ , найдем

$$I_0 = I^* \exp\left(-\frac{e_s}{U_T}\right) \left\{ e^{\frac{e^+}{U_T}} + e^{\frac{e^-}{U_T}} \right\}; \Rightarrow I^* \exp\left(-\frac{e_s}{U_T}\right) = \frac{I_0}{e^{\frac{e^+}{U_T}} + e^{\frac{e^-}{U_T}}}.$$

Исключив отсюда фактор  $I^* \exp\left(-\frac{e_s}{U_T}\right)$  в формулах Эберса-Молла, придем к следующим окончательным выражениям для коллекторных токов:

$$I^+ = I_0 \frac{e^{\frac{e^+}{U_T}}}{e^{\frac{e^+}{U_T}} + e^{\frac{e^-}{U_T}}} = \frac{I_0}{1 + \exp\left(-\frac{e_d}{U_T}\right)} \quad I^- = I_0 \frac{e^{\frac{e^-}{U_T}}}{e^{\frac{e^+}{U_T}} + e^{\frac{e^-}{U_T}}} = \frac{I_0}{1 + \exp\left(+\frac{e_d}{U_T}\right)}, \quad e_d = e^+ - e^-.$$

Графики зависимостей коллекторных токов от дифференциального напряжения показаны на рис. 9. При нулевом дифференциальном напряжении, когда  $e^+ = e^-$ , ток источника  $I_0$  делится между транзисторами поровну. С увеличением дифференциального напряжения, один из токов растет, а второй – настолько же убывает. Когда величина дифференциального напряжения достигает  $4U_T = 100$  мВ доля малого тока падает до уровня  $\frac{1}{e^4} \simeq \frac{1}{60}$ . Диапазон  $e_d = \pm 4U_T$  – это область линейности дифференциальной пары. Вне этой области пара ведет себя как переключатель тока (токовый ключ) – при большом положительном напряжении  $e_d$  весь ток  $I_0$  протекает по одному из транзисторов, при большом отрицательном – по другому.

Тот факт, что закон распределения тока  $I_0$  между левым  $I^+$  и правым  $I^-$  путями определяется только дифференциальным напряжением  $e_d = e^+ - e^-$  в общем то ожидаем. Это следствие присутствия идеального источника тока в цепи эмиттерной связи. Удивляет изящество выражающих этот закон формул. И уж настоящим сюрпризом оказывается формула для дифференциального коллекторного тока

$$I_d = I^+ - I^- = I_0 \frac{e^{\frac{e^+}{U_T}} - e^{\frac{e^-}{U_T}}}{e^{\frac{e^+}{U_T}} + e^{\frac{e^-}{U_T}}} = I_0 \frac{e^{\frac{e^+ - e^-}{2U_T}} - e^{\frac{e^- - e^+}{2U_T}}}{e^{\frac{e^+ - e^-}{2U_T}} + e^{\frac{e^- - e^+}{2U_T}}} = I_0 \operatorname{th}\left(\frac{e_d}{2U_T}\right).$$

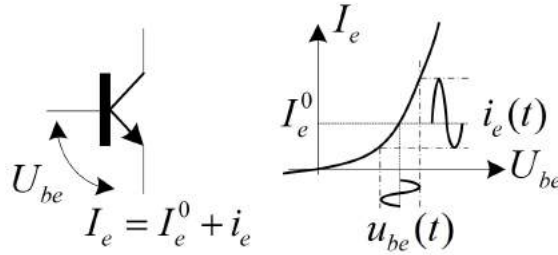


Рис. 10. Искажения на входной экспоненте транзистора

У одиночного транзистора переменная составляющая напряжения база-эмиттер преобразуется в эмиттерный ток на куске экспоненты Эберса-Молла, рис. 10. Преобразование это сильно нелинейно и отличается несимметричными нелинейными искажениями – верхние полуволны тока оказываются вытянутыми, а нижние – сплюснутыми. Закон же преобразования дифференциального напряжения  $e_d$  в дифференциальную компоненту коллекторного тока  $i_d$  оказывается симметричным и высоколинейным

$$i_d = I_0 \operatorname{th} \frac{e_d}{2U_T} \simeq \frac{I_0}{2U_T} e_d = \frac{e_d}{r_e},$$

поскольку в тейлоровском разложении гиперболического тангенса  $\operatorname{th}(x) \simeq x + \frac{x^3}{3}$  отсутствует квадратичная поправка.

Коэффициент усиления дифференциального каскада  $K_{dd} = \frac{I_0 R_c}{U_T}$  можно линейно регулировать в широких пределах, изменяя ток  $I_0$ . Чем больше  $I_0$ , тем выше крутизна транзисторов  $S = \frac{U_T}{I_0/2}$  и выше усиление. Этим пользуются для реализации перемножителей, которые формируют произведение  $U(t) = Kx(t)y(t)$  аналоговых сигналов  $x(t), y(t)$ . Один из сигналов подается непосредственно на дифференциальный вход,  $x(t) = e_d(t)$ , а второй – линейно управляет током  $I_0$

$$I_0(t) = I_0^0 + \frac{y(t)}{R}.$$

В дифференциальном напряжении на выходе усилителя обнаруживается тогда компонента, пропорциональная произведению сигналов:

$$U(t) = K_{dd}x(t) = \frac{I_0(t)R_c}{U_T}x(t) = \frac{I_0^0 R_c}{U_T}x(t) + \frac{R_c}{R} \frac{x(t)y(t)}{U_T}.$$

Сигнал  $e_d(t)$  двухполюрен – может менять знак. А вот ток  $I_0$  всегда положителен. Это означает, что перемножитель на дифференциальной паре биквадрантен – способен работать только в двух квадрантах плоскости  $(e_d, I_0)$ . Именно с этим свойством связано обязательное присутствие на выходе не нужной по логике работы перемножителя добавки, пропорциональной  $x(t) = e_d(t)$ .

### 3.4. Источники тока

Неизбежный компонент любой схемы дифференциального каскада – это генератор стабильного тока, задающий начальный режим транзисторов дифференциальной пары. Идеальность этого источника тождественна идеальности самого каскада в плане подавления им синфазной составляющей.

Самый простой вариант – ограничиться установкой в цепь эмиттерной связи резистора  $R$ , рис. 11, который, вместе с источником отрицательного питания, создает эквивалентный генератор тока  $I_0 = \frac{E}{R}$  с внутренним сопротивлением  $R$ . Выбор всех трех резисторов в схеме одинаковыми дает близкий к оптимальному начальный режим схемы – при напряжении  $E$  на резисторе в цепи эмиттерной связи падения напряжений на резисторах нагрузки составляют, как и должно быть, по  $\frac{E}{2}$ .

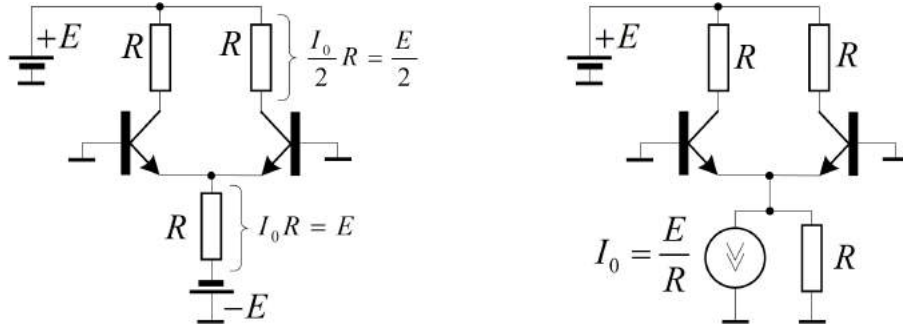


Рис. 11. Резистор как генератора тока

К сожалению, так реализованный источник тока далек от идеального. Поэтому коэффициент ослабления синфазной составляющей  $K_{ss} = \frac{R_c}{2R_0} = \frac{R}{2R} = \frac{1}{2}$  получается не слишком малым. Дальнейшее развитие схемотехники дифференциальных каскадов идет по пути применения в них активных генераторов тока с улучшенными характеристиками.

Лежащее на поверхности схемное решение показано на рис. 12. Начальный ток  $I_0$  цепи эмиттерной связи определяется здесь стандартной схемой на биполярном транзисторе с заданием режима потенциалом базы. Потенциал этот относительно шины отрицательного питания задается базовым делителем как  $U_b = \frac{ER_2}{R_1 + R_2}$ , определяет собой потенциал  $U_e = U_b - U_{be0} \simeq U_b - 650 \text{ мВ}$  на эмиттерном резисторе и, тем самым, ток  $I_0 = \frac{U_e}{R_e}$ . Интуитивно ясно, что величина этого тока слабо зависит от потенциала коллектора транзистора. С этих позиций, активная схема на транзисторе должна реализовать неплохой источник тока.

Составить представление о качестве этого источника можно, оценив его внутреннее сопротивление  $R_0$  по эквивалентной схеме на рис. 12. Задача эта не так проста, как хотелось бы. Естественно, что ключевую роль играет управляемый источник  $h_{21}i_b$ . Сложность в том, что ток  $i_b$  по резистору  $r_{b'e}$ , который задает величину тока этого источника, определяется сразу двумя механизмами. Во первых, это просачивание потенциала  $U$  в узел  $\beta U$  по внутренней обратной связи  $r_f$ , а во вторых – деление тока  $I$  между параллельными путями  $R_e$ ,  $r_{b'e} - R_b$ . Весь вопрос в том, какой из двух механизмов превалирует.

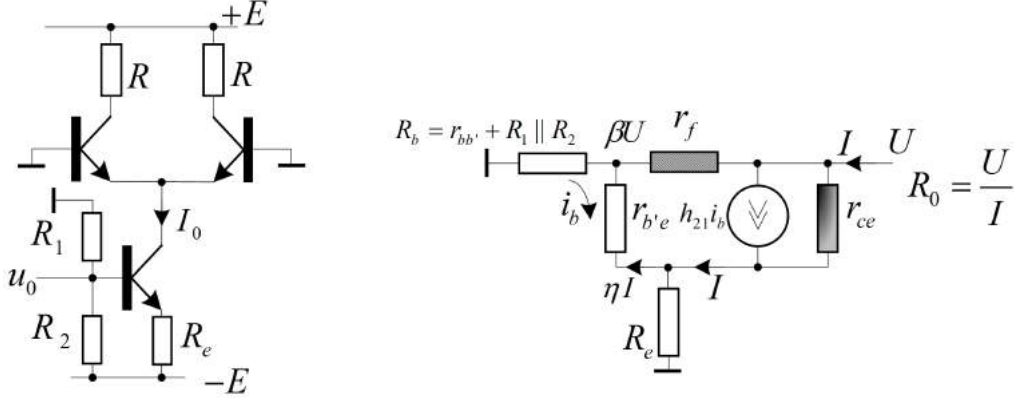


Рис. 12. Дифференциальный каскад с активным генератором тока

При  $R_e = 0$  второй механизм выключается. Тогда все сводится к параллельному соединению сопротивления  $r_{ce}$  и эквивалентного сопротивления управляемого источника  $\frac{U}{h_{21}i_b} = \frac{U}{h_{21}(\beta U/r_{b'e})} = \frac{r_{b'e}}{h_{21}\beta}$ , где  $\beta \simeq \frac{R_b || r_{b'e}}{r_f}$ . Приняв  $r_f = \gamma h_{21}r_{ce}$ , найдем

$$R_0 = r_{ce} || \left( \gamma r_{ce} \frac{R_b + r_{b'e}}{R_b} \right) = r_{ce} \frac{R_b + r_{b'e}}{R_b \frac{1+\gamma}{\gamma} + r_{b'e}}.$$

При  $R_b \rightarrow \infty$  и  $\gamma \simeq 1$  получается типовая оценка  $R_0 = \frac{r_{ce}}{2} = \frac{1}{h_{22e}}$  для выходной проводимости транзистора в режиме холостого хода на входе. При  $R_b \simeq 0$  эквивалентное сопротивление источника возрастает до  $R_0 = r_{ce}$ .

Если исключить первый механизм, временно убрав резистор связи  $r_f$ , то оказывается, что по резистору  $r_{b'e}$  протекает только доля  $i_b = \eta I$ ,  $\eta = \frac{R_e}{R_e + r_{b'e} + R_b}$  тока  $I$ . Усиленный управляемым источником ток  $h_{21}\eta I$  складывается тогда в резисторе  $r_{ce}$  с внешним током  $I$ , что дает напряжение  $U = Ir_{ce}(1 + \eta h_{21})$ . Сопротивление эквивалентного источника резко возрастает до  $R_0 = r_{ce}(1 + \eta h_{21})$ . В пределе  $R_e \rightarrow \infty$  получается  $\eta = 1$ ,  $R_0 = h_{21}r_{ce} \simeq r_f$ . Можно показать, что учет внутренней обратной связи через  $r_f$  снижает эту оценку до

$$R_0 = r_{ce} \frac{1 + \eta h_{21}}{1 + \frac{\rho}{\gamma}}; \quad \eta = \frac{R_e}{R_e + r_{b'e} + R_b}, \quad \rho = \frac{R_b}{R_e + r_{b'e} + R_b}, \quad \gamma \simeq 1.$$

Если совсем грубо, то сопротивление эквивалентного генератора тока варьируется в широких пределах от  $r_{ce}$  при  $R_b \gg R_e$  (скорее, включение с общим эмиттером) до  $r_{ce}h_{21} \simeq r_f$  при  $R_e \gg R_b$  (скорее, включение с общей базой).

Схема с активным генератором тока предоставляет дополнительный вход  $u_0$ , потенциал на котором управляет величиной тока  $I_0$ , и тем самым, коэффициентом уси-

ления дифференциального каскада. Получается готовое схемное решение для пере­множителя сигналов. Крутизна преобразования переменной составляющей напряже­ния  $u_0$  в переменную составляющую тока  $i_0$  оценивается как  $S = \frac{i_0}{u_0} = \frac{1}{r_e + R_e}$ . При желании, ее можно поднять до  $S = \frac{1}{r_e}$ , зашунтировав резистор  $R_e$  конденсатором.

Наряду с дифференциальной парой, лицо дифференциальной схемотехники опре­деляет еще одно замечательное схемное решение – токовое зеркало, рис. 13. Это два транзистора, соединенные базами. Левый транзистор работает в диодном включении – его коллектор «намертво» соединен с базой, так что запирающее напряжение на переходе коллектор-база аккуратно равно нулю. Способность биполярного транзистора нормально функционировать в этом режиме и обуславливает само существование токовых зеркал.

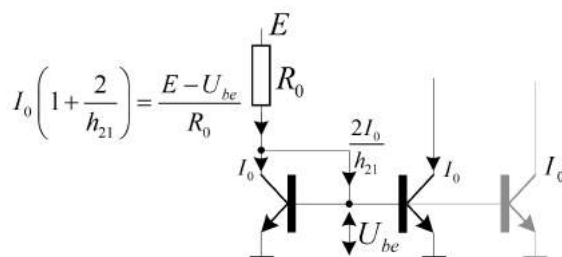


Рис. 13. Токовое зеркало

Идея же токового зеркала проста. Напряжение  $U_{be}$  на переходах база-эмиттер обо­их транзисторов в точности одинаковы. Следовательно, одинаковы и их коллектор­ные токи  $I_0$ . Но ток левого, находящегося в диодном включении, транзистора можно задать как угодно. Тогда и ток второго, ведомого транзистора окажется точно таким же. Получается, что ток ведомого транзистора оказывается как бы отражением тока ведущего транзистора в зеркале. Управляя величиной тока через ведущий транзи­стор, мы получаем возможность управлять и величиной его зеркального отражения. К базе ведущего транзистора в диодном включении, в принципе, можно подключить несколько ведомых. Тогда при изменении тока через ведущий транзистор токи через все ведомые изменяются «хором».

