

ТОМАС
МАРТИН

ЭЛЕКТРОННЫЕ
ЦЕПИ

1958

ТОМАС МАРТИН

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЦЕПИ

—
Перевод с английского

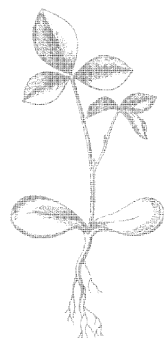
ВОЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МИНИСТЕРСТВА ОБОРОНЫ СОЮЗА ССР
МОСКВА — 1958

ТОМАС МАРТИН

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЦЕПИ

Перевод с английского

ВОЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МИНИСТЕРСТВА ОБОРОНЫ СОЮЗА ССР
МОСКВА — 1958



В книге рассматриваются основные вопросы, связанные с электронными цепями.

Книга разбита на три части.

В части I рассматриваются принципы построения эквивалентных схем и теория электрических цепей, основанная на применении комплексной частоты и преобразования Лапласа.

В части II рассматриваются цепи, требующие непрерывной работы электронных элементов (цепи класса А).

В части III рассматриваются цепи, требующие прерывной работы электронных элементов (работа в режиме переключения).

Книга может быть использована в качестве учебного пособия для слушателей последних курсов высших учебных заведений, а также для лиц, окончивших высшие учебные заведения. Она представляет также интерес для инженеров, занимающихся расчетами и разработкой электронных цепей.

Перевод книги выполнен инженером Соловейчиком Ф. С. (главы 1—9) и инженер-полковником Трофимовым К. Н. (главы 10—18).

ПРЕДИСЛОВИЕ

Электроника является областью науки и техники, расширяющей человеческие знания при помощи устройств, предназначенных для собирания и выработки данных, передачи их к месту назначения, где они используются либо для управления механизмами, либо служат в качестве информации для непосредственного применения.

Это определение чрезвычайно широкое, оно охватывает настолько большую область знаний, что часто ее приходится условно подразделять на три части:

- 1) Элементы электронных устройств.
- 2) Электронные цепи.
- 3) Электронные системы.

Следует признать, что разделение электроники на три области, которые можно было бы исследовать независимо одну от другой, свидетельствует о нереалистическом, наивном подходе. Системы, цепи и элементы очень тесно связаны между собой.

Требования, предъявляемые к системам, часто обуславливают разработку новых элементов и схем. И наоборот, новый элемент может оказать решающее влияние на практическую реализацию новой системы, а это в свою очередь может вызвать разработку новых схем. Таким образом, разделение электроники на три области представляет лишь академический интерес. Однако, несмотря на искусственность такого подразделения, это единственно методически правильный подход к упорядочению огромного количества сведений, с которыми приходится иметь дело.

К элементам электронных устройств в настоящем изложении относятся вакуумные и газонаполненные лампы, термисторы, регулируемые сопротивления, полупроводниковые приборы, магнитные и диэлектрические усилители, накопительные элементы.

Под понятием электронная цепь подразумевается совместное соединение в схему электронных элементов и обычных радиотехнических элементов — сопротивлений, емкостей, индуктивностей, источников питания.

В данной книге изложены вопросы, связанные с электронными цепями, без анализа отдельных элементов или систем, в которых они применяются. Наибольшее внимание уделяется цепям с вакуумными лампами, поскольку анализ таких цепей в настоящее время разработан наиболее тщательно.

Вкратце содержание книги можно выразить так. Элементы электронных устройств можно представить простейшими эквивалентными схемами. Поэтому проектирование электронных цепей можно свести к проектированию обычных цепей, благодаря чему оно перестает быть задачей электроники.

При такой постановке вопроса у автора появились большие опасения в отношении объема книги. Простые идеи обычно очень трудно объяснить. Чтобы добиться общности и простоты, необходимо привести большое количество иллюстративного материала.

Книга состоит из трех частей:

Часть I. Введение.

Часть II. Цепи класса А.

Часть III. Работа в прерывистом режиме.

Часть I представляет собой краткое введение к принципам построения эквивалентных схем и теории электрических цепей, основанной на применении комплексной частоты и преобразования Лапласа.

Части II и III составляют основные разделы книги. В них приведены многие обычные и некоторые специальные схемы, в которых используются почти все существующие разнообразные элементы. Все цепи, рассматриваемые в части II, требуют непрерывной работы электронных элементов. Такой вид работы отнесен в данной книге к режиму класса А. Почти все цепи, рассматриваемые в части III, требуют прерывной работы электронных элементов. Этот вид работы в настоящей книге отнесен к режиму переключения.

В книге применяется почти исключительно аналитический метод исследования. Хотя при изложении не применяются многие полезные методы высшей математики, однако в ней используется довольно значительный математический аппарат. Автор считает это закономерным, так как в свете современного развития техники было бы удивительным отказаться от такого подхода к изложению предмета.

Различными исследователями было получено много полезных результатов, формул, расчетных графиков. Однако больший упор сделан на применяемые методы, чем на самые результаты. Автор не пытался создать сборник формул или справочник с числовыми примерами и задачами. В книге изложены методы образования цепей с целью получения практических расчетных формул и характеристик.

Книга может интересовать разнообразную группу читателей. Инженеры-практики и научные работники найдут в ней полезные сведения для своей повседневной работы по расчету и разработке цепей. Она может быть также использована в качестве учебного пособия для окончивших высшие учебные заведения или студентов последних курсов.

Читатель должен знать элементарную математику и вводный курс электроники. Очень полезно также знание теории электрических цепей переменного тока.

ЧАСТЬ I

ВВЕДЕНИЕ

Г Л А В А 1

ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ СХЕМ

Принято считать, что обычные элементы электрических цепей — сопротивление, индуктивность и емкость — линейны и симметричны. В определенных пределах ток, проходящий через них, представляет собой линейную функцию приложенного напряжения, причем величина тока одинакова в любом направлении. Благодаря этому такие элементы можно характеризовать постоянными величинами. Так, говорят, что данный элемент представляет собой сопротивление в столько-то ом, конденсатор в столько-то фарад или катушку индуктивности в столько-то генри. В действительности такое определение справедливо только в некоторых пределах рабочего режима и является просто эквивалентным представлением устройства в этих пределах.

Иногда устройство (например, термистор) может быть весьма нелинейным в свойственном ему рабочем режиме. В таких случаях оказывается невозможным представить элемент единичным эквивалентом, и соответствующая характеристика обычно представляется графически в форме зависимости проходящего через устройство тока от приложенного напряжения. Она называется вольтамперной характеристикой.

Для ферромагнитных или ферроэлектрических элементов обычно применяется график зависимости магнитной индукции от напряженности поля.

Электронные устройства обычно бывают нелинейными и несимметричными. Другими словами, такие элементы, как вакуумные и газонаполненные лампы, термисторы, полупроводниковые приборы и регулируемые сопротивления, имеют нелинейные вольтамперные характеристики, и ток через них в одном направлении проходит легче, чем в другом. Графический метод выражения свойств таких приборов в виде вольтамперных характеристик практически оказывается единственно удобным.

Важность этих характеристик вряд ли преувеличена, так как они широко используются при решении практических задач. Однако чисто графический анализ многих электронных цепей чрезвычайно сложен, а полученные этим методом результаты не обладают общно-

стью. В некоторых случаях необходимо применить аналитические методы, отдавая им предпочтение.

Практически целесообразно характеристики электронных устройств представлять в эквивалентной неграфической форме, позволяющей прибегнуть к аналитическому исследованию.

В настоящей главе преследуется цель рассмотреть понятия и методы, связанные с эквивалентным представлением нелинейных устройств *. Хотя предлагаемые методы основаны на анализе вольт-амперных характеристик, они отличаются общностью и могут быть использованы для получения эквивалентной схемы любого нелинейного элемента.

1.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОСТЕЙШИХ ЦЕПЕЙ

В настоящей главе рассматриваются цепи, состоящие из обычных линейных элементов, графические характеристики которых очень близки к графическим характеристикам представляемых ими электронных приборов. Таким образом, очевидно, что исследование должно быть направлено на аппроксимацию характеристик электронных устройств.

Аппроксимация должна быть возможно более точной, при этом необходимо стремиться к простоте эквивалентных схем. Можно составить точные эквивалентные схемы, но они, вероятнее всего, окажутся сложными и будут иметь слишком небольшие преимущества перед графическим анализом.

Удобнее всего подойти к решению задачи путем предварительного анализа графических характеристик некоторых простейших цепей. На рис. 1.1 приведено несколько примеров. Обратимся к рис. 1.1, *а*. Цепь содержит обычное линейное сопротивление R . Вследствие этого вольт-амперная характеристика представляет собой прямую линию. Благодаря линейности и симметричности указанного элемента наклон кривой одинаков как при положительном, так и отрицательном направлении тока. Если по оси ординат отложить ток, то крутизна характеристики будет равна $1/R$. Если же по оси ординат отложено напряжение, то крутизна характеристики равна R .

Из рис. 1.1, *б* и 1.1, *в* видно, что кривую, представляющую характеристику сопротивления, можно перенести параллельно самой себе как в горизонтальном, так и в вертикальном направлении. Это достигается включением сопротивления последовательно с источником напряжения или параллельно с источником тока. Можно получить большое количество видов характеристик, сочетая различные схемы с помощью переключателя.

Действие переключателя требует некоторого пояснения. Предполагается, что в данной схеме переключатель срабатывает автома-

* Эта глава была задумана во время чтения лекций проф. Дж. М. Петитом на электротехническом факультете Станфордского университета. Она отражает в некоторых отношениях точку зрения проф. Петита, что в каждом отдельном случае с ним согласовано.

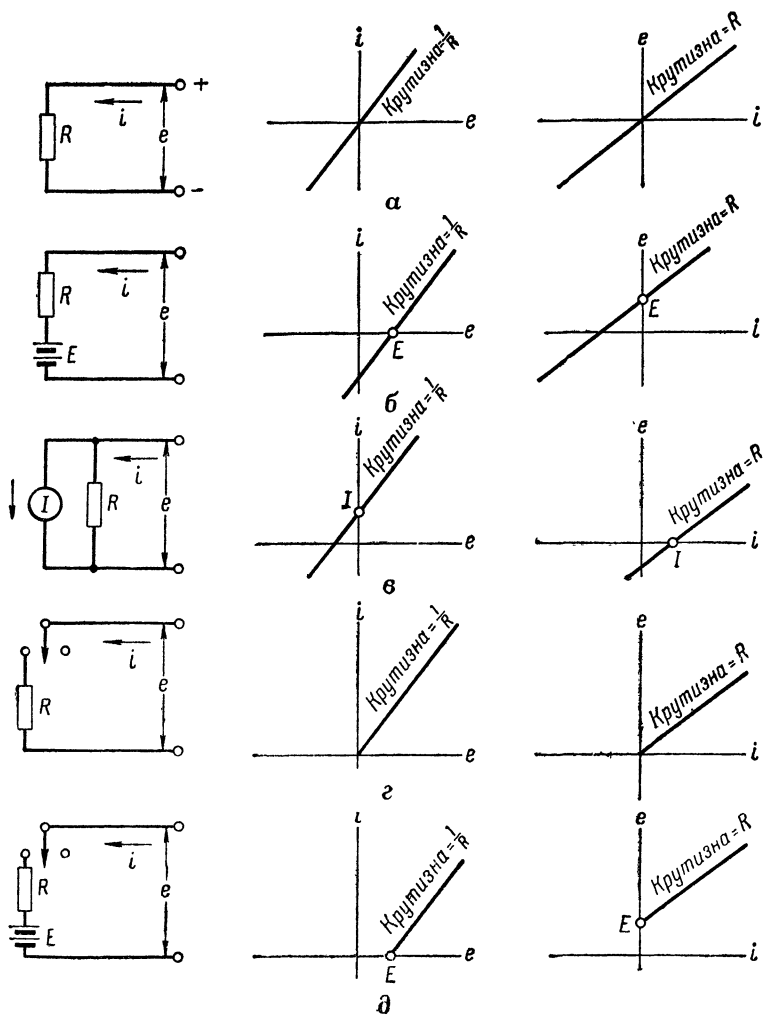


Рис. 1.1. Графические характеристики простейших цепей: *а* — простейшее линейное симметричное сопротивление; *б* — сопротивление, включенное последовательно с источником напряжения; *в* — сопротивление, включенное параллельно источнику тока; *г* — сопротивление и переключатель; *д* — сопротивление, переключатель и источник напряжения

тически при некоторой определенной величине тока или напряжения: он автоматически разрывает цепь в момент, когда ток равен нулю или имеет отрицательную величину. В других случаях переключатель может срабатывать при иных условиях. Очевидно, знание этих условий необходимо при использовании рассматриваемых цепей для представления электронных устройств эквивалентными схемами.

1.2. ПРИНЦИП ЛИНЕЙНОЙ АПРОКСИМАЦИИ

Предполагается, что простейшие цепи, показанные на рис. 1.1, можно использовать различным образом для весьма точного приближения к характеристикам электронных устройств. Применяемый для этого метод легко уяснить из последующего рассмотрения.

Для иллюстрации принципа и метода, лежащих в основе составления эквивалентных схем, предположим, что данный нелиней-

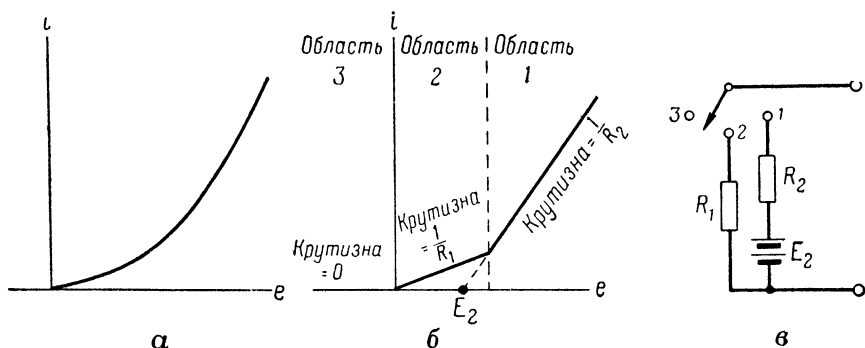


Рис. 1.2. Принцип линейной аппроксимации:

a — реальная вольтамперная характеристика; $б$ — идеализированная вольтамперная характеристика; $в$ — эквивалентная схема

ный элемент цепи имеет вольтамперную характеристику, показанную на рис. 1.2, a . Читатель, несомненно, знаком с методом представления такой непрерывной кривой последовательностью отдельных отрезков прямой линии. Такой метод часто применяется во вступном курсе математики. Аппроксимация реальной кривой ломаной линией получается тем точнее, чем больше отрезков прямой используется при аппроксимации. В настоящей книге указанный процесс аппроксимации носит название метода линейной аппроксимации.

В рассматриваемом случае достаточно точная аппроксимация получается при представлении реальной кривой тремя отрезками прямой линии, как показано на рис. 1.2, $б$. Линейная аппроксимация реальной характеристики называется идеализированной характеристикой.

Каждый отрезок прямой на приведенном рисунке можно рассматривать как часть вольтамперной характеристики некоторой

простейшей цепи. В области 1 характеристика определяется сопротивлением R_1 , соединенным последовательно с батареей E_2 . В области 2 характеристика соответствует простому сопротивлению R_2 . Область 3 соответствует разомкнутой цепи устройства. Таким образом, для представления устройства требуются три эквивалентные схемы, по одной для каждой области. Полная эквивалентная схема является сочетанием этих трех цепей с селекторным переключателем для автоматического выбора нужной цепи (рис. 1.2, в).

На приведенном примере можно уяснить себе основной метод составления эквивалентных схем электронных устройств, применяемый в настоящей главе. Этот метод можно разбить на три последовательных этапа:

- 1) Построение реальной вольтамперной характеристики.
- 2) Аппроксимация характеристики путем целесообразного выбора числа отрезков прямых, требуемого для получения желательной точности. При этом необходимо:

- а) дать обозначения для различных областей работы;

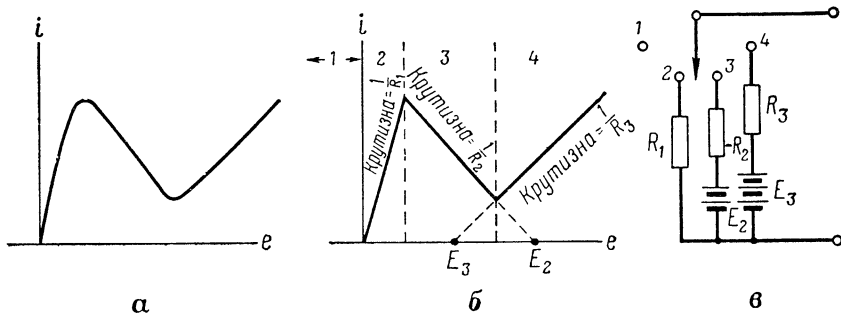


Рис. 1.3. Другой пример линейной аппроксимации:

а — реальная характеристика; б — идеализированная характеристика; в — эквивалентная схема

- б) указать крутизну для каждого участка характеристики и точки пересечения участков.

- 3) Составление эквивалентной схемы, соответствующей каждому отрезку прямой, и применение переключателя для выбора нужной цепи в данном рабочем режиме.

На рис. 1.3 приведен пример применения этого метода. Следует заметить, что крутизна идеализированной характеристики отрицательна в области 3. Это обусловливает наличие отрицательного сопротивления ($-R_2$) в эквивалентной схеме. Характеристики такого типа свойственны генераторным и триггерным схемам, рассматриваемым в дальнейшем.

1.3. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ ДИОДА И ГАЗОНАПОЛНЕННОГО ТРИОДА

Вольтамперные характеристики диодов, регулируемых сопротивлений и газонаполненных триодов имеют довольно простой вид. Читатель без труда может построить приводимые здесь эквивалент-

ные схемы, если им усвоены сравнительно сложные примеры, рассмотренные в предыдущем разделе. Поэтому кривые и схемы, приведенные на рис. 1.4—1.7, даны без объяснений. Однако читатель должен тщательно проанализировать их, чтобы усвоить метод и терминологию.

Эквивалентное представление газонаполненных триодов, например тиратронов и игнитронов, является таким же, как и диодов

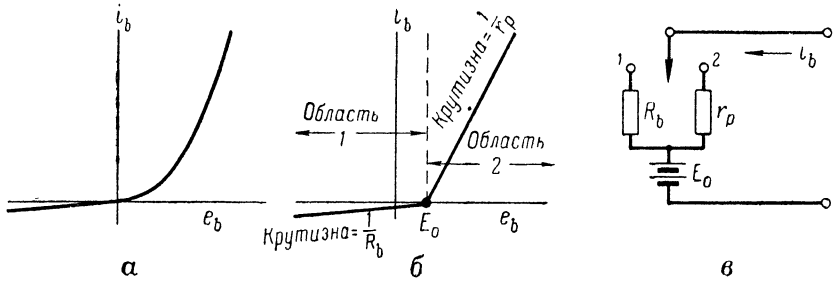


Рис. 1.4. Составление эквивалентной схемы переменного сопротивления: *а* — реальная характеристика; *б* — идеализированная характеристика; *в* — эквивалентная схема

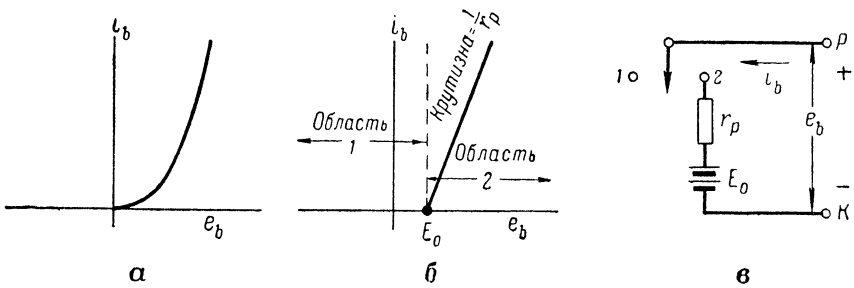


Рис. 1.5. Составление эквивалентной схемы вакуумного диода: *а* — реальная характеристика; *б* — идеализированная характеристика; *в* — эквивалентная схема

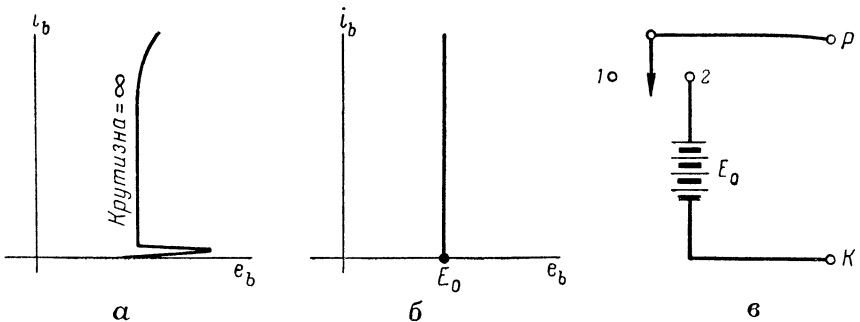


Рис. 1.6. Составление эквивалентной схемы газоразрядной лампы, включая область нормального горения:

а — реальная характеристика; *б* — идеализированная характеристика; *в* — эквивалентная схема

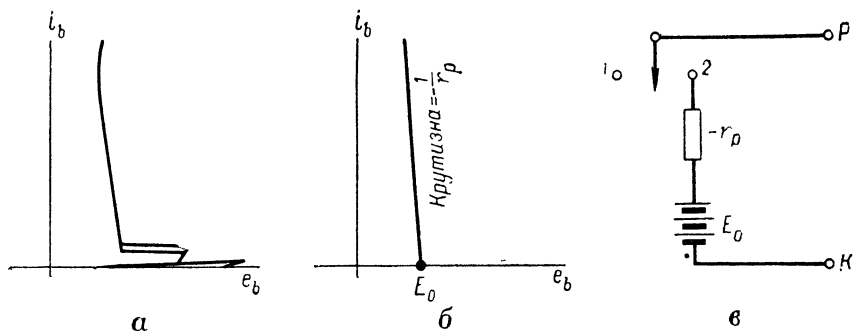


Рис. 1.7. Составление эквивалентной схемы газонаполненной лампы с дуговым разрядом:
а — реальная характеристика; *б* — идеализированная характеристика; *в* — эквивалентная схема

с дуговым разрядом, только для триодов момент перехода переключателя из положения 1 в положение 2 определяется действием сетки или поджигающего электрода.

1.4. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ВАКУУМНОГО ТРИОДА

В отличие от диода, характеризующегося единственной кривой, для триода существует целое семейство кривых (рис. 1.8). Каждая из них определяется величиной напряжения на сетке. Для аппроксимации характеристик вакуумного триода требуется более сложная эквивалентная схема.

Из рис. 1.8, *б* видно, что при более отрицательном напряжении на сетке кривая $e_c = 0$ сдвигается вправо. Эквивалентная схема, соответствующая одной характеристике при $e_c = 0$, такая же, как и для вакуумного диода. Для учета изменений сеточного напряжения эту схему можно видоизменить, включив последовательно с источником напряжения приведения E_0 источник напряжения E_e , как показано на рис. 1.9, *а*.

В действительности влияние сетки более сложно, так как крутизна характеристики при перемещении последней также изменяется. Однако при тщательном выборе источника E_0 и сопротивления r_p характеристики эквивалентной схемы весьма близки к характеристикам триода. Теперь остается определить соотношение между напряжением добавочного эквивалентного генератора E_e и напряжением e_c на сетке лампы.

На рис. 1.9, *а* полярность добавочного генератора E_e принята положительной. При отрицательной полярности в выражение для E_e входят члены с отрицательным знаком.

Коэффициент усиления лампы μ определяется выражением

$$\mu = - \frac{\partial e_b}{\partial e_c} = - \left(\frac{de_b}{de_c} \right)_{i_b} = \text{const} \quad (1.1)$$

Это уравнение применимо только для дифференциальных изменений напряжения. Для изменений, выраженных в приращениях, оно лишь приближенно верно. Так как идеализованные характеристики представляют собой параллельные отрезки прямых линий,

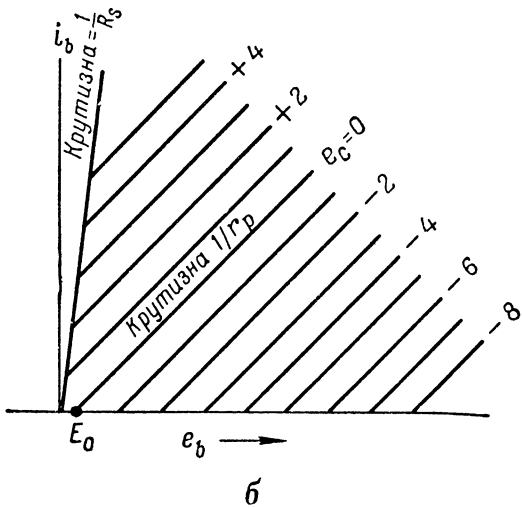
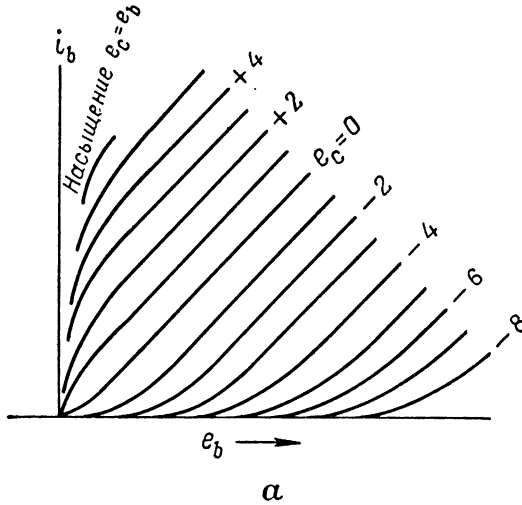


Рис. 1.8. Статические анодные характеристики гриода:
а — реальные; б — идеализованные

расположенные на одинаковом расстоянии один от другого, то величины приращений и дифференциалов одинаковы. Поэтому для идеализованных характеристик

$$\mu = - \left. \frac{\Delta e_b}{\Delta e_c} \right|_{i_b = \text{const}}, \quad (1.2)$$

или в другом виде

$$\Delta e_b = -\mu \Delta e_c,$$

где

$$i_b = \text{const.} \quad (1.3)$$

Величина Δe_b соответствует величине E_e в эквивалентной схеме, приведенной на рис. 1.9, *а*, так как E_e — величина Δe_b , определенная на линии постоянного анодного тока $i_b = 0$.

Следовательно,

$$E_e = -\mu \Delta e_c. \quad (1.4)$$

Здесь E_e представляет собой изменение анодного напряжения от напряжения приведения E_0 для характеристики $e_c = 0$ до напряжения приведения для любой произвольно выбранной характери-

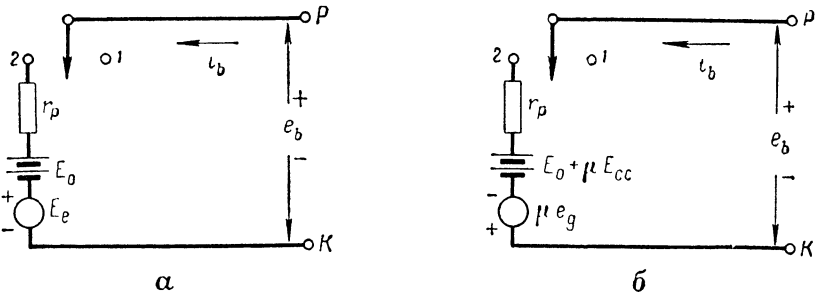


Рис. 1.9. Эквивалентная схема триода для линейной области работы при установке переключателя в положение 2 и для области отсечки при установке переключателя в положение 1:

а — первая эквивалентная схема; *б* — вторая эквивалентная схема

стики. Следовательно, исходное напряжение на сетке равно нулю и $\Delta e_c = e_c$. Таким образом,

$$E_e = -\mu e_c. \quad (1.5)$$

Обычно в выражение для общего сеточного напряжения входят два члена, а именно:

$$e_c = e_g - E_{cc}, \quad (1.6)$$

где E_{cc} — отрицательная постоянная составляющая сеточного напряжения, равная напряжению смещения на сетке;

e_g — переменная составляющая или напряжение сигнала.

Поэтому напряжение эквивалентного источника, заменяющего действие сетки, можно выразить следующим образом:

$$E_e = -\mu e_g + \mu E_{cc}. \quad (1.7)$$

Это уравнение приводит к эквивалентной схеме (рис. 1.9, *б*), в которой все члены, характеризующие постоянные составляющие, объединены в одном источнике постоянного напряжения.

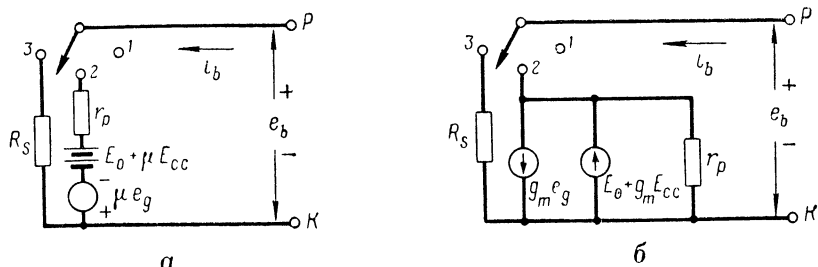


Рис. 1.10. Полная эквивалентная схема вакуумного триода, на которой показаны три области работы:

a — схема с эквивалентным источником напряжения; *б* — схема с эквивалентным источником тока

Эта эквивалентная схема отражает работу лампы в каждой из двух областей:

- 1) в нормальной области линейного режима, соответствующей положению 2 переключателя;
- 2) в области режима отсечки или отсутствия проводимости, соответствующей положению 1 переключателя.

Эквивалентную схему можно дополнить контактом переключателя и цепью для учета работы в области насыщения. В этом режиме работы лампа действует как простое омическое сопротивление R_s , и полная эквивалентная схема имеет вид, приведенный на рис. 1.10.

Если переключатель устанавливается в положение 3, то режим насыщения наступает в тех случаях, когда сеточное напряжение равно анодному напряжению или больше него.

Эквивалентная схема, приведенная на рис. 1.10, *a*, называется схемой с эквивалентным источником напряжения. Иногда ее называют эквивалентной схемой Тевенина.

На рис. 1.10, *б* приведена так называемая схема с эквивалентным источником тока, или схема Нортон.

Метод преобразования одного вида схемы в другой изложен в главе 2.

1.5. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ ПЕНТОДОВ И МОЩНЫХ ЛУЧЕВЫХ ТЕТРОДОВ

На рис. 1.11 показаны реальные и идеализированные статические анодные характеристики пентода. Характеристики мощных лучевых тетродов весьма схожи с ними и поэтому отдельно не рассматриваются. Возможная схема пентода с эквивалентным источником тока приведена на рис. 1.11, *в*.

Область нормального линейного режима соответствует положению 2 переключателя. При установке переключателя в положение 3 пентод работает в области нижнего сгиба характеристики. При этом режиме работы анодный ток не зависит от напряжения на сетке, как и при работе триода в режиме насыщения. Переключатель перемещается в положение 1, когда анодный ток лампы ра-

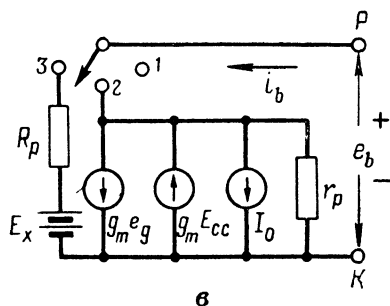
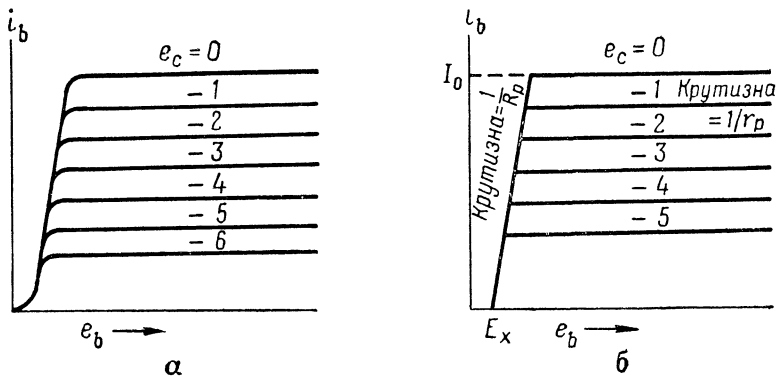


Рис. 1.11. Характеристики и эквивалентная схема пентода или мощной лучевой лампы:
 а — реальные статические анодные характеристики; б — идеализированные статические анодные характеристики; в — эквивалентная схема

вен нулю. Это может быть следствием уменьшения анодного напряжения или напряжения на сетке ниже напряжения отсечки.

Эквивалентные схемы для положений 1 и 3 переключателя легко построить указанным выше стандартным методом. Для положения 2 переключателя схему можно построить на основе схемы с эквивалентным источником тока для триода (рис. 1.10, б), изменив полярность E_0 или направление тока $I_0 = E_0/r_p$. Очевидно, это изменение необходимо при анализе характеристики и определении напряжения приведения E_0 .

Схему с эквивалентным источником тока для области 2 можно также получить непосредственно из анодных характеристик, пользуясь током приведения I_0 и понятием крутизны характеристики g_m вместо μ .

1.6. УЧЕТ НЕЛИНЕЙНОСТИ

Основным элементом эквивалентных схем, рассмотренных в предыдущих разделах, является линейное сопротивление. Выше было отмечено, что ламповые характеристики в некоторой степени всегда

нелинейны. Нелинейность наблюдается даже тогда, когда работа ограничена узкой областью, соответствующей единственному положению переключателя на эквивалентной схеме. В разработанных эквивалентных схемах такая нелинейность не учитывается.

Более подробно вопросы нелинейности, ее действия и применения изложены в главе 11. Там показано, что линейную эквивалентную схему можно сохранить, учтя нелинейность включением дополнительных генераторов, выполняющих функцию корректирующих устройств. Роль этих дополнительных генераторов определяется применением схемы и режимом работы.

Таким образом, чтобы не усложнять эквивалентных схем, рекомендуется применять их в упрощенном линейном виде и учитывать нелинейность только в том случае, когда она становится значительной. Однако для большей части рассматриваемых в настоящей книге цепей в этом нет необходимости.

1.7. МЕЖЭЛЕКТРОДНЫЕ ЕМКОСТИ И ИНДУКТИВНОСТИ ВВОДОВ

Вследствие того что электроды вакуумных ламп и полупроводниковых приборов имеют конечные размеры, отстоят один от другого на конечных расстояниях и соединены во внешних цепях проводами конечной длины, провода, соединяющие электроды, обладают индуктивностью, а электроды — межэлектродными емкостями.

При точном анализе электронного устройства необходимо учитывать эти параметры. Необходимость учета этих параметров обычно повышается с частотой. Иногда они становятся значительными даже при звуковых частотах. В других случаях они имеют значение лишь на ультравысоких частотах.

Строго говоря, индуктивности вводов и межэлектродные емкости представляют собой распределенные параметры. Однако даже на ультравысоких частотах размеры проводов и электродов малы по сравнению с используемой длиной волны. Поэтому указанные

параметры можно считать сосредоточенными. Отсюда становится понятным способ изображения триода, показанный на рис. 1.12. Аналогичным образом можно изобразить диоды, пентоды, переменные сопротивления и полупроводниковые приборы.

Показанный на рис. 1.12 идеальный триод — это триод, не обладающий межэлектродными емкостями и индуктивностями вводов. Эквивалентная схема анодной цепи такого идеального триода показана на рис. 1.10. Сочетание ее с схемой рис. 1.12 приводит к более сложной схеме, показанной на рис. 1.13.

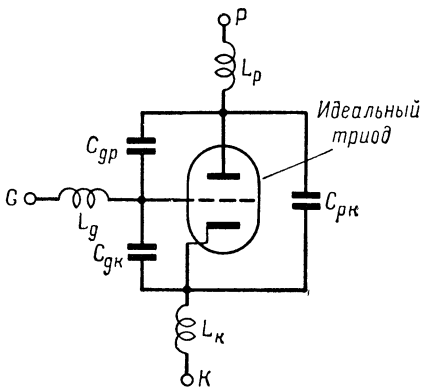


Рис. 1.12. Влияние конечных размеров триода

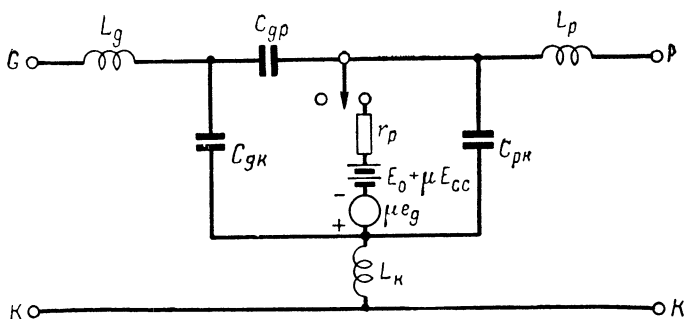


Рис. 1.13. Эквивалентная схема анодной цепи триода с учетом межэлектродных емкостей и индуктивностей вводов

Влияние межэлектродных емкостей подробно рассмотрено в главе 3. Влиянием индуктивности вводов обычно пренебрегают, за исключением случая работы на высоких частотах.

1.8. РЕЖИМЫ РАБОТЫ

Электронные цепи, приведенные в настоящей книге, рассматриваются, исходя из деления режима их работы на два основных класса:

- 1) режим класса А, рассматриваемый в части II;
- 2) режим переключения (прерывистый режим), рассматриваемый в части III.

Такое деление материала основано на поведении электронного устройства в цепи, представленной эквивалентной схемой.

Каждый электронный элемент снабжен в своей эквивалентной схеме переключателем, выполняющим одну из двух функций в зависимости от характера напряжения и тока сигнала. Он может все время оставаться в одном положении или перемещаться между различными контактами.

Если переключатель находится всегда в фиксированном положении, соответствующем нормальному линейному режиму, то устройство работает в режиме класса А. Если переключатель перемещается туда и обратно между контактами, то работа происходит в режиме переключения.

Если вакуумная лампа работает в режиме переключения, необходимо пользоваться ранее полученными эквивалентными схемами. Однако можно добиться значительного упрощения, когда работа происходит в режиме класса А. В этом случае переключатель всегда находится в положении 2 для схем, показанных на рис. 1.10. В результате эквивалентная схема приводится к виду, показанному на рис. 1.14.

При работе в режиме класса А часто необходимо учитывать только переменные составляющие тока и напряжения. Применение принципа наложения позволяет заменить все постоянные составляющие соответствующими внутренними сопротивлениями. Эквива-

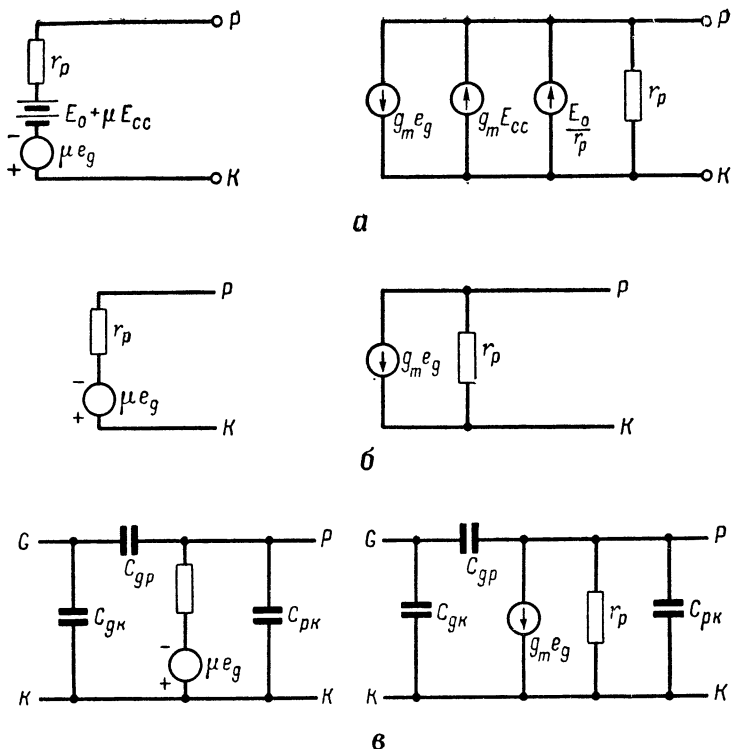


Рис. 1.14. Эквивалентные схемы электронных ламп (кроме диодов), работающих в режиме класса А:

a — первые эквивалентные схемы, учитывающие постоянные составляющие тока (обратная полярность составляющей E_0 для пентода); *б* — упрощенные эквивалентные схемы для переменных составляющих сигнала; *в* — схемы с учетом межэлектродных емкостей

лентные схемы упрощаются и принимают вид, показанный на рис. 1.14, б.

На рис. 1.14, в приведены более сложные эквивалентные схемы, включающие межэлектродные емкости. Этими эквивалентными схемами будем пользоваться в части II книги для представления вакуумных ламп. В части III используются полные эквивалентные схемы, включающие переключатели и элементы, характеризующие постоянные составляющие.

1.9. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

На рис. 1.15 приведены типичные статические характеристики полупроводникового триода с точечным контактом. Аналогичные характеристики получены для плоскостных полупроводниковых триодов. Они в основном отличаются значениями сопротивлений, характеризующих крутизну.

Идеализация характеристик полупроводниковых приборов довольно сложна и требует тщательного анализа. Это особенно спра-

ведливо, если учесть, что характеристики, приведенные на рис. 1.15, более нелинейны, чем обычно. Они выбраны специально, чтобы дать читателю опыт в построении относительно сложной эквивалентной схемы.

Основной метод выбора областей, требуемых для линейной аппроксимации, определяется характеристиками в прямом направлении. Как видно, для любого значения тока коллектора имеются четыре области работы. Эти области определяются следующим образом:

- 1) Область 1. Направление тока эмиттера I_e отрицательно, напряжение на коллекторе U_c по возможности не зависит от тока эмиттера.
- 2) Область 2. Промежуточная между областями 1 и 3.
- 3) Область 3. Соответствует режиму работы эмиттера в прямом и положительном направлениях тока. Напряжение на коллекторе представляет собой почти линейную функцию тока эмиттера. Это обычно линейная область работы полупроводникового триода.
- 4) Область 4. Напряжение на коллекторе практически не

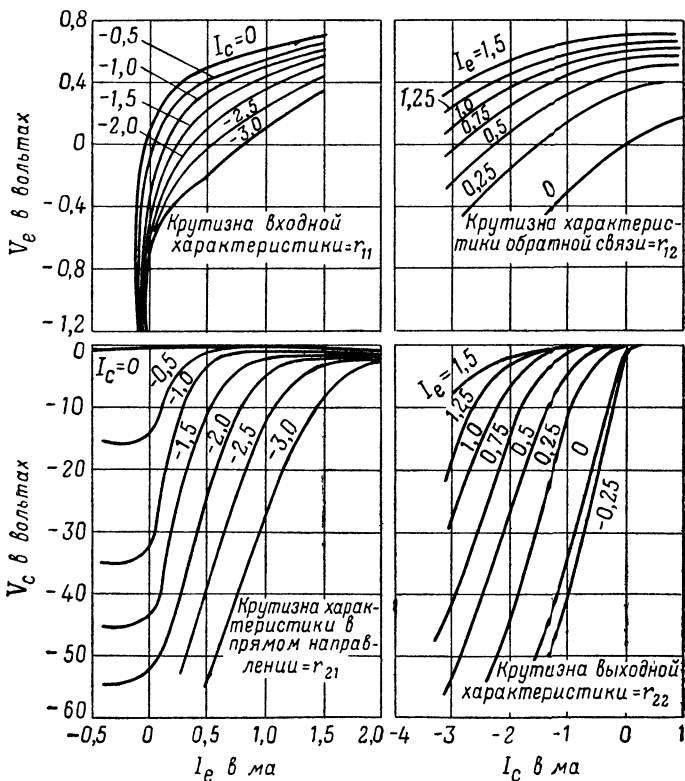


Рис. 1.15. Типичные статические характеристики полупроводникового триода с точечным контактом

зависит от тока эмиттера, но в некоторой степени зависит от тока коллектора.

Определив области работы, можно перейти к идеализации характеристик. Проведем для этого граничные линии между четырьмя областями на характеристиках в прямом направлении, как показано на рис. 1.16. Данные, определяемые этими линиями, служат для построения аналогичных линий на каждом из остальных трех семейств характеристик. На рис. 1.16 показан окончательный результат.

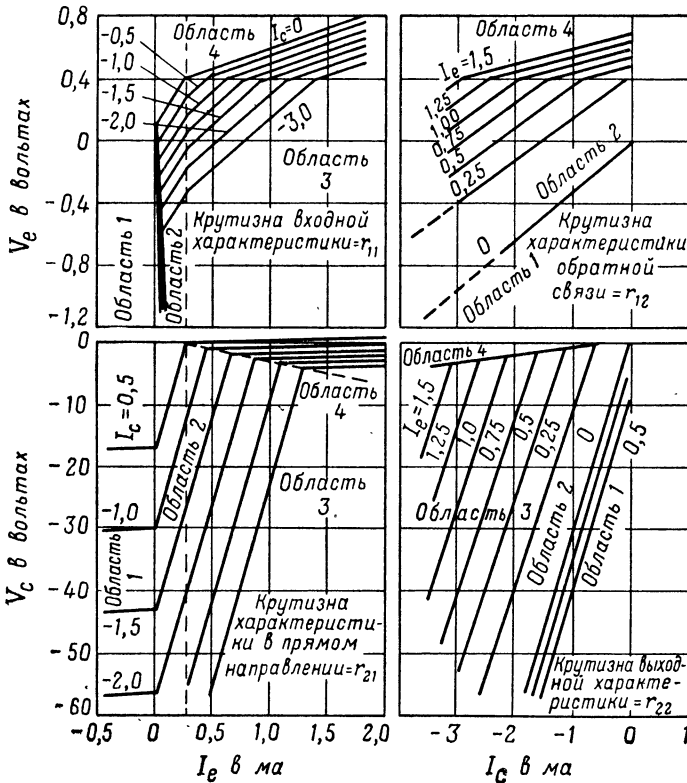


Рис. 1.16. Один из методов идеализации статических характеристик полупроводниковых триодов

В большинстве случаев область 2 настолько мала, что ее можно отдельно не рассматривать (практически она бывает меньше и имеет более узкие границы, чем показано на рисунке). Обычно ее объединяют с областью 3.

Построив идеализированные характеристики, можно довольно просто составить эквивалентную схему.

Приняты следующие условные обозначения для сопротивлений, характеризующих крутизну, и для напряжений приведения в различных областях:

область 1 — верхний индекс 0;
 область 2 — верхний индекс';
 область 3 — без верхнего индекса;
 область 4 — верхний индекс''.

Нижние индексы применяются в сочетании с напряжениями приведения следующим образом:

входные характеристики — нижний индекс 1;
 выходные характеристики — нижний индекс 2.

Рассмотрим идеализированные входные характеристики. Существуют четыре области работы. Поэтому требуется селекторный переключатель на четыре положения. Каждая эквивалентная схема, соответствующая определенному положению переключателя, состоит из последовательной комбинации сопротивления, источника напряжения приведения и источника переменного напряжения, величина которого определяется током коллектора. Обозначим переменную составляющую напряжения в любом положении переключателя через E_x и будем считать его положительным в обычно принятом направлении. Следовательно, для любой области работы

$$E_x = \left(\frac{\Delta U_e}{\Delta I_c} \right)_{U_c = \text{const}} \Delta I_c. \quad (1.8)$$

Так как идеализированные характеристики представляют собой параллельные прямые линии в любой области, то величины приращений и дифференциалов имеют одно и то же значение. Поэтому

$$E_x = \left(\frac{\partial U_e}{\partial I_c} \right) \Delta I_c = r_{12} \Delta I_c. \quad (1.9)$$

Сопротивление, характеризующее крутизну, может быть снабжено верхним индексом для указания области работы.

Приращение ΔI_c определяется из характеристики $I_c = 0$, служащей исходной. Поэтому

$$\Delta I_c = I_c \quad (1.10)$$

и

$$E_x = I_c r_{12}. \quad (1.11)$$

Для применения этих выражений ко всем областям работы используются соответствующие верхние индексы.

На рис. 1.17 приведена эквивалентная схема, в которой использованы сделанные выводы. В схеме допущены упрощения, выражающиеся в том, что общие члены, где это возможно, объединены между собой. Читатель может убедиться в этом, построив схему.

Точно такой же анализ можно провести и для выходных характеристик. Получится схема, изображенная на рис. 1.17. Она представляет собой полную эквивалентную схему для полупроводникового триода. Как было отмечено ранее, область 2 часто можно совсем опустить.

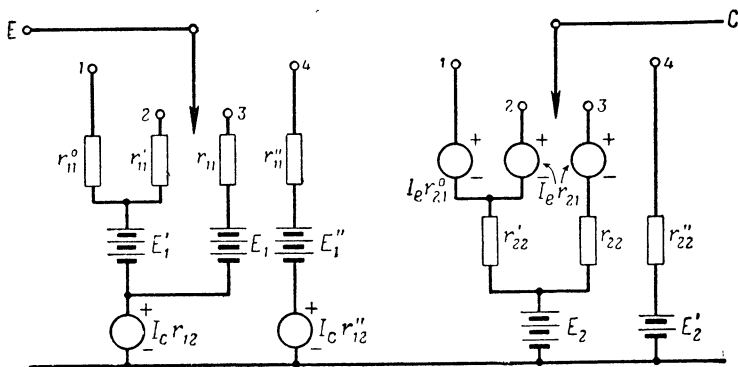


Рис. 1.17. Полная эквивалентная схема полупроводникового триода. E'_1 и E_2 фактически в большинстве случаев равны нулю

В общем случае токи эмиттера и коллектора состоят из двух составляющих:

- 1) постоянной составляющей, или составляющей напряжения смещения, не зависящей от времени;
- 2) составляющей сигнала, или переменной составляющей.

Таким образом,

$$I_e = i_e + I_{ee}, \quad (1.12)$$

$$I_c = i_c - I_{cc}. \quad (1.13)$$

Как видно из рис. 1.17, генераторы в эквивалентной схеме характеризуются двумя составляющими:

$$I_c r_{12} = i_c r_{12} - I_{cc} r_{12}; \quad (1.14)$$

$$I_e r_{21} = i_e r_{21} + I_{ee} r_{21}. \quad (1.15)$$

Если желательно обойтись без сложного анализа, то обычно можно пренебречь напряжениями приведения E_1 , E'_1 , E_2 и E'_2 .

При работе полупроводникового триода в режиме класса А оба переключателя нормально находятся в положении 3. Работа в режиме переключения может вызвать перемещение переключателя во все его положения или из области 1 в область 3 и обратно. Это зависит от назначения полупроводникового триода.

1.10. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ТРИОДА ДЛЯ РАБОТЫ В РЕЖИМЕ КЛАССА А

Полупроводниковый триод, так же как и вакуумная лампа, имеет два основных режима работы. Эквивалентную схему для режима класса А легко получить из общей эквивалентной схемы, изображенной на рис. 1.17, сделав те же упрощения, какие были сделаны для вакуумных ламп в разделе 1.8. Полученный результат

показан на рис. 1.18, а. Эта схема полезна, однако оказалось более удобным [1, 2] * перейти к эквивалентной Т-образной схеме, показанной на рис. 1.18, б. Сопротивления в этой схеме обозначаются следующим образом:

r_e — сопротивление эмиттера;

r_c — сопротивление коллектора;

r_b — сопротивление базы;

r_m — сопротивление эквивалентного генератора.

Чтобы использовать такую схему, необходимо получить уравнения, выражающие ее сопротивления через сопротивления r_{11} , r_{22} , r_{12} и r_{21} непосредственной эквивалентной схемы.

Требуемые формулы эквивалентности для двух схем рис. 1.18 легко вывести из уравнения цепей. Так, для рис. 1.18, а.

$$U_e = I_e r_{11} + I_c r_{12}; \quad (1.16)$$

$$U_c = I_c r_{22} + I_e r_{21}. \quad (1.17)$$

Аналогично для рис. 1.18, б

$$U_e = I_e (r_e + r_b) + I_c r_b; \quad (1.18)$$

$$U_c = I_c (r_c + r_b) + I_e (r_b + r_m). \quad (1.19)$$

Сравнивая почленно эти две пары уравнений, получаем

$$r_{11} = r_e + r_b; \quad (1.20)$$

$$r_{22} = r_c + r_b; \quad (1.21)$$

$$r_{12} = r_b; \quad (1.22)$$

$$r_{21} = r_b + r_m. \quad (1.23)$$

Эти четыре уравнения можно представить в следующем виде:

$$r_b = r_{12}; \quad (1.24)$$

$$r_e = r_{11} - r_{12}; \quad (1.25)$$

$$r_c = r_{22} - r_{12}; \quad (1.26)$$

$$r_m = r_{21} - r_{12}. \quad (1.27)$$

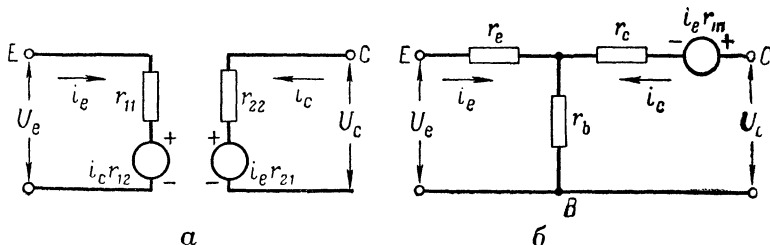


Рис. 1.18. Эквивалентные схемы полупроводниковых триодов, работающих в режиме класса А:
а — непосредственная; б — Т-образная

* Ссылка на литературу, перечень которой дан в конце книги.

Пользуясь этими выражениями, можно получить другое полезное соотношение. Коэффициент усиления по току полупроводникового триода определяется выражением

$$\alpha = \left. \frac{\partial I_c}{\partial I_e} \right|_{U_e = \text{const}}. \quad (1.28)$$

Это выражение можно представить следующим образом:

$$\alpha = \frac{(\partial I_c / \partial U_c)}{(\partial I_e / \partial U_c)} = \frac{1/r_{22}}{1/r_{21}} = \frac{r_{21}}{r_{22}}. \quad (1.29)$$

Следовательно,

$$\alpha = \frac{r_b + r_m}{r_b + r_c}. \quad (1.30)$$

1.11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применяя метод линейной аппроксимации, можно представить электронные устройства приближенными эквивалентными схемами, состоящими из простых линейных сопротивлений, источников напряжения и тока и переключателей. В случае необходимости в простейшие эквивалентные схемы могут быть включены межэлектродные емкости и индуктивности вводов.

Существуют два основных режима работы электронных устройств: режим класса А и режим переключения.

В результате представления электронных устройств простейшими эквивалентными схемами теория электронных цепей в значительной степени сводится к теории обычных электрических цепей.

Хотя принцип линейной аппроксимации применен только к вольт-амперным характеристикам, однако его можно также применить к любым физически реализуемым линейным элементам, например к ферромагнитным индукторам и ферроэлектрическим конденсаторам, двигателям постоянного тока, фотоэлементам всех типов, тензодатчикам и т. п.

ЗАДАЧИ

1.1. Построить эквивалентную схему для линейной области работы пентода, пользуясь токами приведения и определением крутизны g_m .

1.2. По характеристикам, приведенным на рис. 1.19, а, построить эквивалентную схему.

Нужно воспользоваться эквивалентным источником тока в линейной области и определить параметр

$$S_c = \frac{\partial i_b}{\partial L},$$

где i_b — анодный ток;
 L — световой поток в люменах.

1.3. Решить задачу 1.2 для газонаполненного эмиссионного фотоэлемента (рис. 1.19, б).

1.4. Построить эквивалентную схему термистора, вольт-амперная характеристика которого приведена на рис. 1.19, в.

1.5. Построить эквивалентные схемы в соответствии с тремя характеристиками полупроводниковых триодов, приведенных на рис. 1.15.

1.6. На рис. 1.19, *г* приведены внешние характеристики генератора постоянного тока с независимым возбуждением, а также показано отрицательное направление тока, так как он течет от генератора, а не к генератору. Такое на-

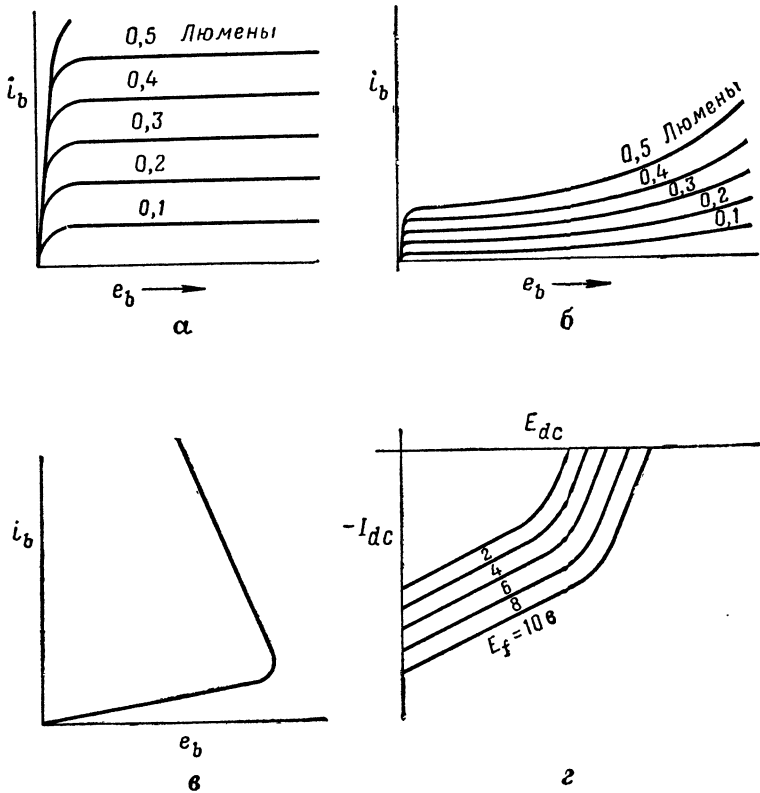


Рис. 1.19. Характеристики:

а — вольтамперные характеристики вакуумного эмиссионного фотозлемента; *б* — вольтамперные характеристики газонаполненного эмиссионного фотозлемента; *в* — вольтамперные характеристики термистора; *г* — внешние характеристики генератора постоянного тока с независимым возбуждением

правление тока в настоящей книге считается положительным. Соотношение между выходным напряжением генератора и напряжением возбуждения определяется выражением

$$K = \frac{\partial E_{dc}}{\partial E_f}.$$

Требуется построить эквивалентную схему для генератора.

Г Л А В А 2

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ЦЕПЕЙ

В главе 1 преследовалась основная цель — изложить методы построения приближенных эквивалентных схем, состоящих из линейных элементов цепи и представляющих различные электронные устройства, например газонаполненные и вакуумные лампы и полупроводниковые приборы.

В настоящей главе дается краткое изложение некоторых наиболее общих вопросов анализа линейных цепей. Независимо от подготовки читатель должен познакомиться с излагаемым здесь материалом, так как он систематически используется на протяжении всей книги.

2.1. РЕАКЦИЯ НА ВОЗДЕЙСТВИЕ, ПРИЛОЖЕННОЕ К СИСТЕМЕ

Одним из основных научных методов получения важнейших технических характеристик является изучение реакции физической системы на приложенное к ней известное воздействие. С точки зрения применяемого метода не имеет значения, представляет ли физическую систему человек, радиотехническое устройство, белая мышь или электронное вычислительное устройство. К системе прилагается известное воздействие и исследуется ее реакция. Можно применить экспериментальный метод или теоретический анализ. Такое исследование полезно во многих отношениях. Так, например:

1. Если принцип работы системы неизвестен, то для определения характера ее работы можно воспользоваться отношением величины, характеризующей воздействие, к величине, характеризующей реакцию.

2. Сравнительные качества различных систем, предназначенных для выполнения одинаковых функций, можно определить, приложив к каждой системе эталонное воздействие и оценив ее реакцию относительно принятой идеальной величины.

3. Пользуясь величиной эталонного воздействия, данные, накопленные в результате исследования различных систем, легко свести в таблицы и использовать в будущем как исходные материалы при исследовании и установлении нужных соотношений.

В теории цепей эта основная задача представляется символически, как показано на рис. 2.1. Воздействие обычно называется

функцией возбуждения, а реакция — функцией реакции. Отношение функции реакции к функции возбуждения называется передаточной функцией системы:

$$\text{Передаточная функция (функция передачи)} = \frac{\text{Функция реакции}}{\text{Функция возбуждения}}. \quad (2.1)$$

Это выражение можно представить в другом виде:

$$\text{Функция реакции} = \left(\begin{array}{c} \text{Функция} \\ \text{возбуждения} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{Передаточная} \\ \text{функция} \end{array} \right). \quad (2.2)$$

Величина, обратная передаточной функции, называется характеристической функцией. Таким образом,

$$\text{Функция реакции} = \frac{\text{Функция возбуждения}}{\text{Характеристическая функция}}. \quad (2.3)$$

Как будет показано ниже, характеристическая и передаточная функции определяются только свойствами системы.

Теория цепей в программе по электротехнике изучается, исходя из уравнения 2.3, причем в зависимости от характера функции возбуждения меняются особенности курса изучения.

1. Если функция возбуждения не зависит от времени, то предметом курса является теория цепей постоянного тока.

2. Если функция возбуждения представляет собой синусоиду постоянной амплитуды с одной частотой, то изучается теория цепей переменного тока.

3. Если функция возбуждения не относится ни к одному из указанных выше двух типов, то анализируются переходные процессы.

При анализе электронных цепей необходимо пользоваться методами, приводимыми во всех трех указанных разделах теории цепей. Естественно, встает вопрос, нельзя ли применить какой-либо общий метод описания цепей безотносительно к способу возбуждения, которое играло бы второстепенную роль. Такой метод, оказывается, существует, и он не сложнее, чем обычные методы анализа цепей переменного и постоянного токов. Этот метод основан на применении преобразования Лапласа и кратко рассматривается в настоящей главе после небольшого обзора некоторых важных вопросов теории цепей.