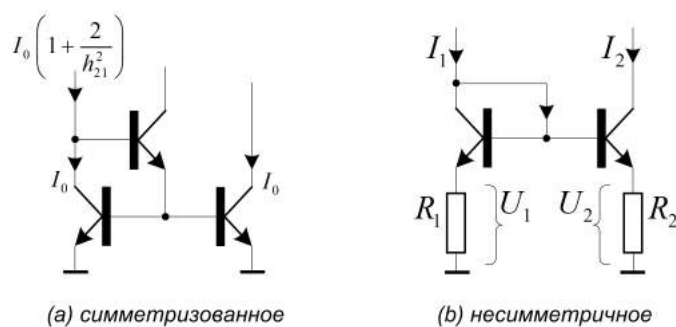


Рис. 14. Усложненные схемы зеркал

На самом деле полный входной ток ведущего транзистора превышает ток ве­домого на сумму базовых токов двух транзисторов  $2I_b = \frac{2I_0}{h_{21}}$ . В тех случаях, когда это небольшое различие критично, применяют симметризованные токовые зеркала на

рис. 14а с дополнительным транзистором в качестве усилителя тока. Различие токов ведущего и ведомого транзисторов в этой схеме составляет порядка  $\frac{2I_0}{h_{21}^2}$ .

Добавление линеаризующих резисторов в эмиттерные цепи транзисторов, рис. 14б, позволяет строить несимметричные токовые зеркала, у которых токи ведомого и ведущего транзисторов отличаются в заданное число  $\eta$  раз. Воспользовавшись формулой Эберса-Молла, несложно показать, что отношение токов в схеме на рис. 14б – это экспонента от разности напряжений на резисторах в эмиттерных цепях:

$$\eta = \frac{I_2}{I_1} = \exp\left(\frac{U_1 - U_2}{U_T}\right).$$

Технологии «на кристалле» позволяют реализовывать несимметричные токовые зеркала за счет различия площадей коллекторных переходов транзисторов – отношение токов оказывается примерно равно отношению площадей.

### 3.5. Токовые зеркала в дифференциальных каскадах

Самая широкая область применения токовых зеркал – это источники токов эмиттерной связи для дифференциальных каскадов, рис. 15.

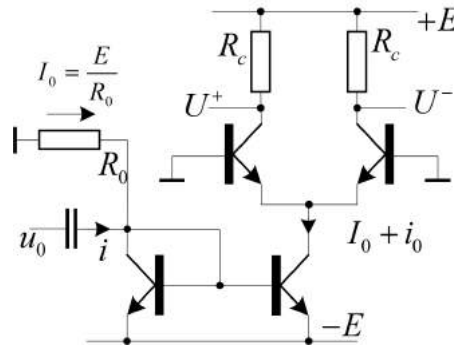


Рис. 15. Дифференциальный каскад с токовым зеркалом

Начальный режим каскада задается резистором  $R_0$ , который определяет ток  $I_0 = \frac{E - U_{be0}}{R_0}$  ведущего транзистора токового зеркала и, тем самым, ток  $I_0$  в цепи эмиттерной связи. Ведомый транзистор выступает в роли источника тока  $I_0$  для дифференциальной пары. Эквивалентное сопротивление этого источника определяется сопротивлением перехода коллектор-эмиттер транзистора в режиме, когда его база питается от практически идеального источника напряжения. Оно близко к сопротивлению  $r_{ce} = \frac{2}{h_{21e}}$ .

Дополнительный вход  $u_0$  используется для управления переменной составляющей  $i_0$  тока эмиттерной связи  $I_0$ . Крутизна  $S = \frac{i_0}{u_0} = \frac{1}{r_e}$  преобразования напряжения  $u_0$  в ток  $i_0$  определяется дифференциальным сопротивлением эмиттерного перехода ведомого транзистора зеркала  $r_e = \frac{U_T}{I_0}$ . Вход  $u_0$  довольно низкоомный. Напряжение  $u_0$  создает сумму базового и коллекторного токов ведущего транзистора в диодном включении:  $i = \frac{u_0}{r_{bb'} + (1 + h_{21})r_e} (1 + h_{21}) \simeq \frac{u_0}{r_e}$ . Так что входное сопротивление  $R_{in} = \frac{u_0}{i} = r_e$  такое же, как у схемы с общей базой. На самом деле оно даже несколько меньше из-за того, что часть входного тока уходит в базу ведомого транзистора.

Выход дифференциального каскада на рис. 15 также дифференциален – это разность между потенциалами  $U^+ = \frac{i_d}{2} R_c$ ,  $U^- = -\frac{i_d}{2} R_c$  левого и правого транзисторов дифференциальной пары. Если выходной сигнал снимать униполярно – с одного из

коллекторов, теряется половина усиленного дифференциального тока и половина выходного напряжения.

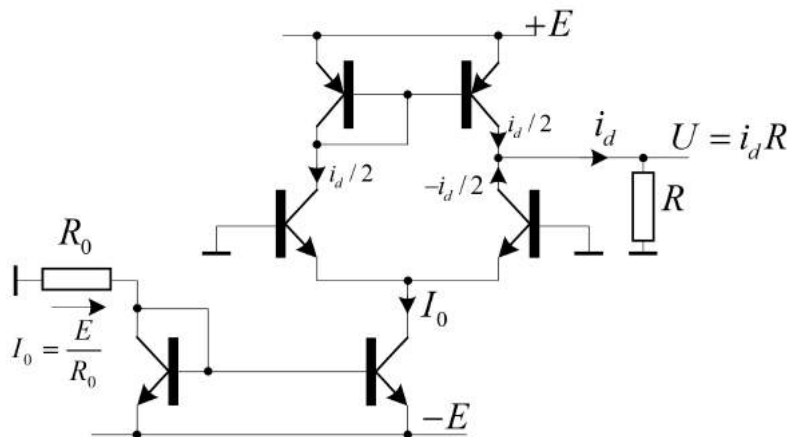


Рис. 16. Дифференциальный каскад с динамической нагрузкой

Решение этой проблемы дает динамическая нагрузка – токовое зеркало в цепи нагрузки дифференциальной пары, рис. 16. Зеркало отражает ток  $\frac{i_d}{2}$  ведущего транзистора в такой же ток ведомого. В результате оказывается, что по нагрузке  $R$  протекает полный дифференциальный ток  $i_d$ , равный разности коллекторных токов транзисторов дифференциальной пары. Выходное напряжение составляет  $U = i_d R$ , а коэффициент передачи от дифференциального сигнала на входе до униполярного выхода  $U$  оказывается равным коэффициенту  $K_{dd}$  усиления дифференциального сигнала.

Схема на рис. 16 в определенной мере демонстрирует специфику дифференциальной схемотехники вообще – обилие дифференциальных пар и токовых зеркал при минимуме резисторов и конденсаторов.



## 4. Обратные связи

Полупроводниковая элементная база отличается сильной нелинейностью и высоким технологическим разбросом параметров. Это делает простые схемные решения усилительных каскадов неудовлетворительными по линейности и предсказуемости характеристик. Так линейность простого однокаскадного усилителя на биполярном транзисторе не удовлетворяет конструкторов аудио усилительной техники уже при уровне усиленного сигнала порядка 100 мВ. Столь значима экспоненциальная нелинейность входной характеристики транзистора и высоки требования к линейности аудио усилителей. Современное автоматизированное производство предполагает, что сошедшие с конвейера изделия не нуждаются в настройке. Для этого требуется, чтобы потребительские характеристики изделия почти не зависели от параметров установленных в него компонентов.

С другой стороны, абсолютная величина усиления оказывается практически дармовым параметром – усиление порядка миллиона легко обеспечивается примитивной схемой на трех биполярных транзисторах.

Применение отрицательных обратных связей как раз и дает возможность совершить обмен усиления на качественные характеристики усилителя. Практически вся современная усилительная техника эксплуатирует простую ключевую идею. Чтобы создать хороший усилитель, нужно взять за основу схему со сколь угодно плохими свойствами, но обладающую избыточно большим усилением, а затем охватив эту схему отрицательной обратной связью, значительно проиграть в усилении, но пропорционально выиграть в линейности и предсказуемости характеристик усилителя.

### 4.1. Концепция обратной связи

Петля обратной связи получается, когда часть выходного сигнала системы возвращается на ее вход и «подмешивается» ко входному сигналу, рис. 1. Структура петли служит моделью системы автоматического регулирования. К примеру, пусть вход системы – это поток пара, а выход – скорость вращения вала паровой машины. Можем замкнуть обратную связь, сделав так, чтобы повышение скорости вращения перекрывало подачу пара. Получится петля автоматического регулирования скорости.

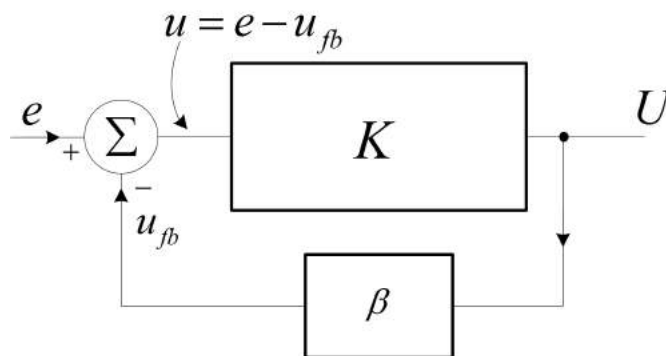


Рис. 1. Петля обратной связи

В «правильно» замкнутой петле регулирования обратная связь предполагается **отрицательной** – поступающий по цепи обратной связи (*feedback*) сигнал  $u_{fb} = \beta U$  должен компенсировать входное воздействие:  $u = e - u_{fb}$ . Повышение скорости вра-

щения должно перекрывать поток пара. При неверном выборе направления регулирования получается **положительная** обратная связь:  $u = e + u_{fb}$ . Повышение скорости вращения наращивает подачу пара. Машина идет вразнос.

Ключевую роль в теории петель играет формула, выражающая коэффициент передачи петли  $K_e = \frac{U}{e}$  через коэффициенты передачи ее конструктивных блоков –  $K = \frac{U}{u}$  и  $\beta = \frac{u_{fb}}{U}$ . Начнем со случая отрицательной обратной связи:  $u = e - u_{fb}$ . Имеем

$$e = u + u_{fb} = u + \beta U = u + \beta K u = (1 + \beta K)u.$$

Поэтому  $u = \frac{e}{1 + \beta K}$  и  $U = K u = \frac{e K}{1 + \beta K}$ . Это и дает основную формулу теории обратных связей:

$$K_e = \frac{U}{e} = \frac{K}{1 + \beta K}.$$

Аналогичный результат для петли положительной обратной связи отличается только знаком в знаменателе:  $K_e = \frac{K}{1 - \beta K}$ .

Применительно к усилительной технике речь идет о том, что выходной сигнал усилителя с избыточно высоким усилением  $K$  ослабляется неким делителем с малым коэффициентом передачи  $\beta$  и подмешивается ко входному сигналу. Ключевую роль играет при этом петлевое усиление  $\beta K$  – коэффициент передачи разомкнутой петли от входа усилителя  $u$  до выхода цепи обратной связи  $u_{fb}$ . Если петлевое усиление велико, то коэффициент передачи петли оказывается не зависящим от  $K$ :

$$K_e = \frac{K}{1 + \beta K} \simeq \frac{1}{\beta}.$$

Его значение определяется исключительно коэффициентом передачи «ослабителя»  $\beta$ , который не содержит активных усилительных компонентов. Им может быть, к примеру, банальный делитель напряжения на паре резисторов. Петля обратной связи оказывается высоко линейным усилителем с вполне предсказуемым усилением. От собственно же усилителя  $K$  требуется одно – обеспечить достаточный запас усиления с тем, чтобы было что обменять на качество.

Чтобы построить усилитель с усилением  $K_e = 100$ , возьмем исходный усилитель с заведомо большим чем требуется усилением  $K \simeq 10^4$  и охватим его отрицательной обратной связью с коэффициентом  $\beta = 0.01$ . Петлевое усиление  $\beta K \simeq 100$  окажется достаточно большим для того, чтобы соотношение  $K_e \simeq \frac{1}{\beta}$  выполнялось с точностью порядка одного процента, а усиление  $K_e$  составит как раз 100. И это будет линейное усиление с хорошо определенным значением.

## 4.2. Сложение сигналов

Обязательный элемент петли обратной связи – это сумматор, который реализует сложение входного сигнала  $e$  с сигналом обратной связи  $u_{fb}$ . Всякому, задумавшемуся над задачей сложения двух источников напряжения  $e_1, e_2$ , в голову быстро приходят два показанные на рис. 2 двойственные варианта ее решения.

Источники можно просто соединить последовательно, рис. 2а. Чуть более сложная схема, учитывающая внутренние сопротивления источников  $r_1, r_2$  и нагрузку  $R$ , формирует сумму источников с очевидным весовым коэффициентом  $\eta = \frac{R}{R + r_1 + r_2}$ . Наконец, параллельный сумматор на рис. 2б –  $T$ -образная схема из резисторов  $r_1, R, r_2$  формирует взвешенную сумму  $U = \alpha e_1 + \beta e_2$  напряжений источников с весовыми коэффициентами  $\alpha, \beta$ . Значения этих коэффициентов элементарно находятся как коэффициенты передачи делителей напряжения для источников  $e_1, e_2$ :

$$\alpha = \frac{U}{e_1} \Big|_{e_2=0} = \frac{r_2 || R}{r_1 + r_2 || R}; \quad \beta = \frac{U}{e_2} \Big|_{e_1=0} = \frac{r_1 || R}{r_2 + r_1 || R};$$

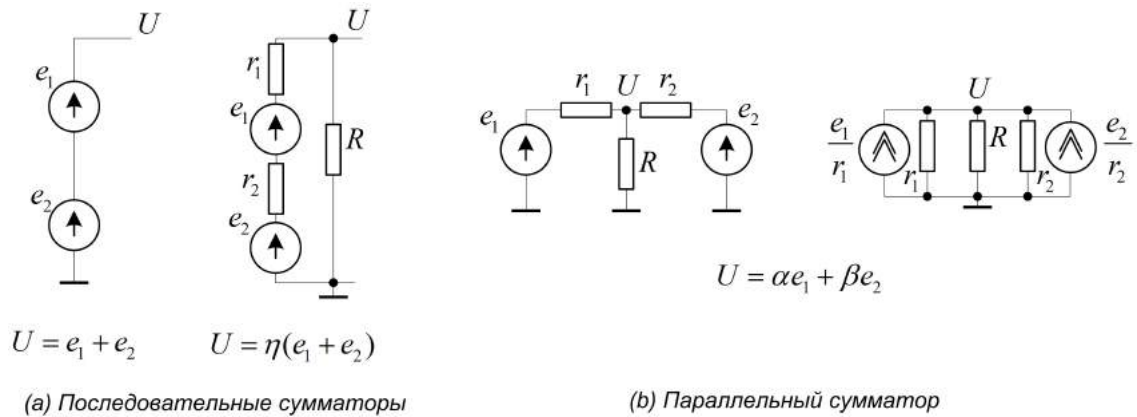


Рис. 2. Варианты сумматоров

Иначе на параллельный сумматор можно посмотреть как на пару источников тока, работающих на общую нагрузку  $r_1 || R || r_2$ . Для коэффициентов  $\alpha, \beta$  получаются по существу те же, но несколько более элегантные формулы:

$$\alpha = \frac{r_1 || R || r_2}{r_1}; \quad \beta = \frac{r_1 || R || r_2}{r_2}.$$

Для параллельного сумматора существенно, чтобы оба резистора  $r_1, r_2$  были отличны от нуля. При  $r_1 = 0$  или  $r_2 = 0$  один из коэффициентов ( $\beta$  или  $\alpha$ ) оказывается нулевым, а второй – единичным.

Этими двумя вариантами сложения сигналов, собственно говоря, все и исчерпывается.

### 4.3. Классификация обратных связей

Самой петле обратной связи безразлично, как реализован сумматор на ее входе. Базовая формула  $K_e = \frac{K}{1+\beta K} \simeq \frac{1}{\beta}$  от этого по существу не зависит. Способ реализации сумматора влияет на входное сопротивление петли. При последовательном сложении получается петля последовательной обратной связи, рис. 3а. Сигнал обратной связи  $u_{fb}$  добавляется здесь ко входу усилителя  $u$  последовательно. Как и всегда при последовательном включении, входное сопротивление петли возрастает, оказываясь больше входного сопротивления  $R_{in}$  усилителя.

Параллельное же суммирование приводит к петле параллельной обратной связи на рис. 3б. Выход усилителя подключается к его входу параллельно, от чего входное сопротивление петли падает – оказывается меньше  $R_{in}$ .

В плане влияния на входное сопротивление последовательные обратные связи явно предпочтительнее параллельных. Однако они оказываются более сложными схемотехнически. С позиций схемотехники, ничего более простого чем параллельная связь и быть не может – она вводится включением единственного резистора  $R_{fb}$  между выходом усилителя и его входом. Существенно присутствие ненулевого сопротивления источника сигнала  $R_s$ . При  $R_s = 0$  коэффициент  $\beta$  оказывается нулевым. Обратная связь выключается.

Полезные сигналы – это не всегда колебания потенциалов. Ими могут быть и колебания токов. Так что в принципе обратную связь можно замкнуть как по выходному напряжению, так и по выходному току. Всякая петля отрицательной обратной связи – это система автоматического регулирования, в которой задействован механизм

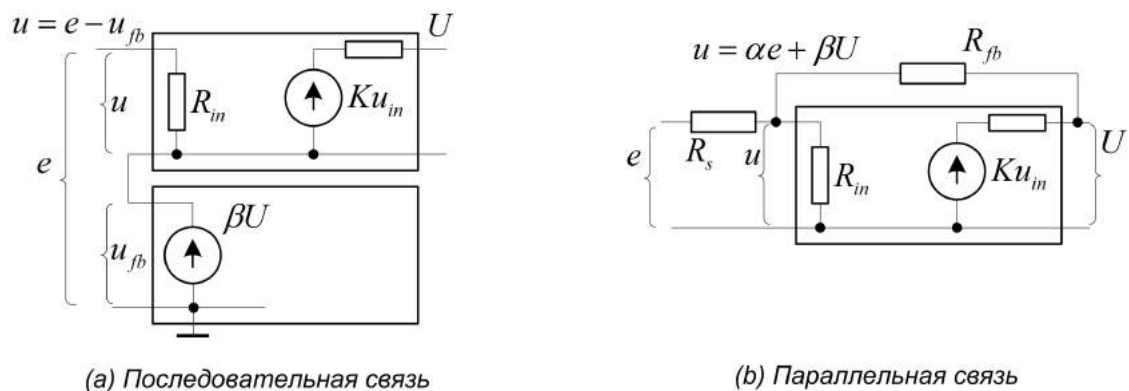


Рис. 3. Классификация обратных связей по входу

компенсации изменений выходного параметра. Петля со связью по напряжению пытается скомпенсировать изменения напряжения на выходе, делая выход подобным идеальному источнику напряжения. Это сопровождается снижением выходного сопротивления. Петля со связью по току делает выход усилителя подобным источнику тока, повышая его выходное сопротивление.

Организовать связь по напряжению ничего не стоит – на вход цепи обратной связи подается непосредственно сигнал  $U$  с выхода усилителя, рис. 4а.

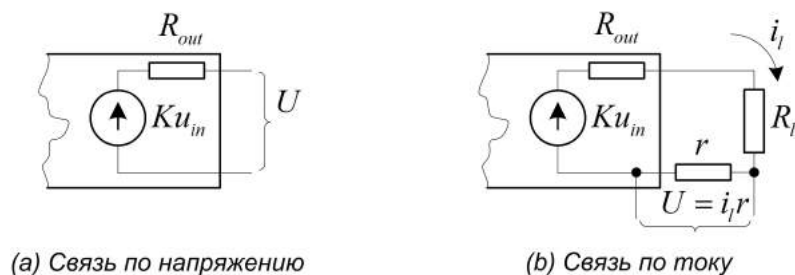


Рис. 4. Классификация обратных связей по выходу

Для организации связи по току, рис. 4б, нужно каким-то образом преобразовать выходной ток  $i_l$  в напряжение  $U$ . В идеале здесь подошел бы измеритель тока, который выдает результат измерения в форме напряжения. В реальности этот измеритель почти всегда реализуется введением измерительного резистора  $r$ , который и преобразует выходной ток в напряжение  $U = i_l r$ .

Связь по напряжению исчезает при коротком замыкании на выходе усилителя –  $U = 0$ . Связь по току – при холостом ходе –  $i_l = 0$ ,  $U = i_l r = 0$ . В принципе, можно вести речь об организации обратной связи и по другим физическим величинам, скажем, по мощности в нагрузке. Вопрос только в том, как реализовать измеритель мощности.

#### 4.4. Примеры усилителей с обратной связью

Схемы с обратной связью отличаются от простых каскадных соединений звеньев сильным обратным влиянием выхода на вход. Точный расчет таких схем не сводится

к перемножению коэффициентов передачи звеньев и, строго говоря, требует решения той или иной системы связанных линейных уравнений.

Идея приближенных, концептуальных подходов к анализу схем с обратной связью состоит в том, чтобы разбить сложную задачу на пару относительно простых подзадач. Успех этого разбиения опирается на возможность расщепления схемы в целом на пару подсистем – собственно усилителя со стандартным набором параметров  $K, R_{in}, R_{out}$  и цепи обратной связи, которая отвечает за формирование сигнала на входе усилителя как суперпозиции сигнала источника и выходного сигнала. Когда эти подсистемы четко разграничены, а их взаимные влияния пренебрежимы или легко учитываются, параметры петли удастся просто выразить через параметры подсистем.

Все концептуальные подходы, строго говоря, являются приближенными. На самом деле, приближением является уже описание усилителя всего тремя параметрами  $K, R_{in}, R_{out}$  – оно игнорирует возможность обратного влияния выхода усилителя на его вход.

Формально, расщепление петли на усилитель и цепь обратной связи возможно всегда. Но когда эти подсистемы оказываются сильно зависимыми, оно теряет смысл – определение параметров каждой из подсистем эквивалентно тогда решению задачи в целом. Возможны ситуации, когда никакие концепции или приближения не избавляют от необходимости решения системы линейных уравнений.

#### 4.4.1. Параллельная связь по напряжению

Модель усилителя, охваченного отрицательной обратной связью по напряжению показана на рис. 5.

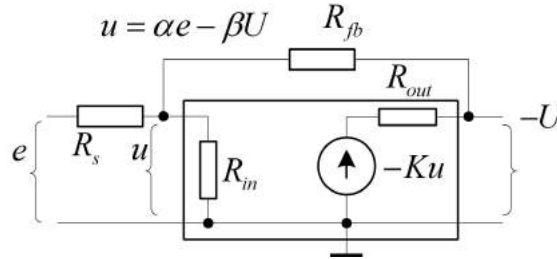


Рис. 5. Отрицательная обратная связь по напряжению

За основу взят инвертирующий усилитель со стандартным набором параметров – коэффициентом усиления  $K$ , входным сопротивлением  $R_{in}$  и выходным сопротивлением  $R_{out}$ . Параллельная обратная связь введена включением с выхода на вход резистора  $R_{fb}$ . Резистор связи совместно с сопротивлением источника сигнала  $R_s$  и входным сопротивлением усилителя  $R_{in}$  образуют параллельный сумматор –  $T$ -схему, которая и формирует на входе усилителя потенциал  $u$  как суперпозицию  $u = \alpha e + \beta(-U) = \alpha e - \beta U$  сигнала источника  $e$  и сигнала  $U$  с выхода усилителя с коэффициентами

$$\alpha = \left. \frac{u}{e} \right|_{U=0} = \frac{R_{fb} || R_{in}}{R_s + R_{fb} || R_{in}}, \quad \beta = \left. \frac{u}{U} \right|_{e=0} = \frac{R_s || R_{in}}{R_{fb} + R_s || R_{in}}.$$

Взаимное влияние усилителя и цепи обратной связи в этой схеме ограничивается тем, что подключение резистора  $R_{fb}$  к выходу усилителя несколько изменяет напряжение на нем. Потенциал  $U$  на выходе, строго говоря, не равен напряжению холостого

хода  $Ku$ . Если пренебречь этим эффектом, приняв  $U = Ku$ , влияние сумматора на усилитель исчезает и все упрощается.

Отправляясь от закона сложения напряжений на входе  $u = \alpha e - \beta U$ , и приняв  $U = Ku$ , найдем:

$$\alpha e = u + \beta U = u + \beta Ku = u(1 + \beta K), \quad u = \frac{\alpha e}{1 + \beta K}.$$

Отсюда немедленно получается формула для коэффициента усиления петли:

$$-K_e = \frac{U}{e} = \frac{Ku}{e} = \frac{\alpha K}{1 + \beta K} \simeq \frac{\alpha}{\beta} \quad \text{при } \beta K \gg 1.$$

Стандартный результат. Мало что меняющий дополнительный коэффициент  $\alpha$  учитывает ослабление сигнала на резисторе  $R_s$ .

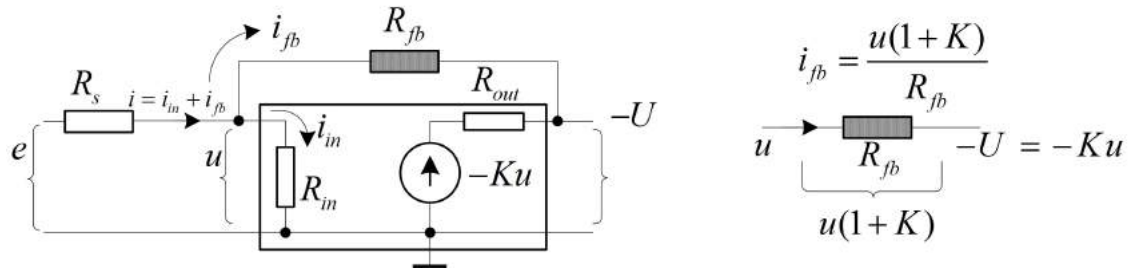


Рис. 6. Входное сопротивление петли

Перейдем теперь ко входному сопротивлению петли. Ясно, что присутствие резистора связи  $R_{fb}$  несколько снижает его по сравнению с  $R_{in}$ , поскольку в этот резистор уходит дополнительный ток  $i_{fb}$ .

Причем, как видно из рис. 6, ток этот создается отнюдь не потенциалом  $u$  на входе, а разностью  $u(1 + K)$  между потенциалами входа и выхода, и составляет  $i_{fb} = \frac{(1+K)u}{R_{fb}}$ . Так что вклад цепи обратной связи во входное сопротивление, определенный как отношение  $\frac{u}{i_{fb}}$ , составляет  $\frac{R_{fb}}{1+K}$ . В итоге, входное сопротивление петли оказывается параллельным соединением

$$R_{in}^* = R_{in} \parallel \frac{R_{fb}}{1 + K}.$$

Как таковое, сопротивление резистора связи  $R_{fb}$  может быть весьма большим. Но эффект деления на коэффициент усиления  $(1 + K)$ , обусловленный усилением напряжения, делает вклад этого резистора во входное сопротивление петли значимым, а, при высоких  $K$ , и определяющим.

Чтобы оценить выходное сопротивление петли, преобразуем ее выход из аффинного в линейный, обнулив источник (короткое замыкание на входе), и оценим сопротивление как отношение поданного на выход напряжения  $U$  к току  $i$ , рис. 7. Ток этот будет суммой двух компонент – тока  $i_r$  через сопротивление резистивной цепи  $R_{fb} + R_s \parallel R_{in}$  и тока  $i_{out}$  через выходную цепь усилителя.

Принцип влияния обратной связи на выходное сопротивление всегда одинаков – действующее на выходе напряжение  $U$  по цепи обратной связи просачивается на вход усилителя и «включает» его управляемый источник. В данном случае, просочившееся на вход напряжение составляет как раз  $\beta U$ , а напряжение управляемого источника –  $-K\beta U$ , рис. 7. Ток  $i_{out}$  в выходной цепи усилителя создается разностью между напряжениями  $U$  и  $-K\beta U$ , так что отношение  $\frac{U}{i_{out}}$  – вклад в выходное сопротивление

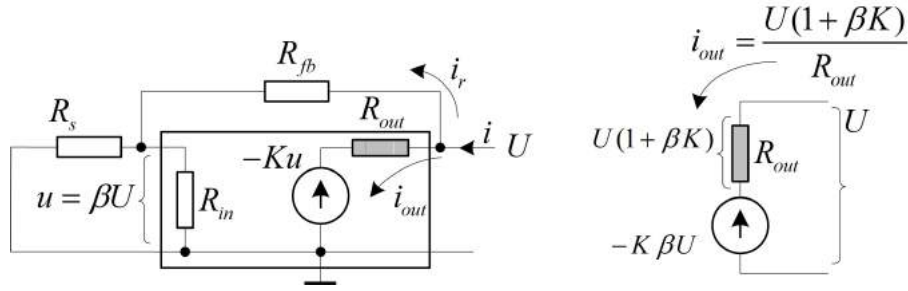


Рис. 7. Выходное сопротивление петли

выходной цепи усилителя составляет  $\frac{R_{out}}{1+\beta K}$ . Полное выходное сопротивление петли оказывается параллельным соединением

$$R_{out}^* = \frac{U}{i} = (R_{fb} + R_{in} || R_s) || \frac{R_{out}}{1 + \beta K} \simeq \frac{R_{out}}{1 + \beta K}.$$

Как и должно быть, обратная связь по напряжению снижает выходное сопротивление усилителя, делая его выход подобным идеальному источнику напряжения.

Теперь, когда основные механизмы влияния обратной связи на параметры петли выявлены, можно заняться уточнениями, вспомнив, что в присутствии цепи обратной связи напряжение  $U$  на выходе усилителя отличается от напряжения холостого хода  $Ku$ . В данном случае это уточнение не требует больших затрат – легко показать, что с учетом  $R_{fb}$  коэффициент передачи от входа усилителя  $u$  до его выхода  $U$  несколько уступает  $K$  и составляет

$$K' = \frac{U}{u} = K \frac{1 - \frac{R_{out}}{K R_{fb}}}{1 + \frac{R_{out}}{R_{fb}}}.$$

Замена в формулах для  $K_e$  и  $R_{in}^*$  коэффициента  $K$  на уточненное значение  $K'$  делает их точными. К сожалению, далеко не всегда уточнения даются столь малой кровью.

Изучив простую модель усилителя с обратной связью данного типа, можно попытаться применить полученные результаты к анализу конкретных схем. Вопрос только в том, насколько хорошо удастся «втиснуть» реальную схему в прокрустово ложе этой модели.