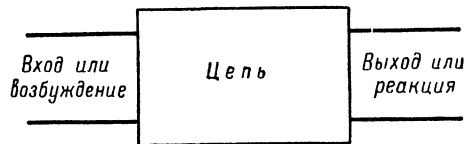


Рис. 2.1. Общая терминология цепей

2.2. ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПЕЙ

Электрические цепи и контуры представляют собой системы соединений активных элементов, например источников напряжения и тока, и пассивных элементов, например сопротивлений, индуктивностей и емкостей. Цепь получает энергию от активных элементов. Пассивные элементы в виде емкости и индуктивности представляют

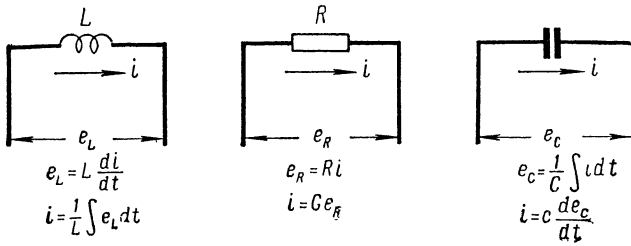


Рис. 2.2. Пассивные элементы электрической цепи

собой резервуары электростатической и магнитной энергии соответственно. Сопротивление обуславливает необратимое преобразование электрической энергии в тепло.

На рис. 2.2 символически изображены три пассивных элемента цепи. Там же приведены основные уравнения, характеризующие их.

Когда из некоторого числа элементов составляется цепь или контур, систему можно охарактеризовать основными законами теории электрических цепей — законами Кирхгофа.

1. Закон Кирхгофа для контура (второй закон): сумма мгновенных падений напряжения в определенном направлении по замкнутому контуру в цепи равна нулю.

Таким образом, для замкнутого контура

$$\Sigma e_K(t) = 0.$$

2. Закон Кирхгофа для узла (первый закон): сумма токов, направленных к точке разветвления двух или более элементов цепи, называемой узлом, или от нее, равна нулю.

Таким образом,

$$\Sigma i_K(t) = 0.$$

Применение того или иного закона в каждом отдельном случае зависит от характера задачи. Ясность в этот вопрос могут внести приводимые ниже примеры.

Рассмотрим последовательную цепь RLC , изображенную на рис. 2.3, а. В этой цепи имеются три пары независимых узлов и лишь один контур. Следовательно, для описания цепи на основе закона для узла требуется составить три уравнения, а для описания цепи на

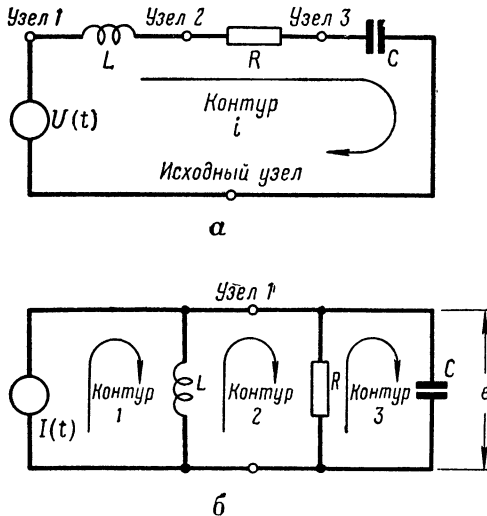


Рис. 2.3. Типичные электрические цепи:

а — последовательная цепь RLC ; б — параллельная цепь RLC

основе закона для контура — только одно. Очевидно, более выгодно применять закон Кирхгофа для контура.

Уравнение для контура данной цепи будет иметь вид

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int i dt - U(t) = 0$$

или

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int i dt = U(t). \quad (2.4)$$

Параллельная цепь RLC , показанная на рис. 2.3, б, имеет лишь одну пару независимых узлов и три геометрических контура. Поэтому цепь проще всего описывается законом Кирхгофа для узла. Уравнение цепи будет иметь вид

$$C \frac{de}{dt} + Ge + \frac{1}{L} \int edt - I(t) = 0$$

или

$$C \frac{de}{dt} + Ge + \frac{1}{L} \int edt = I(t). \quad (2.5)$$

Следует заметить, что между формами математического выражения уравнений 2.4 и 2.5 существует однозначное соответствие. Если цепи математически описаны указанным образом, то они эквивалентны друг другу.

Большое количество цепей нельзя так просто описать математически, и часто приходится применять анализ, включающий в себя как уравнения для контура, так и уравнения для узла. В некоторых случаях можно, пользуясь теоремами из теории цепей, упростить сложные схемы, приведя их к чисто последовательной или параллельной схеме.

2.3. ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕМЫ

Ниже приводятся без доказательства некоторые теоремы из теории цепей, так как предполагается, что читатель знаком с ними. Доказательства можно найти в соответствующей литературе [3].

Одним из основных преимуществ, вытекающим из ограничения круга изучаемых вопросов линейными цепями, является возможность применения принципа наложения (суперпозиции). В применении к электрическим цепям этот принцип означает, что если цепь состоит из нескольких активных элементов, то полное решение для цепи можно получить с одинаковой достоверностью любым из двух способов:

1. Его можно получить сразу с помощью уравнений Кирхгофа при учете всех активных элементов.

2. Сначала можно получить частное решение для каждого активного элемента, рассматриваемого отдельно. При этом все осталь-

ные активные элементы заменяются их внутренними сопротивлениями. Сумма всех таких частных решений соответствует полному решению.

Применение принципа наложения очень полезно, так как цепи с источниками постоянного и переменного токов различной частоты довольно распространены. Применяя принцип наложения, можно для каждого генератора получить отдельное решение независимо от других решений. Применение принципа наложения

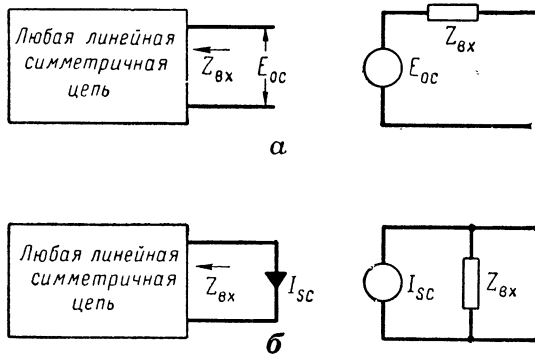


Рис. 2.4. Теоремы двухполюсника:
 а — теорема Тевенина; б — теорема Нортона

позволило разработать эквивалентные схемы класса А для вакуумных ламп и полупроводниковых триодов, в которых все активные элементы постоянного тока заменены их внутренними сопротивлениями и рассматриваются лишь переменные параметры.

В настоящей книге часто применяется теорема Тевенина. В соответствии с этой теоремой любой двухполюсник может быть заменен идеальным источником напряжения (т. е. источником с внутренним сопротивлением, равным нулю), соединенным последовательно с сопротивлением. Напряжение, генерируемое этим источником, равно напряжению холостого хода на двух зажимах двухполюсника. Последовательное сопротивление представляет собой сопротивление со стороны цепи при замене всех активных элементов их внутренними сопротивлениями. Иллюстрация теоремы Тевенина дана на рис. 2.4, а.

Следствием этой теоремы является теорема Нортона, иллюстрация которой дана на рис. 2.4, б. В данном случае двухполюсник заменен эквивалентной схемой в виде идеального источника тока (т. е. источника с бесконечным внутренним сопротивлением), генерируемый ток которого равен току через зажимы при коротком замыкании. Параллельно этому источнику включено сопротивление $Z_{вх}$, величина которого совпадает с величиной, определяемой теоремой Тевенина.

Во многих случаях полезно воспользоваться теоремой компенсации. Согласно этой теореме какое-либо сопротивление в цепи мо-

жет быть заменено идеальным генератором, напряжение на зажимах которого равно мгновенному падению напряжения на сопротивлении.

2.4. ОБОБЩЕННОЕ ПОНЯТИЕ ЧАСТОТЫ

Основные уравнения для обычных элементов линейных цепей приведены на рис. 2.2. Эти уравнения следующие:

$$\left. \begin{aligned} e_R &= Ri \\ e_L &= L \frac{di}{dt} \\ e_C &= \frac{1}{C} \int i dt \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

Если колебания тока, протекающего через каждый из этих элементов цепи, совершаются по синусоидальному закону с постоянной амплитудой и угловой скоростью ω , то математически на основе теории цепей переменного тока это можно записать следующим образом:

$$i = Ie^{j\omega t}, \quad (2.7)$$

где I — амплитуда колебаний тока;
 $\omega = 2\pi f$ — угловая скорость колебаний;
 f — частота колебаний.

Следовательно, можно получить падение напряжения на каждом из трех видов элементов цепи, если подставить это выражение для тока в уравнения 2.6 для напряжения:

$$\left. \begin{aligned} e_R &= RIe^{j\omega t} \\ e_L &= j\omega LIe^{j\omega t} \\ e_C &= \frac{1}{j\omega C} Ie^{j\omega t} \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

Следует заметить, что экспоненциальная функция $e^{j\omega t}$, означающая, что ток является синусоидальной функцией времени, сохраняет свой вид и после дифференцирования и интегрирования, и каждое уравнение напряжения содержит такой множитель. Так как член $e^{j\omega t}$ является угловой функцией вида

$$e^{j\omega t} = \cos \omega t + j \sin \omega t = 1 \angle \omega t, \quad (2.9)$$

то его можно рассматривать как единичный вектор, вращающийся с угловой скоростью ω .

Векторные диаграммы, рассматриваемые в теории цепей переменного тока, получены, исходя из того, что выражения для всех трех напряжений и тока содержат указанный множитель. Таким

образом, векторная диаграмма представляет собой в некотором смысле стробоскопическую картину относительного положения различных векторов при их вращении с постоянной скоростью ω . Для цепей постоянного тока ω равна нулю и вращение отсутствует.

Предположим теперь, что колебания тока не подчиняются простому синусоидальному закону, определяемому уравнением 2.7, а в последнее введен дополнительный множитель, так что выражение для тока имеет вид

$$i = Ie^{j\omega t} e^{\sigma t}. \quad (2.10)$$

В этом случае в состав первоначального синусоидального тока с постоянной амплитудой $Ie^{j\omega t}$ входит экспоненциальный множитель, в котором σ — действительное число. Так как этот дополнительный множитель влияет только на величину тока, то уравнение можно переписать так:

$$i = (Ie^{\sigma t}) e^{j\omega t}.$$

Если σ имеет положительный знак, то величина экспоненциального множителя $e^{\sigma t}$ непрерывно растёт во времени и амплитуда тока также возрастает. Наоборот, если σ имеет отрицательный знак, то амплитуда тока с течением времени непрерывно уменьшается. Таким образом, при данном значении ω в зависимости от знака величины σ уравнение 2.10 может выражать либо возрастающее, либо затухающее синусоидальное колебание. Если ω равна нулю, получается возрастающий или затухающий экспоненциальный ток. Если нулю равна также σ , то ток не зависит от времени, и мы имеем дело с постоянным током.

Уравнение 2.10 можно видоизменить следующим образом:

$$i = Ie^{(\sigma + j\omega)t}. \quad (2.11)$$

Новый член можно представить так:

$$s = \sigma + j\omega = \text{комплексная частота}. \quad (2.12)$$

Следовательно, уравнение для тока принимает вид

$$i = Ie^{st}, \quad (2.13)$$

а соответствующие уравнения для напряжения можно написать в виде

$$\left. \begin{aligned} e_R &= RIe^{st} \\ e_L &= sLIe^{st} \\ e_C &= \frac{1}{sC} Ie^{st} \end{aligned} \right\} \quad (2.14)$$

Следует заметить, что, как и прежде, экспоненциальные множители являются общими для всех токов и напряжений.

Понятие комплексной частоты ($s = \sigma + j\omega$), включающей в себя

действительную и мнимую части,— не математическая фикция. Как было показано выше, выражение, содержащее экспоненциальный член, характеризующий комплексную частоту, может означать постоянный ток, возрастающий или затухающий, установившийся переменный ток и возрастающий или затухающий синусоидальный ток.

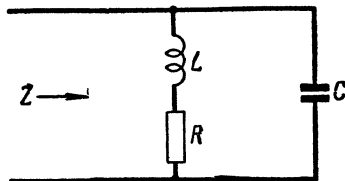
В обычном случае переменного тока, когда $s = 0 + j\omega$, элементы сопротивления соответственно представляют собой:

- R — активное сопротивление;
- $j\omega L$ — индуктивное сопротивление;
- $\frac{1}{j\omega C}$ — емкостное сопротивление.

Как видно из уравнений 2.14, элементами сопротивлений при комплексной частоте являются:

- R — активное сопротивление,
- sL — индуктивное сопротивление;
- $\frac{1}{sC}$ — емкостное сопротивление.

Эти выражения для обоих случаев одинаковы. Единственное отличие состоит в том, что $j\omega$ заменено комплексной частотой s . Таким образом, для определения полного сопротивления с помощью указанной комплексной частоты можно применить методы нормальной теории цепей переменного тока, заменив лишь $j\omega$ на s . Так, например, входное сопротивление цепи, изображенной на рис. 2.5, выражается в функции комплексной частоты следующим образом:



$$Z(s) = \frac{(R + sL)(1/sC)}{R + sL + 1/sC}. \quad (2.15)$$

Рис. 2.5. Типичная схема

Выражая сопротивление через частоту в обычном смысле, получаем

$$Z(j\omega) = \frac{(R + j\omega L)(1/j\omega C)}{R + j\omega L + 1/j\omega C}. \quad (2.16)$$

Как будет показано ниже, понятие комплексной частоты тесно связано с переменной величиной в преобразовании Лапласа.

2.5. ПРОСТЕЙШИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Преобразование Лапласа, рассматриваемое в следующем разделе, представляет собой математический аппарат, с помощью которого некоторые виды функций действительного переменного преобразуются в другие функции комплексного переменного. В результате такого функционального преобразования упрощается множество математических методов, важных для теории цепей.

Применение преобразований — не новость для инженера-электротехника. Согласно аналогии, данной Гарднером и Барнесом,

операция взятия логарифмов предполагает преобразование одного числа в другое. В результате преобразования упрощаются некоторые математические операции.

Другое простейшее преобразование применяется в теории цепей переменного тока. Оно рассмотрено в предыдущем разделе. Преобразование состоит в том, что синусоидальный ток или напряжение с постоянной амплитудой и частотой представляется вращающимся вектором. Это преобразование значительно упрощает чисто механический процесс расчета характеристик цепи.

Тот, кому приходится пользоваться этим аппаратом, чувствует себя вначале немного связанным. По мере усвоения метода это чувство пропадает. Преобразование Лапласа не сложно для практического применения. Наоборот, оно отличается простотой, наглядностью и дает лучшие результаты по сравнению со многими элементарными методами.

2.6. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЛАПЛАСА

Выше было указано, что преобразование Лапласа — это функциональное преобразование, позволяющее преобразовывать некоторые виды функций действительного переменного в другие функции комплексного переменного. В частности, для многих физических задач функция действительного переменного времени t преобразуется в функцию комплексной частоты $s = \sigma + j\omega$. Процесс преобразования обозначается символически следующим образом:

$$L[f(t)] = F(s).$$

Это выражение означает, что преобразование Лапласа функции $f(t)$ равно $F(s)$, где L — преобразование Лапласа, $f(t)$ — функция действительного переменного t , $F(s)$ — функция комплексного переменного s .

Преобразование Лапласа определяется следующим уравнением, которое приводится здесь без вывода:

$$L[f(t)] = F(s) = \int_0^{\infty} e^{-st} f(t) dt. \quad (2.17)$$

Интеграл может показаться вначале очень трудным. Однако во многих случаях его оценка не представляет больших затруднений.

Для примера предположим, что функция действительного переменного задана следующими выражениями:

$$\begin{aligned} f(t) &= 1 \text{ при } t > 0; \\ f(t) &= 0 \text{ при } t \leq 0. \end{aligned}$$

Графически эта функция приведена на рис. 2.6. Она называется единичной, или ступенчатой, функцией. Преобразование Лапласа

для этой функции можно получить, подставив выражение для $f(t)$ в уравнение 2.17:

$$F(s) = \int_0^{\infty} e^{-st} (1) dt = -\left. \frac{e^{-st}}{s} \right|_0^{\infty} = \frac{1}{s}.$$

Следовательно,

$$L(1) = \frac{1}{s}. \tag{2.18}$$

Приведем другой пример. Пусть

$$f(t) = \sin \omega t \text{ при } t > 0;$$

$$f(t) = 0 \text{ при } t \leq 0.$$

Преобразование Лапласа для этой функции имеет вид

$$F(s) = \int_0^{\infty} e^{-st} \sin \omega t dt = -e^{-st} \left(\frac{s \sin \omega t + \omega \cos \omega t}{s^2 + \omega^2} \right) \Big|_0^{\infty}.$$

Подставив пределы, получим окончательно

$$L(\sin \omega t) = \frac{\omega}{s^2 + \omega^2}. \tag{2.19}$$

Первоначальная функция $f(t)$ вместе со своим преобразованием образует так называемую пару преобразования функции. Выполнив указанным методом ряд преобразований, можно составить таблицу пар преобразования функций. Соответствующие данные приведены в табл. 1.

В литературе можно найти более подробные таблицы пар. Поэтому операции преобразования приходится выполнять только для необычных функций. Наиболее употребительные функции можно взять из таблиц.

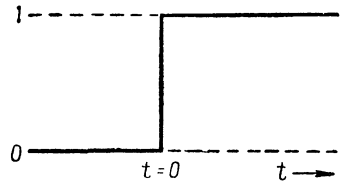


Рис. 2.6. Единичная, или ступенчатая, функция

Таблица 1

Пары преобразования функций

№ пары	$F(s)$	$f(t)$
1	$1/s$	1
2	$\frac{\omega}{s^2 + \omega^2}$	$\sin \omega t$
3	$\frac{s}{s^2 + \omega^2}$	$\cos \omega t$

№ пары	$F(s)$	$f(t)$
4	$\frac{\gamma}{s^2 - \gamma^2}$	$\sin h\gamma t$
5	$\frac{s}{s^2 - \gamma^2}$	$\cos h\gamma t$
6	$1/s^2$	t
7	$1/s^n$	$\frac{t^{n-1}}{(n-1)!}$
8	$\frac{1}{s \mp \gamma}$	$e^{\pm\gamma t}$
9	$\frac{\beta}{(s + \alpha)^2 + \beta^2}$	$e^{-\alpha t} \sin \beta t$
10	$\frac{s + \alpha}{(s + \alpha)^2 + \beta^2}$	$e^{-\alpha t} \cos \beta t$
11	$\frac{1}{(s + \alpha)^2}$	$te^{-\alpha t}$
12	$\frac{1}{(s + \alpha)^n}$	$\frac{t^{n-1}}{(n-1)!} e^{-\alpha t}$
13	$\frac{1}{(s - \alpha)(s - \gamma)}$	$\frac{1}{\alpha - \gamma} (e^{-\alpha t} - e^{-\gamma t})$
14	$\frac{1}{s(s^2 + a^2)}$	$\frac{1}{a^2} (1 - \cos at)$

2.7. ОПЕРАЦИИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Наиболее важное преимущество преобразования Лапласа состоит не только в возможности преобразования функций, но и в упрощении математических операций. С его помощью задачи с линейными интегралами, дифференциальными и разностными уравнениями преобразуются в обычные алгебраические уравнения. Принцип, лежащий в основе этого, можно уяснить из следующих соображений.

Пусть имеется произвольная функция действительного переменного $f(t)$. Предполагается, что ее можно преобразовать таким образом:

$$F(s) = L[f(t)]$$

или

$$F(s) = \int_0^{\infty} e^{-st} f(t) dt. \quad (2.20)$$

Интеграл представляет собой произведение двух функций времени. Он решается интегрированием по частям по общей формуле

$$\int u dv = uv - \int v du. \quad (2.21)$$

Пусть в уравнении 2.20

$$u = e^{-st},$$

так что

$$du = -se^{-st} dt;$$

$$dv = f(t) dt,$$

так что

$$v = \int f(t) dt.$$

Подставив эти множители в уравнение 2.21, получим

$$F(s) = [e^{-st} \int f(t) dt]_0^{\infty} + s \int_0^{\infty} e^{-st} [\int f(t) dt] dt. \quad (2.22)$$

Последний член уравнения можно представить в виде

$$s \int_0^{\infty} e^{-st} [\int f(t) dt] dt = sL [\int f(t) dt].$$

Подставив пределы в первом члене уравнения 2.22, получим

$$[e^{-st} \int f(t) dt]_0^{\infty} = (0) \int_{t=0} f(t) dt - \int_{t=0} f(t) dt,$$

где $\int_{t=0} f(t) dt$ — значение интеграла при $t = 0$.

Это представляет собой начальное условие. Первый член предыдущего уравнения должен исчезнуть, иначе $f(t)$ будет непреобразуемой функцией. Другими словами, e^{-st} должно сходиться к нулю быстрее, чем $\int f(t) dt$ при стремлении t к бесконечности.

Следовательно, уравнение 2.22 принимает вид

$$F(s) = - \int_{t=0} f(t) dt + sL [\int f(t) dt]$$

или

$$L [\int f(t) dt] = \frac{F(s)}{s} + \frac{\int_{t=0} f(t) dt}{s}. \quad (2.23)$$

Это уравнение означает, что преобразование Лапласа для интеграла функции $f(t)$ равно преобразованию Лапласа $F(s)$ для функции $f(t)$, разделенному на s , плюс член, учитывающий начальное условие. Таким образом, операция интегрирования относительно t

упрощена и сводится к делению на s и добавлению члена, соответствующего начальным условиям.

Аналогичным образом можно получить упрощенный метод дифференцирования. Как и раньше,

$$F(s) = \int_0^{\infty} e^{-st} f(t) dt.$$

Можно произвести интегрирование по частям, принимая

$$u = f(t),$$

так что

$$du = \frac{df(t)}{dt} dt;$$

$$dv = e^{-st} dt,$$

так что

$$v = -\frac{e^{-st}}{s}.$$

Поступая так же, как и в предыдущих выводах, получим

$$F(s) = \frac{f(0)}{s} + \frac{L\left[\frac{df(t)}{dt}\right]}{s}$$

или

$$L\left[\frac{df(t)}{dt}\right] = sF(s) - f(0). \quad (2.24)$$

Другими словами, преобразование Лапласа для производной $f(t)$ равно преобразованию $f(t)$, умноженному на s , минус начальное значение $f(t)$. Таким образом, операция дифференцирования относительно t заменена умножением на s и введением члена, соответствующего начальному условию.

Аналогичным образом можно преобразовать вторую производную. Соответствующие результаты вместе с полученными выше сведены в табл. 2.

Таблица 2

Пары операций преобразования

Функция действительного переменного	Преобразование Лапласа
$f(t)$	$f(s)$
$\int f(t) dt$	$\frac{F(s)}{s} + \frac{\int_{t=0} f(t) dt}{s}$
$\frac{df(t)}{dt}$	$sF(s) - f(0)$
$\frac{d^2f(t)}{dt^2}$	$s^2F(s) - sf(0) - \frac{df(0)}{dt}$

Члены, соответствующие начальным условиям, определяются следующим образом:

$$\int_{t=0} f(t) dt = \text{значение } \int f(t) dt \text{ при } t=0;$$
$$f(0) = \text{значение } f(t) \text{ при } t=0;$$
$$\frac{df(0)}{dt} = \text{значение } \frac{df(t)}{dt} \text{ при } t=0.$$

2.8. ОБРАТНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЛАПЛАСА

Метод получения обратного преобразования Лапласа состоит в выполнении действий, обратных описанным выше операциям нахождения преобразования. Иначе говоря, операция предполагает превращение преобразования $F(s)$ обратно в первоначальную функцию $f(t)$. Эту операцию символически обозначают следующим образом:

$$L^{-1}[F(s)] = f(t),$$

где L^{-1} — обратное преобразование Лапласа.

Для получения обратного преобразования существуют непосредственные аналитические методы [4], но для проведения операций необходимо знать теорию комплексного переменного более глубоко, чем в объеме настоящей книги. Разработан метод для определения обратного преобразования функции $F(s)$. Как видно из таблицы преобразования функций, если в ней имеется данное преобразование $F(s)$, то есть и соответствующее обратное преобразование $f(t)$. Например,

для пары № 6

$$L^{-1}\left[\frac{1}{s^2}\right] = t,$$

для пары № 5

$$L^{-1}\left[\frac{s}{s^2 - \omega^2}\right] = \text{ch } \omega t.$$

Можно привести ряд других аналогичных примеров.

Очевидно, практически невозможно составить таблицу преобразования функций, включающую все возможные преобразования и соответствующие им обратные преобразования. Однако если наиболее сложные выражения $F(s)$ могут быть разложены на множители или на более простые, чем имеющиеся в таблице, функции, то можно без особого труда выполнить обратное преобразование. В последующих разделах книги определению обратных преобразований уделяется большое внимание. Большое значение поэтому приобретают методы упрощения сложных функций.

В следующем разделе рассматривается один из таких методов.

2.9. РАЗЛОЖЕНИЕ НА ПРОСТЕЙШИЕ ДРОБИ

Функции преобразования, с которыми приходится иметь дело на практике, имеют общий вид рациональной дроби, состоящей из двух многочленов. Типичный случай разложения многочленов на множители можно представить в виде

$$F(s) = \frac{(s + a_1)(s + a_2)}{(s + b_1)(s + b_2)(s + b_3)}. \quad (2.25)$$

Корни обоих многочленов различаются. Уравнение 2.25 можно представить следующим образом:

$$F(s) = \frac{A_1}{s + b_1} + \frac{A_2}{s + b_2} + \frac{A_3}{s + b_3}. \quad (2.26)$$

Значения коэффициентов A_1 , A_2 и A_3 неизвестны. Требуется решить уравнение относительно коэффициентов простых дробей.

Решения для коэффициентов A_1 , A_2 и A_3 получаются довольно просто. Так, например, для определения A_1 необходимо умножить уравнения 2.25 и 2.26 на $(s + b_1)$. Тогда получим

$$\begin{aligned} (s + b_1)F(s) &= (s + b_1) \frac{(s + a_1)(s + a_2)}{(s + b_1)(s + b_2)(s + b_3)} = \\ &= A_1 \frac{s + b_1}{s + b_1} + A_2 \frac{s + b_1}{s + b_2} + A_3 \frac{s + b_1}{s + b_3}. \end{aligned}$$

Исключим общий множитель $(s + b_1)$ в обоих уравнениях. Тогда

$$(s + b_1)F(s) = \frac{(s + a_1)(s + a_2)}{(s + b_2)(s + b_3)} = A_1 + A_2 \frac{(s + b_1)}{(s + b_2)} + A_3 \frac{(s + b_1)}{(s + b_3)}.$$

Пусть $s = -b_1$. Все члены, кроме двух, становятся равными нулю. Следовательно,

$$A_1 = \frac{(-b_1 + a_1)(-b_1 + a_2)}{(-b_1 + b_2)(-b_1 + b_3)}.$$

Таким образом, коэффициент A_1 определен через корни двух многочленов.

Аналогичным образом определяются коэффициенты A_2 и A_3 . Для определения A_2 необходимо уравнения 2.25 и 2.26 умножить на $(s + b_2)$ и принять $s = -b_2$. То же самое нужно сделать для определения коэффициента A_3 , приняв $s = -b_3$.

Все операции просто выразить математически. Предположим, что множители функции в знаменателе отличны друг от друга. Тогда

$$A_n = (s + s_n)F(s) \Big|_{s=-s_n}, \quad (2.27)$$

где A_n — коэффициент простейшей дроби, включающей множитель $(s + s_n)$ в знаменателе функции $F(s)$.

На простом примере можно проиллюстрировать применение уравнения 2.27. Пусть

$$F(s) = \frac{s+1}{(s+2)(s+3)}.$$

Разложим это выражение на простейшие дроби. Тогда

$$F(s) = \frac{A_1}{s+2} + \frac{A_2}{s+3}.$$

Воспользуемся теперь уравнением 2.27 для определения коэффициента A_1 :

$$A_1 = (s+2) F(s) \Big|_{s=-2} = \frac{(s+2)(s+1)}{(s+2)(s+3)} \Big|_{s=-2}.$$

Следовательно,

$$A_1 = \frac{(s+1)}{(s+3)} \Big|_{s=-2} = \frac{(-2+1)}{(-2+3)} = -1.$$

Аналогичным образом

$$\begin{aligned} A_2 &= (s+3) F(s) \Big|_{s=-3} = \frac{(s+3)(s+1)}{(s+2)(s+3)} \Big|_{s=-3} = \\ &= \frac{(s+1)}{(s+2)} \Big|_{s=-3} = \frac{(-3+1)}{(-3+2)} = 2. \end{aligned}$$

Оба коэффициента, таким образом, определены.

Описанный метод годится в одинаковой степени как для комплексных, так и для действительных множителей. Так, например, пусть

$$F(s) = \frac{s}{s^2 + \omega^2} = \frac{s}{(s+j\omega)(s-j\omega)}.$$

Разложим функцию на простейшие дроби:

$$F(s) = \frac{A_1}{(s+j\omega)} + \frac{A_2}{(s-j\omega)}.$$

Воспользуемся теперь уравнением 2.27 для определения A_1 :

$$A_1 = (s+j\omega) F(s) \Big|_{s=-j\omega} = \frac{s}{s-j\omega} \Big|_{s=-j\omega} = \frac{-j\omega}{-2j\omega} = \frac{1}{2}.$$

Аналогично можно показать, что $A_2 = \frac{1}{2}$.

Хотя мы и не привели соответствующего доказательства, однако всегда справедливо следующее положение: если множители многочлена в знаменателе функции $F(s)$ содержат комплексные сопряженные величины, то коэффициенты частичных дробей, содержащих эти множители, также представляют собой комплексные сопряженные величины.

Существует другой случай, когда знаменатель выражения $F(s)$ содержит повторяющийся множитель. Это означает, что если функция содержит множитель 2 или больше, то для определения коэффициентов при разложении на простейшие дроби нужно применить другой метод. Например, предположим, что

$$F(s) = \frac{s+1}{s(s+2)^2}.$$

Множитель $(s+2)$ повторяется дважды. Разложение функции на простейшие дроби дает формулу

$$F(s) = \frac{A_1}{s+2} + \frac{A_2}{(s+2)^2} + \frac{B}{s}.$$

Тогда коэффициент B для неповторяющегося множителя определится уравнением 2.27, как и в предыдущих примерах. Однако если применить этот метод к повторяющемуся множителю, то в результате получится неопределенность вида $0/0$.

Для определения коэффициентов в членах, содержащих повторяющийся множитель, умножим вначале на него функцию $F(s)$. В приведенном примере для этого требуется умножить $F(s)$ на $(s+2)^2$. В результате получится новая функция, которую обозначим $P(s)$. Таким образом, для данного примера

$$P(s) = (s+2)^2 F(s).$$

Тогда коэффициенты членов, содержащих повторяющийся множитель, определяются из следующего выражения, приводимого здесь без вывода:

$$A_{n-r} = \frac{1}{r!} \cdot \frac{d^r}{ds^r} P(s) \Big|_{s=-a}, \quad (2.28)$$

где $-a$ — значение повторяющегося корня (в примере -2), $r = 0, 1, 2, 3, \dots (n-1)$.