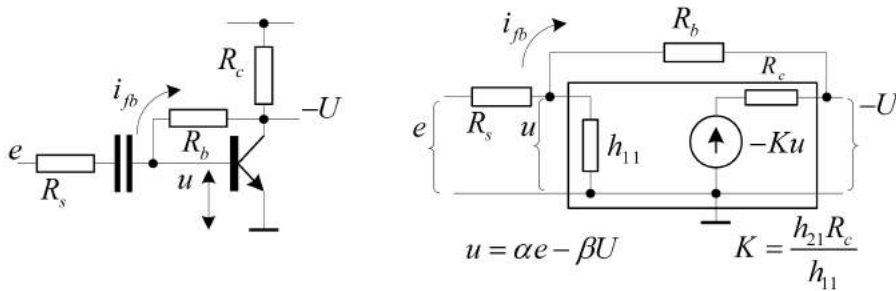


Рис. 8. Усилитель с параллельной связью по напряжению

Схема усилителя на рис. 8 укладывается в модель идеально. Если забыть о резисторе  $R_b$ , имеется инвертирующий однокаскадный усилитель с входным сопротивлением  $R_{in} = h_{11} = r_{bb'} + r_e(1 + h_{21})$ , коэффициентом усиления  $K = \frac{h_{21}R_c}{h_{11}} \simeq \frac{R_c}{r_e}$  и

выходным сопротивлением  $R_{out} = R_c$ . Резистор  $R_b$  вводит параллельную обратную связь по напряжению. Как всегда при связи этого типа, образуется параллельный сумматор –  $T$ -образная схема на  $R_s, h_{11}, R_b$ , которая формирует потенциал  $u$  на базе транзистора как суперпозицию  $u = \alpha e - \beta U$  с коэффициентами

$$\alpha = \frac{u}{e} \Big|_{U=0} = \frac{R_b || h_{11}}{R_s + R_b || h_{11}}, \quad \beta = \frac{u}{U} \Big|_{e=0} = \frac{R_s || h_{11}}{R_b + R_s || h_{11}}.$$

Приняв  $U = Ku$ , из закона сложения  $u = \alpha e - \beta U$  немедленно найдем  $u = \frac{\alpha e}{1 + \beta K}$  и

$$-K_e = \frac{U}{e} = \frac{Ku}{e} = \frac{\alpha K}{1 + \beta K}.$$

Достичь значительного петлевого усиления  $\beta K$  в этой схеме не удастся. Этому препятствует как относительно малое усиление однокаскадного усилителя  $K \simeq 200$ , так и то, что резистор  $R_b$ , задающий начальное значение базового тока, оказывается достаточно большим, а это ведет к малым значениям  $\beta = \frac{R_s || h_{11}}{R_b} \simeq 0.01$  и петлевым усилениям  $K\beta \simeq 2$ .

Ток  $i_{fb}$  через резистор  $R_b$  создается разностью между потенциалом  $u$  на входе и потенциалом  $-U = -Ku$  на выходе и составляет  $i_{fb} = \frac{u(1+K)}{R_b}$ . Входное сопротивление усилителя с обратной связью оказывается параллельным включением  $R_{in}^* = h_{11} || \frac{R_b}{1+K}$ .

Чтобы оценить выходное сопротивление, замкнем накоротко вход и приложим напряжение  $U$  к выходу. Это напряжение просочится через  $R_b$  на базу как  $\beta U$ , создаст базовый ток  $i_b = \frac{\beta U}{h_{11}}$  и, тем самым ток коллектора  $i_c = h_{21} i_b = \frac{\beta h_{21} U}{h_{11}}$ , который добавится к току  $\frac{U}{R_c}$  через  $R_c$ . Выходное сопротивление усилителя окажется параллельным включением

$$R_{out}^* = R_c || \frac{h_{11}}{\beta h_{21}} = R_c || \frac{h_{11} R_c}{\beta h_{21} R_c} = R_c || \frac{R_c}{\beta K} = \frac{R_c}{1 + \beta K}.$$

Анализ простых моделей важен не столько окончательными расчетными формулами, сколько тем, что он закладывает некие полезные шаблоны мышления, которые и применяются затем при анализе конкретных схем. Вовсе не обязательно следовать этим шаблонам буквально – специфика конкретной задачи может продиктовать некие отступления, полезные в данной конкретной ситуации. Пример такого отступления от шаблона дает использованная только что схема построения оценки выходного сопротивления усилителя.

#### 4.4.2. Параллельная связь по току

Модель усилителя с параллельной связью по току, показанная на рис. 9, отличается структурой выходной цепи. Сопротивление нагрузки  $R_l$  замыкает цепь, обеспечивая присутствие тока нагрузки  $i_l$ . Преобразование этого тока в напряжение связи  $u_{fb}$  обеспечивает измерительный резистор  $r$ . Потенциал  $u = \alpha e - \beta u_{fb}$  на входе усилителя формируется из входного сигнала  $e$  и сигнала связи  $-u_{fb}$  тем же параллельным сумматором.

При связи по току усилитель предполагается сильно нагруженным, так что коэффициент передачи от входа до нагрузки  $K_l = \frac{U_l}{u}$  сильно уступает коэффициенту усиления  $K$  самого усилителя. Если ввести коэффициент  $\eta = \frac{u_{fb}}{U_l} = \frac{r}{R_l}$  преобразования напряжения на нагрузке в напряжение связи, для напряжения связи получится:  $u_{fb} = -\eta U_l = -\eta K_l u$ . Подстановка этого в закон суммирования  $u = \alpha e - \beta u_{fb}$  дает  $\alpha e = u(1 + \beta \eta K_l)$  и

$$K_e = \frac{U_l}{e} = \frac{K_l u}{e} = \frac{\alpha K_l}{1 + \beta \eta K_l} \simeq \frac{\alpha}{\beta \eta} \quad \text{при} \quad \beta \eta K_l \gg 1.$$



### Очевидная формула для входного сопротивления

$$R_{in}^* = R_{in} || \frac{R_{fb}}{1 + nK_v}$$

Качественно новой оказывается лишь оценка выходного сопротивления петли. При подаче на выход потенциала  $U$  через выходную цепь усилителя протекает ток  $i_{out}$ , рис. 9, который создает напряжение  $i_{out}r$  на измерительном резисторе. По цепи обратной связи это напряжение передается на вход усилителя как  $\beta i_{out}r$  и «включает» управляемый источник усилителя  $-K\beta i_{out}r$ . Суммарное напряжение на трех последовательных участках выходной цепи оказывается равным  $U = i_{out}(R_{out} + \beta Kr + r)$ . Получается, что выходное сопротивление петли

$$R_{out}^* = \frac{U}{i_{out}} = R_{out} + r(1 + \beta K)$$

Популярная схема двухкаскадного усилителя с параллельной связью по току показана на рис. 10.

Обратная связь вводится резистором  $R_{fb}$ , который, заодно задает и начальный режим всей схемы. Закон суммирования  $u = \alpha e + \beta u_{fb}$  определяется параллельным

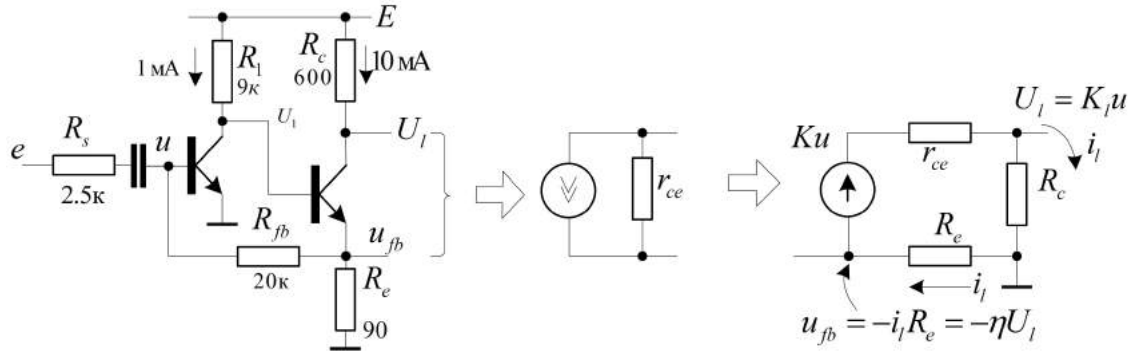


Рис. 10. Усилитель с параллельной связью по току

сумматором –  $T$ -схемой на  $R_s, h_{11}, R_{fb}$ :

$$\alpha = \frac{R_{fb} || h_{11}}{R_s + R_{fb} || h_{11}} \simeq \frac{h_{11}}{R_s + h_{11}}, \quad \beta = \frac{R_s || h_{11}}{R_{fb} + R_s || h_{11}} \simeq \frac{R_s || h_{11}}{R_{fb}}.$$

Чтобы соотнести выходную цепь усилителя с моделью на рис. 9, представим переход коллектор-эмиттер второго транзистора, являющийся источником тока с параллельным сопротивлением  $r_{ce}$  (порядка 5 кОм при токе в 10 мА), эквивалентным генератором напряжения с тем же сопротивлением, рис. 10. Тогда выходная цепь усилителя окажется тождественной выходной цепи модели. Сопротивление  $R_c$  станет сопротивлением нагрузки, сопротивление  $R_e$  – измерительным сопротивлением  $r$ , а сопротивление  $r_{ce}$  – выходным сопротивлением  $R_{out}$  ненагруженного усилителя. Коэффициент  $\eta = \frac{u_{fb}}{U_l}$  пересчета выходного напряжения в напряжение связи совпадет с обратным коэффициентом усиления второго каскада:  $\eta = \frac{R_e}{R_c}$ .

Становится ясно, что в данной схеме усилитель с внутренним сопротивлением  $R_{out} = r_{ce} \simeq 5$  кОм работает почти в режиме короткого замыкания по выходу – нагружен на  $R_c \simeq 600$  Ом. Его усиление  $K$  на холостом ходу превышает усиление до нагрузки  $K_l \simeq 1260$  почти на порядок, достигая  $K \simeq 12000$ .

Обратная связь повышает выходное сопротивление усилителя с  $r_{ce} \simeq 5$  к почти на порядок – до  $r(1 + \beta K) = R_e(1 + \beta K) = 50$  кОм. К сожалению, этим нельзя воспользоваться, поскольку шунтирующее выход сопротивление нагрузки  $R_c$  невозможно исключить, не нарушив начальный режим выходного транзистора.

Что же до прочих параметров, то обратная связь снижает входное сопротивление усилителя за счет параллельного подключения пути через резистор связи с эквивалентным сопротивлением  $\frac{R_{fb}}{1 + \eta K_l} \simeq \frac{R_{fb}}{1 + K_l} = \frac{20 \text{ к}}{180} \simeq 110$  Ом. Так что практически весь отбираемый от источника сигнала ток на самом деле уходит в резистор  $R_{fb}$ . Коэффициент же усиления петли составляет порядка

$$K_e \simeq \frac{\alpha}{\beta} = \frac{R_c}{R_e} \frac{h_{11}}{(R_s + h_{11})} \frac{R_{fb}}{R_s || h_{11}} = \frac{R_c}{R_e} \frac{R_{fb}}{R_s} \simeq 7 \cdot 8 = 56.$$

Поскольку петлевое усиление  $\eta \beta K_l \simeq 10$  достаточно велико, усиление не зависит от свойств активных компонентов, а определяется отношениями резисторов. В первом факторе  $\frac{R_c}{R_e}$  опознается усиление второго каскада, а во втором  $\frac{R_{fb}}{R_s}$  – отношение напряжений  $\frac{u_{fb}}{u_e}$  при условии, что потенциал базы почти нулевой, а весь входной ток течет по пути  $R_s - R_{fb}$ .

#### 4.4.3. Последовательная связь по напряжению

Простая модель усилителя с последовательной связью по напряжению показана на рис. 11. В ней принято максимум мер к тому, чтобы ухватить лишь самую суть, оставив все технические детали за кадром. Подключение обратной связи не оказывает в этой модели никакого влияния на выход усилителя, а сигнал обратной связи  $u_{fb} = \beta U$  формируется идеальным генератором напряжения. Изменение внесено и в схему самого усилителя – нижний конец резистора  $R_{in}$  «оторван» от земли с тем, чтобы было куда последовательно подключить сигнал обратной связи. В результате усилитель неявно стал дифференциальным по входу – появилась возможность подавать сигнал как на верхний – неинвертирующий вход, так и на нижний – инвертирующий.

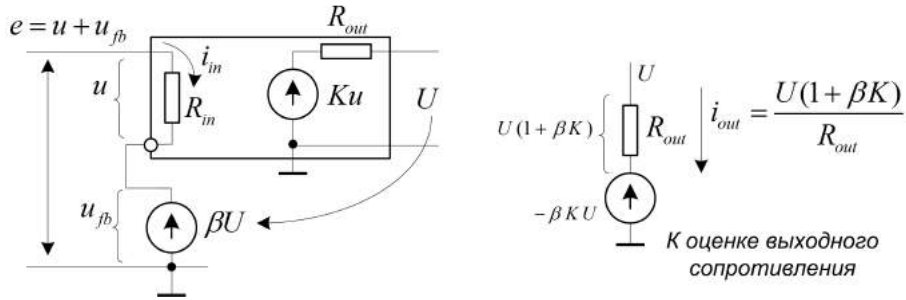


Рис. 11. Последовательная связь по напряжению

Все оценки параметров петли получаются в этой модели элементарно. Закон сложения напряжений на входе  $e = u + u_{fb} = u(1 + \beta K)$  дает оценку

$$R_{in}^* = \frac{e}{i_{in}} = \frac{u}{i_{in}}(1 + \beta K) = R_{in}(1 + \beta K)$$

для входного сопротивления и стандартную формулу

$$K_e = \frac{U}{e} = \frac{Ku}{e} = \frac{K}{1 + \beta K} \simeq \frac{1}{\beta}.$$

для коэффициента усиления. Как и должно быть, последовательная отрицательная обратная связь существенно повышает входное сопротивление.

Выходное же сопротивление снижается, как и при всякой обратной связи по напряжению: При подаче напряжения  $U$  на выход усилителя оно просачивается как  $\beta U$  в цепь обратной связи и, при коротком замыкании на входе, оказывается противофазно приложенным прямо ко входу усилителя. Включается управляемый источник, который добавляет ко внешнему напряжению  $U$  напряжение  $-\beta KU$ , рис. 11. Выходное сопротивление петли снижается до

$$R_{out}^* = \frac{U}{i_{out}} = \frac{R_{out}}{1 + \beta K}.$$

Простота анализа этой модели на самом деле обманчива – обусловлена ее избыточной идеальностью. Пожалуй, единственная реальная схема, которую удастся свести к ней строго – это эмиттерный повторитель на рис. 12.

То, что в схеме повторителя присутствует последовательная связь по напряжению очевидно: входной сигнал  $e$  – это сумма напряжения  $u$  на переходе база-эмиттер и напряжения связи  $u_{fb} = U$ , которое совпадает с выходным – случай  $\beta = 1$ . Только вот

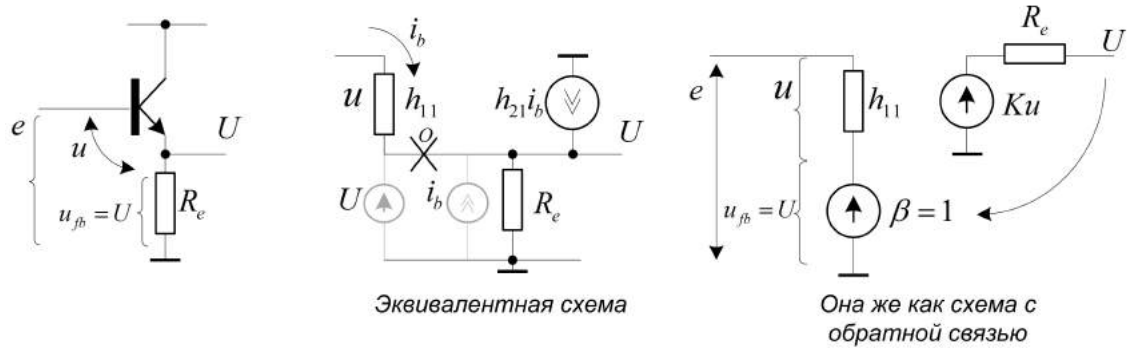


Рис. 12. Эмиттерный повторитель

углядеть совпадение эквивалентной схемы на рис. 12 с моделью на рис. 11 непросто – кажется, что схема с управляемым источником тока слишком не похожа на модель. Выручает следующий искусственный прием: Попробуем уяснить роль проводника, проходящего в эквивалентной схеме через узел  $O$ . Она двояка: этот проводник передает потенциал  $U$  справа налево и проводит базовый ток  $i_b$  слева направо. Проводник можно разорвать в узле  $O$ , добавив генератор напряжения  $U$  слева и генератор тока  $i_b$  справа. Осталось преобразовать теперь уже автономный генератор суммарного тока  $i_b(1 + h_{21})$  с параллельным сопротивлением  $R_e$  в эквивалентный генератор напряжения  $U = i_b(1 + h_{21})R_e = \frac{(1+h_{21})R_e}{h_{11}}u = Ku$  с последовательным сопротивлением  $R_e$ , и полное совпадение с моделью достигнуто.

Имеем усилитель со входным сопротивлением  $R_{in} = h_{11} = r_{bb'} + r_e(1 + h_{21})$ , выходным сопротивлением  $R_{out} = R_e$  и коэффициентом усиления  $K = \frac{(1+h_{21})R_e}{h_{11}}$ , охваченный последовательной обратной связью с коэффициентом  $\beta = 1$ . Подстановка этих исходных данных в полученные для модели формулы приводит к известным оценкам параметров эмиттерного повторителя:

$$K_e = \frac{K}{1 + K} = \frac{(1 + h_{21})R_e}{h_{11} + (1 + h_{21})R_e};$$

$$R_{in}^* = h_{11}(1 + K) = h_{11} + R_e(1 + h_{21}); \quad R_{out}^* = \frac{R_e}{1 + K} = R_e \parallel \frac{h_{11}}{(1 + h_{21})}.$$

Вся эта кухня интересна только тем, что дает возможность взглянуть на эмиттерный повторитель как на схему с чрезвычайно сильной ( $\beta K = \frac{(1+h_{21})R_e}{h_{11}} \gg 1$ ) обратной связью, давая простое объяснение ее прекрасным частотным свойствам.

Модель петли последовательной обратной связи, показанная на рис. 13 более реалистична. Сигнал обратной связи  $u_{fb}$  формируется в ней делителем напряжения на резисторах  $R_1, R_2$ . Чтобы последовательно подключить его ко входу  $u$  усилителя, в него приходится внести изменение, оторвав некоторый узел от земли. Логичнее всего, если это будет инвертирующий вход дифференциального входного каскада. За неимением же такового, приходится довольствоваться некоторым иным узлом, например, эмиттером входного транзистора. По существу – это имитация дифференциального входа. Один сигнал подается сверху, другой – снизу. Только теперь верхний и нижний входы не одинаковы. При подключении такого узла, через делитель напряжения станет протекать дополнительный ток  $i$ , который может значительно превышать входной ток  $i_{in}$ .

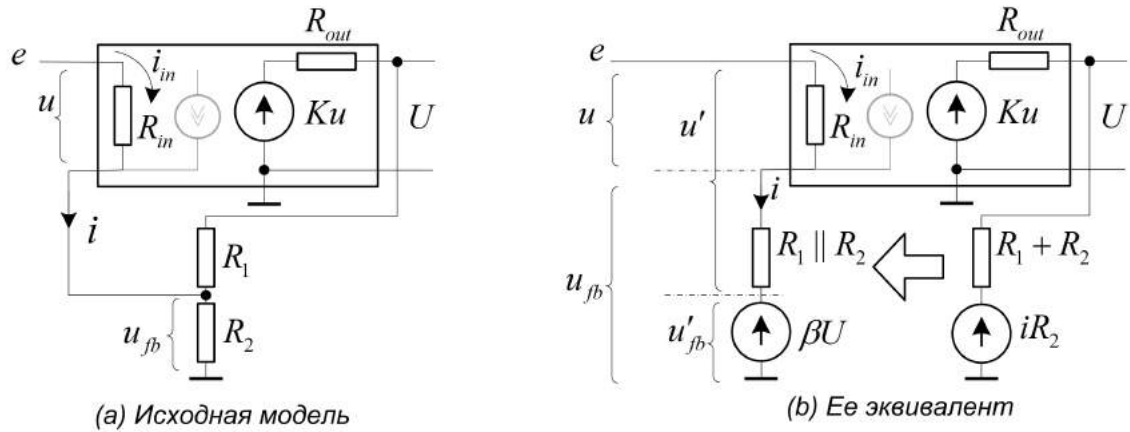


Рис. 13. Улучшенная модель последовательной связи

Делитель напряжения на  $R_1, R_2$  можно заменить эквивалентным четырехполюсником на рис. 13b, выходная цепь которого – это генератор напряжения  $\beta U$ ,  $\beta = \frac{R_2}{R_1 + R_2}$  со внутренним сопротивлением  $R_1 \parallel R_2$  (эквивалент выхода делителя напряжения), а источник  $iR_2$  во входной цепи учитывает факт протекания тока  $i$  по резистору  $R_2$ . Нагружающим действием четырехполюсника связи на выход усилителя, как правило, удастся пренебречь на том основании, что  $R_{out} \ll R_1 + R_2$ . А вот присутствие внутреннего сопротивления делителя  $R_1 \parallel R_2$  последовательно с источником  $\beta U$  становится проблемой.

Возможны два подхода к ее решению. Прямой состоит в том, чтобы отнести резистор  $R_1 \parallel R_2$  к усилителю. Тогда напряжение  $u'$  станет входным, а напряжение  $u'_{fb} = \beta U$  – напряжением связи. Все сведется к канонической модели на рис. 11 и полученным для нее расчетным формулам, но входное сопротивление исходного усилителя и его коэффициент усиления придется переопределить по отношению ко входу  $u'$ :  $R'_{in} = \frac{u'_{in}}{i_{in}}$ ,  $K' = \frac{U}{u'_{in}}$ . К тому же, напряжение связи  $u'_{fb}$  окажется ненаблюдаемым экспериментально.

Если же вход усилителя  $u$  оставить как он есть, параметры усилителя сохранятся, но величина напряжения связи  $u_{fb}$  станет отличаться от  $\beta U$  на падение  $i(R_1 \parallel R_2)$  на внутреннем сопротивлении делителя. В теорию последовательной связи придется внести несложные коррективы.

Разберемся с этими коррективами на примере двухкаскадного усилителя с последовательной связью по напряжению, показанном на рис. 13. Входом усилителя будем считать напряжение  $u$  на переходе база-эмиттер первого транзистора, а напряжением связи – напряжение  $u_{fb}$ , реально наблюдающееся на резисторе  $R_e$  в его эмиттерной цепи. Входное напряжение  $e$  является суммой  $e = u + u_{fb}$ , так что мы действительно имеем дело с последовательной связью. Проблема только в том, что сигнал связи определяется не только напряжением  $U = Ku$  на выходе усилителя, но и эмиттерным током транзистора.

Заменив делитель напряжения на резисторах  $R_{fb}, R_e$  эквивалентным генератором с напряжением холостого хода  $\beta U$ ,  $\beta = \frac{R_e}{R_{fb} + R_e}$  и внутренним сопротивлением  $R_e^* = R_e \parallel R_{fb}$ , придем к показанной на рисунке эквивалентной схеме. Для напряже-

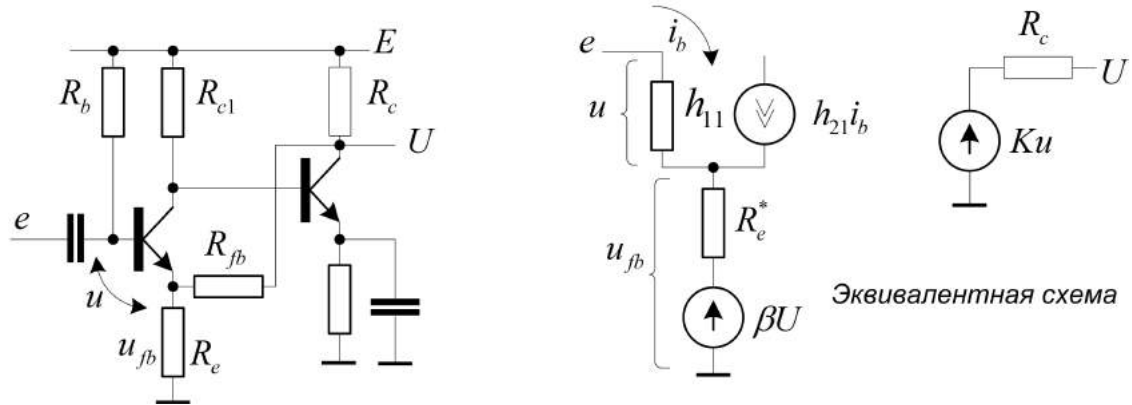


Рис. 14. Двухкаскадный усилитель с последовательной связью

ния связи из этой схемы получается:

$$u_{fb} = \beta U + \eta e = \beta K u + \eta e; \quad \eta = \frac{R_e^*(1 + h_{21})}{h_{11} + R_e^*(1 + h_{21})}.$$

Формула сложения напряжений  $e = u + u_{fb} = u + \beta K u + \eta e$  дает:  $e(1 - \eta) = u(1 + \beta K)$ . Отсюда для входного сопротивления петли и ее усиления получается:

$$R_{in}^* = \frac{e}{i_b} = h_{11} \frac{1 + \beta K}{1 - \eta};$$

$$K_e = \frac{U}{e} = \frac{K u}{e} = \frac{K(1 - \eta)}{1 + \beta K} \simeq \frac{1 - \eta}{\beta}.$$

Усиление петли оказывается ниже ожидаемого значения  $\frac{1}{\beta} \simeq \frac{R_{fb}}{R_e}$  на фактор  $(1 - \eta)$ , где  $\eta$  – коэффициент передачи эмиттерного повторителя от входа  $e$  до эмиттера первого транзистора в отсутствие обратной связи, при  $U = 0$ . В реальных схемах сопротивление  $R_e$  обычно невелико, так что значения  $h_{11}$  и  $R_e(1 + h_{21})$  сопоставимы. Поправка  $(1 - \eta)$  составляет при этом около  $\frac{1}{2}$ .

#### 4.5. Динамика петель

В реальности конструктивные блоки всякой петли обратной связи – это динамические системы, которые характеризуются не просто коэффициентами передачи  $K, \beta$ , а передаточными функциями  $K(p), \beta(p)$ . Основная формула теории обратных связей

$$H(p) = \frac{K(p)}{1 + K(p)\beta(p)}$$

важна тем, что она выражает передаточную функцию петли через передаточные функции составляющих ее блоков.

Динамические свойства систем определяются полюсами их передаточных функций – точками в  $p$ -плоскости, в которых значение передаточной функции уходит в бесконечность. Если передаточная функция обладает полюсом в точке  $p = \delta + j\omega$ , то автономная система с нулем на входе обладает собственным решением вида  $e^{\delta t} e^{j\omega t}$  в форме экспоненциально затухающего ( $\delta < 0$ ) или нарастающего ( $\delta > 0$ ) гармонического колебания частоты  $\omega$ . Система асимптотически устойчива, если все ее собственные решения затухают во времени, то есть – если все полюсы ее передаточной функции лежат в левой  $p$ -полуплоскости  $\delta < 0$ .

Основная формула позволяет судить о динамических характеристиках петли, имея представление о характеристиках ее конструктивных блоков. При обычном каскадном соединении подсистем – звеньев – их передаточные функции просто перемножаются. Тогда оказывается, что набор полюсов каскадного соединения – это объединение наборов полюсов отдельных звеньев. Динамика каскадного соединения оказывается суммой динамик звеньев. Никаких новых полюсов и новых типов собственных решений не возникает.

С петлями обратной связи все не так. Полюсы передаточной функции петли находятся в тех точках  $p$ , в которых обращается в нуль знаменатель  $1 + \beta(p)K(p)$ , то есть там, где передаточная функция разомкнутой петли  $\beta(p)K(p)$  принимает значение  $-1$ . Положения полюсов петли не совпадают с положениями полюсов конструктивных блоков. Это означает, что в петле могут образовываться качественно новые типы динамики, не присущие отдельным блокам. В частности, петля из устойчивых блоков может оказаться неустойчивой, а петля с неустойчивым блоком – устойчивой.

Примем для простоты, что цепь обратной связи безынерционна:  $\beta(p) = \beta$ . В самом общем случае, передаточная функция усилителя

$$K(p) = K_0 \frac{N(p)}{D(p)}, \quad K_0 = K(0)$$

рациональна – является отношением двух многочленов  $N(p)$ ,  $D(p)$ . Ее полюсы – это корни  $D(p)$ , а нули – корни  $N(p)$ . В расширенной комплексной  $p$ -плоскости, с учетом бесконечно удаленной точки  $p = \infty$ , число нулей совпадает с числом полюсов. Тогда положения полюсов передаточной функции петли определяются из уравнения:

$$1 + \beta K_0 \frac{N(p)}{D(p)} = 0 \quad \Rightarrow \quad D(p) + \beta K_0 N(p) = 0.$$

При  $\beta K_0 = 0$  (нулевое петлевое усиление) полюсы петли совпадают с полюсами усилителя – решениями уравнения  $D(p) = 0$ . Когда же петлевое усиление уходит в бесконечность, полюсы перемещаются в точки  $N(p) = 0$  – нули передаточной функции усилителя. При изменении петлевого усиления от нуля до бесконечности, полюсы петли дрейфуют в  $p$ -плоскости, стартуя от полюсов передаточной функции усилителя, и финишируя в ее нулях. Картина траекторий этого дрейфа – полюсной годограф – и определяет характер изменения динамики петли при варьировании глубины обратной связи.

Чаще всего усилитель представляет собой каскадное соединение некоторого числа простых интегрирующих звеньев с передаточной функцией вида

$$K(p) = \frac{K_0}{\prod_k (1 + p\tau_k)}.$$

Все полюсы этой функции вещественны – находятся в точках  $p_k = -\frac{1}{\tau_k}$ , а все нули лежат в бесконечности. Можно определенно сказать, что с ростом глубины обратной связи  $\beta K_0$  все полюсы петли с таким усилителем уйдут в бесконечность. Но комплексная плоскость так устроена, что уйти в бесконечно удаленную точку в ней можно, двигаясь в любом направлении, в том числе – через правую полуплоскость – зону неустойчивости. К исследованию траекторий ухода полюсов от начальных положений  $p_k = -\frac{1}{\tau_k}$  в бесконечность и сводится проблема анализа динамических свойств усилителей с обратной связью.