Применив эту формулу к данной задаче, можно проиллюстрировать используемый метод. Так как в выражении имеется множитель второго порядка, то $n = 2$, $r = 0$, $a = 1$. Поэтому для определения A_2 примем в формуле 2.28 $r = 0$, $n = 2$ и $a = 2$. Таким образом,

$$A_{2-0} = A_2 = \frac{1}{0!} \cdot \frac{d^0}{ds^0} \left(\frac{s+1}{s} \right)_{s=-2} = \left(\frac{s+1}{s} \right)_{s=-2} = \frac{1}{2}.$$

Аналогично для A_1 примем $n = 2$, $r = 1$ и $a = 2$. Тогда

$$A_{2-1} = A_1 = \frac{1}{1!} \cdot \frac{d}{ds} \left(\frac{s+1}{s} \right)_{s=-2} = \left[\frac{s-(s+1)}{s^2} \right]_{s=-2} = \frac{1}{4}.$$

Очевидно, методы, рассмотренные в настоящем разделе, позволяют разложить относительно сложные функции преобразования на ряд простейших функций, которые можно найти в таблице преобразования функций.

2.10. ПРИМЕНЕНИЕ ПРОСТЕЙШИХ ДРОБЕЙ В ОБРАТНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЯХ

Частичное разложение в ряд представляет собой метод, позволяющий легко определить обратное преобразование Лапласа. Выясним на примере оставшиеся неясные вопросы. Пусть, например, необходимо определить обратное преобразование функции $f(t)$:

$$F(s) = \frac{2}{s^4 + 10s^3 + 26s^2 + 48s + 45}. \quad (2.29)$$

Эту функцию можно разложить на множители:

$$F(s) = \frac{2}{[s+3]^2 [(s+1)^2 + 4]}. \quad (2.30)$$

В таблице нет такого преобразования. Его нужно упростить перед выполнением обратного преобразования.

Квадратичный множитель может быть разложен на два множителя, так что преобразование можно представить в виде

$$F(s) = \frac{2}{(s+3)^2 (s+1+2j)(s+1-2j)}.$$

Теперь можно разложить функцию на ряд простейших дробей:

$$F(s) = \frac{A_1}{(s+3)} + \frac{A_2}{(s+3)^2} + \frac{B}{(s+1+2j)} + \frac{B'}{(s+1-2j)},$$

где B' — комплексная сопряженная величина B .

Уравнение 2.28 применяется для определения A_2 и A_1 . После соответствующих подстановок получаем

$$A_2 = (s+3)^2 F(s) \Big|_{s=-3} = \frac{2}{(s+1)^2 + 4} \Big|_{s=-3}.$$

Следовательно,

$$A_2 = \frac{1}{4}; \quad A_1 = \frac{d}{ds} \left[\frac{2}{(s+1)^2 + 4} \right]_{s=-3} = \frac{1}{8}.$$

Так как B и B' являются комплексными сопряженными величинами, то необходимо определить лишь один из этих коэффициентов. Пользуясь формулой 2.27 для различающихся между собой множителей, получим

$$B = (s+1+2j) F(s) \Big|_{s=-1-2j} = \frac{2}{(s+3)^2 (s+1-2j)} \Big|_{s=-1-2j} = -\frac{1}{16}.$$

Следовательно, $B' = -\frac{1}{16}$. Теперь можно написать полное выражение для разложенного преобразования:

$$F(s) = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{s+3} \right)^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{1}{s+3} \right) - \frac{1}{16} \left(\frac{1}{s+1+2j} \right) - \frac{1}{16} \left(\frac{1}{s+1-2j} \right).$$

Обратные преобразования берутся почленно с помощью пар № 8 и 11 таблицы преобразования функций. Следовательно, полное обратное преобразование будет иметь вид

$$f(t) = \frac{te^{-3t}}{4} + \frac{e^{-3t}}{8} - \frac{1}{16} (e^{-t-2jt} + e^{-t+2jt}); \quad (2.31)$$

$$f(t) = \frac{te^{-3t}}{4} + \frac{e^{-3t}}{8} - \frac{1}{16} e^{-t} (e^{-2jt} + e^{+2jt}). \quad (2.32)$$

Последний член в скобках представляет собой экспоненциальную формулу $\cos 2t$. Значит,

$$f(t) = \frac{te^{-3t}}{4} + \frac{e^{-3t}}{8} - \frac{1}{8} e^{-t} \cos 2t. \quad (2.33)$$

Последнее выражение представляет собой полное обратное преобразование $F(s)$.

2.11. ТИПИЧНАЯ ЗАДАЧА ТЕОРИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПЕЙ

Весь изложенный выше материал можно наглядно обобщить в типичном примере, заимствованном из теории электрических цепей. Такой метод позволит также высказать дополнительно некоторые полезные соображения. Рассмотрим простейшую цепь RLC , приведенную на рис. 2.7. Предположим, что e и i являются неопределенными функциями времени и, следовательно, их можно представить выражениями $e(t)$ и $i(t)$.

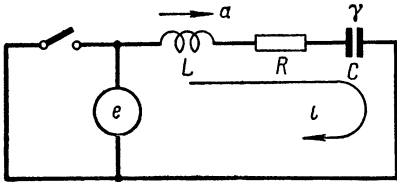


Рис. 2.7. Последовательная цепь RLC

Пусть ключ размыкается в момент времени $t = 0$.

Уравнение для контура цепи имеет вид

$$e(t) = L \frac{di(t)}{dt} + Ri(t) + \frac{1}{C} \int i(t) dt. \quad (2.34)$$

Теперь требуется определить следующие члены: $E(s)$ — преобразование Лапласа для $e(t)$, $I(s)$ — преобразование Лапласа для $i(t)$, $\alpha = i(0)$ — начальный ток через индуктивность L , $q = \int i(t=0) dt$ — начальный заряд на конденсаторе, $\gamma = q/C$ — начальное напряжение на конденсаторе.

Преобразования отдельных членов уравнения 2.34 могут быть взяты из таблицы операций преобразования. В результате получим

$$E(s) = L(sI - \alpha) + RI + \frac{1}{sC} + \frac{\gamma}{s}, \quad (2.35)$$

где аргумент s для простоты в выражении $I(s)$ опущен. После перестановки членов получаем

$$E(s) = I \left(sL + R + \frac{1}{sC} \right) - L\alpha + \frac{\gamma}{s}. \quad (2.36)$$

Преобразование для тока I будет иметь вид

$$I(s) = I = \frac{E(s) + (L\alpha - \gamma/s)}{sL + R + 1/sC}. \quad (2.37)$$

Это уравнение общее, что очень важно для применения. Его можно представить в форме

$$\text{Функция реакции} = \frac{\text{Функция возбуждения}}{\text{Характеристическая функция}}. \quad (2.38)$$

Из уравнения 2.37 очевидно, что характеристическая функция зависит только от характеристик и параметров цепи и на нее не оказывает влияния характер возбуждения. Более того, характеристическая функция представляет собой просто общее полное сопротивление цепи, выраженное через комплексную частоту s .

Выражение для функции возбуждения содержит два члена: $E(s)$ — задающую функцию и $(L\alpha - \gamma/s)$ — начальную функцию возбуждения. Задающая функция характеризует возбуждение, обусловленное активными элементами цепи, а начальная функция возбуждения характеризует возбуждение, обусловленное накоплением энергии в пассивных элементах цепи. Пренебрегая начальной функцией возбуждения, можно решить большое количество задач. Все цепи, приводимые в части II настоящей книги, рассматриваются на основе такого допущения. Подобный метод допустим, так как для рассматриваемых линейных цепей остается справедливым принцип наложения.

Пренебрежение членами, характеризующими начальное возбуждение, позволяет упростить многие задачи. В частности, применение преобразования Лапласа приводит к обычной теории цепей переменного тока. Так,

$$L \left[L \frac{di}{dt} \right] = (sL) I; \quad L [Ri] = (R) I; \quad L \left[\frac{1}{C} \int idt \right] = \left(\frac{1}{sC} \right) I,$$

где sL и $1/sC$ — полные сопротивления, выраженные через комплексную частоту.

Таким образом, если пренебречь начальными условиями, то уравнения для той или иной цепи можно написать на основе теории цепей переменного тока и, как показано в разделе 2.4, при простой замене $j\omega$ на s . Окончательную форму этих уравнений можно представить следующим образом:

$$\text{Преобразование реакции} = \frac{\text{Преобразование задающей функции}}{\text{Преобразование характеристической функции}}.$$

Реакция как функция времени, называемая переходной характеристикой, определяется с помощью обратного преобразования реакции в соответствии с рассмотренными выше методами.

Необходимо уяснить себе, что характеристическая функция преобразования может представлять собой один из нескольких типов функций, выражающих, например, полное сопротивление, полную проводимость или же безразмерный коэффициент.

2.12. КОМПЛЕКСНАЯ ПЛОСКОСТЬ s . ПОЛЮСА И НУЛИ

Инженеры-электрики знакомы с понятием комплексных чисел, их применением и выражением на комплексной плоскости. Так, например, полные сопротивления и полные проводимости в теории цепей переменного тока представляют собой комплексные величины общего вида

$$Z = R + jX \text{ или } Y = G + jB.$$

Эти величины имеют вещественные части R и G и мнимые части X и B . На комплексной Z - или Y -плоскости эти числа можно представить, как показано на рис. 2.8. Активное сопротивление или активная проводимость откладывается на вещественной оси, а реактивное сопротивление или реактивная проводимость — на мнимой оси.

В разделе 2.4 было показано, что обобщенная частота — это комплексное число, имеющее вид $s = \sigma + j\omega$. По аналогии с методами, применяемыми в отношении полных сопротивлений и полных про-

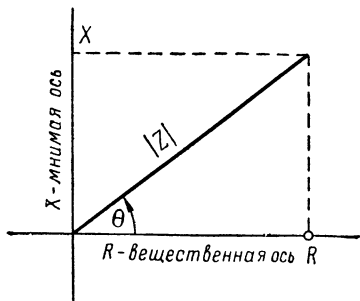


Рис. 2.8. Комплексная Z -плоскость для представления полных сопротивлений переменному току

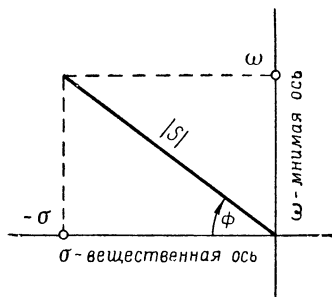


Рис. 2.9. Комплексная s -плоскость для представления комплексной частоты

водимостей при переменном токе, можно представить s графически на комплексной s -плоскости, откладывая σ по оси вещественных чисел и ω — по оси мнимых чисел (рис. 2.9). Любое сочетание значений σ и ω однозначно определяет точку на комплексной s -плоскости.

Выше было показано, что преобразование реакции физических систем всегда имеет общий вид:

$$\text{Преобразование реакции} = \frac{\text{Преобразование функции возбуждения}}{\text{Преобразование характеристической функции}}.$$

Независимо от характера задачи преобразование функции возбуждения и преобразование характеристической функции всегда представляют собой полиномы от s . В практических случаях степень полинома в числителе преобразования реакции всегда меньше сте-

пени знаменателя. Таким образом, общее преобразование реакции имеет вид

$$\text{Преобразование реакции} = K \frac{a_1 s^{n-1} + a_2 s^{n-2} + a_3 s^{n-3} + \dots + a_n}{s^n + b_1 s^{n-1} + b_2 s^{n-2} + b_3 s^{n-3} + \dots + b_n},$$

где K — масштабный коэффициент, представляющий собой постоянную, не зависящую от s .

Рассмотрим теперь случай преобразования реакции данной системы, в которой полиномы числителя и знаменателя могут быть разложены на множители:

$$F(s) = K \frac{(s + \gamma_1)(s + \gamma_2)}{(s + \alpha_1)(s + \alpha_2)(s + \alpha_3)}. \quad (2.39)$$

Пять значений s , обозначенных $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \gamma_1$ и γ_2 , — единственные. Так, например, если s равно $-\gamma_1$ или $-\gamma_2$, то числитель становится равным нулю и все преобразование реакции равно нулю. Поэтому $-\gamma_1$ и $-\gamma_2$ называются нулями преобразования реакции $F(s)$. Так как они являются единственными значениями s при определенных значениях σ и ω , то их можно расположить на комплексной s -плоскости. Нули обычно обозначаются небольшими кружками, как показано на рис. 2.10.

Если s равно $-\alpha_1, -\alpha_2$ или $-\alpha_3$, то в нуль обращается знаменатель преобразования реакции, вследствие чего вся функция равна бесконечности. Значения s , при которых преобразование характеристической функции превращается в нуль или преобразование реакции — в бесконечность, называются полюсами $F(s)$ *. На комплексной s -плоскости полюса изображаются небольшими крестиками (см. рис. 2.10).

В некоторых случаях полюса и нули имеют порядок более высокий, чем приведенные в предыдущем примере. Преобразование реакции может иметь вид

$$F(s) = K \frac{(s + \gamma)^m}{(s + \alpha)^n}.$$

Функция имеет нуль m -го порядка в точке $-\gamma$ и полюс n -го порядка в точке $-\alpha$.

* Это лишь простейший тип полюсов. Данное определение подходит не для всех случаев, но для настоящей книги оно удовлетворительно. Более подготовленный читатель может обратиться к книге Р. В. Черчилль, *Операционное исчисление в технике*, McGraw-Hill Book Co, Нью-Йорк, 1944, стр. 139—144.

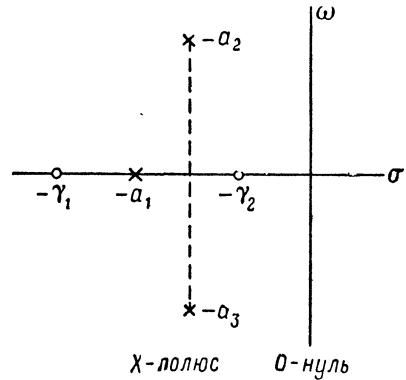


Рис. 2.10. Полюса и нули комплексной s -плоскости

Полюса и нули — единственные значения s и вследствие этого однозначно определяют характеристики реакции физической системы. Некоторые относящиеся к этому вопросы рассматриваются в последующих разделах.

2.13. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ, ОПРЕДЕЛЯЕМЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПОЛЮСОВ

Выше было показано, что преобразование реакции данной физической системы всегда имеет форму рациональной дроби, состоящей из полиномов от s , причем полиномы могут быть разложены на множители. Такое преобразование может иметь следующий вид:

$$F(s) = K \frac{(s + \gamma)}{(s + \alpha_1)(s + \alpha_2)(s + \alpha_3)}.$$

Эта функция имеет нуль в точке $-\gamma$ и три полюса в точках $-\alpha_1$, $-\alpha_2$ и $-\alpha_3$.

Функцию можно разложить на простейшие дроби следующим образом:

$$F(s) = \frac{A_1}{s + \alpha_1} + \frac{A_2}{s + \alpha_2} + \frac{A_3}{s + \alpha_3},$$

где A_1 , A_2 и A_3 — постоянные коэффициенты, определяемые обычными методами.

Важно отметить, что при разложении полюса сохраняют свою идентичность, тогда как нули входят в состав коэффициентов. Значения трех коэффициентов зависят как от нулей, так и от полюсов.

Характеристику переходного процесса, представляющую собой обратное преобразование $F(s)$, можно легко выразить, пользуясь таблицей преобразования функций:

$$f(t) = A_1 e^{-\alpha_1 t} + A_2 e^{-\alpha_2 t} + A_3 e^{-\alpha_3 t}.$$

Характер функции, выражающей переходный процесс, зависит только от характера полюсов, так как последние влияют на форму не зависящих от времени коэффициентов в характеристике переходного процесса. В данном случае имеются три отличных друг от друга полюса и каждый обуславливает появление простого экспоненциального множителя в характеристике переходного процесса. Постоянные множители экспонент не определены, поэтому нельзя сказать, какая экспонента больше и какая меньше. Однако во многих случаях необходимо знать только характер функции, соответствующей переходному процессу, безотносительно к величинам составляющих функций. В таких случаях необходимо только рассмотреть полюса преобразования реакции и их распределение на комплексной s -плоскости. Характер функции переходного процесса можно быстро определить по таблице преобразования функций.

Это положение проиллюстрировано на рис. 2.11. Рисунок и таблица преобразования функций должны анализироваться одновременно. Все операции сводятся к следующему:

1. Любое преобразование реакции может быть разложено на сумму преобразований функций, имеющих в табл. 1. Это осуществляется с помощью частичного разложения в ряд.

2. Каждое такое частичное преобразование при одном разложении содержит один или два полюса первоначального преобразования реакции.

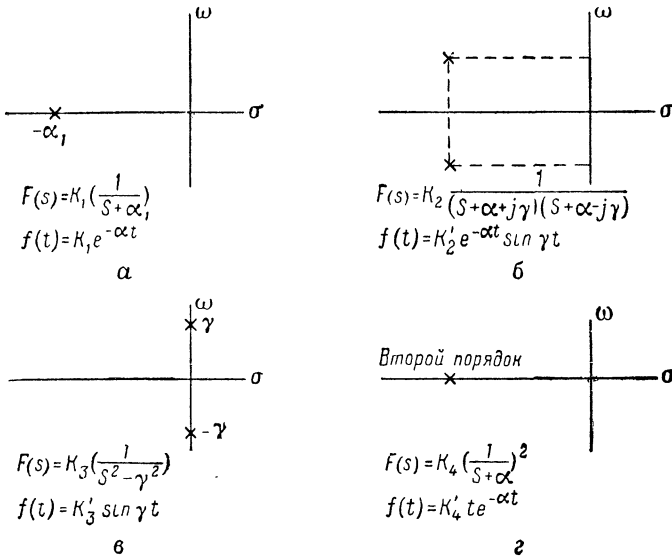


Рис. 2.11. Взаимосвязь между распределением полюсов и характеристиками переходного процесса:

а — одиночный вещественный полюс; *б* — сопряженные комплексные полюса; *в* — сопряженные полюса — вещественная часть нуля; *г* — вещественный полюс второго порядка

3. Каждая комбинация полюсов обуславливает появление одного члена в обратном преобразовании или функции времени.

4. Имеется много способов выполнения отдельных частичных преобразований. Наиболее употребительные показаны на рис. 2.11. Небольшой опыт работы с диаграммами полюсов и некоторое знакомство с таблицей преобразования функций достаточны для быстрой оценки характера переходного процесса.

Необходимо сделать практически важное замечание. Реакция не носит колебательного характера, если все полюса вещественны. Она имеет колебательный характер, когда появляются комплексные сопряженные полюса.

Коэффициенты частичного разложения легко определить из диаграммы полюсов и нулей для какой-либо функции s . Таким обра-

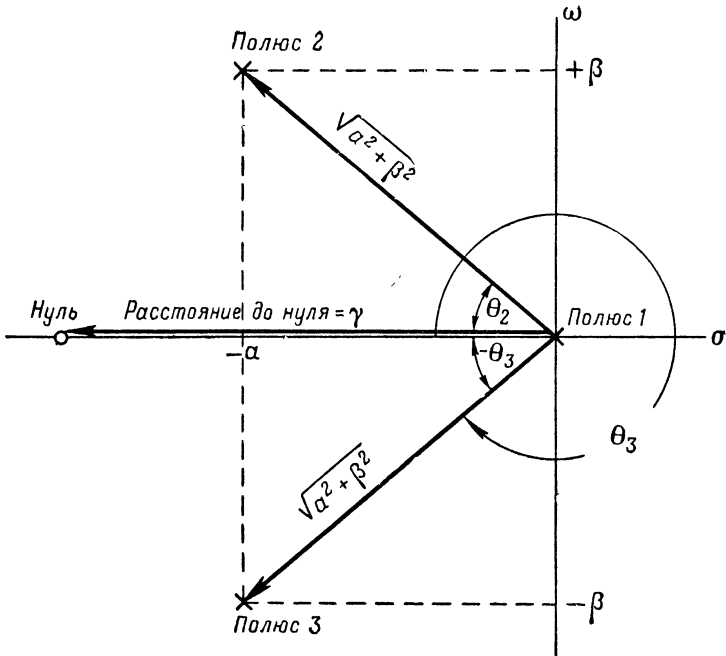


Рис. 2.12. Метод определения коэффициента частичного разложения, связанного с полюсом 1, расположенного в данном случае в начале координат

зом, весь характер переходной характеристики будет определен. Для примера рассмотрим следующую функцию:

$$F(s) = \frac{s + \gamma}{s(s + \alpha + j\beta)(s + \alpha - j\beta)} = \frac{A}{s} + \frac{B}{s + \alpha + j\beta} + \frac{B'}{s + \alpha - j\beta}.$$

Соответствующая диаграмма полюсов и нулей приведена на рис. 2.12. Коэффициенты частичного разложения легко определить вышеприведенным методом. Они имеют следующие выражения:

$$A = \frac{\gamma}{(\alpha + j\beta)(\alpha - j\beta)} = \frac{\gamma \mid 0^\circ}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2} \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} \mid \theta_2 + \theta_3};$$

$$B = \frac{(\gamma - \alpha) - j\beta}{(-\alpha - j\beta)(-2j\beta)};$$

$$B' = \frac{(\gamma - \alpha) + j\beta}{(-\alpha + j\beta)(+2j\beta)}.$$

Для определения коэффициента A необходимо провести прямые линии от полюса в точке $s = 0$ ко всем другим полюсам и нулям, как показано на рис. 2.12. Коэффициент A связан с полюсом в точке $s = 0$ в частичном разложении. Как видно из рис. 2.12, линия, проведенная к нулю в точке $-\gamma$, имеет длину γ , что соответ-

ствуется числителю в выражении для коэффициента A . Линии, проведенные к сопряженным полюсам, имеют длины $\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$ и углы θ_2 и θ_3 . Это члены знаменателя в уравнении для коэффициента A , выраженном в полярной форме. Отсюда величина и угол для коэффициента A частичного разложения, связанного с полюсом в точке $s = 0$, составляют:

$$A = \frac{\text{Произведение длин линий от данного полюса до всех нулей}}{\text{Произведение длин линий от данного полюса до всех других полюсов}},$$

$$\theta_A = \Sigma (\text{углы между линиями до нулей}) - \Sigma (\text{углы между линиями до полюсов}).$$

Для определения коэффициентов B и B' используется тот же метод, но линии проводятся от полюса, связанного с определяемым коэффициентом. Так, для определения коэффициента B линии проводятся от полюса в точке $(-\alpha - j\beta)$ к нулю в точке $-\gamma$ и к двум полюсам в точках $(-\alpha + j\beta)$ и 0 . Затем коэффициент B определяется в полярной форме на основании приведенной выше формулы.

2.14. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УСТАНОВИВШЕГОСЯ РЕЖИМА

Рассматриваемые здесь характеристики в установившемся режиме определяют реакцию цепей на воздействие синусоидальных функций возбуждения с постоянной амплитудой и постоянной частотой сигналов, анализируемых в теории цепей переменного тока. Обычно принято представлять реакцию цепи на такое возбуждение с помощью двух графиков: 1) амплитудной характеристики — зависимости абсолютной величины передаточной функции от частоты ω , и 2) фазовой характеристики — зависимости фазового сдвига передаточной функции от частоты ω . Оба эти графика называются частотными характеристиками передаточной функции.

На рис. 2.13 приведены типичные примеры таких характеристик.

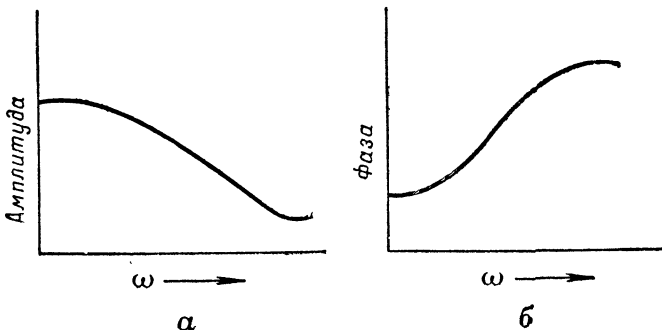


Рис. 2.13. Типичные частотные характеристики: a — амплитудно-частотная характеристика; b — частотно-фазовая характеристика

В некоторых специальных случаях амплитудная и фазовая характеристики представляют собой прямые линии (рис. 2.14). Это соответствует такой передаче сигнала через цепь, при которой входной сигнал воспроизводится на выходе без искажения, но задерживается во времени. Следовательно, получение таких частотных характеристик является условием неискаженной передачи.

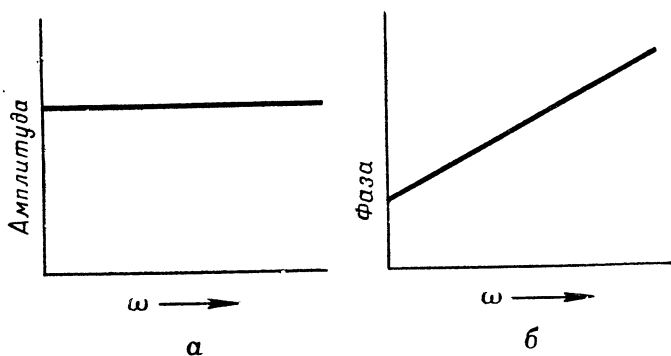


Рис. 2.14. Частотная характеристика при неискаженной передаче:
a — амплитудная характеристика; *б* — фазовая характеристика

Если амплитудная характеристика отклоняется от горизонтальной прямой линии, то условия неискаженной передачи нарушаются и выходной сигнал отличается по форме от входного. Это означает, что цепь вносит амплитудные искажения. Если фазовая характеристика нелинейна, то в результате получаются фазовые искажения.

Таким образом, по частотным характеристикам передаточной функции можно судить о том, в какой степени искажается передача. Они удобны для сравнения относительной стабильности различных цепей, имеющих определенное назначение.

Учитывая важность вопроса, в данной главе рассматривается простой метод получения частотных характеристик из диаграмм полюсов и нулей передаточных функций.

Следует напомнить, что передаточная функция любой физической системы может быть выражена следующим образом:

$$\text{Передаточная функция} = \frac{\text{Функция реакции}}{\text{Функция возбуждения}}.$$

При выражении через комплексную частоту она имеет вид отношения полиномов, умноженного на масштабный коэффициент. Типична функция

$$F(s) = K \frac{1}{s + \alpha}. \quad (2.40)$$

В данном простом случае преобразование передаточной функции имеет единственный полюс первого порядка и не имеет нулей.

Полюс — вещественное число, что необходимо для системы с одним полюсом. Следовательно, полюс располагается в комплексной s -плоскости, как показано на рис. 2.15.

Пусть требуется получить амплитудную и фазовую частотные характеристики в установившемся режиме. В этом случае величина ω является независимой переменной. В практических задачах ω никогда не может быть отрицательной величиной. Вследствие этого величина ω может изменяться вдоль мнимой оси s -плоскости от нуля до плюс бесконечности. Следовательно, s в уравнении 2.40 можно заменить на $j\omega$. Преобразование передаточной функции бу-

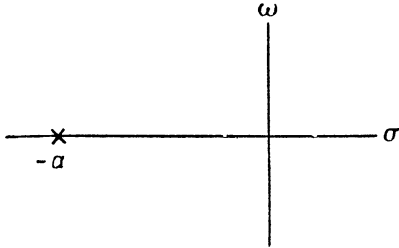


Рис. 2.15. Одиночный полюс в s -плоскости

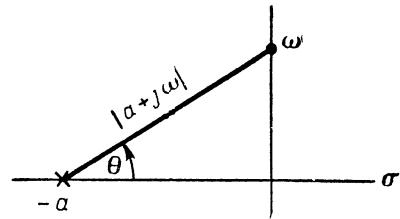


Рис. 2.16. Определение амплитуды и фазового угла $F(j\omega)$

дет иметь вид

$$F(j\omega) = \frac{K}{(a + j\omega)}. \quad (2.41)$$

В полярной форме функция может быть представлена следующим образом:

$$F(j\omega) = K \left| \frac{1}{a + j\omega} \right| \frac{1}{\theta}. \quad (2.42)$$

Величина $|a + j\omega|$ представляет собой длину линии, проведенной от полюса в точке $-a$ в точку, соответствующую принятому значению ω , расположенную на положительной мнимой оси. Угол θ образован этой линией и линией, параллельной вещественной оси. Эти построения показаны на рис. 2.16.

Очевидно, данные, необходимые для построения зависимости величины и фазы $F(j\omega)$ от частоты ω , можно получить непосредственно, пользуясь методом, указанным на рис. 2.16, для ряда различных частот. Соответствующие построения показаны на рис. 2.17.

В только что рассмотренном примере с одним полюсом преимущества описанного метода по сравнению с непосредственным численным определением небольшие. Приведем теперь более сложный случай, при котором преобразование передаточной функции имеет два полюса и один нуль, т. е.

$$F(s) = K \frac{s + \gamma}{(s + \alpha_1)(s + \alpha_2)}.$$

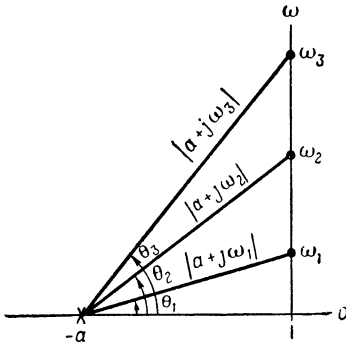


Рис. 2.17. Определение характеристики установившегося режима

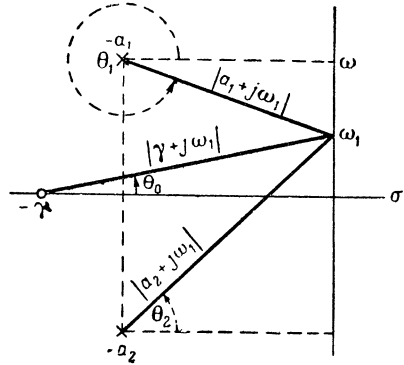


Рис. 2.18. Случай двух полюсов и одного нуля; определение частотной характеристики

Для установившегося режима

$$F(j\omega) = K \frac{|\gamma + j\omega| \theta_0}{|a + j\omega| |a + j\omega| \theta_1 + \theta_2}. \quad (2.43)$$

Комплексные числа выражены здесь в полярной форме. Непосредственной численной подстановкой трудно получить частотные характеристики функции такого типа. Однако относительно легко получить нужные результаты, пользуясь графическим методом на комплексной s -плоскости. Для этого нужно только определить величину и угловой коэффициент отдельно для каждой данной частоты и подставить их в уравнение 2.43. На рис. 2.18 показан типичный случай. Для расчета нужных характеристик требуются лишь транспортир, циркуль и логарифмическая линейка.

Можно дать общую формулу, характеризующую метод определения характеристик в установившемся режиме:

$$\begin{aligned} |F(j\omega)| &= K \frac{\text{Произведение длин линий от нуля до точки, соответствующей } \omega}{\text{Произведение длин линий от полюсов до точки, соответствующей } \omega} = \\ &= K \frac{\text{Произведение нулевых расстояний}}{\text{Произведение полюсных расстояний}}. \end{aligned}$$

Угловая функция имеет вид

$\theta(j\omega) =$ сумме нулевых углов — сумма полюсных углов.

2.15. ПРАКТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ И ЦЕПИ С МИНИМАЛЬНЫМ СДВИГОМ ФАЗЫ

В разделе 2.4 было показано, что выражения для напряжений и токов, содержащие положительную вещественную часть комплексной частоты s , характеризуют свойства синусоиды с непрерывно на-

растающей амплитудой. Очевидно, получить такую функцию на практике невозможно, так как реальные элементы цепи линейны не для всех токов и напряжений. Если ток непрерывно возрастает, то элементы цепи из-за своей нелинейности будут препятствовать дальнейшему его увеличению. Эта нелинейность может быть обусловлена перегоранием, перегрузкой вакуумной лампы или изменением сопротивления вследствие перегрева. В любом случае в стабильной цепи невозможно наличие постоянно нарастающего тока. Таким образом, передаточная функция физически осуществимой цепи не может иметь полюс в правой части комплексной s -плоскости.

В электронных схемах чаще всего используются цепи с минимальным сдвигом фазы — цепи, у которых сдвиг фазы меньше, чем у всех других цепей с такой же амплитудной характеристикой. Передаточные функции цепей с минимальным сдвигом фазы не могут иметь нулей в правой половине комплексной s -плоскости. Читатель может легко доказать это положение сам.

ЗАДАЧИ

2.1. Вывести уравнения полных сопротивлений как функций комплексной частоты s для каждой из цепей, показанных на рис. 2.19. В каждом случае полное сопротивление представляет собой отношение выходного напряжения к входному току. Ниже будет показано, что эти цепи эквивалентны анодным цепям некоторых ламповых усилителей.

2.2. Для каждой функции полного сопротивления, полученной в результате решения задачи 2.1, построить распределение полюсов и нулей в комплексной s -плоскости. Если существует больше чем одна возможность, то для каждой из них построить отдельную диаграмму полюсов и нулей.

2.3. На основе функций полных сопротивлений, полученных в задаче 2.1, и диаграмм полюсов и нулей, полученных в задаче 2.2, проанализировать переходные характеристики различных цепей.

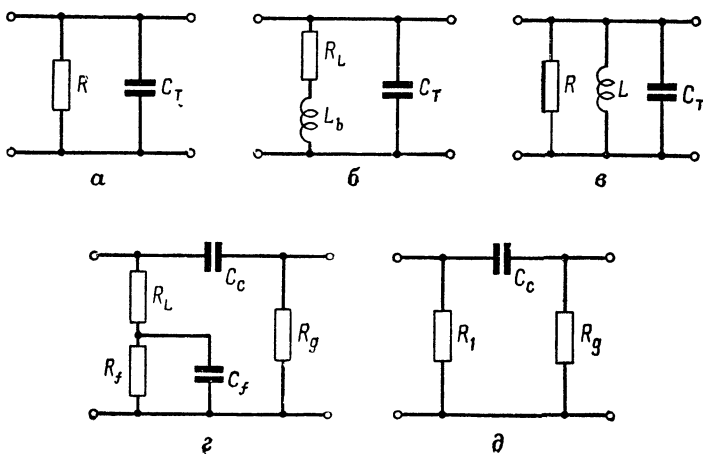


Рис. 2.19.

2.4. Для цепи, показанной на рис. 2.19, б, принято, что

$$R_L = 7000 \text{ ом}, L_b = 500 \text{ мкГн}, C_T = 30 \text{ пф}.$$

Пользуясь методом, рассмотренным в разделе 2.14, определить характеристики цепи в установившемся режиме в диапазоне частот от $\omega = 0$ до $\omega = 14 \cdot 10^6$ об/сек. Полученные результаты построить на полулогарифмической бумаге, отложив ω по оси с логарифмическим масштабом.

2.5. Вывести преобразование Лапласа для функции $f(t) = t$ (см пару № 6 в табл. 1).

2.6. Вывести преобразование Лапласа для $f(t) = e^{-\gamma t}$ (см пару № 9 в табл. 1).

2.7. Пользуясь разложением на простейшие дроби, получить обратные преобразования для функций:

а) $F(s) = \frac{1}{(s^2 + a^2)s^3}$.

б) $F(s) = \frac{(s^2 - a^2)}{(s^2 + a^2)^2}$.

Определить все коэффициенты частичного разложения.

2.8. Пользуясь разложением на простейшие дроби, получить обратное преобразование для функции

$$F(s) = \frac{(s + 1)(s + 4)}{s(s + 2)^2(s + 3)^2}.$$

Определить все коэффициенты частичного разложения.

Ч А С Т Ь П

ЦЕПИ КЛАССА А

Г Л А В А 3

ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ЛАМПОВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

Усилитель представляет собой схему, выходной сигнал которой воспроизводит в увеличенном виде входной сигнал. При этом мощность на выходе создается источником, отличным от источника входного сигнала.

Вакуумные лампы часто используются как усилители напряжения. Выходное напряжение в них воспроизводит в увеличенном виде напряжение входного сигнала. В общем случае лампа, являясь усилителем напряжения, работает в режиме класса А. В данной и некоторых последующих главах рассматривается только этот режим работы.

Настоящая глава начинается анализом метода определения тех напряжений на электродах лампы, которые требуются для работы в режиме класса А. Для вывода общей теории ламповых усилителей напряжения используется эквивалентная схема класса А, рассмотренная в главе 1.

Ниже будет показано, что основные схемы ламповых усилителей можно разделить на три вида: 1) с заземленным катодом, 2) с заземленным анодом, 3) с заземленной сеткой. Во всех трех случаях нас в основном интересуют следующие параметры: 1) усиление по напряжению, 2) полное выходное сопротивление, 3) полное входное сопротивление или полная входная проводимость.

Как будет показано ниже, уравнение усиления по напряжению для любого лампового усилителя может быть представлено в виде

$$A = \pm g'_m Z'_m = \frac{\text{Выходное напряжение}}{\text{Входное напряжение}},$$

где g'_m — эффективная крутизна схемы и лампы;

Z'_m — полное сопротивление пассивной цепи.

Ниже будут также выведены выражения для входного и выходного сопротивлений трех основных усилительных схем.

3.1. СОЕДИНЕНИЯ ЦЕПИ ПО ПОСТОЯННОМУ ТОКУ

Электронная лампа не может работать удовлетворительно, если нет замкнутой цепи по постоянному току от источника питания анодной цепи через какое-либо сопротивление, включенное после-

довательно с анодом, к катоду лампы и через катодное сопротивление на землю. Отрицательный зажим анодного источника питания, обозначенного E_{bb} , обеспечивает требуемое заземление по постоянному току (рис. 3.1).

Необходимо также обеспечить прохождение постоянного тока между сеткой лампы и источником постоянного напряжения смещения на сетку.

Существуют и другие требования, о которых будет сказано в дальнейшем. В разделе 3.3 будет показано, что сопротивление в анодной цепи, включенное последовательно с анодом или катодом лампы, не может быть равно нулю на частоте входного сигнала. Если оно равно нулю, то схема не обладает усилительными свойствами.

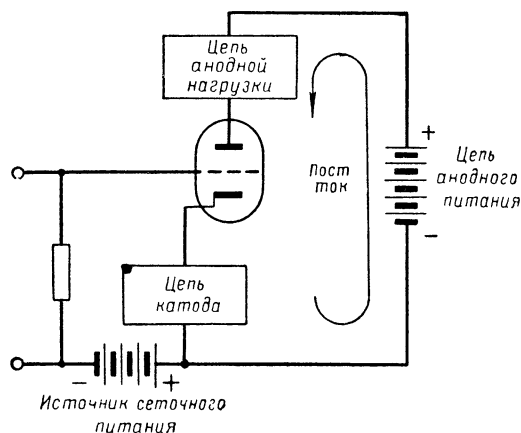


Рис. 3.1. Основные соединения в схеме лампового усилителя

Наконец, во многих случаях представляет интерес переменная составляющая выходного сигнала усилителя. Обычно приходится прибегать к какому-либо способу для устранения возможной постоянной составляющей. Это особенно важно, когда выходной сигнал усилителя подается на вход другого усилителя. Если на выходе не устранить постоянную составляющую,

то напряжение на сетке в следующем усилительном каскаде изменится, что нарушит нормальную работу. Четырем указанным общим требованиям должны удовлетворять почти все усилительные схемы, причем самое строгое из этих требований, которое никогда не должно нарушаться,— это необходимость устранения постоянной составляющей выходного сигнала.

3.2. НАГРУЗОЧНЫЕ ЛИНИИ И РАБОЧИЕ ТОЧКИ

На рис. 3.2 показан простейший ламповый усилитель. Принятые обозначения и терминология стандартные:

E_{cc} — постоянное напряжение на сетке, или сеточное смещение;

E_{bb} — напряжение анодного источника питания;

R_L — анодное сопротивление нагрузки;

i_b — анодный ток;

e_g — сеточное напряжение сигнала;

$e_c = e_g - E_{cc}$ — напряжение сетка-катод, или сеточное напряжение;

e_b — напряжение анод — катод, или анодное напряжение.

Эта схема удовлетворяет всем требованиям, указанным в предыдущем разделе, за исключением того, что в ней не предусмотрены меры для устранения на выходе постоянной составляющей.

Контурное управление Кирхгофа для анодной цепи можно вывести непосредственно из рис. 3.2.

$$E_{bb} = i_b R_L + e_b,$$

откуда

$$e_b = E_{bb} - i_b R_L. \quad (3.1)$$

Беря различные значения e_b и определив i_b из уравнения 3.1, легко построить график зависимости i_b от e_b для данных значений E_{bb} и R_L . Получаемый в результате график уравнения 3.1 называется нагрузочной линией (рис. 3.3). Использование такого термина объясняется тем, что крутизна определяется нагрузочным сопротивлением R_L .

Это графическое построение достаточно для определения анодного тока i_b , соответствующего какому-либо данному анодному напряжению e_b , если уравнение полное. Однако в схеме имеется триод, и анодный ток является сложной функцией анодного и сеточного напряжений. Таким образом, для определения анодного тока через лампу, соответствующего определенным значениям анодного напряжения e_b , напряжения источника питания E_{bb} , сопротивления нагрузки R_L и напряжения на сетке e_c , необходимо получить одновременно: 1) уравнение нагрузочной линии, 2) уравнение

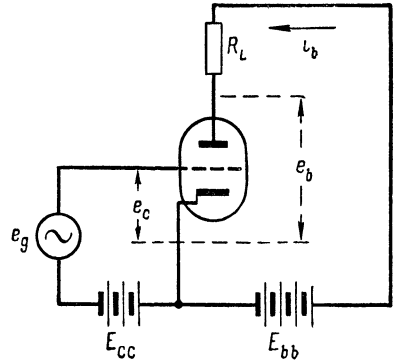


Рис. 3.2. Простейший ламповый усилитель

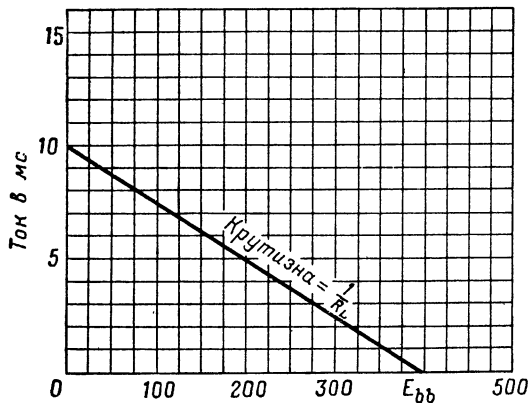


Рис. 3.3. Нагрузочная линия ($R = 40$ ком, $E_{bb} = 400$ в)

анодного тока через лампу как функцию сеточного и анодного напряжений. Получить такие зависимости аналитическим путем весьма трудно из-за сложности уравнения, выражающего соотношение i_b , e_b и e_c . Однако сравнительно легко получить решение графическими методами.

На рис. 3.4 приведены типичные статические анодные характеристики триода. Наложим нагрузочную линию, изображенную на рис. 3.3, на семей-

ство характеристик лампы, пользуясь одними и теми же масштабами для тока и напряжения. Из этого построения можно получить одновременное решение для двух функций.

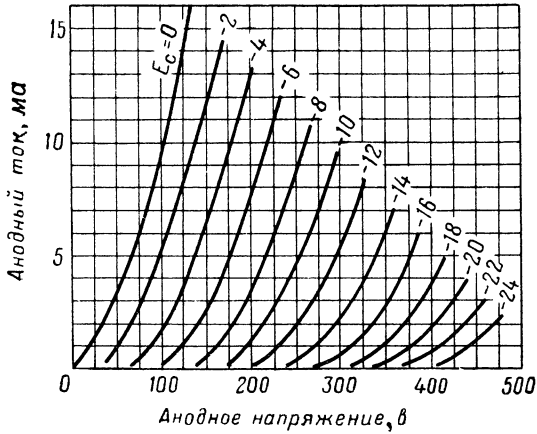


Рис. 3.4. Характеристики триода

Единственная точка, которой удовлетворяют одновременно оба уравнения, называется рабочей точкой. Она определяется точкой пересечения нагрузочной линии с частной кривой $i_b - e_b$, соответствующей определенному напряжению на сетке.

Рабочая точка, определенная в состоянии покоя, т. е. при отсутствии на сетке напряжения сигнала, обозначена на рис. 3.5 точкой Q.

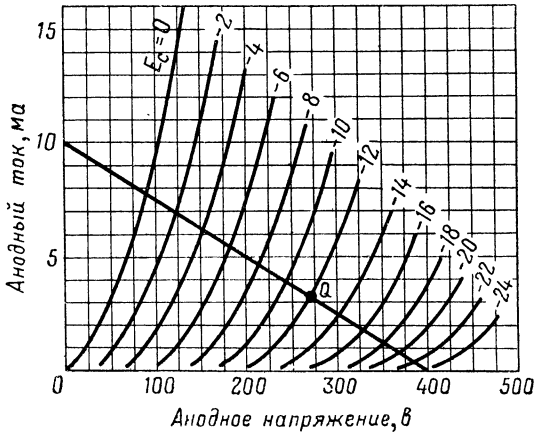


Рис. 3.5. Определение рабочей точки триода

кой Q. Она является точкой пересечения нагрузочной линии с характеристикой лампы при сеточном напряжении, равном смещению на сетке. Действие же сигнала, приложенного к сетке, состоит

в том, что фактическая рабочая точка перемещается относительно точки Q и вдоль нагрузочной линии от одной точки пересечения к другой.

3.3. РАБОТА ПРОСТЕЙШЕГО УСИЛИТЕЛЯ

Принцип усиления электронной лампы легко пояснить графически. Так, например, из рис. 3.5 видно, что при данном значении сопротивления нагрузки отклонение сеточного напряжения на 2 в выше или ниже смещения E_{cc} вызовет отклонение анодного напряжения в пределах 238—302 в. Если под усилением по напряжению понимать отношение приращения выходного напряжения к приращению входного напряжения, то

$$A = \text{усиление напряжения} = \frac{302 - 238}{4} = \frac{64}{4} = 16.$$

Усиление возможно только потому, что нагрузочная линия обладает конечной крутизной. При R_L , равном нулю, нагрузочная линия проходит вертикально и изменение напряжения на сетке не может вызвать изменения анодного напряжения. Очевидно,

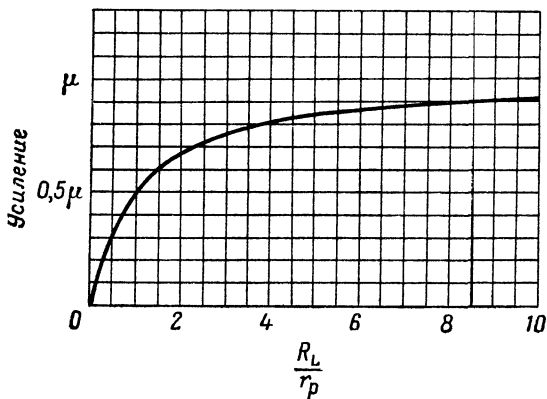


Рис. 3.6. Влияние сопротивления нагрузки на усиление напряжения

усиление при этом равно нулю. При постепенном увеличении сопротивления нагрузки крутизна нагрузочной линии уменьшается. По мере того как нагрузочная линия приближается к горизонтали, данное отклонение напряжения на сетке вызывает все большие отклонения анодного напряжения, увеличивая тем самым усиление схемы по напряжению. В пределе, когда нагрузочная линия становится горизонтальной, усиление по напряжению равно коэффициенту усиления μ лампы. Такое условие можно выполнить, если сделать сопротивление нагрузки равным бесконечности. Очевидно, это практически неосуществимо, так как бесконечным должно тогда быть и напряжение E_{bb} . Таким образом, граничный случай — чисто теоретический. На рис. 3.6 показан общий характер изменения усиления по напряжению в зависимости от сопротивления нагрузки.

Усиление осуществляется под действием сетки, управляющей током через сопротивление нагрузки. Вследствие изменений напряжения на сетке изменяется падение напряжения на лампе и источник постоянного напряжения E_{bb} подает переменную составляющую составляющую анодного тока. Это в свою очередь обуславливает возникновение переменной составляющей анодного напряжения. Электронная лампа действует просто как преобразователь энергии, превращая энергию постоянного тока, получаемую от источника анодного питания, в энергию переменного тока, или энергию сигнала.

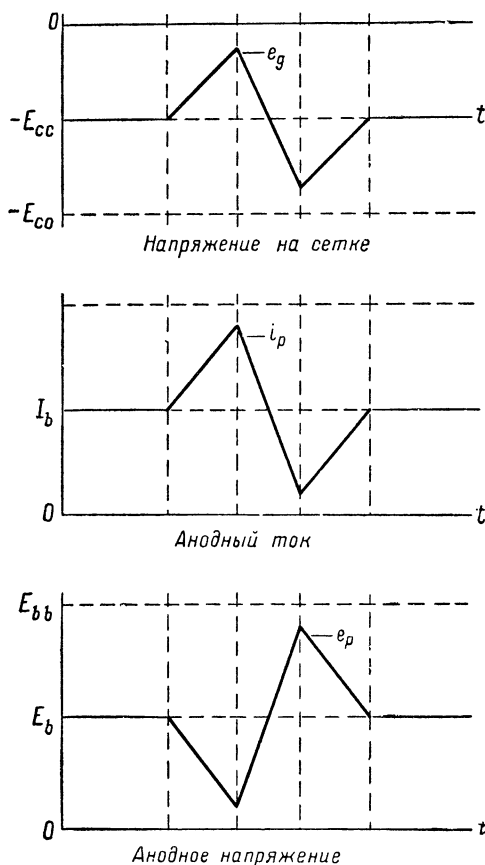


Рис. 3.7. Формы колебаний в усилителе с активным сопротивлением нагрузки

На рис. 3.5 становится ясным, что при подаче на сетку напряжения более отрицательного, чем напряжени смещения, анодный ток уменьшается, а напряжение на аноде увеличивается. Так, при подаче на сетку сигнала треугольной формы анодный ток и напряжение на аноде изменяются, как показано на рис. 3.7. При этом фаза напряжения на аноде становится противоположной относительно напряжения на сетке. Это — основное свойство усилителя рассматриваемого типа, почему его часто и называют фазоинвертором.

Усиление по напряжению простейшего усилителя, изображенного на рис. 3.2, можно определить графически из рис. 3.5. Однако, когда анодной нагрузкой не является простое активное сопротивление, процесс графического определения становится очень сложным. Почти все применяемые на практике цепи анодных нагрузок сложнее одиночных сопротивлений. Вследствие этого в общем случае для определения усиления схемы применяются другие методы.

3.4. ПОЛЯРИЗУЮЩИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ

На рис. 3.5 показан способ определения точки Q . Анодное напряжение, соответствующее точке Q , равно E_b , а анодный ток равен I_b . Напряжения E_{bb} и E_{cc} , соответствующие точке Q , назы-

ваются поляризующими потенциалами. Для тетрода или пентода требуемое напряжение экранирующей сетки также представляет собой поляризующий потенциал.

Поляризующие потенциалы фиксируют точку Q в заданном положении на характеристиках лампы, благодаря чему получают определенные рабочие характеристики лампы. Для определения величин поляризующих потенциалов, требуемых для установления режима работы в выбранной точке Q , можно воспользоваться графическим построением, аналогичным приведенному на рис. 3.5. Иногда такое определение бывает необходимо. Однако во многих случаях поляризующие потенциалы для ламп различных назначений определяются заводом-изготовителем и указываются в справочниках. Обычно опубликованными данными можно пользоваться, не прибегая к построениям. Но это надо делать осторожно, чтобы поляризующие потенциалы соответствовали назначению лампы.

На рис. 3.2, на котором изображена одна из основных усилительных схем на триоде, показано, что все напряжения поступают на электроды от батарей. Это не обязательно. Возможность использования переменного тока, а также неудобства, связанные с размерами, весом и необходимостью перезарядки и замены батарей, обусловили широкое применение в электронной аппаратуре источников питания переменного тока.

В устройствах, работающих на переменном токе, напряжение анодного питания E_{bb} обычно подается от выпрямителя и фильтрующей цепи. Эти цепи рассматриваются подробно в главе 14. В настоящем изложении принято, что действие источника питания выпрямительного типа такое же, как и батареи. Поэтому для анодной цепи указывается источник питания постоянного тока и не рассматривается способ получения нужного напряжения.

Величина E_{bb} обычно определяется одной из последних при расчете усилителя. После выполнения этого расчета, как правило, известными становятся также величины E_b и I_b , представляющие собой напряжение на аноде и анодный ток, соответствующие точке Q , которая для применяемой лампы чаще всего задается. Сопротивление нагрузки определяется другими требованиями, и его можно считать известным после определения величины E_{bb} . Значение E_{bb} , требуемое для установления нужной точки Q , можно определить из контурного уравнения Кирхгофа для условий покоя:

$$E_{bb} = E_b + I_b R_L. \quad (3.2)$$

Во многих случаях усилитель имеет различные сопротивления нагрузки для постоянного и переменного токов. В результате получаются различные нагрузочные линии для постоянного и переменного токов. Этот вопрос рассматривается в разделе 11.9.

Нагрузка немногих усилителей представляет собой чисто активное сопротивление. Обычно всегда имеется некоторая реактивная составляющая. Вследствие этого напряжение между анодом и катодом и анодный ток имеют сдвиг фазы, равный углу Φ :

$$e_p = E_p \sin \omega t \text{ и } i_p = I_p \sin (\omega t + \Phi).$$

Приведенные выражения представляют собой параметрические уравнения эллипса. Они показывают, что рабочая точка перемещается по эллипсу, а не по прямой линии при нагрузке из активного сопротивления. Главная ось должна совпадать с линией нагрузки, характеризующей сопротивление, равное по величине полному сопротивлению нагрузки.

3.5. ЦЕПИ СМЕЩЕНИЯ В ЦЕПЯХ КАТОДА И ЭКРАНИРУЮЩЕЙ СЕТКИ

Для получения напряжения смещения на сетку E_{cc} вместо батареи часто используют параллельную RC -цепь, включаемую последовательно с катодом лампы, как показано на рис. 3.8. Она называется цепью катодного смещения. Анодный ток I_b в состоянии покоя проходит через катодное сопротивление R_k . Таким образом, катод получает положительный потенциал относительно земли, определяемый падением напряжения $I_b R_k$. Сетка находится под потенциалом земли, так как через сопротивление утечки сетки R_g ток не течет. Следовательно, сетка относительно катода имеет отрицательный потенциал. Функции сеточного смещения выполняет цепь катодного смещения. В идеальном случае ток через сопротивление утечки не проходит, поскольку сетка имеет отрицательный потенциал и не притягивает электроны.

Смещение на сетку можно отрегулировать до нужного значения, установив величину сопротивления R_k так, чтобы выполнялось условие

$$E_{cc} = I_b R_k. \quad (3.3)$$

Таким образом, нужная величина сопротивления катодного смещения равна

$$R_k = \frac{E_{cc}}{I_b}. \quad (3.4)$$

Если конденсатора в цепи катода C_k нет, то напряжение сигнала, приложенное к сетке лампы, вызывает изменения анодного тока, приводящие к таким же изменениям напряжения катодного смещения на сопротивлении R_k . Однако это не желательно, хотя иногда и применяется, что будет рассмотрено ниже. Колебания смещения можно предотвратить, включив конденсатор C_k параллельно сопротивлению R_k (рис. 3.8). Емкость конденсатора должна быть довольно большой, чтобы его реактивное сопротивление по сравнению с R_k было пренебрежимо малым для всех частот сигнала. В таком случае блокировочный конденсатор в цепи катода шунтирует почти всю переменную составляющую анодного тока непосредственно на землю, минуя R_k . Поэтому через сопротивление R_k проходит только постоянный ток, и напряжение на катоде остается постоянным.

Аналогичный способ применяется для получения напряжения на экранирующей сетке тетродов и пентодов. Экранирующая сетка работает при положительном потенциале, величина которого должна сохраняться по возможности постоянной. Напряжение экранирующей сетки E_{g2} можно довести до нужного значения, соединив ее с источником анодного питания через подходящее гасящее сопротивление R_d . Для шунтирования переменной составляющей тока

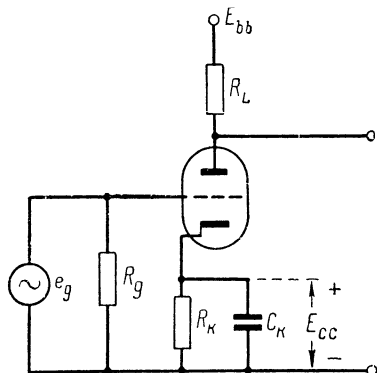


Рис. 3.8. Триодный усилитель с катодным смещением

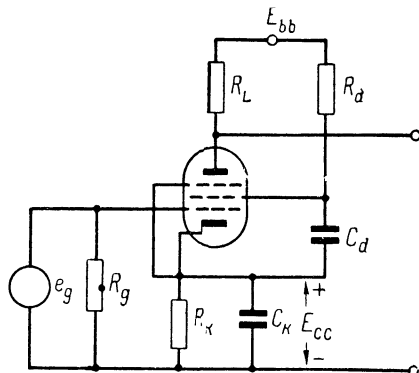


Рис. 3.9. Схема пентодного усилителя, на которой показаны соединения цепи экранирующей сетки

экранирующей сетки на катод или землю и для сохранения постоянства напряжения экранирующей сетки добавляется конденсатор C_d большой емкости. Типичная схема соединений приведена на рис. 3.9.

Величина сопротивления R_d определяется на основе контурного уравнения Кирхгофа для цепи экранирующей сетки

$$E_{g2} = E_{bb} - I_{g2} R_d - E_{cc}$$

Решив уравнение относительно R_d , получим

$$R_d = \frac{E_{bb} - E_{g2} - E_{cc}}{I_{g2}} \quad (3.5)$$

При расчете катодного сопротивления для пентодов необходимо иметь в виду, что через R_k проходит как анодный ток, так и ток экранирующей сетки.

3.6. ТИПЫ ЛАМПОВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

Принято, что полярирующие потенциалы усилительной лампы и величина приложенного напряжения сигнала выбраны для работы в режиме класса А. При этом эквивалентная схема усилительной лампы имеет вид, показанный на рис. 3.10. Рассматривая переменные напряжения или напряжения сигнала, можно считать, что усилительная лампа представляет собой трехэлектродный элемент цепи. Этими тремя электродами являются сетка, катод и анод.

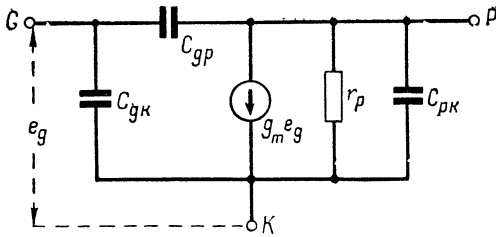


Рис. 3.10. Эквивалентная схема усилительной лампы для режима класса А

Любой из этих трех электродов можно использовать как исходный или заземленный электрод. Заземление в данном случае соответствует исходной точке для переменных напряжений или напряжений сигнала. Это привело к созданию трех типов усилителей: 1) с заземленным катодом, 2) с заземленным анодом (катодный повторитель) и 3) с заземленной сеткой.

В общем случае трехэлектродной схемы выбор исходной точки не влияет на работу схемы, хотя три типа усилителя не обладают одинаковыми рабочими характеристиками. Очевидно, эти три схемы различаются не только выбором исходной точки. Причины этого можно уяснить из рис. 3.11.

Как видно из рис. 3.11, к каждому усилителю присоединена произвольная нагрузочная цепь с тремя зажимами. Это общий случай. Все применяемые усилители имеют нагрузочные цепи с двумя или тремя зажимами. Цепь с двумя зажимами — это частный слу-

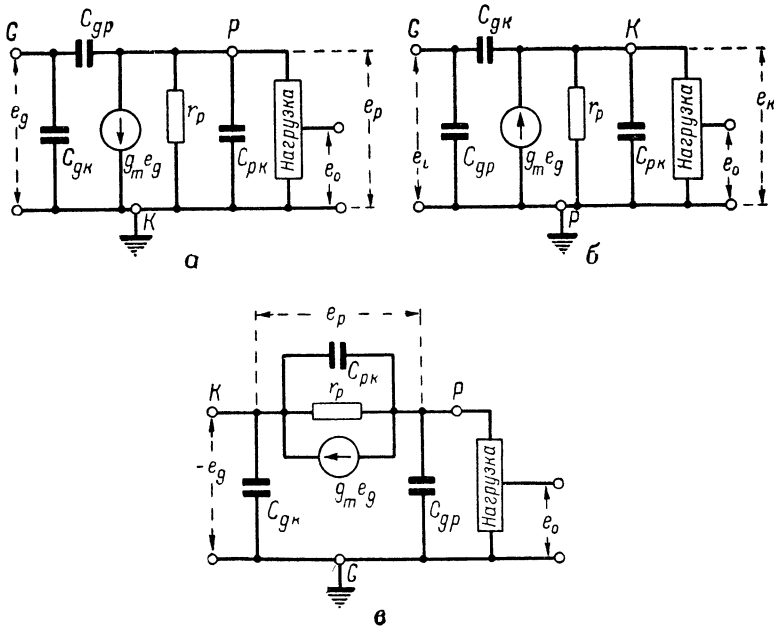


Рис. 3.11. Эквивалентные схемы ламповых усилителей для режима класса А:

а — с заземленным катодом; б — с заземленным анодом; в — с заземленной сеткой

чай цепи с тремя зажимами. В настоящей главе мы будем рассматривать общий случай.

Когда говорят, что электрод заземлен, то имеется в виду заземление только для напряжений сигнала. Заземленный электрод в действительности может иметь высокое постоянное напряжение относительно заземления схемы. Это видно из рис. 3.12, на котором показаны фактические соединения в схеме для трех основных типов усилителей. На рис. 3.11 приведены эквивалентные схемы класса А.