#### 4.6. Петли с однополюсными усилителями

Пусть в петле обратной связи применен однополюсный усилитель, динамические свойства которого определяются единственным интегрирующим звеном с постоянной

времени  $\tau$

$$K(p) = \frac{K_0}{1 + p\tau}, \quad K(j\omega) = \frac{K_0}{1 + j\omega\tau}.$$

Полюс передаточной функции находится в точке  $p = -\frac{1}{\tau}$ . Верхняя же частота усилителя, на которой модуль коэффициента усиления падает до уровня  $\frac{1}{\sqrt{2}}$ , составляет  $\omega_h = \frac{1}{\tau}$ ,  $f_h = \frac{1}{2\pi\tau}$ .

Прямая подстановка этой передаточной функции в основную формулу  $H(p) = \frac{K(p)}{1 + \beta K(p)}$  дает передаточную функцию петли обратной связи:

$$H(p) = \frac{K_0}{(1 + \beta K_0)(1 + p\frac{\tau}{1 + \beta K_0})}.$$

Видно, что динамика петли по-прежнему определяется интегрирующим звеном, только вот постоянная времени этого звена уменьшилась в  $1 + \beta K_0$  раз. Полюс передаточной функции переместился из точки  $p = -\frac{1}{\tau}$  в точку  $p = -\frac{1 + \beta K_0}{\tau}$ , рис. 15, а верхняя частота возросла до

$$f_h^* = \frac{1}{2\pi\frac{\tau}{1 + \beta K_0}} = f_h(1 + \beta K_0).$$

При введении отрицательной обратной связи в однополюсный усилитель его верхняя граничная частота растет во столько же раз, во сколько снижается усиление. Это открывает возможность обменивать практически дармовое усиление на дефицитную полосу усилителя.

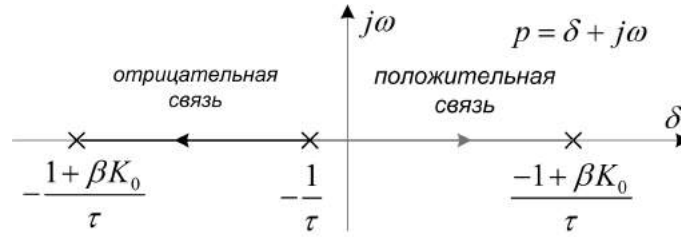


Рис. 15. Полюсные годографы петель с однополюсным усилителем

С ростом петлевого усиления, полюс петли уходит в бесконечность, двигаясь вдоль отрицательной полуоси  $p$ -плоскости. Если тот же усилитель охватить положительной связью, изменив, к примеру, знак  $\beta$ , характер движения полюса изменится. Полюс станет уходить в бесконечность, двигаясь вправо. При  $\beta K_0 = 1$  он окажется в нуле – петля станет идеальным интегратором, а при  $\beta K_0 > 1$  перекочет в правую полу-плоскость – петля потеряет устойчивость.

Столь же элементарен случай, когда обратной связью охватывается идеальный интегратор с полюсом в нуле

$$K(p) = \frac{1}{p\tau} = \frac{\omega_1}{p}, \quad K(j\omega) = \frac{\omega_1}{j\omega}.$$

и частотой единичного усиления  $\omega_1 = \frac{1}{\tau}$ ,  $f_1 = \frac{1}{2\pi\tau}$ . Передаточная функция петли оказывается обычным интегрирующим звеном

$$H(p) = \frac{K(p)}{1 + \beta K(p)} = \frac{\frac{\omega_1}{p}}{1 + \frac{\beta\omega_1}{p}} = \frac{1}{\beta} \frac{1}{(1 + \frac{p}{\beta\omega_1})}$$



с усилением  $K_e = \frac{1}{\beta}$ , полюсом в точке  $p = -\beta\omega_1$  и верхней граничной частотой

$$\omega_h = \beta\omega_1 = \frac{\omega_1}{K_e}, \quad f_h = \beta f_1 = \frac{f_1}{K_e}.$$

Изначально находящийся в нуле полюс интегратора с ростом коэффициента связи  $\beta$  уходит в бесконечность, двигаясь как  $p = -\beta\omega_1$  вдоль отрицательной полуоси – отрицательная связь, либо как  $p = \beta\omega_1$  вдоль положительной полуоси – положительная связь. Сколь угодно слабая положительная связь делает интегратор неустойчивым.

С другой стороны, интегратор с высокой частотой единичного усиления  $f_1$  – это именно то, что нужно применять в петлях отрицательной обратной связи. Обычно приближенная формула  $K_e \simeq \frac{1}{\beta}$  для усиления в случае интегратора оказывается точной – сказывается бесконечность усиления на нулевой частоте. А верхняя частота петли составляет  $f_h = \frac{f_1}{K_e}$ . Заплатив за единственный представляющий ценность ресурс, – частоту единичного усиления  $f_1 = K_e f_h$  можно разменять ее на усиление петли  $K_e$  и ее верхнюю частоту  $f_h$  по своему усмотрению.

#### 4.7. Петли с многополюсными усилителями

Полюсы передаточных функций либо вещественны, либо образуют сопряженные пары. Пока полюс всего один, ему не с кем образовать пару. Поэтому он остается вещественным при любой обратной связи. Это и объясняет простоту поведения охваченных обратной связью однополюсных систем. Как только полюсов становится несколько, ситуация усложняется.

Суть явлений обнажает каноническая ситуация, когда обратной связью охватывается сдвоенный интегратор с передаточной функцией  $K(p) = \frac{\omega_1^2}{p^2}$  – полюс кратности два в нуле. Передаточная функция петли принимает вид

$$H(p) = \frac{K(p)}{1 + \beta K(p)} = \frac{\omega_1^2}{p^2 + \beta\omega_1^2}$$

с парой сопряженных полюсов  $p = \pm j\omega_1\sqrt{\beta}$  на мнимой оси. Двухкратному полюсу в нуле есть с кем образовать сопряженную пару. Природа немедленно использует эту возможность – образуется пара сопряженных полюсов, рис. 16, которые уходят в бесконечность с ростом  $\beta$ , двигаясь вниз и вверх вдоль мнимой оси. Петля оказывается асимптотически неустойчивой при любой глубине обратной связи. С изменением глубины меняется лишь частота незатухающих собственных колебаний вида  $\sin \sqrt{\beta}\omega_1 t$ . Явление асимптотической неустойчивости петли со сдвоенным интегратором хорошо известно в теории автоматического регулирования. Его описывает хорошо известное дифференциальное уравнение  $y'' + \beta\omega_1^2 y = 0$ , решениями которого являются незатухающие гармонические колебания частоты  $\omega_1\sqrt{\beta}$ .

Для охваченных обратной связью многополюсных усилителей явления образования сопряженных пар полюсов типичны. Изучим самое простое – двухполюсной усилитель с парой встроенных интегрирующих звеньев:

$$K(p) = \frac{K_0}{(1 + p\tau_1)(1 + p\tau_2)}.$$

Для передаточной функции петли получается:

$$H(p) = \frac{K(p)}{1 + \beta K(p)} = \frac{K_0}{\tau_1\tau_2 p^2 + (\tau_1 + \tau_2)p + (1 + \beta K_0)}.$$

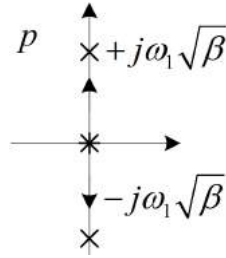


Рис. 16. Полюсы петли со сдвоенным интегратором

Полюсной годограф этой петли показан на рис. 17а. С ростом петлевого усиления  $\beta K_0$  дискриминант  $D = (\tau_1 - \tau_2)^2 - 4\beta K_0 \tau_1 \tau_2$  квадратного трехчлена в знаменателе уменьшается – полюсы движутся вдоль вещественной оси навстречу друг другу. При  $\beta K_0 = \frac{(\tau_1 - \tau_2)^2}{4\tau_1 \tau_2}$  дискриминант обращается в нуль – возникает полюс кратности два. При дальнейшем росте петлевого усиления образуется сопряженная пара, которая уходит в бесконечность вдоль вертикальной прямой в левой полуплоскости.

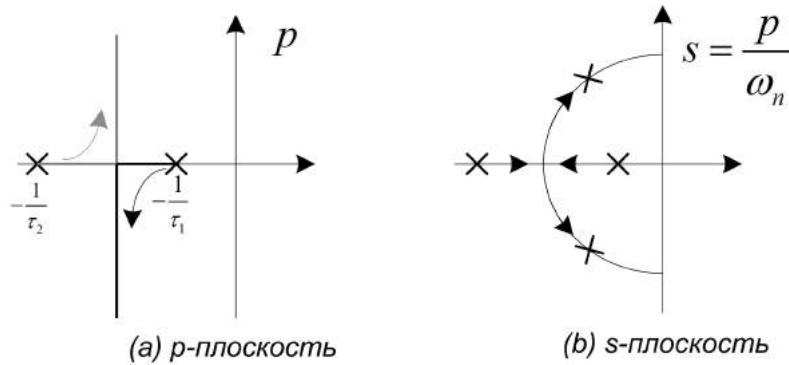


Рис. 17. Полюсы петли с парой интегрирующих звеньев

Чтобы составить представление о частотной характеристике петли, введем собственную частоту  $\omega_n^2 = \frac{1+\beta K_0}{\tau_1 \tau_2}$  и перейдем к относительной частоте  $s = \frac{p}{\omega_n}$ . Получим

$$H(s) = \frac{K_0}{(1 + \beta K_0)} \frac{1}{(s^2 + 2\xi s + 1)} = \frac{K_0}{(1 + \beta K_0)} \frac{Q}{s(1 + Q(s + \frac{1}{s}))}$$

где  $2\xi = \frac{\tau_1 + \tau_2}{\sqrt{\tau_1 \tau_2}} \frac{1}{\sqrt{1 + \beta K_0}}$ , а  $Q = \frac{1}{2\xi}$ .

Положение полюсов в  $s$ -плоскости – корней уравнения  $s^2 + 2\xi s + 1 = 0$  – определяется постоянной затухания  $2\xi$  или же добротностью  $Q = \frac{1}{2\xi}$ , рис. 17b. Значение  $\xi$  падает с ростом петлевого усиления  $\beta K_0$ . При малых петлевых усилениях, когда  $\xi > 1$  имеется пара вещественных полюсов  $s_{\pm} = -\xi \pm \sqrt{\xi^2 - 1}$ . По мере роста  $\beta K_0$  полюсы сближаются, образуют кратный полюс при  $\xi = 1$  и, наконец, при  $\xi < 1$  становятся сопряженной парой  $s_{\pm} = -\xi \pm j\sqrt{1 - \xi^2}$ , которая движется по единичной окружности, неограниченно приближаясь к мнимой оси.

Высоко добротная ( $Q = \frac{1}{2\xi} \gg 1$ ) сопряженная пара полюсов дает характерный выброс на частотной характеристике в окрестности собственной частоты петли  $\omega_n$ , рис. 18. Чтобы увидеть это, достаточно взглянуть на формулу для комплексного

коэффициента передачи петли, которая получается подстановкой  $s = \frac{j\omega}{\omega_n}$  в передаточную функцию:

$$H(j\omega) = \frac{K_0 Q}{(1 + \beta K_0)} \frac{\frac{\omega_n}{j\omega}}{1 + jQ\left(\frac{\omega}{\omega_n} - \frac{\omega_n}{\omega}\right)}$$

Выброс создает обращение в нуль слагаемого  $Q\left(\frac{\omega}{\omega_n} - \frac{\omega_n}{\omega}\right)$  в знаменателе (обобщенной расстройки) при  $\omega = \omega_n$ . Усиление в максимуме превышает усиление  $\frac{K_0}{1+\beta K_0}$  на нулевой частоте в  $Q$  раз.

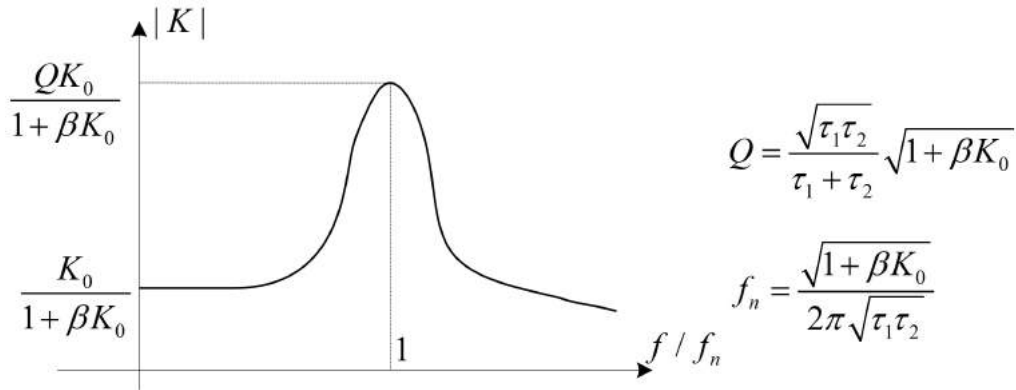


Рис. 18. Частотная характеристика петли

Поведение частотной характеристики петли с двухполюсным усилителем довольно интересно. С ростом петлевого усиления коэффициент передачи на нулевой частоте  $\frac{K_0}{1+\beta K_0}$ , как и должно быть, снижается. Наблюдается и расширение полосы. Но полоса растет не линейно по  $(1 + \beta K_0)$ , а лишь корневым образом – как  $\sqrt{1 + \beta K_0}$ . Параллельно с расширением полосы в окрестности собственной частоты  $f_n$  начинает расти выброс, высота которого также растет как  $\sqrt{1 + \beta K_0}$ . Усилитель становится подобным колебательному контуру, а в его переходной характеристике обнаруживается характерный «звон» – колебательный процесс вида  $e^{-\xi \omega_n t} \sin \omega_n t$ . Все это типичные проявления пары сопряженных полюсов передаточной функции.

Частотные свойства двухполюсной петли можно улучшить введением корректирующего нуля передачи в удаленной точке  $p = -\frac{1}{\tau}$  рис. 19а. При бесконечном петлевом усилении один из полюсов должен совпасть с вещественным нулем в точке  $-\frac{1}{\tau}$ , а второй – уйти в бесконечность, оставаясь вещественным. Полюсам запрещено проходить через нуль «по дороге». На рис. 19а показано, как природа находит решение в этой щекотливой ситуации – нуль обходит по кругу. Получается, что нуль «притягивает» к себе сопряженную пару полюсов, уводя их от мнимой оси.

Годограф на рис. 19b демонстрирует движение полюсов петли с трехполюсным усилителем, в который встроены три интегрирующие звена с постоянными времени  $\tau_1, \tau_2, \tau_3$ . С ростом петлевого усиления два ближние полюса сливаются и образуют сопряженную пару, а третий – уходит в бесконечность, оставаясь вещественным. Проблема в том, что сопряженные полюсы оказываются в правой полуплоскости при конечном петлевом усилении. При достаточно глубокой обратной связи трехполюсная петля становится неустойчивой.

Природу этого явления можно объяснить «на пальцах». С ростом частоты каждое интегрирующее звено вносит фазовый сдвиг в  $\frac{\pi}{2}$ . Три интегрирующие звена дают

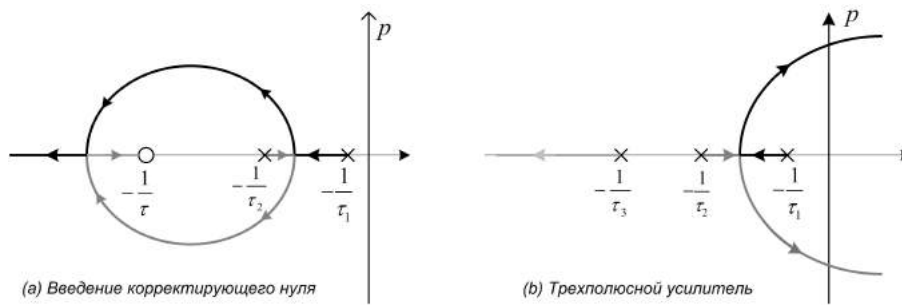


Рис. 19. Полюсные годографы

сдвиг на  $\frac{3\pi}{2}$ . Следовательно, существует конечная частота, на которой фазовый сдвиг в усилителе составляет  $\pi$  – усилитель становится инвертирующим, изначально отрицательная связь превращается в положительную. Если на этой частоте петлевое усиление все еще превышает единицу, петля оказывается неустойчивой.

Главный вывод, который нужно уяснить в первую очередь, состоит в том, что бездумно охватывать обратной связью многкаскадный усилитель с высоким усилением совсем не безопасно. Почти наверное это даст неустойчивую, самовозбуждающуюся петлю. Факт этот известен давно, равно как и способы жить с ним. В свое время серьезное внимание уделялось техникам коррекции характеристик усилителей. Один из известных приемов был упомянут выше, рис. 19а. Коррекция усилителя всегда сводится к добавлению в его передаточную функцию дополнительных нулей и полюсов, которые улучшают траектории движения полюсов, уводя их в сторону от мнимой оси. Возможность существования универсальных рецептов коррекции, пригодных на все случаи жизни, представляется сомнительной. Тем не менее, один такой рецепт есть. Он состоит в том, чтобы ввести ведущий полюс с очень большой постоянной времени  $\tau$ , сделав усилитель подобным интегратору, рис. 20.

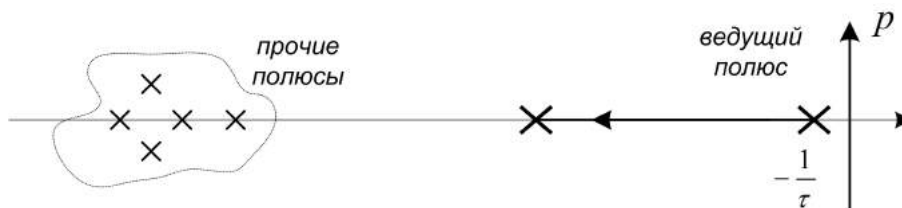


Рис. 20. Идея частотной коррекции

Если прочие нули и полюсы усилителя находятся далеко от мнимой оси, то с ростом петлевого усиления ведущему полюсу ничего не остается, как смещаться к бесконечности вдоль вещественной полуоси. Пока он одинок, ему не с кем слиться, чтобы образовать сопряженную пару. Когда же, наконец, он встретит собрата, будет уже поздно. Он окажется слишком далеко от мнимой оси, чтобы создать неприятности. Идея не претендует на абсолютную четкость, но реально работает. Скорректированные таким образом «под интегратор» операционные усилители сохраняют устойчивость при любой обратной связи. Малость же созданной коррекцией граничной частоты  $\frac{1}{2\pi\tau}$  проблемой не является. Даже на узкополосном усилителе можно достичь любой полосы петли – был бы достаточен запас усиления.

## 5. Операционные усилители

С развитием интегральной элементной базы стала насущной потребность создать некую универсальную аналоговую интегральную схему, которая одна могла бы покрыть весь спектр встречающихся в приложениях многообразных требований к усилителям. При определении ее архитектуры ключевую роль сыграли представления из теории петель обратной связи – усиление петли практически не зависит от свойств примененного в ней усилителя а определяется цепью обратной связи в форме простого делителя напряжения на паре резисторов. Если предложить потенциальным потребителям универсальный усилитель для петли, то каждый из них сможет, замкнув обратную связь по своему усмотрению, получить усилитель с требуемым именно ему усилением. Так появились операционные усилители.

Появившись как конструктивные блоки петель обратной связи, операционные усилители оказались чрезвычайно удобными компонентами для решения широкого круга других задач, имеющих лишь опосредованное отношение к усилению. Схемотехника операционных усилителей чрезвычайно богата и включает, наряду с классическими масштабными усилителями, широкий спектр схем линейного преобразования сигналов, всевозможные активные фильтры, инверторы и конверторы сопротивления, схемы с положительной связью.

### 5.1. Архитектура операционного усилителя

Неотъемлемый компонент петли обратной связи на рис. 1 – это усилитель  $K$  и двухвходовый вычитающий сумматор. Один из входов сумматора ( $e^+$ ) предназначен для входного сигнала, а второй ( $e^-$ ) – для сигнала обратной связи.

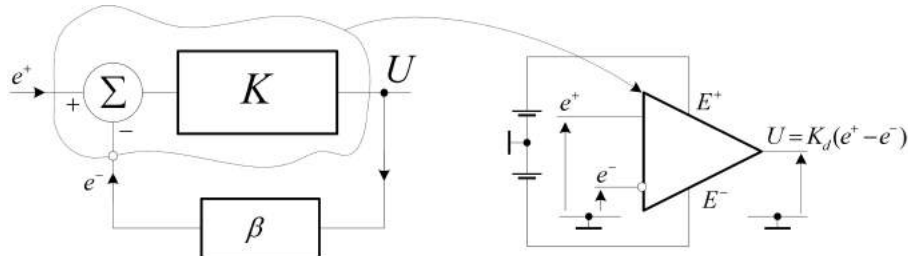


Рис. 1. Операционный усилитель как элемент петли обратной связи

Архитектура операционного усилителя включает оба эти элемента – вычитатель и усилитель. Он обладает дифференциальным входом (неинвертирующим входом  $e^+$  и инвертирующим входом  $e^-$ ) и обычным, унipoлярным выходом  $U$ . Главное в его работе – это усиление дифференциального входного сигнала  $e_d = e^+ - e^-$ :

$$U = K_d e_d = K_d (e^+ - e^-).$$

Коэффициент усиления  $K_d$  крайне велик. Его типовое значение – порядка  $10^4$ .

Внутри – это сложная интегральная схема, насчитывающая с десятков транзисторов. Она построена по дифференциальной схемотехнике, что обуславливает применение двухполярного питания с шинами  $E^+, E^-$ . Напряжения на входах и выходе отсчитываются относительно земли – средней точки двухполярного источника питания.

По входу операционный усилитель характеризуется теми же параметрами, что и любой дифференциальный усилитель – входными сопротивлениями по дифференциальному ( $R_{in}^d$ ) и синфазному ( $R_{in}^s$ ) сигналам. Так же как и любой обычный усилитель

он обладает неким выходным сопротивлением  $R_{out}$ . Наряду с коэффициентом  $K_d$  усиления дифференциального сигнала существует коэффициент  $K_s$  передачи на выход синфазной составляющей на входе. Количественные значения параметров операционного усилителя на самом деле не слишком существенны – в подавляющем большинстве случаев адекватна модель идеального операционного усилителя

$$\{R_{in}^d = R_{in}^s = \infty; \quad R_{out} = 0; \quad K_d = \infty; \quad K_s = 0\},$$

в которой он вообще ни имеет ни одного нетривиального количественного параметра. Первое, что реально приходится учитывать при уточнениях – это конечность коэффициента усиления  $K_d$ .

В реальности входные сопротивления весьма велики ( $R_{in}^d \sim 100 - 200$  кОм,  $R_{in}^s \sim 1 - 10$  МОм), выходное сопротивление мало ( $R_{out} \sim 50 - 100$  Ом), а  $K_s$  не превышает единицы.

Значительно более важно понимание специфики частотных свойств операционных усилителей. Эти свойства определяются встроенной коррекцией «под интегратор», которая обеспечивает устойчивость любых петель отрицательной обратной связи. Коррекция эта достигается введением искусственного ведущего полюса – интегрирующего звена с чудовищной постоянной времени  $\tau_p$  и крайне малой верхней частотой  $f_p = \frac{1}{2\pi\tau_p} \simeq 10$  Гц. Комплексный коэффициент передачи операционного усилителя по дифференциальному сигналу имеет вид:

$$K_d(jf) = \frac{K_d}{1 + j\frac{f}{f_p}} = \frac{1}{\frac{1}{K_d} + j\frac{f}{K_d f_p}} \simeq \frac{1}{j\frac{f}{K_d f_p}} = \frac{f_1}{jf}; \quad f_1 = K_d f_p.$$

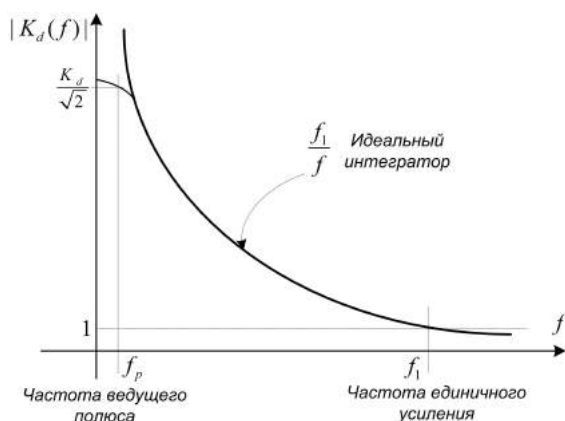


Рис. 2. Частотная характеристика

Частотная характеристика операционного усилителя, рис. 2 – это характеристика интегрирующего звена с высоким усилением  $K_d$  на нулевой частоте и малой верхней частотой  $f_p$  – частотой ведущего полюса. Практически во всем частотном диапазоне, за исключением малой окрестности нуля, она хорошо аппроксимируется частотной характеристикой идеального интегратора с частотой единичного усиления  $f_1 = K_d f_p$ .

Операционный усилитель «пытается притвориться» идеальным интегратором с комплексным коэффициентом передачи

$$K_d(jf) = \frac{f_1}{jf}.$$

И это неплохо удастся ему везде, кроме области крайне малых частот, где начинает сказываться конечность усиления  $K_d$ . Частота единичного усиления  $f_1$  – единственный количественный параметр интегратора – оказывается основной значимой характеристикой операционного усилителя. Это то, чем потребитель должен интересоваться в первую очередь. У распространенных операционных усилителей общего назначения частота единичного усиления  $f_1$  измеряется единицами мегагерц. Существуют широкополосные операционные усилители с  $f_1 = 500 \text{ МГц} - 1 \text{ ГГц}$ .

## 5.2. Масштабные усилители

Включение операционного усилителя в петлю последовательной или параллельной обратной связи по напряжению приводит к двум базовым схемам – схемам неинвертирующего или инвертирующего масштабных усилителей.

Последовательная обратная связь вводится делителем напряжения на резисторах  $R_1, R_2$ , рис. 3а, который передает часть напряжения  $U$  с выхода усилителя на его инвертирующий вход с коэффициентом  $\beta = \frac{R_1}{R_1 + R_2}$ :  $u_{fb} = \beta U$ .

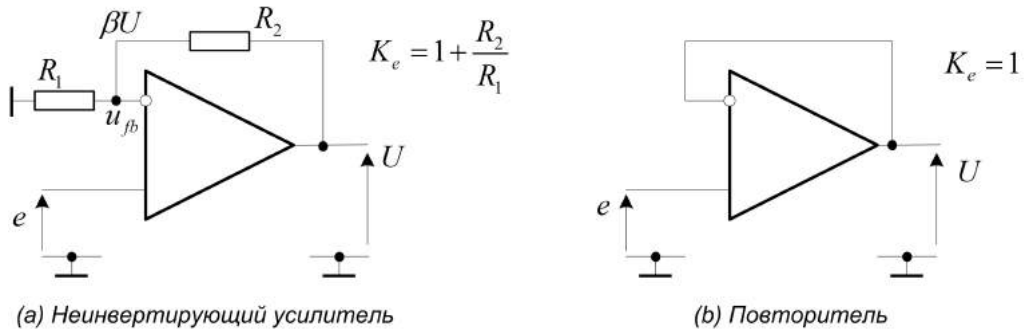


Рис. 3. Неинвертирующий масштабный усилитель

Напряжение же на выходе есть результат усиления дифференциального входного сигнала:

$$U = K_d(e - u_{fb}) = K_d(e - \beta U) = K_d e - \beta K_d U.$$

Для коэффициента передачи петли отсюда получается:

$$K_e = \frac{U}{e} = \frac{K_d}{1 + \beta K_d} \simeq \frac{1}{\beta} = 1 + \frac{R_2}{R_1}.$$

Как и должно быть, при высоком петлевом усиении  $\beta K_d \gg 1$  усиление петли  $K_e$  не зависит от свойств усилителя, а определяется исключительно цепью обратной связи. Конкретно, оно на единицу превышает отношение  $\frac{R_2}{R_1}$  сопротивлений делителя. Варьируя это отношение, можно получить любое наперед заданное усиление  $K_e$ .

При  $R_2 = 0$ ,  $R_1 = \infty$  получается популярная схема повторителя, рис 3б, с усилением  $K_e = 1$ , но громадным входным и практически нулевым выходным сопротивлениями. Она используется в качестве развязывающего буфера между высокоомным источником и низкоомной нагрузкой.

Чтобы составить представление о частотных свойствах петли, воспользуемся моделью идеального интегратора для частотной зависимости дифференциального коэффициента усиления:  $K_d(jf) = \frac{f_1}{jf}$ . Подставив это в формулу для коэффициента

передачи петли, найдем:

$$K_e(jf) = \frac{K_d(jf)}{1 + \beta K_d(jf)} = \frac{\frac{f_1}{jf}}{1 + \beta \frac{f_1}{jf}} = \frac{1}{\beta} \frac{1}{1 + j \frac{f}{\beta f_1}}.$$

По своим частотным свойствам петля оказывается эквивалентной интегрирующему звену с усилением  $K_e = \frac{1}{\beta} = 1 + \frac{R_2}{R_1}$  на нулевой частоте и верхней граничной частотой

$$f_h = \beta f_1 = \frac{f_1}{K_e} = \frac{f_1}{1 + \frac{R_2}{R_1}}.$$

Заплатив за операционный усилитель с частотой единичного усиления  $f_1 = K_e f_h$ , мы можем разменять приобретенный ресурс на полосу усилителя  $f_h$  и его усиление  $K_e$  по своему усмотрению. Чем ниже усиление, тем шире полоса. В предельном случае повторителя с  $K_e = 1$  верхняя частота  $f_h$  как раз совпадает с частотой единичного усиления  $f_1$ . Это хороший способ экспериментального измерения частоты единичного усиления операционного усилителя.

Если в той же схеме сигнал  $e$  подавать на инвертирующий вход операционного усилителя, получается схема инвертирующего масштабного усилителя с параллельной обратной связью, рис. 4а.