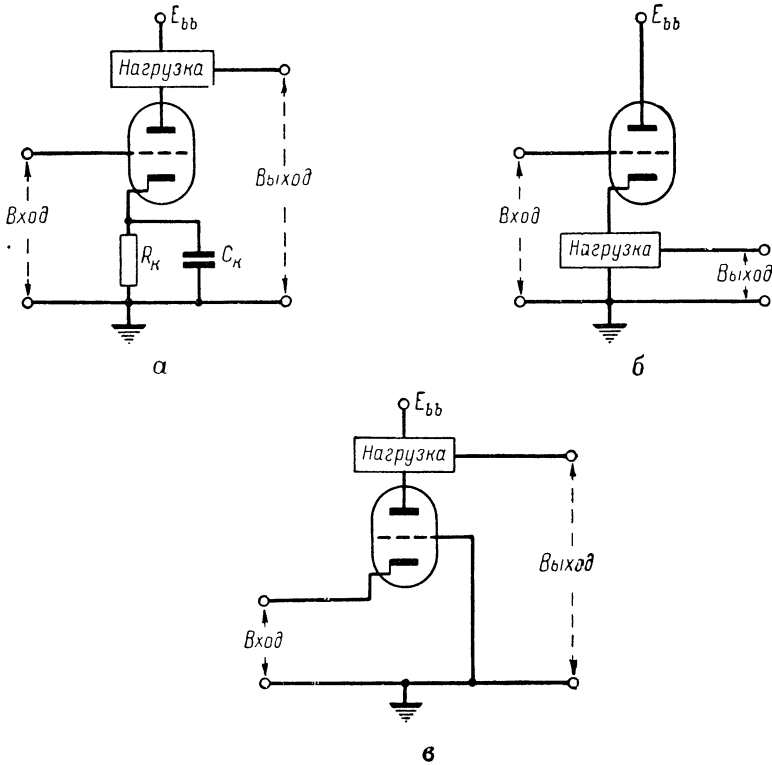


Рис. 3.12. Основные типы усилителей (показаны соединения по постоянному току, входные и выходные зажимы):

а — с заземленным катодом; *б* — с заземленным анодом; *в* — с заземленной сеткой

Они получены из схем рис. 3.12 в предположении, что: 1) внутреннее сопротивление источника анодного питания E_{bb} равно нулю и 2) реактивное сопротивление конденсатора C_k на всех интересующих нас частотах также равно нулю. На рис. 3.12 приведены схемы на триодах, однако могут применяться также и пентоды.

3.7. ОБЩЕЕ УРАВНЕНИЕ УСИЛЕНИЯ ПО НАПРЯЖЕНИЮ

Общая эквивалентная схема усилителя с заземленным катодом, работающего в режиме класса А, приведена на рис. 3.11, *а*. Пусть в данный момент межэлектродная емкость сетка-анод C_{gp} на-

столько мала, что ее реактивное сопротивление на всех интересующих нас частотах сигнала приблизительно равно реактивному сопротивлению разомкнутой цепи.

Благодаря такому приближению можно считать, что анодная цепь изолирована от цепи сетки и может рассматриваться самостоятельно. Таким образом, эквивалентная схема анодной цепи усилителя будет иметь вид, показанный на рис. 3.13.

Напряжение возбуждения усилителя, или входной сигнал, составляет E_g , а выходной сигнал — E_0 . В главе 2 было показано, что отношение функции реакции к функции возбуждения представляет собой передаточную функцию системы. В данном случае обе

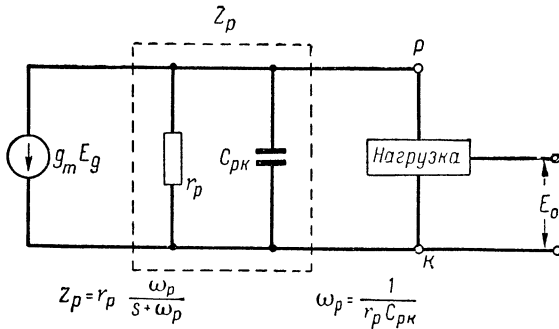


Рис. 3.13. Эквивалентная схема анодной цепи усилителя с заземленным катодом

функции — реакции и возбуждения — представляют собой напряжения. Следовательно, усилитель имеет передаточную функцию напряжения, называемую усилением по напряжению и обозначаемую буквой A . Таким образом,

$$A = \frac{E_0}{E_g} = \text{Усиление по напряжению.}$$

Величину усиления можно определить из эквивалентной схемы.

Пассивные элементы в эквивалентной схеме анодной цепи, изображенной на рис. 3.13, обуславливаются двумя факторами: 1) параметрами лампы r_p и C_{pk} (или C_0 для пентода), 2) присоединенной нагрузочной цепью и связанной с нею емкостью монтажа относительно земли.

Обозначим параллельную комбинацию r_p и C_{pk} через Z_p ; это показывает, что сопротивление связано с анодом лампы.

Следовательно,

$$Z_p = \frac{r_p}{1 + s/\omega_p} = r_p \frac{\omega_p}{s + \omega_p}, \quad (3.6)$$

где

$$\omega_p = \frac{1}{r_p C_{pk}}. \quad (3.7)$$

Эквивалентная схема анодной цепи принимает вид, показанный на рис. 3.14. Величина Z_L определяется как полное входное сопротивление включенной нагрузочной цепи вместе со связанной с нею распределенной емкостью монтажа относительно земли. Две другие важные величины могут быть определены из рис. 3.14 следующим образом: Z_m — полное сопротивление всей пассивной цепи в эквивалентной схеме анодной цепи равно E_0/I ; $Z_{вх}$ — полное входное сопротивление всей пассивной цепи в эквивалентной схеме анодной цепи равно $z_p Z_L / (z_p + Z_L)$.

Если пассивную цепь между указанными зажимами заменить ее полным сопротивлением, то эквивалентная схема примет простой вид, показанный на рис. 3.15. Так как полное сопротивление определяется выражением $Z_m = E_0/I$, то $E_0 = IZ_m$. Однако $I = -g_m E_g$, и поэтому выходное напряжение

$$E_0 = -g_m E_g Z_m.$$

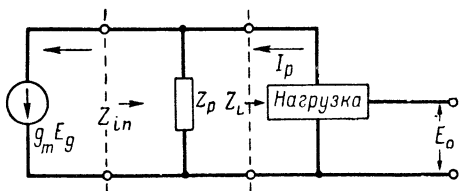


Рис. 3.14. Обозначения, связанные с эквивалентной схемой анодной цепи

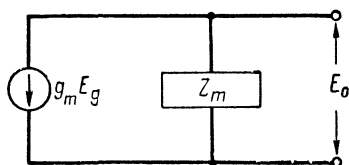


Рис. 3.15. Окончательный вид эквивалентной схемы усилителя с заземленным катодом

Разделив это уравнение на E_g , получим усиление по напряжению

$$A = \frac{E_0}{E_g} = -g_m Z_m. \quad (3.8)$$

Это уравнение чрезвычайно важно: оно показывает, что усиление по напряжению любого усилителя с заземленным катодом, работающего в режиме класса А, определяется произведением крутизны лампы и полного сопротивления пассивной цепи в эквивалентной схеме анодной цепи. Знак минус означает обращение фазы сигнала, что было рассмотрено в разделе 3.3. Ниже будет показано, что для всех трех основных типов усилителя получаются уравнения усиления по напряжению, имеющие такую же общую форму.

В области электроники, где напряжение имеет первостепенную важность, стало обычным рассматривать усиление схемы по напряжению как выигрыш в напряжении или просто выигрыш. Против этой терминологии имеются некоторые возражения, и не без основания. Однако такая терминология давно установилась, и в книге употребляются оба термина, обозначающие одно и то же понятие.

Общее уравнение усиления для усилителя с заземленным катодом, работающего в режиме класса А, имеет вид

$$A = -g_m Z_m,$$

где g_m — крутизна лампы;
 Z_m — полное сопротивление пассивной цепи в эквивалентной схеме анодной цепи.

Исследование усилителей напряжения в значительной степени связано с анализом факторов, влияющих на вид общего уравнения усиления. Излагаемый материал содержит два раздела: 1) исследование факторов, влияющих на g_m , и 2) определение полного сопротивления различных цепей и установление для них сравнительного критерия.

В настоящей книге рассматриваются главным образом факторы, влияющие на крутизну лампы. В главе 4 подробно рассматривается зависимость члена, выражающего полное сопротивление в общем уравнении усиления, от характера цепей различной конфигурации.

Лампа является частью усилителя, которую нужно рассмотреть в первую очередь. Необходимо ответить на вопрос, какие изменения претерпевают величины g_m и Z_m , если вместо триода используется пентод. В общем случае крутизна у триодов и пентодов составляет величину одного и того же порядка и влияние в этом отношении оказывается незначительным. Однако внутреннее сопротивление r_p пентода в 10—1000 раз больше соответствующей величины r_p триода. Вследствие малой величины r_p уменьшается Z_m , а это в свою очередь вызывает соответствующее уменьшение усиления по напряжению. Следовательно, усиление по напряжению триодного усилителя обычно меньше усиления пентодного усилителя даже в том случае, когда обе лампы имеют одинаковую крутизну.

Очевидно, полное сопротивление изменяется в зависимости от конфигурации цепи. Отсюда можно было бы сделать вывод, что любой вид характеристики усилителя можно получить простым выбором соответствующей цепи, обладающей желаемыми характеристиками. Однако на характер включаемой нагрузочной цепи влияют и другие факторы, рассмотренные в разделе 3.1.

3.8. ПРАКТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ УСИЛИТЕЛЕЙ

Анализ, проведенный в предыдущих разделах, основан на рассмотрении эквивалентной схемы анодной цепи усилителя с заземленным катодом. При этом интерес представляли лишь переменные составляющие анодного тока. Анализ не включал в себя вопросов, связанных с постоянными составляющими. Однако для правильной работы лампы требуется соответствующая регулировка потенциалов на электродах. Это означает, что соединения в лампе должны быть сделаны, как указано в разделе 3.1.

На рис. 3.16 и 3.17 приводятся типичные усилители с заземленным катодом. Обозначения и названия даны общепринятые. Читателю рекомендуется тщательно изучить каждую схему и убедиться в том, что четыре требования, указанные в разделе 3.1, действительно удовлетворяются. На схемах показаны только те элементы, которые действительно включены в цепь. Учтены также входная и

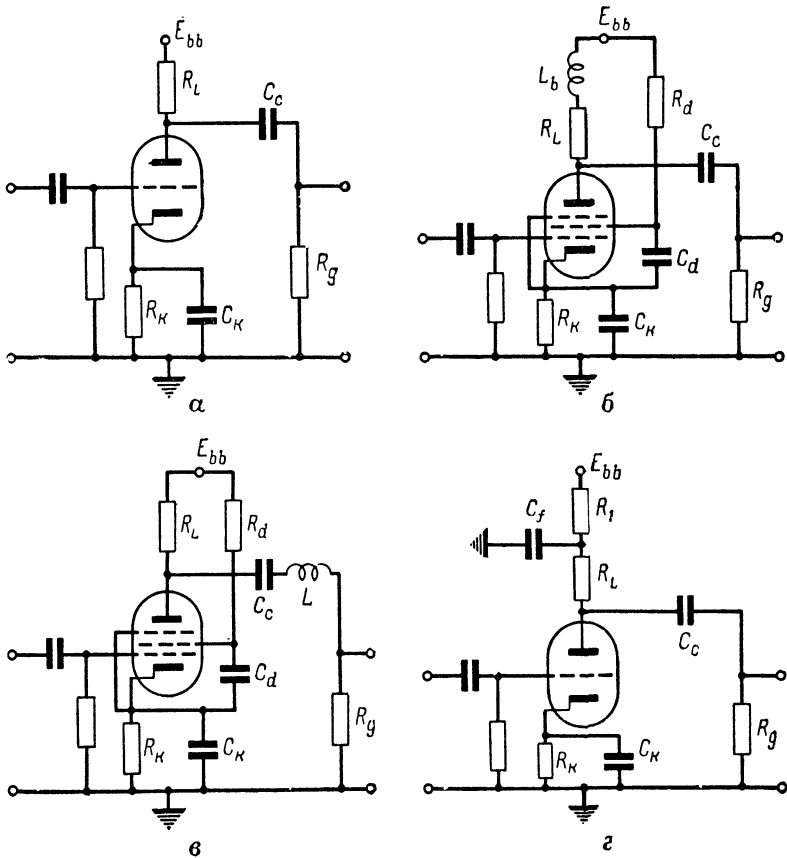


Рис. 3.16. Типичные усилители с заземленным катодом:
 а — с реостатной связью; б — с параллельной коррекцией; в — с последовательной коррекцией; г — с компенсацией по низкой частоте

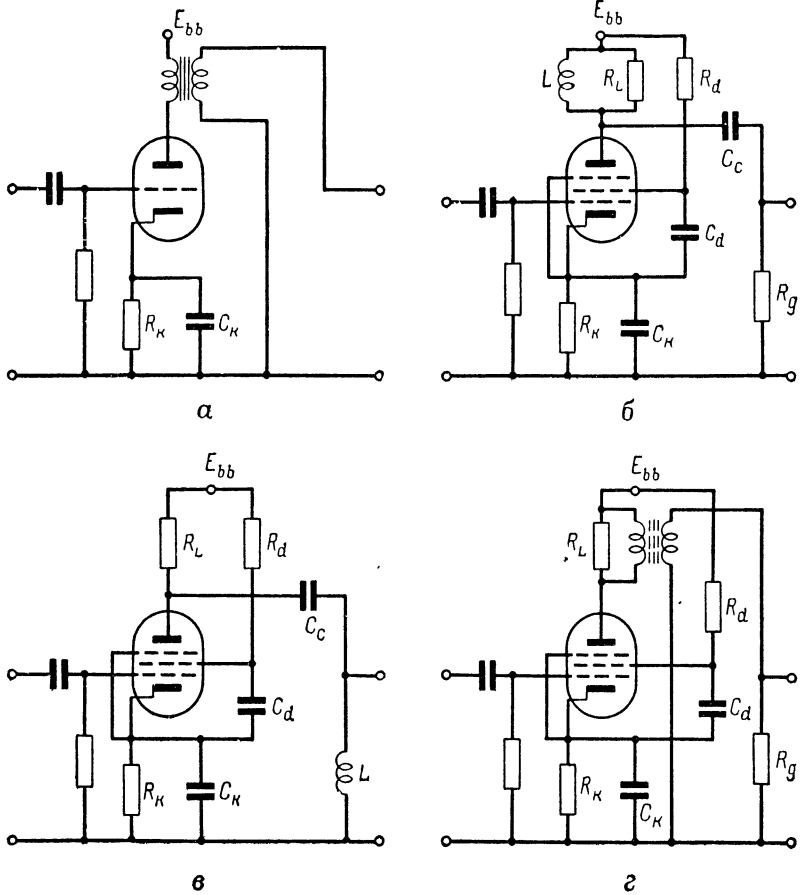


Рис. 3.17. Типичные усилители с заземленным катодом:
а — с трансформаторной связью; *б* — одноконтурный; *в* — одноконтурный; *г* — двухконтурный

выходная емкости ламп и емкость монтажа, обусловленные наличием различных элементов цепи.

Большая часть приведенных на этих рисунках схем усилителей подробно рассматривается в следующей главе.

3.9. ПОЛНАЯ ВХОДНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ УСИЛИТЕЛЕЙ С ЗАЗЕМЛЕННЫМ КАТОДОМ

При выводе общего уравнения усиления по напряжению для усилителя с заземленным катодом было принято, что межэлектродная емкость сетка — анод C_{gp} настолько мала, что она обеспе-

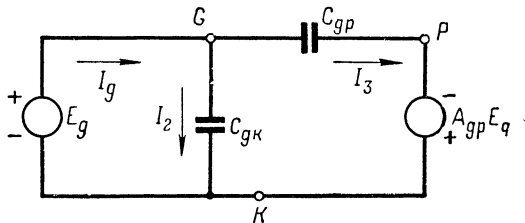


Рис. 3.18. Упрощенная эквивалентная схема усилителя с заземленным катодом

чивает очень слабую связь между цепями сетки и анода. Это приближение не всегда справедливо, и необходимо определить влияние емкости C_{gp} .

На рис. 3.11, а показана общая эквивалентная схема усилителя с заземленным катодом. Введем новый параметр и определим его следующим образом:

$$A_{gp} = - \frac{E_p}{E_g} = - \frac{\text{Напряжение между анодом и катодом}}{\text{Напряжение между сеткой и катодом}}. \quad (3.9)$$

Это выражение не обязательно представляет собой усиление напряжения усилителя, так как выходное напряжение усилителя может быть снято не с анодного зажима лампы.

Уравнение 3.9 можно представить в виде

$$E_p = - A_{gp} E_g. \quad (3.10)$$

Анодную цепь усилителя можно считать эквивалентной генератору напряжения $E_p = - A_{gp} E_g$. Эквивалентную схему усилителя можно представить теперь так, как показано на рис. 3.18. Это сделано на основе теоремы компенсации.

При установившемся режиме переменного тока контурные уравнения напряжения можно вывести непосредственно из рис. 3.18:

$$\frac{I_2}{j\omega C_{gk}} = \frac{I_3}{j\omega C_{gp}} - A_{gp} E_g = E_g. \quad (3.11)$$

Следовательно, для отдельных токов в ветвях можно написать:

$$I_2 = j\omega C_{gk} E_g; \quad (3.12)$$

$$I_3 = j\omega C_{gp} (1 + A_{gp}) E_g. \quad (3.13)$$

Для узла тока

$$I_g = I_2 + I_3 = j\omega [C_{gk} + C_{gp} (1 + A_{gp})] E_g. \quad (3.14)$$

Полная входная проводимость усилителя получается в результате деления этого уравнения на E_g . Таким образом,

$$Y_{вх} = \frac{I_g}{E_g} = j\omega [C_{gk} + C_{gp} (1 + A_{gp})]. \quad (3.15)$$

В отношении характера величины A_{gp} не накладывается никаких ограничений. Она представляет собой отношение двух напряжений и поэтому является безразмерным коэффициентом, который может быть вещественным или комплексным числом. Если A_{gp} — вещественное число, то полная входная проводимость получается целиком мнимой или имеет емкостный характер, и входная емкость равна

$$C_{вх} = C_{gk} + C_{gp} (1 + A_{gp}). \quad (3.16)$$

К сожалению, иногда функция A_{gp} бывает комплексным числом. В этом случае его можно выразить в прямоугольной системе координат следующим образом:

$$A_{gp} = |A_{gp}| (\cos \theta + j \sin \theta) = |A_{gp}| \underline{\theta}. \quad (3.17)$$

Тогда входная полная проводимость принимает вид

$$Y_{вх} = j\omega \{ C_{gk} + C_{gp} [1 + |A_{gp}| (\cos \theta + j \sin \theta)] \}. \quad (3.18)$$

Соберем отдельно вещественные и мнимые члены:

$$Y_{вх} = G_{вх} + j\omega C_{вх}, \quad (3.19)$$

где

$$G_{вх} = -\omega C_{gp} |A_{gp}| \sin \theta; \quad (3.20)$$

$$C_{вх} = C_{gk} + C_{gp} (1 + |A_{gp}| \cos \theta). \quad (3.21)$$

Полученное изменение входной полной проводимости носит название эффекта Миллера.

Эквивалентная входная активная проводимость $G_{вх}$ имеет отрицательный знак, если величина $\sin \theta$ положительна. Это важное соотношение. Оно показывает, что через емкость C_{gp} энергия поступает обратно в сеточную цепь из анодной цепи. При известных условиях это вызывает колебания в усилителе вследствие образования полюсов в правой полуплоскости (см. главу 2). Такое явление характерно для триодов с резонансными анодными цепями. Получаемый эффект можно преодолеть с помощью нейтрализующих цепей, рассматриваемых в одной из последующих глав.

Величину $G_{вх}$ можно уменьшить, уменьшив емкость C_{gp} . В пентодах емкость C_{gp} сведена к такой небольшой величине, что они, вообще говоря, не нуждаются в нейтрализующих схемах для предотвращения колебаний.

В этом разделе было показано, что влияние емкости C_{gp} можно представить, заменив эквивалентную схему, изображенную на рис. 3.11, а, новой эквивалентной схемой, показанной на рис. 3.19.

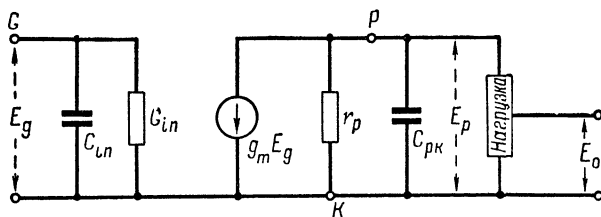


Рис. 3.19. Эквивалентная схема усилителя с заземленным катодом, в которой связь через C_{gp} заменена полной входной параллельной проводимостью, зависящей от C_{gp}

Другими словами, связь между сеточной и анодной цепями заменена включением проводимости параллельно с входными зажимами усилителя и нагрузением источника сигнала, возбуждающего усилитель. Таким образом, с помощью этого метода форма эквивалентной схемы анодной цепи, используемой для получения общего уравнения усиления по напряжению, сохраняется даже в том случае, когда влиянием емкости C_{gp} нельзя пренебречь.

3.10. ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ В ЦЕПИ КАТОДА (КАТОДНАЯ ДЕГЕНЕРАЦИЯ)

При выводе общего уравнения усиления по напряжению для усилителя с заземленным катодом было принято, что конденсатор в катодной цепи обеспечивает полное шунтирование, так что напряжение на катоде всегда сохраняется постоянным. Поэтому катодную цепь можно было считать эквивалентной короткому замыканию для частоты сигнала. На низких частотах такие идеальные условия отсутствуют. Кроме того, иногда часть или все катодное сопротивление не шунтируют, чтобы получить определенные рабочие характеристики. Особенно это важно, когда нельзя пренебречь величиной полного сопротивления в катодной цепи.

Эквивалентная схема анодной цепи усилителя, имеющего значительное катодное сопротивление, показана на рис. 3.20, на котором, как и прежде, Z_L представляет собой полное входное сопротивление присоединенной цепи нагрузки. Величины r_p и $C_{pк}$ объединены в одном сопротивлении z_p , так что в результате получается эквивалентная схема, показанная на рис. 3.20, б. Это фактические, или непосредственные, эквивалентные схемы.

На рис. 3.20, *а* приведена желаемая эквивалентная схема. Она имеет в точности такой же вид, как и схема усилителя с идеальным шунтированием, и уравнение усиления по напряжению можно составить следующим образом:

$$A = -g'_m Z_m, \quad (3.22)$$

где Z_m имеет такой же смысл, что и прежде, а g'_m представляет собой эффективную крутизну лампы и схемы усилителя. Для вы-

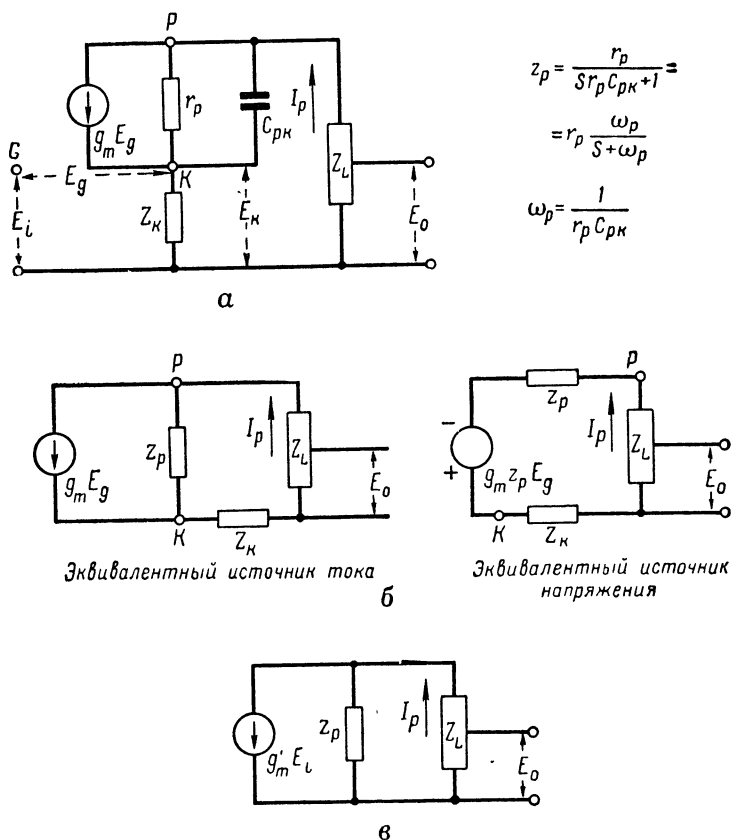


Рис. 3.20. Эквивалентные схемы анодной цепи усилителя, имеющие заметное катодное сопротивление Z_k :

а — непосредственная эквивалентная схема анодной цепи; *б* — упрощенная эквивалентная схема анодной цепи; *в* — предлагаемая эквивалентная схема

вода этого уравнения усиления по напряжению требуется определить g'_m . Это легко сделать, определив токи I_p в цепях, изображенных на рис. 3.20, *б* и 3.20, *в*. Если эти цепи эквивалентны, то токи в них равны между собой.

Контурное уравнение напряжения согласно закону Кирхгофа для эквивалентной схемы действительного источника напряжения, изображенной на рис. 3.20, б, будет иметь вид

$$g_m z_p E_g = I_p (z_p + Z_L + Z_k). \quad (3.23)$$

Однако, как видно из рис. 3.20, а,

$$E_g = E_i - E_k = E_i - I_p Z_k. \quad (3.24)$$

Поэтому контурное уравнение напряжения можно написать в виде

$$g_m z_p E_i = I_p [z_p + Z_L + Z_k (g_m z_p + 1)], \quad (3.25)$$

а контурный ток равен

$$I_p = g_m \frac{z_p}{z_p + Z_L + Z_k (g_m z_p + 1)} E_i. \quad (3.26)$$

Ток I_p в принятой эквивалентной схеме легко определяется по формуле

$$I_p = g'_m \frac{z_p}{z_p + Z_L} E_i. \quad (3.27)$$

Приравняем теперь оба выражения для тока I_p и решим уравнение относительно g'_m . В результате получим

$$g'_m = \frac{g_m}{1 + Z_k (g_m z_p + 1) / (z_p + Z_L)}. \quad (3.28)$$

Следовательно, усиление усилителя по напряжению

$$A = -g_m Z_m = - \frac{g_m Z_m}{1 + Z_k (g_m z_p + 1) / (z_p + Z_L)}. \quad (3.29)$$

Вследствие того что знаменатель в уравнении усиления по напряжению всегда больше единицы, усиление всегда меньше, чем в случае, когда катодное сопротивление идеально шунтировано. Другими словами, эффективная крутизна g'_m всегда меньше фактической крутизны g_m лампы. Это вызывает уменьшение усиления усилителя. Рассмотренное явление называется отрицательной обратной связью в цепи катода или катодной дегенерацией, так как оно обусловлено катодным сопротивлением.

Уравнение 3.28 для g'_m имеет различный вид в связи с существованием большого количества специальных случаев. Если катодное сопротивление представляет собой обычную параллельную RC-цепь, то величиной сопротивления Z_k можно пренебречь на всех частотах, кроме низких. Так как $s/\omega_p \approx 0$, то на низких частотах

$$z_p = r_p \frac{1}{1 + s/\omega_p} \approx r_p. \quad (3.30)$$

Следовательно, эффективная крутизна равна

$$g'_m = \frac{g_m}{1 + Z_k(\mu + 1)/(r_p + Z_L)}, \quad (3.31)$$

где $\mu = g_m r_p$.

Такой вид уравнения очень удобен для практического применения.

Общим уравнением 3.28 для g'_m нужно пользоваться в тех случаях, когда применяется нешунтированное катодное сопротивление, так как приведенная выше низкочастотная аппроксимация оказывается несправедливой.

При применении в качестве усилительных ламп пентодов можно пользоваться другим, приближенным видом уравнения для g'_m . В таких случаях обычно справедливы выражения

$$z_p \geq 10Z_L \text{ и } z_p \geq 10z_k.$$

Вследствие этого эффективная крутизна

$$g'_m \approx \frac{g_m}{1 + g_m Z_k}. \quad (3.32)$$

Если приведенные приближения допустимы, то это выражение справедливо при любом катодном сопротивлении Z_k в любом диапазоне частот.

Интерес представляет распределение полюсов и нулей функции эффективной крутизны, так как они влияют на общие характеристики усилителя. При анализе распределения полюсов и нулей мы будем пользоваться уравнением 3.32 для g'_m , как наиболее простым и чаще всего применяемым на практике.

В обычном случае параллельной катодной цепи RC сопротивление катодной цепи определяется выражением

$$Z_k(s) = \frac{R_k}{s(R_k C_k) + 1}. \quad (3.33)$$

Следовательно, эффективную крутизну можно выразить приближенно следующим образом:

$$g'_m = \frac{g_m}{1 + g_m Z_k} = \frac{g_m}{1 + g_m R_k / [s(R_k C_k) + 1]}. \quad (3.34)$$

Введем новый член

$$\omega_k = \frac{1}{R_k C_k}. \quad (3.35)$$

Подставим это выражение в уравнение 3.34 и сгруппируем члены. Тогда получим следующее выражение для эффективной крутизны:

$$g'_m = g_m \frac{(s + \omega_k)}{s + (1 + g_m R_k) \omega_k}. \quad (3.36)$$

Отсюда следует, что функция имеет полюс в точке

$$s = -(1 + g_m R_k) \omega_k \quad (3.37)$$

и нуль в точке

$$s = -\omega_k. \quad (3.38)$$

На рис. 3.21 показано относительное расположение полюсов и нулей в комплексной s -плоскости.

Из характера приведенных выражений очевидно, что полюс всегда отстоит дальше по вещественной оси, чем нуль. Вследствие этого эффективная крутизна обуславливает дополнительный сдвиг фазы и уменьшение амплитуды в выражении для усиления напряжения усилителя. При совпадении полюса и нуля амплитудный коэффициент эффективной крутизны равен единице, а сдвиг фазы — нулю.

Совпадение полюса и нуля возможно лишь в том случае, когда емкость C_k стремится к бесконечности или сопротивление R_k становится равным нулю. Это показывает, что влияние отрицательной обратной связи через катодное сопротивление можно уменьшить, выбрав возможно большую емкость C_k и возможно меньшее сопротивление R_k . Совпадение происходит и в том случае, когда g_m равно нулю. Вследствие этого усиление становится равным нулю. Это тривиальный случай, но он показывает, что лампы с высоким значением g_m чувствительнее к отрицательной обратной связи.

Иногда катодная отрицательная обратная связь бывает желательной. Так, например, часто необходимо иметь усилители, характеристики усиления которых изменяются незначительно при замене ламп. Величина g_m для ламп одного и того же типа может изменяться в отношении 2 : 1, и можно с помощью катодной отрицательной обратной связи добиться того, чтобы эффективная крутизна мало зависела от изменений параметров лампы.

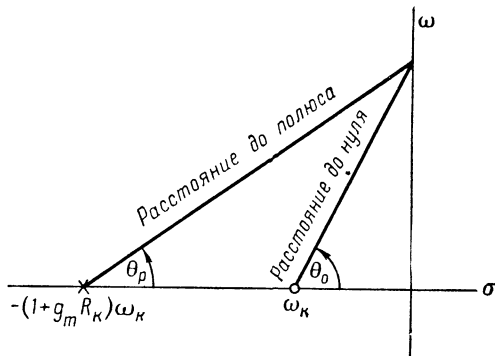


Рис. 3.21. Полюс и нуль функции эффективной крутизны

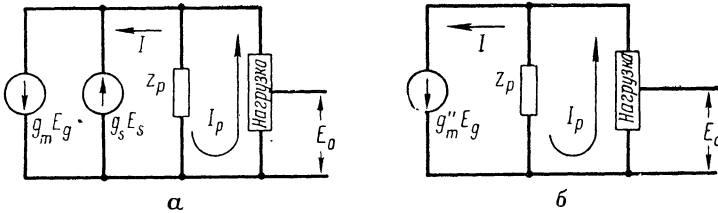
3.11. ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ ПО ЭКРАНИРУЮЩЕЙ СЕТКЕ (ДЕГЕНЕРАЦИЯ В ЦЕПИ ЭКРАНИРУЮЩЕЙ СЕТКИ)

Действие отрицательной обратной связи, аналогичное действию цепи катодного смещения, возникает также при несовершенном шунтировании в цепи экранирующей сетки. Если сопротивление

цепи экранирующей сетки Z_s значительно, то переменная составляющая тока экранирующей сетки I_s обуславливает падение напряжения на этом сопротивлении $E_s = I_s Z_s$. Это вызывает уменьшение анодного тока. Для более глубокого анализа указанного действия можно воспользоваться эквивалентной схемой. Для этой цели введем члены, определяемые следующими выражениями:

$$r_s = \frac{\partial e_d}{\partial i_d} = \text{Переменное сопротивление экранирующей сетки} \approx \text{Анодное сопротивление, когда лампа включена триодом,} \quad (3.39)$$

$$g_s = \frac{\partial i_b}{\partial e_d} = \text{Крутизна относительно цепи экранирующая сетка — анод.} \quad (3.40)$$



Z_L — входное полное сопротивление цепи нагрузки

$$Z_p = r_p \frac{\omega p}{s + \omega} \quad \omega p = \frac{1}{r_p C_{pH}}$$

Рис. 3.22. Соотношения в эквивалентной схеме анодной цепи при дегенерации по цепи экранирующей сетки:

а — влияние дегенерации по цепи экранирующей сетки; *б* — предлагаемая эквивалентная схема

Для токов и напряжений приняты следующие обозначения и терминология:

$$e_d = E_d + E_s \sin(\omega t + \theta_1);$$

$$i_d = I_d + I_s \sin(\omega t + \theta_2);$$

$$i_b = I_b + I_p \sin(\omega t + \theta_3);$$

E_d — напряжение экранирующей сетки, соответствующее точке Q ;

I_d — ток экранирующей сетки, соответствующий точке Q ;

I_b — анодный ток, соответствующий точке Q .

Действие отрицательной обратной связи по цепи экранирующей сетки можно охарактеризовать с помощью этих параметров, как показано на эквивалентной схеме рис. 3.22, *а*. Для сохранения того же вида эквивалентной схемы, как и во всех предыдущих случаях, предложена эквивалентная схема, приведенная на рис. 3.22, *б*. Для учета влияния отрицательной обратной связи по цепи экранирующей сетки введена новая величина эффективной крутизны g'_m . Эквивалентность между анодными токами в фактической и пред-

ложенной эквивалентных схемах устанавливается следующим простым выводом, выражающим эффективную крутизну через параметры схемы.

Из рис. 3.22, а видно, что

$$I = g_m E_g - g_s E_s. \quad (3.41)$$

При отсутствии катодной отрицательной обратной связи

$$E_s = I_s Z_s. \quad (3.42)$$

Следовательно, уравнение 3.41 принимает вид

$$I = g_m E_g - I_s g_s Z_s. \quad (3.43)$$

В пентодах ток экранирующей сетки и анодный ток находятся почти в постоянном отношении друг к другу. Таким образом,

$$k = \frac{\partial i_d}{\partial i_b} = \frac{I_s}{I_p}. \quad (3.44)$$

В большинстве пентодов величина k равна приблизительно 0,3. Из уравнения 3.44 имеем

$$I_s = k I_p. \quad (3.45)$$

Поэтому уравнение 3.43 может быть представлено в виде

$$I = g_m E_g - k I_p g_s Z_s. \quad (3.46)$$

В соответствии с предложенной эквивалентной схемой, изображенной на рис. 3.22, б, анодный ток I_p равен

$$I_p = g'_m E_g \frac{z_p}{z_p + Z_L}, \quad (3.47)$$

где

$$g'_m = I/E_g. \quad (3.48)$$

Таким образом, уравнение 3.46 принимает вид

$$I = g_m E_g - g'_m E_g \frac{z_p}{z_p + Z_L} k g_s Z_s. \quad (3.49)$$

Разделим это уравнение на E_g , заменим I/E_g на g'_m и решим уравнение относительно g'_m . В результате получим

$$g'_m = \frac{g_m}{1 + (k g_s) Z_s z_p / (z_p + Z_L)}. \quad (3.50)$$

Множитель $k g_s$ может быть упрощен, так как

$$k g_s = \left(\frac{\partial i_d}{\partial i_b} \right) \left(\frac{\partial i_d}{\partial e_d} \right) = \frac{\partial i_d}{\partial e_d} = \frac{1}{r_s}. \quad (3.51)$$

Таким образом, эффективная крутизна усилителя с заземленным катодом при наличии только отрицательной обратной связи по экранирующей сетке будет равна

$$g_m'' = \frac{g_m}{1 + \frac{Z_s}{r_s} \cdot \frac{z_p}{z_p + Z_L}}. \quad (3.52)$$

В связи с применением пентодов во многих случаях внутреннее сопротивление z_p бывает значительно больше включенного сопротивления нагрузки Z_L .

$$z_p \gg Z_L. \quad (3.53)$$

Поэтому

$$g_m \approx \frac{g_m}{1 + Z_s/r_s}. \quad (3.54)$$

Это приближенное равенство справедливо почти для всех практических случаев.

Можно воспользоваться другой формой уравнения 3.52, так как влияние отрицательной обратной связи в цепи экранирующей сетки обычно наиболее заметно на низких частотах. В разделе 3.10 было показано, что в низкочастотном диапазоне $z_p \approx r_p$. Следовательно,

$$g_m'' \text{ (низкая частота)} = \frac{g_m}{1 + \frac{Z_s}{r_s} \cdot \frac{r_p}{r_p + Z_L}}. \quad (3.55)$$

3.12. ОДНОВРЕМЕННАЯ ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ ПО ЦЕПИ КАТОДА И ЦЕПИ ЭКРАНИРУЮЩЕЙ СЕТКИ

В случае применения пентодов в усилителях блокировочный конденсатор в цепи экранирующей сетки можно присоединить либо к катоду лампы, либо к заземлению схемы. Если цепи экранирующей сетки и катода имеют вследствие несовершенного шунтирования значительное сопротивление, то, очевидно, рабочие характеристики обеих цепей будут различными. Здесь будет рассмотрен лишь случай работы на низкой частоте, когда $z_p = r_p$.

Возьмем случай, когда блокировочный конденсатор в цепи экранирующей сетки заземлен. На рис. 3.23 приведены различные эквивалентные схемы, соответствующие этому случаю. Согласно сделанным соединениям как анодный ток, так и ток экранирующей сетки проходят через катодное сопротивление. Следовательно,

$$E_k = (I_p + I_s) Z_k \quad (3.56)$$

и

$$E_g = E_i - E_k = E_i - (I_p + I_s) Z_k, \quad (3.57)$$

или

$$E_g = E_i - I_p (1 + k) Z_k, \quad (3.58)$$

где

$$k = \frac{I_s}{I_p}. \quad (3.59)$$

Вследствие отрицательной обратной связи по цепи экранирующей сетки эквивалентный источник напряжения, изображенный на рис. 3.23, б, определится выражением

$$g_s r_p E_s = g_s r_p (I_s Z_s + E_k) \quad (3.60)$$

или

$$g_s r_p E_s = I_p r_p \left[\frac{Z_s}{r_s} + (1 + k) g_s Z_k \right], \quad (3.61)$$

так как

$$k g_s = \frac{1}{r_s}. \quad (3.62)$$

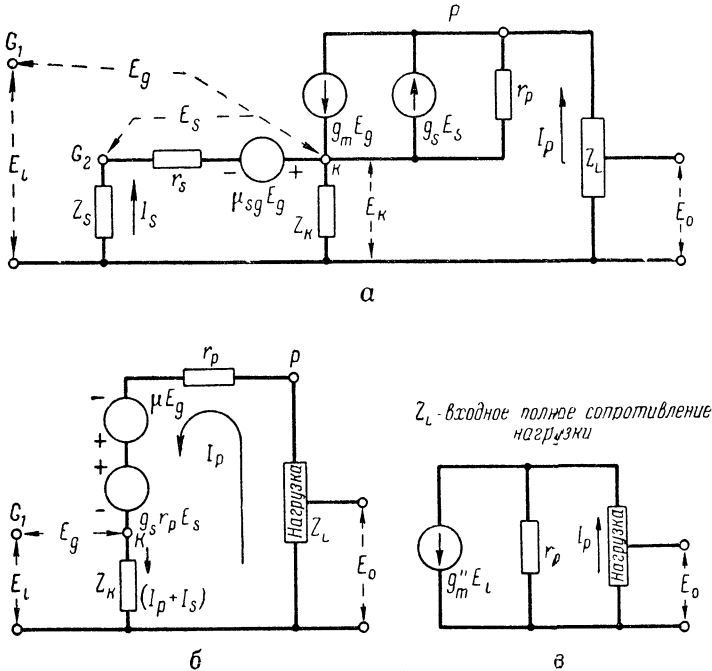


Рис. 3.23. Эквивалентные схемы для случая одновременной дегенерации по цепям катода и экранирующей сетки (блокировочные контакты в цепях катода и экранирующей сетки заземлены; рассматривается случай низкой частоты, так что $z_p = r_p$):

а — полная эквивалентная схема (следует заметить, что токи I_p и I_s проходят через Z_k); б — схема ан дной цепи с эквивалентным источником напряжения; в — предлагаемая схема с эквивалентным источником тока

Следовательно, контурное уравнение напряжения для схемы рис. 3.23, б будет иметь вид

$$\begin{aligned} \mu [E_i - I_p (1 + k) Z_k] - I_p r_p \left[\frac{Z_s}{r_s} + (1 + k) g_s Z_k \right] = \\ = I_p [r_p + Z_L + (1 + k) Z_k]. \end{aligned} \quad (3.63)$$

Сгруппируем все члены, содержащие I_p , и решим уравнение относительно μE_i :

$$\mu E_i = I_p \left\{ (r_p + Z_L) + r_p \frac{Z_s}{r_s} + (1 + k) [(\mu + 1) + g_s r_p] Z_k \right\}. \quad (3.64)$$

Для предложенной эквивалентной схемы

$$I_p = g_m'' \frac{r_p}{r_p + Z_L} E_i. \quad (3.65)$$

Подставим это выражение в уравнение 3.64, исключим общий множитель E_i и решим уравнение относительно g_m'' . В результате получим

$$g_m'' = \frac{g_m}{1 + [r_p Z_s / r_s + (\mu + 1) + g_s r_p (1 + k) Z_k] / (r_p + Z_L)}. \quad (3.66)$$

В случае применения пентода, вообще говоря, справедливы следующие неравенства:

$$r_p \gg Z_L; \quad \mu \gg 1, \quad (3.67)$$

и, следовательно, можно написать следующее приближенное уравнение для эффективной крутизны:

$$g_m'' \approx \frac{g_m}{(1 + Z_s / r_s) + (1 + k) (g_m + g_s) Z_k}. \quad (3.68)$$

Аналогичный вывод можно сделать для случая, когда блокировочный конденсатор в цепи экранирующей сетки присоединен к катоду, а не к заземлению.

Читателю будет полезно сравнить этот результат с результатами, полученными при отдельном рассмотрении отрицательной обратной связи по цепи катода и цепи экранирующей сетки.

3.13. УСИЛИТЕЛЬ С ЗАЗЕМЛЕННЫМ АНОДОМ, ИЛИ КАТОДНЫЙ ПОВТОРИТЕЛЬ

На рис. 3.24 показаны принципиальная схема, схема анодной цепи с эквивалентным источником напряжения и эквивалентная схема усилителя с заземленным анодом, или катодного повторителя. При построении эквивалентных схем принято, что полные сопротивления цепей смещения катода и экранирующей сетки пренебрежимо малы на всех интересующих нас частотах. Если эти до-

пушения несправедливы, то относительно легко определить соответствующее значение эффективной крутизны, используя метод, рассмотренный в предыдущем разделе.

Пользуясь схемой с эквивалентным источником напряжения, изображенной на рис. 3.24, б, можно написать контурное уравнение

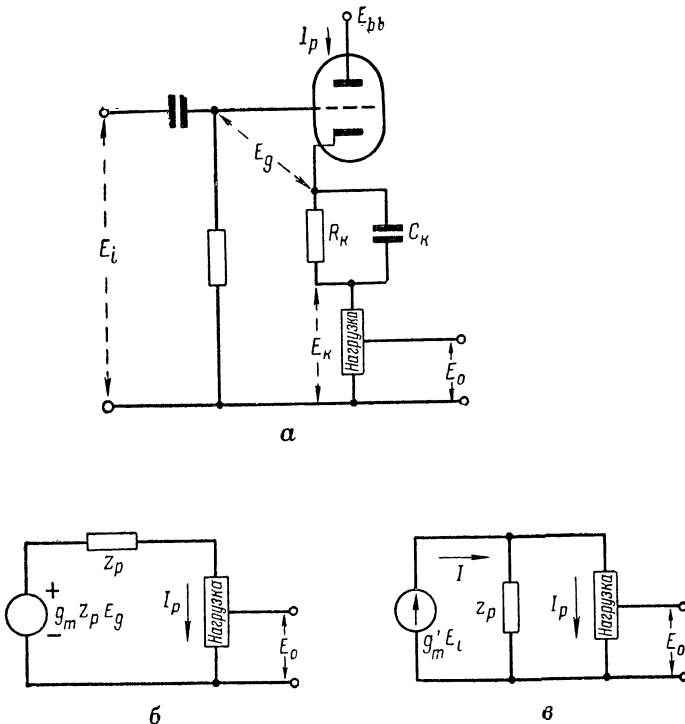
$$g_m z_p E_g = I_p (z_p + Z_L). \quad (3.69)$$

Однако из схемы рис. 3.24, а видно, что

$$E_g = E_i - E_k = E_i - I_p Z_L. \quad (3.70)$$

Поэтому контурное уравнение напряжения принимает вид

$$g_m z_p E_g = g_m z_p (E_i - I_p Z_L) = I_p (z_p + Z_L). \quad (3.71)$$



Z_L - входное полное сопротивление нагрузки

$$z_p = r_p \frac{\omega_p}{\omega_p + s} \quad \omega_p = \frac{1}{r_p C_{pk}}$$

Рис. 3.24. Соотношения в цепи катодного повторителя:
 а — принципиальная схема; б — фактическая эквивалентная схема с источником напряжения; в — предлагаемая эквивалентная схема с источником тока

Решив это уравнение относительно I_p , получим

$$I_p = \frac{g_m z_p}{z_p + Z_L + g_m z_p Z_L} E_i. \quad (3.72)$$

В соответствии с предложенной эквивалентной схемой этот же анодный ток можно выразить через неизвестную эффективную крутизну:

$$I_p = g'_m \frac{z_p}{z_p + Z_L} E_i. \quad (3.73)$$

Следовательно, условием эквивалентности двух цепей является равенство только что определенных анодных токов. Приравняем между собой уравнения 3.72 и 3.73, исключим общий множитель E_i и затем решим уравнение относительно эффективной крутизны g'_m , учитывая, что $Z_{вх} = z_p Z_L / (z_p + Z_L)$:

$$g'_m = \frac{g_m}{1 + g_m z_p Z_L / (z_p + Z_L)} = \frac{g_m}{1 + g_m Z_L / (1 + Z_L / z_p)} = \frac{g_m}{1 + g_m Z_{вх}}. \quad (3.74)$$

Уравнением 3.74 определяется эффективная крутизна усилителя с заземленным анодом.

Если полное сопротивление всей пассивной цепи, включенной между катодом и землей предлагаемой эквивалентной схемы, равно Z_m , то выходное напряжение усилителя, очевидно, составляет

$$E_0 = I Z_m = g'_m E_i Z_m, \quad (3.75)$$

а усиление по напряжению равно

$$A = \frac{E_0}{E_i} = g'_m Z_m = \frac{g_m Z_m}{1 + g_m Z_{вх}}. \quad (3.76)$$

Следовательно, уравнение усиления по напряжению для катодного повторителя в точности такое же, как и для усилителя с заземленным катодом, за исключением двух моментов:

1) в уравнении усиления нет знака минуса, что указывает на отсутствие обращения фазы сигнала;

2) крутизна усилителя определяется уравнением 3.74; получаемая величина значительно меньше величины крутизны лампы.

Во многих случаях полное внутреннее сопротивление лампы z_p значительно больше полного сопротивления нагрузки Z_L . Если это утверждение правильно, то уравнение 3.74 можно представить в следующем приближенном виде:

$$g'_m \approx \frac{g_m}{1 + g_m Z_L}. \quad (3.77)$$

При этих условиях, обычных для пентодов, усиление по напряжению

$$A \approx \frac{g_m Z_m}{1 + g_m Z_L}. \quad (3.78)$$

Полное сопротивление Z_m всегда меньше полного входного сопротивления нагрузочной цепи Z_L . Поэтому усиление по напряжению катодного повторителя никогда не может оказаться больше единицы.

Поскольку усилитель с заземленным катодом, рассмотренный в предыдущих разделах, дает относительно большое усиление по напряжению, тогда как усиление катодного повторителя никогда не превосходит единицы, может показаться, что катодный повторитель представляет лишь академический интерес. В действительности он имеет широкую область применения, но этим он обязан другим характеристикам цепи. Катодный повторитель обладает низким полным выходным сопротивлением и высоким полным входным сопротивлением по сравнению с усилителем с заземленным катодом. Эти характеристики рассматриваются в следующих двух разделах.

3.14. ПОЛНОЕ ВЫХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ КАТОДНОГО ПОВТОРИТЕЛЯ

На рис. 3.25 показана эквивалентная схема катодного повторителя, в которой емкость сетка — катод не учитывается. Лампа представлена эквивалентным источником тока. Предполагается, что цепь нагрузки представляет собой двухполюсник с полным входным сопротивлением Z_k . Это обозначение принято вместо Z_L в основном для того, чтобы показать, что рассматриваемый случай не относится к общему случаю трехполюсной нагрузочной цепи.

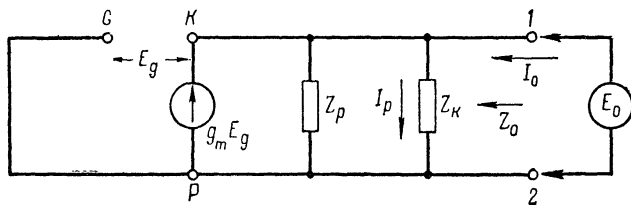


Рис. 3.25. Измерение полного выходного сопротивления катодного повторителя

Необходимо определить полное выходное сопротивление катодного повторителя. Под этим термином следует понимать полное сопротивление, оказываемое реальному генератору, включенному параллельно выходным зажимам 1—2, когда все генераторы, находящиеся слева от этих зажимов, заменены их внутренними сопротивлениями. Такое определение — общее для любой цепи, содержащей как активные, так и пассивные элементы.

Методика измерения полного выходного сопротивления экспериментальным или аналитическим путем ясна из определения. Источник сигнала на входе E_i заменяется его полным внутренним сопротивлением, в данном случае коротким замыканием. Параллельно выходным зажимам 1—2 усилителя включается генератор

напряжения E_0 . Отношение этого напряжения к результирующему входному току I_0 представляет собой полное выходное сопротивление катодного повторителя.

Таким образом,

$$Z_0 = \text{Выходное полное сопротивление} = \frac{E_0}{I_0}.$$

На рис. 3.25 приведена только что рассмотренная схема соединений.

Приложенное напряжение E_0 равно напряжению на катоде E_k вследствие непосредственного соединения на землю. В катодном повторителе напряжение между сеткой и катодом равно

$$E_g = E_i - E_k. \quad (3.79)$$

В данном случае входное напряжение равно нулю, так как входные зажимы замкнуты накоротко, а напряжение на катоде равно E_0 . Поэтому

$$E_g = -E_0. \quad (3.80)$$

В результате токи в трех ветвях, изображенных на рис. 3.25, равны

$$I_1 = \frac{E_0}{Z_k}; \quad (3.81)$$

$$I_2 = \frac{E_0}{z_p}; \quad (3.82)$$

$$I_3 = -g_m E_g = +g_m E_0. \quad (3.83)$$

Полный ток, обусловленный присоединением генератора, представляет собой сумму токов этих трех ветвей, т. е.

$$I_0 = I_1 + I_2 + I_3; \quad (3.84)$$

$$I_0 = \left(\frac{1}{Z_k} + \frac{1}{z_p} + g_m \right) E_0. \quad (3.85)$$

Решим это уравнение относительно выходного полного сопротивления:

$$Z_0 = \frac{E_0}{I_0} = \frac{1}{1/Z_k + 1/z_p + g_m} = \frac{1}{1/Z_{\text{вх}} + g_m}. \quad (3.86)$$

Произведя незначительные алгебраические действия, это уравнение легко выразить в любой из следующих форм:

$$Z_0 = \frac{Z_{\text{вх}}}{1 + g_m Z_{\text{вх}}} = \frac{Z_k}{1 + (g_m z_p + 1)(Z_k/z_p)}; \quad (3.87)$$

$$Z_0 = \frac{Z_k}{1 + g_m Z_k + Z_k/z_p}. \quad (3.88)$$

Полученные выражения представляют собой общие уравнения полного выходного сопротивления катодного повторителя. Как

видно, сопротивление Z_0 всегда меньше фактического сопротивления катодной нагрузки Z_k . Чтобы в этом убедиться более наглядно, можно прибегнуть к некоторым приближенным соотношениям. Так, например, для многих ламп, применяемых в катодных повторителях, $Z_k \ll z_p$, вследствие чего выходное полное сопротивление приблизительно равно

$$Z_0 \approx \frac{Z_k}{1 + g_m Z_k}. \quad (3.89)$$

Независимо от значений g_m и Z_k полное выходное сопротивление всегда будет меньше сопротивления Z_k .

Благодаря малому значению выходного полного сопротивления катодного повторителя описанная схема находит широкое применение как согласующее устройство между электронными системами с высоким полным сопротивлением и элементами нагрузки с низким сопротивлением, например передающими линиями.

3.15. ПОЛНАЯ ВХОДНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ КАТОДНОГО ПОВТОРИТЕЛЯ

В настоящем разделе будет показано, что полная входная проводимость катодного повторителя значительно меньше полной входной проводимости усилителя с заземленным катодом, использующего ту же лампу. Если полная проводимость меньше, то полное входное сопротивление будет выше.

На рис. 3.26 приведена эквивалентная схема анодной цепи катодного повторителя со всеми межэлектродными емкостями. Применим методику, рассмотренную в разделе 3.9. Введем новый параметр A_{gk} , представляющий собой отношение напряжения на катоде к напряжению сигнала на сетке. Величины обоих напряжений измеряются относительно потенциала земли:

$$A_{gk} = \frac{E_k}{E_i}. \quad (3.90)$$

Напряжение на катоде

$$E_k = A_{gk} E_i. \quad (3.91)$$

Цепь катода может быть заменена эквивалентным генератором $A_{gk} E_i$, как показано на рис. 3.26, б. Так как напряжение между сеткой и землей E_i и напряжение между катодом и землей $A_{gk} E_i$ находятся в фазе, то полярность генератора должна быть такой, как показано на рисунке.

Два контурных уравнения напряжения согласно законам Кирхгофа, будучи выраженными через переменные составляющие токов в установившемся режиме, можно написать в виде

$$E_i = \frac{I_2}{j\omega C_{gp}} = A_{gk} E_i + \frac{I_p}{j\omega C_{gk}}. \quad (3.92)$$

Решим эти уравнения относительно токов в двух ветвях:

$$I_2 = j\omega C_{gp} E_i, \quad (3.93)$$

$$I_p = j\omega C_{gk} (1 - A_{gk}) E_i. \quad (3.94)$$

Полный входной ток сетки

$$I_g = I_2 + I_p = j\omega [C_{gp} + C_{gk} (1 - A_{gk})] E_i. \quad (3.95)$$

Полная входная проводимость лампы

$$Y_{вх} = \frac{I_g}{E_i} = j\omega [C_{gp} + C_{gk} (1 - A_{gk})]. \quad (3.96)$$

В рассматриваемом наиболее общем случае A_{gk} представляет собой вещественное число, так что полная входная проводимость имеет чисто емкостный характер. Параметр A_{gk} тесно связан с усилением по напряжению катодного повторителя. В общем случае его

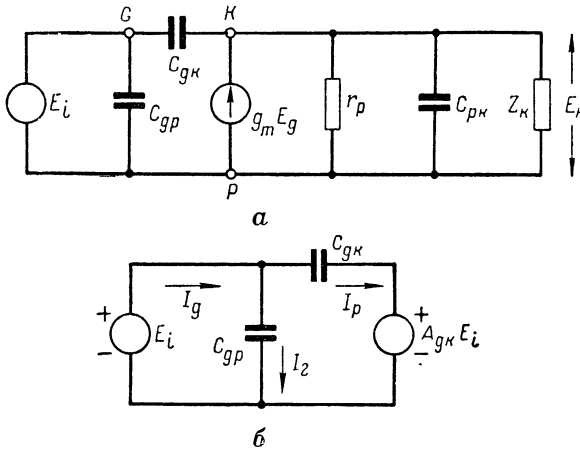


Рис. 3.26. Схемы для определения полной входной проводимости катодного повторителя:
а — полная эквивалентная схема; б — упрощенная эквивалентная схема

величина довольно близка к единице. Вследствие этого член в уравнении 3.96, заключенный в круглые скобки, равен нулю и входная емкость по существу равна C_{gp} . При применении пентода эта емкость очень мала, что значительно уменьшает полную входную проводимость по сравнению с той, которую можно получить от усилителя с заземленным катодом.

Если A_{gk} — комплексное число, то полная входная проводимость содержит составляющие как активной, так и реактивной проводимости, т. е.

$$Y_{вх} = G_{вх} + j\omega C_{вх}, \quad (3.97)$$

где

$$G_{вх} = \omega C_{gk} |A_{gk}| \sin \theta; \quad (3.98)$$

$$C_{вх} = C_{gp} + C_{gk} (1 - |A_{gk}| \cos \theta). \quad (3.99)$$

Входная активная проводимость может быть положительной или отрицательной в зависимости от знака $\sin \theta$. Обычно A_{gk} значительно меньше A_{gp} для цепи с заземленным катодом. Поэтому входная активная проводимость для катодного повторителя обычно имеет меньшую величину. Входная емкость также меньше, чем у усилителя с заземленным катодом.

3.16. УСИЛИТЕЛЬ С ЗАЗЕМЛЕННОЙ СЕТКОЙ

На рис. 3.27 приведена схема типичного усилителя с заземленной сеткой. Схемы с эквивалентными источниками напряжения приведены на рис. 3.28. Как во всех предыдущих случаях, цепь нагрузки изображена в общем виде как трехполюсная цепь с полным входным сопротивлением Z_L .

Уравнение напряжений согласно закону Кирхгофа для контура сетка — катод эквивалентной схемы имеет вид

$$E_g = E_i - I_p Z_k. \quad (3.100)$$

Для контура анодной цепи

$$E_i + g_m z_p E_g = I_p (z_p + Z_k + Z_L). \quad (3.101)$$

Подставим значение E_g из уравнения 3.100 в уравнение 3.101:

$$(g_m z_p + 1) E_i - g_m z_p Z_k I_p = I_p (z_p + Z_k + Z_L). \quad (3.102)$$

Решим это уравнение относительно I_p :

$$I_p = \frac{g_m z_p + 1}{z_p + Z_L + Z_k (g_m z_p + 1)} E_i. \quad (3.103)$$

Для сохранения такого же общего вида функции усиления, как и во всех предыдущих случаях, а именно $A = g_m^2 Z_m$, необходимо

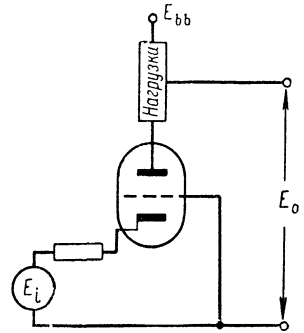


Рис. 3.27. Схема усилителя с заземленной сеткой

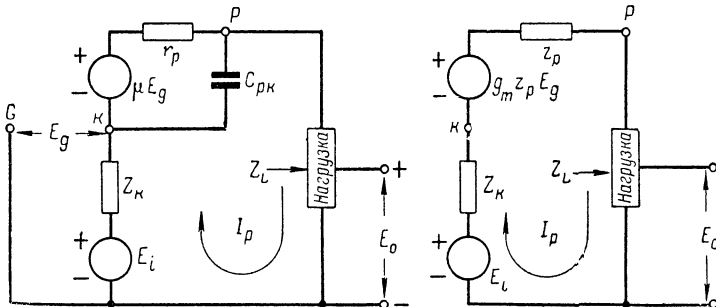


Рис. 3.28. Эквивалентные схемы анодной цепи с источником напряжения для усилителя с заземленной сеткой

ввести новое значение эффективной крутизны, учитывающее влияние конфигурации схемы. Это не изменит величины полного сопротивления Z_m . Значит, требуется видоизмененная эквивалентная схема (рис. 3.29). Если такая схема существует, то анодный ток I_p должен быть равен анодному току, определяемому уравнением 3.103 на основе фактической эквивалентной схемы усилителя.

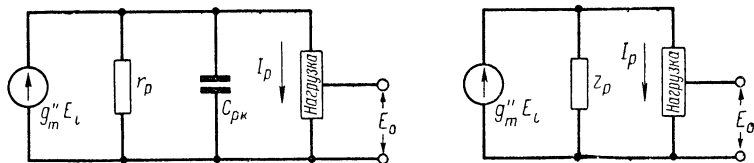


Рис. 3.29. Эквивалентные схемы усилителя с заземленной сеткой

Пользуясь рис. 3.29, можно выразить анодный ток через эффективную крутизну:

$$I_p = g_m' \frac{z_p}{z_p + Z_L} E_i. \quad (3.104)$$

Приравняем между собой уравнения 3.103 и 3.104, исключим общий множитель E_i и решим уравнение относительно g_m' . В результате получим

$$g_m' = \frac{g_m z_p + 1}{z_p + \left(\frac{z_p Z_k}{z_p + Z_L} \right) (g_m z_p + 1)}; \quad (3.105)$$

$$g_m' = \frac{g_m + 1/z_p}{1 + \left(\frac{Z_k}{z_p + Z_L} \right) (g_m z_p + 1)}. \quad (3.106)$$

Из-за члена $1/z_p$ в числителе эффективная крутизна усилителя с заземленной сеткой больше, чем крутизна усилителя с заземленным катодом, обладающего соответствующей катодной отрицательной обратной связью. Сравнение становится более наглядным, когда полное катодное сопротивление Z_k равно нулю. Тогда для усилителя с заземленной сеткой

$$g_m' = g_m + \frac{1}{z_p}, \quad (3.107)$$

а для усилителя с заземленным катодом

$$g_m' = g_m. \quad (3.108)$$

Отсюда непосредственно видно возрастание крутизны и соответствующее увеличение усиления по напряжению. Ясно и то, что увеличение будет небольшим, когда полное анодное сопротивление лампы велико.

Интерес представляет величина полного входного сопротивления усилителя с заземленной сеткой без учета влияния межэлектродной емкости. Из рис. 3.28 видно, что

$$Z_{\text{вх}} = \frac{E_i}{I_p} = Z_k + \frac{z_p + Z_L}{g_m z_p + 1} = Z_k +$$

+ Входное полное сопротивление одной только лампы. (3.109)

В некоторых случаях, в частности для пентодов, второй член в уравнении 3.109 приблизительно равен $1/g_m$. При этих условиях полное входное сопротивление усилителя с заземленной сеткой довольно мало. Иногда это выгодно, так как частота сигнала должна стать очень большой до того, как шунтирующий эффект входной емкости усилителя станет недопустимым. Благодаря низкому полному входному сопротивлению описанная схема часто применяется для преобразования полных сопротивлений. С ее помощью система с низким сопротивлением, например линия передачи, соединяется с цепью высокого сопротивления, например усилителем с заземленным катодом.