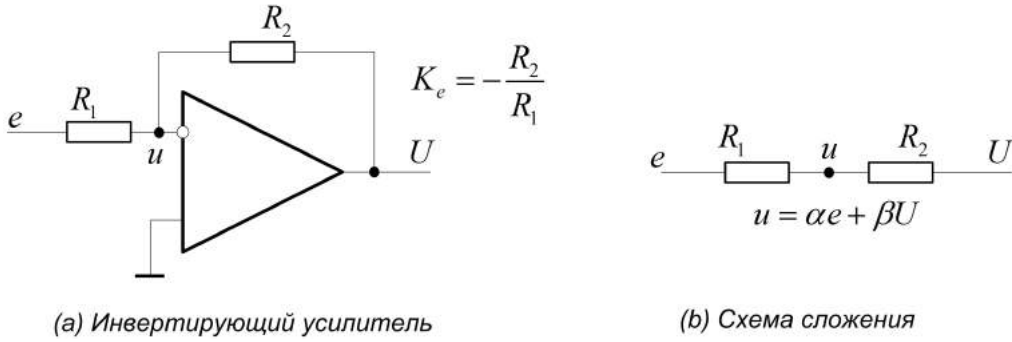


Рис. 4. Инвертирующий масштабный усилитель

Как и всегда при параллельной связи, потенциал  $u$  на входе операционного усилителя формируется здесь схемой сложения на резисторах  $R_1, R_2$ , рис. 4б, как линейная форма  $u = \alpha e + \beta U$ , где

$$\alpha = \frac{u}{e} \Big|_{U=0} = \frac{R_2}{R_1 + R_2}; \quad \beta = \frac{u}{U} \Big|_{e=0} = \frac{R_1}{R_1 + R_2}.$$

С другой стороны,

$$U = K_d(0 - u) = -K_d u = -K_d(\alpha e + \beta U).$$

В итоге для коэффициента передачи петли получается:

$$K_e = \frac{U}{e} = -\frac{\alpha K_d}{1 + \beta K_d} \simeq -\frac{\alpha}{\beta} = -\frac{R_2}{R_1}.$$

При высоком петлевом усиении  $\beta K_d \gg 1$  имеем инвертирующий усилитель, усиление которого определяется просто отношением сопротивлений  $\frac{R_2}{R_1}$ . Формула для  $K_e$



отличается только частотно независимым множителем  $\alpha$ . Поэтому верхняя частота этого усилителя по прежнему составляет

$$f_h = \beta f_1 = \frac{f_1}{K_e/\alpha} = \frac{f_1}{1 + \frac{R_2}{R_1}}.$$

### 5.3. Амплитудная характеристика операционного усилителя

Амплитудная характеристика операционного усилителя – зависимость выходного напряжения  $U$  от уровня дифференциального сигнала  $e_d = e^+ - e^-$  на входе показана на рис. 5. В идеале ею должна быть проходящая через начало координат прямая  $U = K_d e_d$  с высоким коэффициентом наклона – большим значением  $K_d$ . Реальность сложнее.

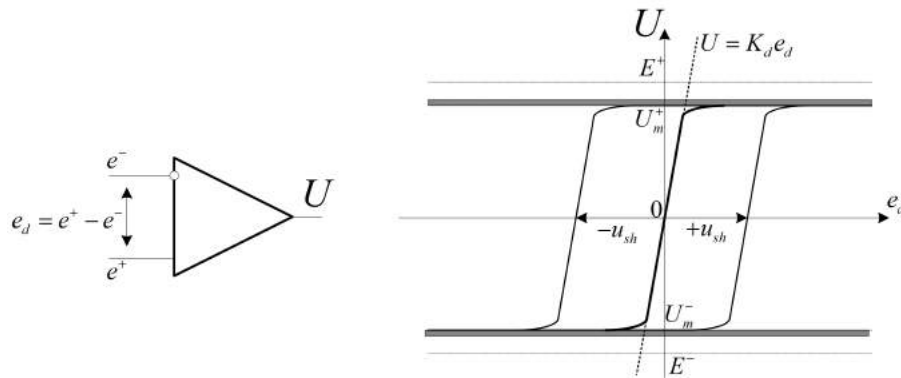


Рис. 5. Амплитудная характеристика

Прежде всего, бросается в глаза вполне ожидаемая ограниченность динамического диапазона усилителя по выходу – выходное напряжение  $U$  клипшируется сверху и снизу на уровнях  $U_m^+$ ,  $U_m^-$ . Примечательно, что границы динамического диапазона  $U_m^\pm$  заметно «недоотягивают» до напряжений питания:  $U_m^\pm \simeq 0.9E^\pm$ . Но это не главное. Гораздо более значим тот факт, что амплитудная характеристика реального операционного усилителя практически никогда не проходит через нуль. Обычно она смещена влево или вправо на некоторое напряжение сдвига  $\pm u_{sh}$ . Причем, величина  $u_{sh}$  заметно превышает ширину зоны линейности амплитудной характеристики по входу. В режиме, когда на оба входа аккуратно поданы нулевые потенциалы, рис. 6а, на следует рассчитывать на присутствие нулевого потенциала на выходе реального операционного усилителя. Скорее всего там обнаружится высокий потенциал, лежащий на верхней  $U_m^+$  или нижней  $U_m^-$  границе динамического диапазона, в зависимости от непредсказуемого знака напряжения сдвига.

В паспортах на операционные усилители приводятся схемы балансировки типа показанной на рис. 6а. К специальным выводам усилителя подключается потенциометр, которым, в принципе, удастся скомпенсировать сдвиг амплитудной характеристики, добившись присутствия нуля на выходе при нулевых входах. В реальности балансировка эта оказывается весьма тонкой регулировкой, требующей прецизионной установки положения движка потенциометра. К тому же, она мало стабильна. Если напряжение сдвига скомпенсировано сегодня, не факт, что оно окажется скомпенсированным завтра.

К счастью, в схемах с обратной связью наличие напряжения сдвига оказывается не столь катастрофическим. Об операционном усилителе с напряжением сдвига  $u_{sh}$

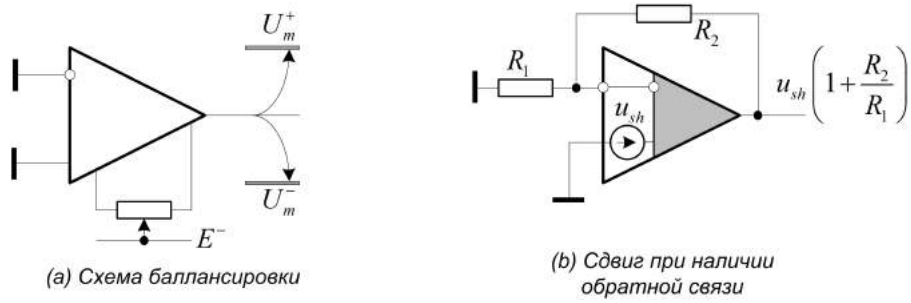


Рис. 6. Роль напряжения сдвига

можно думать как об идеальном усилителе без сдвига, на один из входов которого добавлен источник напряжения  $u_{sh}$ . Если такой усилитель охватить отрицательной обратной связью, получится неинвертирующий масштабный усилитель для входного сигнала  $u_{sh}$  с усилением  $K_e = 1 + \frac{R_2}{R_1}$ , рис. 6b. Тогда сдвиг амплитудной характеристики операционного усилителя проявит себя всего лишь присутствием на выходе ненулевого постоянного напряжения  $U = K_e u_{sh}$ . При сильной обратной связи, когда коэффициент усиления  $K_e$  невелик, с присутствием этого напряжения можно смириться. К примеру, при  $u_{sh} = 2 \text{ мВ}$  и  $K_e = 100$  выход окажется сдвинутым по уровню на  $U = K_e u_{sh} = 200 \text{ мВ}$ , что практически незаметно в масштабах динамического диапазона изменения выходного напряжения.

#### 5.4. Принцип виртуального замыкания

Анализ схемных решений с операционными усилителями, по большей части, проводится в модели идеального усилителя. В первую очередь всех интересует предельное поведение этих схем при  $K_d \rightarrow \infty$ . Прямой анализ схем в этой модели наталкивается на одну трудность, которая вытекает из невозможности выразить связь между дифференциальным напряжением на входе усилителя и его выходным напряжением формулой типа  $U = K_d e_d$ . При  $K_d = \infty$  эта формула теряет смысл. На замену ей приходит принцип виртуального замыкания, который дает возможность анализировать схемы, предполагая бесконечность  $K_d$  с самого начала.

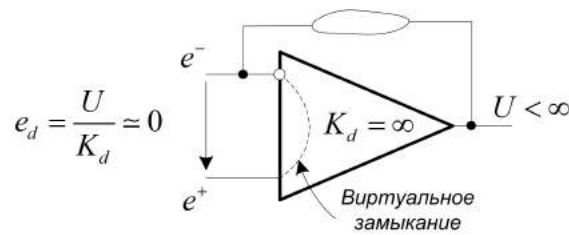


Рис. 7. Принцип виртуального замыкания

Суть этого принципа состоит в том, что, при наличии отрицательной обратной связи потенциалы на инвертирующем и неинвертирующем входах операционного усилителя можно считать равными:  $e^+ \equiv e^-$ ,  $e_d = e^+ - e^- \equiv 0$ . Равенство  $U = K_d e_d = K_d (e^+ - e^-)$  позволяет исключить в уравнениях один из потенциалов  $e^+$  или  $e^-$ . Принцип виртуального замыкания достигает того же, просто объявляя эти потенциалы одинаковыми. Все обстоит так, как если бы между входами уси-

лителя было виртуальное замыкание – проводник, уравнивающий их потенциалы, рис. 7. Эпитет «виртуальное» применительно к этому замыканию не случаен. Он означает, что реализующий замыкание проводник обладает странным свойством – он «умеет» уравнивать потенциалы входов, не проводя тока. Сопротивление виртуального замыкания считается бесконечным.

Ссылка на принцип виртуального замыкания делает полученные выше асимптотические по  $K_d \rightarrow \infty$  формулы для коэффициентов передачи масштабных усилителей почти очевидными.

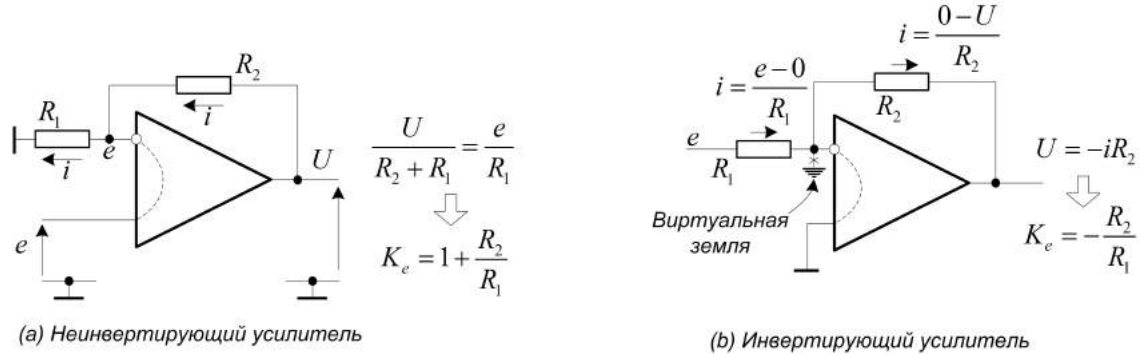


Рис. 8. Принцип виртуального замыкания

В схеме неинвертирующего усилителя на рис. 8a виртуальное замыкание дает основание приравнять потенциал на инвертирующем входе операционного усилителя ко входному потенциалу  $e$ . Тут же оказывается, что потенциал  $e$  – это падение напряжения на резисторе  $R_1$ , в то время как потенциал  $U$  на выходе – это падение напряжения на сумме сопротивлений  $R_1 + R_2$ . При едином протекающем по резисторам токе отношение напряжений равно отношению сопротивлений. Поэтому

$$K_e = \frac{U}{e} = \frac{R_1 + R_2}{R_1} = 1 + \frac{R_2}{R_1}.$$

В схеме инвертирующего усилителя на рис. 8b виртуальное замыкание делает потенциал инвертирующего входа равным нулю. Принцип виртуального замыкания становится в этой ситуации принципом виртуальной земли, которая как-бы накладывается на инвертирующий вход, делая его потенциал нулевым. Виртуальность земли, означает, что она «ухитряется» достигать этого результата, не проводя тока. При наличии виртуальной земли на инвертирующем входе усилителя входное напряжение  $e$  – это падение напряжения на  $R_1$ , а выходное  $U$  – минус падение напряжения на  $R_2$ . Как и прежде, отношение напряжений равно отношению сопротивлений:

$$K_e = \frac{U}{e} = -\frac{R_2}{R_1}.$$

Простое объяснение происхождения принципа виртуального замыкания дает ссылка на высокое значение коэффициента усиления  $K_d$ . Если напряжение  $U$  на выходе операционного усилителя конечно, то напряжение между его входами  $e_d = e^+ - e^- = \frac{U}{K_d}$  мало и стремится к нулю при  $K_d \rightarrow \infty$ . Объяснение это не вполне удовлетворительно, поскольку оно не раскрывает роль обратной связи. На самом деле в отсутствие связи напряжение  $e_d$  на входе может быть любым. Выходное напряжение  $U = K_d e_d$  оказывается при этом отнюдь не бесконечным, а всего лишь лежащим на одной из границ динамического диапазона усилителя:  $U = U_m^\pm$ .

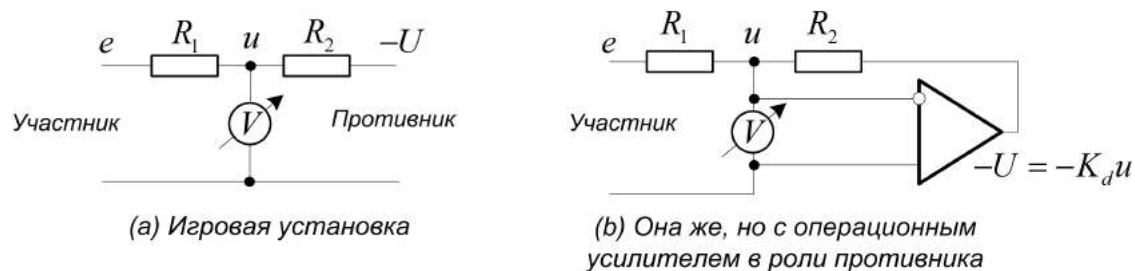


Рис. 9. Генезис принципа виртуального замыкания

Генезис принципа виртуального лучше всего поясняет пример игры двух лиц на рис. 8а. Игровая установка представляет собой сумматор на резисторах  $R_1, R_2$  и вольтметр  $V$ , измеряющий величину выигрыша  $u$ . Ваша задача как участника игры состоит в том, что прикладывать слева большое напряжение  $e$  с тем, чтобы увеличить выигрыш  $u$ . Задача противника – минимизировать выигрыш, прикладывая напряжение  $-U$  справа. Ясно, что это игра с нулевым выигрышем – какое бы напряжение  $e$  ни было приложено слева, противник сумеет поставить справа напряжение  $-U$  так, чтобы потенциал  $u$  оказался в точности нулевым.

На противнике в этой игре можно сэкономить, рис. 8b, заменив его операционным усилителем, который своим дифференциальным входом будет измерять текущее значение выигрыша, а выходом – минимизировать его. Ясно, что величина выигрыша окажется малой в той мере, в какой велик коэффициент усиления  $K_d$ . Лучше всего вместо усилителя применить идеальный интегратор. Тогда установившееся значение выигрыша будет аккуратно нулевым.

Величина выигрыша в этой игре – это как раз напряжение на виртуальном замыкании. Ясно, что его малость обеспечивается обратной связью через резистор  $R_2$ . Достаточно исключить этот резистор и потенциал  $u$  окажется целиком во власти участника, который получит возможность делать с ним что вздумается. Принцип виртуального замыкания выполняется таким образом не потому, что присутствие ненулевого напряжения на входе ведет к каким то катастрофическим последствиям, а потому, что такова воля выхода операционного усилителя, явленная по цепи обратной связи.

Действие принципа виртуального замыкания можно преодолеть «грубой силой», воспользовавшись ограниченностью динамического диапазона операционного усилителя по выходу. Достаточно подать на вход большое напряжение  $e$  так, чтобы вывести выход усилителя на границу динамического диапазона. После этого величина выигрыша окажется под исключительным контролем участника. Так что для выполнения принципа виртуального замыкания помимо присутствия обратной связи требуется, чтобы выход усилителя находился на линейном участке амплитудной характеристики и был способен реагировать на попытки изменить напряжение на входе.