Лампы для усилителей с заземленной сеткой конструируются так, что сетка обеспечивает хорошее электростатическое экранирование катода от анода. В результате снижается эффект Миллера, так как связь между входной и выходной цепями уменьшается. Этим объясняется то, что усилитель с заземленной сеткой стабильнее усилителя с заземленным катодом. Благодаря такому свойству триоды можно использовать в качестве усилителей с заземленной сеткой на значительно более высоких частотах. Это особенно важно при проектировании цепей с низким уровнем шума; здесь отдается предпочтение триодам, так как они обладают меньшими шумами (см. главу 9).

3.17. ДЕЦИБЕЛЫ И ПРИМЕНЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ВЕЛИЧИН

При рассмотрении многих вопросов электротехники встречаются случаи, когда желательно выразить рабочие характеристики устройства или цепи через относительные, а не абсолютные величины. При теоретическом исследовании усилителей большее значение имеет, вообще говоря, усиление, а не величина фактического выходного напряжения. Усиление — безразмерный параметр, так как оно представляет собой отношение выходного напряжения к входному. Те же соображения относятся к любой системе передачи энергии или сигнала, когда потери на передачу или усиление лучше всего выражать через относительные величины.

Применение относительных, а не абсолютных величин для выражения рабочих характеристик придает исследованию необходимую общность. В общем случае желательно также пользоваться логарифмическими величинами вместо числовых отношений. Это объясняется тем, что применение логарифмических величин позво-

ляет свести операции умножения и деления числовых отношений к простым операциям сложения и вычитания логарифмических единиц.

Расчетные преимущества, связанные с применением относительных величин, выраженных логарифмическими единицами, обнаружены давно. Была принята специальная единица — децибел (сокращенно *дб*), определяемая отношением мощностей:

$$\text{Количество децибел} = 10 \log_{10} \left(\frac{P_0}{P_i} \right), \quad (3.110)$$

где 1 *дб* соответствует отношению мощностей, определяемому из уравнения 3.110:

$$1 \text{ дб} = 10 \log_{10} \left(\frac{P_0}{P_i} \right), \text{ или } 1 = \log_{10} \left(\frac{P_0}{P_i} \right)^{10}.$$

Следовательно,

$$\frac{P_0}{P_i} = 10^{0,1} = 1,25893. \quad (3.111)$$

Таким образом, отношение мощностей, равное 1,25893, соответствует 1 *дб* в логарифмических единицах.

Если мощности, по которым определяются потери или усиление (в децибелах), рассеиваются в омических сопротивлениях, то уравнение 3.110 можно переписать следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{дб} &= 10 \log_{10} \frac{E_0^2/R_0}{E_i^2/R_i} = 10 \log_{10} \frac{E_0^2}{E_i^2} \cdot \frac{R_i}{R_0} = \\ &= 20 \log_{10} \frac{E_0}{E_i} + 10 \log_{10} \frac{R_i}{R_0}. \end{aligned} \quad (3.112)$$

При равенстве входного и выходного омических сопротивлений последний член в уравнении 3.112 равен нулю и усиление мощности в децибелах можно определить непосредственно из отношения напряжений:

$$\text{дб} = 20 \log_{10} \frac{E_0}{E_i}. \quad (3.113)$$

Этот результат во многом неудачен, так как он ведет к имеющему распространение неправильному применению децибелов. Уравнением 3.113 часто неправильно пользуются для определения усиления по напряжению даже в тех случаях, когда входное и выходное омические сопротивления не равны между собой. Это не соответствует определению децибела как отношения мощностей. Подобная ошибка распространилась и на другие области, в результате чего понятие о децибеле как об отношении мощностей было утеряно. Это было отмечено Хортоном [5], который дал рекомендации для исправления ошибки. По возможности в настоящем изложении учитываются эти рекомендации, причем в необходимых случаях делается ссылка на обычную неправильную практику.

Неправильное применение децибелов объясняется желанием выразить относительные величины эквивалентными логарифмическими единицами. В сущности, задача сводится к выводу общей формулы для применения относительных величин, в которой используется десятичная система. Такая общая формула должна включать децибел как специальный случай отношения мощностей. Хортон предложил ввести новую общую единицу, называемую «лоджит» и определяемую следующим образом:

$$1 \text{ лоджит} = 10 \log_{10} (1,25893)$$

и

Количество лоджитов $= 10 \log_{10}$ (относительная величина).

Другими словами, изменение относительной величины на 1 лоджит соответствует изменению на 1,25893 в числовом отношении. Отсюда ясно, что децибел представляет собой просто лоджит мощности. Усиление по напряжению можно выразить через лоджиты напряжения:

$$\text{Усиление в лоджитах напряжения} = 10 \log_{10} \frac{E_0}{E_i}.$$

Аналогичным образом относительное изменение длины можно выразить в лоджитах длины и т. д. для любого вида единиц измерения.

Хортон предложил обозначать лоджит символом l , а вид лоджита — префиксом. Так,

pl — лоджит мощности — децибел,

vl — лоджит напряжения,

il — лоджит тока,

dl — лоджит длины,

ml — лоджит массы.

Применение новой и не ставшей еще стандартной единицы измерения немного рискованно, так как может привести к путанице при определении тока вследствие неправильной терминологии. Однако главная трудность, с которой мы встречаемся в настоящей книге, состоит в определении усиления по напряжению ламповых усилителей, так как обычно в существующей практике оно дается в децибелах и неправильно определяется по формуле

$$\text{Усиление по напряжению в } \delta\text{б} = 20 \lg_{10} \frac{\bar{E}_0}{E_i}.$$

Так как усиление по напряжению, выраженное в лоджитах напряжения, определяется как

$$\text{Усиление по напряжению в } vl = 10 \log_{10} \frac{E_0}{E_i},$$

то, очевидно, что неправильные обозначения в децибелах легко преобразовать в лоджиты напряжения простым делением числа децибелов на 2.

ЗАДАЧИ

3.1. Вывести уравнение, приведенное в табл. 3 для входной емкости усилителя с заземленной сеткой.

Таблица 3

Свойства усилителей напряжения, работающих в режиме класса А

Заземленный катод	Заземленный анод	Заземленная сетка
$A = -g_m Z_m$ при идеальном шунтировании, $A = -g'_m Z_m$ при неидеальном шунтировании	$A = +g'_m Z_m$	$A = +g''_m Z_m$
g_m — значение по справочнику, $g'_m = \frac{g_m}{1 + Z_k \frac{g_m z_p + 1}{z_p + Z_L}}$	$g'_m = \frac{g_m}{1 + g_m Z_{вх}}$	$g''_m = \frac{g_m + 1/z_p}{1 + Z_k \frac{g_m z_p + 1}{z_p + Z_L}}$
$C_{вх} = C_{гk} + C_{gp} (1 + A_{gp})$	$C_{вх} = C_{gp} + C_{гk} (1 - A_{гk})$	$C_{вх} = C_{гk} + C_{pk} (1 - A_{pk})$
$Z_0 = Z_m$	$Z_0 = \frac{Z_L}{1 + \frac{Z_L (g_m z_p + 1)}{z_p}}$	$Z_0 = Z_m$

3.2. Пользуясь эквивалентной схемой анодной цепи в режиме класса А, приведенной на рис. 3.30, вывести уравнение для крутизны лампы, выраженное через R_L , R_g и R_x . Принято, что нужное положение ручек управления соответствует равенству нулю тока в головном телефоне. Пусть полное сопротивление головного телефона равно нулю, а конденсаторы C_c и C_k обеспечивают идеальное короткое замыкание для переменной составляющей. Можно также считать, что сопротивление r_p значительно больше сопротивления R_L .

3.3. Типичный триод, для которого $g_m = 1250$ мкмо, $r_p = 10\,000$ ом, $R_k = 600$ ом, $R_L = 10\,000$ ом, работает в схеме усилителя с заземленным катодом, при этом сопротивление R_k не шунтировано. Определить эффективную крутизну и коэффициент усиления в этом режиме работы.

3.4. Рассчитать схему катодного повторителя на пентоде, выходное полное сопротивление которой было бы равно 72 ом. Данные выбранной лампы следующие: $r_p = 100\,000$ ом, $E_{cc} = -2$ в, $E_d = 140$ в, $I_d = 7$ ма, $E_b = 200$ в, $g_m = 7700$ мкмо, $I_b = 21$ ма.

а) Построить схему усилителя.

б) Определить сопротивление катодного смещения и гасящее сопротивление в цепи экранирующей сетки.

в) Определить шунтирующие емкости в цепях катода и экранирующей сетки, если их реактивное сопротивление не должно превышать $1/10 R_k$ и R_d на частоте 20 гц.

г) Определить требуемое нешунтированное катодное сопротивление.

д) Определить усиление по напряжению схемы и выразить его в лоджитах напряжения.

3.5. Определить входную емкость предыдущей схемы, если $C_{gk} = 5,0$ нф, $C_{gr} = 0,02$ нф, $C_{pk} = 8,0$ нф.

3.6. На рис. 3.31 приведена схема однолампового фазорасщепителя, часто применяемая совместно с двухтактными усилителями, рассматриваемыми в главе 11. При одном входе в этой схеме образуются два выхода, находящиеся в противофазе. Построить эквивалентную схему в режиме класса А, пренебрегая всеми межэлектродными емкостями и считая, что емкость C_c обеспечивает короткое замыкание по переменной составляющей, а внутреннее сопротивление r_p значительно больше сопротивлений R_L и R_k . Вывести оба уравнения усиления по напряжению. Сформулировать необходимое условие равенства усиления по напряжению.

3.7. На рис. 3.32 показана схема измерения коэффициента усиления напряжения μ электронной лампы. Правильная работа достигается при равенстве нулю тока сигнала, проходящего через амперметр, включенный в анодную цепь. Вывести на основе эквивалентной схемы в режиме класса А уравнение для μ , выраженное через R_L и R_g , пренебрегая при этом межэлектродными емкостями и считая, что емкости C_k и C_c обеспечивают короткое замыкание по цепи переменной составляющей.

3.8. Построить эквивалентные схемы всех усилителей в режиме класса А, приведенных на рис. 3.16 и 3.17. Указать все межэлектродные и распределенные монтажные емкости.

3.9. Пентод, включенный как усилитель с заземленным катодом, обладает следующими данными: $E_b = 285$ в, $E_d = 220$ в, $E_{cc} = -5$ в, $I_b = 2$ ма, $I_d = 0,5$ ма, $R_L = 5000$ ом, $k = 0,31$, $g_m = 4000$ мкмо, $r_p = 700\,000$ ом, $\mu_s = 10$, $r_s = 8000$ ом.

а) Определить требуемые значения гасящего сопротивления в цепи экранирующей сетки и сопротивление катодного смещения;

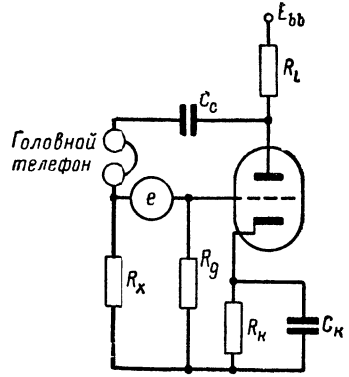


Рис. 3.30. Схема для измерения g_m электронной лампы

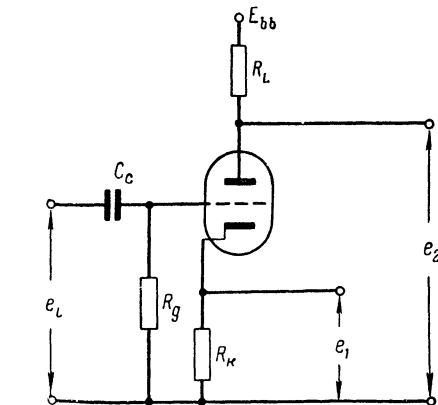


Рис. 3.31. Схема однолампового фазорасщепителя

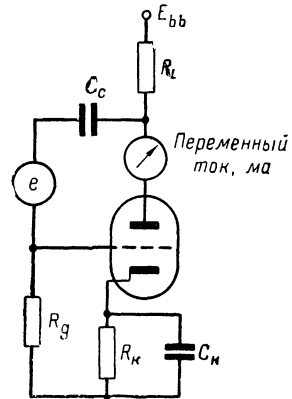


Рис. 3.32. Схема для определения μ электронной лампы

- б) определить требуемое значение E_{bb} ;
- в) определить шунтирующие емкости, если их реактивное сопротивление должно составлять $1/10$ сопротивления, которое они шунтируют на частоте 40 гц;
- г) определить эффективную крутизну на частоте 20 гц;
- д) приняв, что сопротивление в цепи экранирующей сетки идеально шунтировано на частоте 20 гц, определить эффективную крутизну при наличии отрицательной обратной связи только по катодной цепи;
- е) определить эффективную крутизну для условий п.«д», если усилитель включен по схеме с заземленной сеткой.

3.10. На рис. 13.22, *a* приведена схема реактивной лампы. Этой схемой часто пользуются в передатчиках с частотной модуляцией. Входная емкость схемы приближенно определяется выражением $C_{вх} = g_m R_g C_g$. Это справедливо, если реактивное сопротивление конденсатора C_g во много раз больше сопротивления R_g на рабочей частоте. Предполагается, что высокочастотный дроссель представляет собой разомкнутую цепь для переменной составляющей, а емкости C_c , C_k и C_d — короткое замыкание. Вывести уравнение для $C_{вх}$. Каким образом можно добиться линейной зависимости величины $C_{вх}$ от напряжения на сетке?

Г Л А В А 4

ОДНОКАСКАДНЫЕ ЛАМПОВЫЕ УСИЛИТЕЛИ

Большинство усилителей, рассматриваемых в настоящей главе, имеют схемы с заземленным катодом без отрицательной обратной связи. Несмотря на то что эти схемы обычны для практики, иногда возникают ничем не оправданные ограничения при общем изучении усилителей. Однако в главе 3 показано, что функции усиления катодных повторителей, усилителей с заземленной сеткой и с отрицательной обратной связью можно выразить через функцию усиления соответствующего усилителя с заземленным катодом без отрицательной обратной связи. Результаты, полученные в главе 3, можно использовать для расширения излагаемого в настоящей главе материала, охватывающего схемы на электронных лампах.

Как было показано выше, общая функция усиления для любого однокаскадного усилителя имеет вид

$$A = \pm g'_m Z_m.$$

В главе 3 были подробно рассмотрены факторы, влияющие на величину g'_m . В этой главе рассматриваются исключительно типы схем, определяющих характеристики Z_m .

4.1. КРИТЕРИИ ДЛЯ СРАВНЕНИЯ УСИЛИТЕЛЕЙ В УСТАНОВИВШЕМСЯ РЕЖИМЕ РАБОТЫ

Из изложенного в главе 3 материала и, в частности, из анализа рис. 3.16 и 3.17 видно, что при проектировании электронных систем в нашем распоряжении имеется большое разнообразие усилительных ламповых схем. На некотором этапе работы необходимо сделать выбор той или иной схемы. Чтобы выбор не был чисто случайным, необходимо располагать определенными критериями для сравнения пригодности различных схем.

Вообще говоря, в усилителях напряжения, работающих в режиме класса А, за основной критерий можно взять показатель качества для каждой схемы. Однако выбор схемы на основании такого критерия, очевидно, зависит от интересующих нас характеристик.

Так, например, часто требуется, чтобы усилители обладали определенной амплитудно-частотной характеристикой (зависимость уси-

ления по напряжению от частоты) в известном частотном диапазоне. Интерес представляет также частотно-фазовая характеристика (зависимость фазы от изменения частоты). В случаях, когда рассматриваются частотные характеристики в установившемся режиме, относительные показатели качества различных усилителей можно определить по форме характеристик усиления и сдвига фазы.

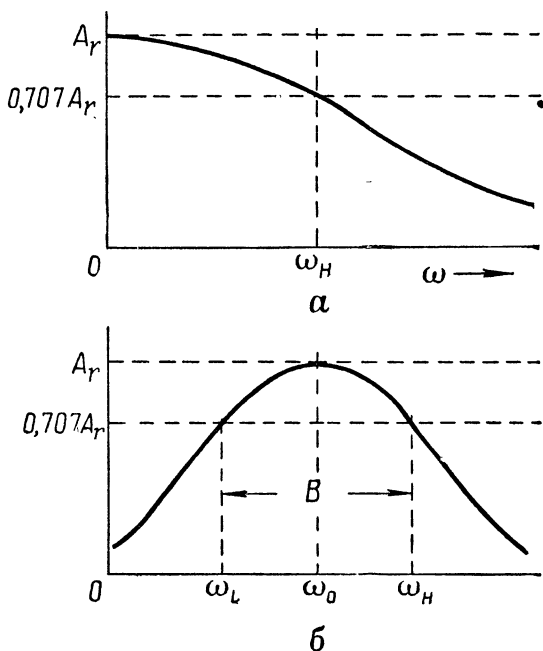


Рис. 4.1. Амплитудно-частотная характеристика для установившегося режима:
а — характеристика пропускания нижних частот; **б** — характеристика пропускания полосы частот

Следует отметить как очень благоприятное обстоятельство то, что большинство усилительных схем имеет минимальный фазовый сдвиг. Вследствие этого фазовую характеристику можно получить непосредственно из амплитудной характеристики и нет необходимости в построении отдельной фазовой характеристики. Поэтому почти во всех практических случаях достаточно иметь одну амплитудную характеристику, а критерий для рабочих характеристик усилителя, работающего в установившемся режиме, можно установить на основании этой кривой.

На рис. 4.1 приведены две типичные амплитудно-частотные характеристики усилителя. Здесь B — ширина полосы пропускания в рад/сек , равная $\omega_H - \omega_L$, где ω_H — верхняя критическая частота в рад/сек , ω_L — нижняя критическая частота в рад/сек ; A_r — исходное усиление, или выигрыш. Обе критические частоты почти

всегда определяются как частоты, при которых усиление по напряжению уменьшается до величины $1/\sqrt{2}$, или 0,707, от исходного усиления A_r . Другими словами, это соответствует частотам, при которых усиление по напряжению на 1,5 *дБ* (или на 3 *дБ* при неправильном обозначении) ниже исходного значения. Частоты ω_H и ω_L часто называют частотами в точках половинной мощности, но такое определение, хотя и распространенное, чаще всего бывает неправильным.

Ширина полосы пропускания B определяется разностью частот, выраженной в *рад/сек*, между верхней и нижней предельными частотами. Это определение общее, но если амплитудная характеристика имеет максимумы и минимумы, то ни один минимум не должен отстоять больше чем на 1,5 *дБ* от любого максимума между двумя предельными (критическими) частотами.

Для большинства усилителей существует нижняя предельная частота. Однако она часто бывает настолько малой по сравнению с ω_H , что усилитель в сущности превращается в схему пропуска низких частот. В таком случае

$$B = \omega_H - \omega_L \approx \omega_H.$$

Поэтому ширина полосы усилителя, пропускающего низкие частоты, практически равна верхней критической частоте. Вследствие этого при рассмотрении работы усилителей, пропускающих низкие частоты, часто пользуются терминами «ширина полосы пропускания» и «верхняя критическая частота» в одном и том же смысле.

Другим интересующим нас параметром, упомянутым в разделе 4.1 и фигурирующим в определении ширины полосы пропускания, является исходное усиление A_r усилителя. Его значение не всегда совпадает с величиной максимального усиления усилителя. Почти в каждом практическом случае анодная цепь содержит реактивные элементы. Вследствие этого функция усиления по напряжению почти всегда зависит от частоты и представляет собой комплексное число. При некоторой определенной частоте функция усиления становится чисто вещественным или чисто мнимым числом. В настоящей книге усиление по напряжению на этой частоте обозначается термином «исходное усиление».

Определенными выше параметрами часто характеризуются свойства усилителя. Другими словами, качество полосового усилителя можно определить обычным способом с помощью показателя качества усилителя F_a , равного произведению исходного усиления на ширину полосы пропускания:

$$F_a = A_r B. \quad (4.1)$$

Это выражение обычно так и называется — произведением усиления на ширину полосы пропускания. Аналогичное выражение применимо и для усилителя нижних частот. Так, F_a — показатель качества усилителя нижних частот, равный произведению исходного усиления на верхнюю критическую частоту:

$$F_a = A_r \omega_H. \quad (4.2)$$

На рис. 4.2 приведена характеристика усилителя верхних частот. Для этого случая неприменим общепринятый показатель качества, но его можно определить выражением

$$F_a = \frac{A_r}{\omega_L} \quad (4.3)$$

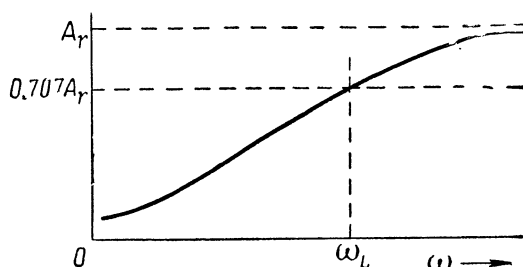


Рис. 4.2. Характеристика пропускания верхних частот

Это выражение представляет собой отношение усиления к критической частоте.

4.2. КРИТЕРИИ ДЛЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПЕРЕХОДНОГО ПРОЦЕССА

Показатели качества, рассмотренные в предыдущем разделе, непригодны для оценки рабочих характеристик импульсных усилителей. Такие усилители применяются в радиолокационных и телевизионных приемниках, при передаче штриховых изображений, в аппаратуре с фазово-импульсной модуляцией и во многих других устройствах, используемых в системах связи и управления. В этих случаях интерес представляет временная характеристика усилителя и основное внимание уделяется форме выходного сигнала относительно входного.

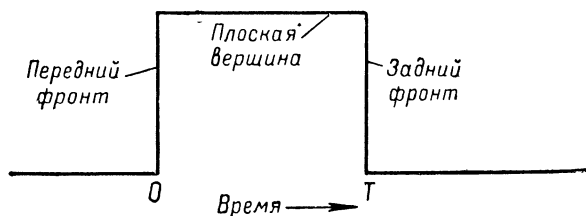


Рис. 4.3. Стандартный прямоугольный импульс

Удобно принять один определенный вид импульса за стандартный. Обычно для этого используется прямоугольный импульс (рис. 4.3). Принципиально безразлично, какую форму импульса принять за стандартную, так как временная реакция линейной цепи

на любое возбуждение определяется полюсами передаточной функции, а не возбуждением.

Для сравнения свойств различных усилителей обычно исследуется характер реакции на действие фронтов импульса и реакции на действия плоской вершины импульса. Выходной сигнал усилителя, воспроизводящий отрицательный входной импульс, имеет вид, показанный на рис. 4.4. На рисунке, кроме окончательного значения выходного напряжения усилителя, показаны другие важные параметры — выброс γ , время нарастания T_R и время задержки T_D .

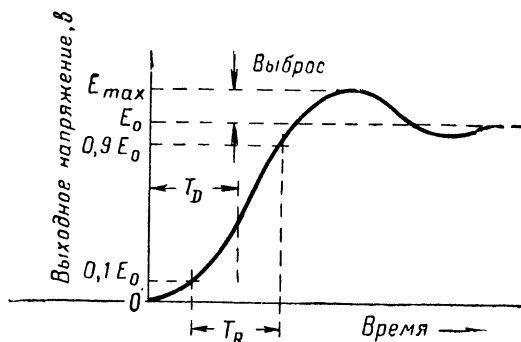


Рис. 4.4. Возможная характеристика фронта

Выброс — это превышение выходного напряжения над его ограниченным окончательным значением. Обычно он выражается как относительное изменение, или величина в процентах:

$$\% \gamma = \left(\frac{e_{\max}}{e_{\text{оконч}}} - 1 \right) \cdot 100\%.$$

Время нарастания можно определить многими способами. Обычно оно определяется как нарастание от 10 до 90%, т. е. как мера времени, требуемого для нарастания характеристики от 10 до 90% ее окончательного значения. Цифры, выражающие проценты, не имеют особого значения. Так, можно с одинаковым успехом пользоваться цифрами 5—95% или другой комбинацией процентов, подходящей для решения данной задачи. Однако поскольку принято то или другое определение, то им нужно пользоваться во всех случаях, иначе сравнительные величины, относящиеся ко времени нарастания, потеряют свой смысл. При любом определении такого типа фактическая характеристика в переходном режиме должна быть рассчитана до определения времени нарастания.

Существует другое определение времени нарастания, которым иногда пользуются на практике. Оно было введено Эльмором [6] и относится только к усилителям, в которых не наблюдаются выбросы. По Эльмору, время нарастания определяется непосредственно из функции усиления усилителя без построения временной характеристики. Получающиеся при этом значения времени нарастания

довольно близки к значениям, подсчитанным при его определении для нарастания от 10 до 90%.

Согласно Эльмору общая функция усиления для любого линейного усилителя может быть написана в общей форме следующим образом:

$$A(s) = \frac{1 + a_1s + a_2s^2 + \dots}{1 + b_1s + b_2s^2 + \dots}. \quad (4.4)$$

Время нарастания

$$T_R = \sqrt{2\pi [b_1^2 - a_1^2 + 2(a_2 - b_2)]}. \quad (4.5)$$

В связи с тем что передний фронт выходного импульса усилителя не вертикален, а имеет некоторую конечную крутизну, трудно предложить какой-либо метод определения времени задержки импульса. Можно указать на несколько способов, которыми пользовались на практике, но ни один из них, насколько известно автору, не нашел широкого применения. Однако обычно величина времени задержки не имеет большого значения, и поэтому этот вопрос здесь не рассматривается. В тех случаях, когда важно знать этот параметр, конструктор должен определить время нарастания так, чтобы можно было оценить сравнительные достоинства различных усилителей, предназначенных для выполнения данных функций.

Очевидно, для полного определения реакции усилителя на действие фронта сигнала и сравнения с реакцией другого усилителя необходимо знать четыре параметра: 1) исходное усиление A_r , 2) время нарастания T_R , 3) время задержки T_D , 4) выброс γ . Первые два параметра удобно объединить в показатель качества f_a , представляющий собой отношение усиления к времени нарастания:

$$f_a = \frac{\text{Усиление}}{\text{Время нарастания}} = \frac{A_r}{T_R}. \quad (4.6)$$

В настоящей книге под временем нарастания, используемым в выражении для указанного показателя качества, следует понимать время, соответствующее нарастанию от 10 до 90%.

Получив отношение усиления ко времени нарастания, отдельно определяют выброс и время задержки. Иногда показатель качества определяется с учетом усиления, времени нарастания и выброса [6].

Точность воспроизведения плоской вершины импульса снижается под влиянием трех основных цепей: 1) цепи катодного смещения, 2) цепи смещения по экранирующей сетке, 3) цепи сопротивления утечки и конденсатора связи. Действие этих трех цепей вызывает отклонение (спад) выходного сигнала усилителя от его первоначального значения. В этом случае характеристика усилителя выражается через величину спада.

На рис. 4.5 показан типичный вид плоской вершины.

Все факторы, обуславливающие общую величину спада, выражаются простыми экспоненциальными переходными коэффициентами, характеризующими процесс спада. Так, например, пусть передаточная функция напряжения данной цепи имеет вид

$$A(s) = K \frac{s}{s+a}.$$

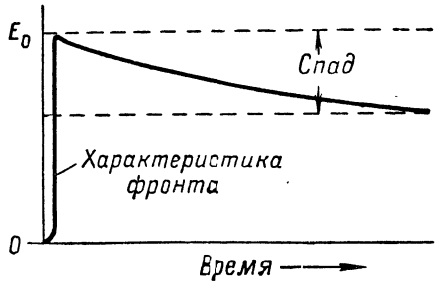


Рис. 4.5. Возможная характеристика плоской вершины

Предположим теперь, что входная или задающая функция представляет собой единичную функцию напряжения, так что

$$e_i(t) = 1 \text{ при всех значениях } t > 0.$$

Преобразование Лапласа для 1 согласно паре № 1 в табл. 1 равно $1/s$. Поэтому функция реакции имеет вид

$$E_0(s) = E_i(s) A(s) = \frac{K}{s} \cdot \frac{s}{s+a} = K \frac{1}{s+a}.$$

Временная функция реакции $e_0(t)$ представляет собой обратное преобразование функции $E_0(s)$ и дается парой № 8 в табл. 1. Следовательно,

$$e_0(t) = Ke^{-at}.$$

Соответствующее построение приведено на рис. 4.6.

Первоначальная крутизна, определяемая этой функцией и представляющая собой крутизну кривой при $t = 0$, является производной от $e_0(t)$, вычисленной при $t = 0$. Поэтому

$$\text{Начальная крутизна} = -aK. \quad (4.7)$$

Если интересующий нас интервал времени T значительно меньше постоянной времени $1/a$, то спадание имеет приблизительно линейный характер, при этом крутизна равна $-aK$ в пределах

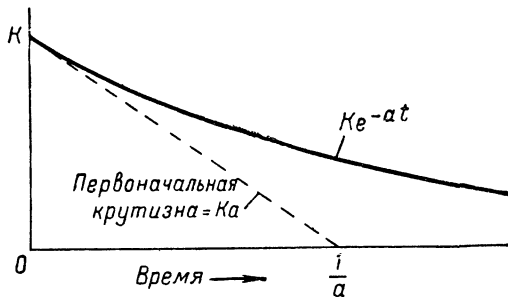


Рис. 4.6. Реакция, дающая спад

интервала T . Это показано на рис. 4.7, на котором выполнены те же построения, что и на рис. 4.6, но с увеличенным масштабом времени для выделения нужного интервала. При таком допущении спад приблизительно равен KaT :

$$\text{Относительный спад} = \frac{\text{Фактический спад}}{K} = aT. \quad (4.8)$$

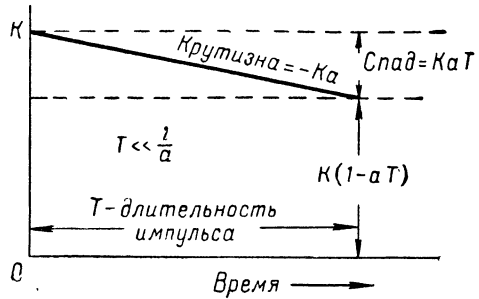


Рис. 4.7. Определение спада

4.3. ПОЛНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

Можно значительно упростить процесс определения полных сопротивлений схем, используемых в анодных цепях усилителей с заземленным катодом, если вывести уравнение полного сопротивления для обычной ненагруженной П-образной секции. Почти все анодные цепи с полными сопротивлениями можно представить либо в таком виде, либо в виде Г-образной секции с одиночным шунтирующим полным сопротивлением. Обе указанные цепи являются частными случаями общей П-образной цепи. Уравнение, которое требуется вывести, позволяет просто и удобно систематизировать материал, излагаемый в настоящем разделе.

Рассмотрим общую П-образную схему (рис. 4.8).

Согласно законам Кирхгофа контурное уравнение для напряжений и узловое уравнение для токов имеют вид

$$E = I_1 Z_1 = I_2 (Z_2 + Z_3), \quad (4.9)$$

$$I = I_1 + I_2. \quad (4.10)$$

Определим токи в двух ветвях, пользуясь уравнением 4.9:

$$I_1 = E/Z_1; \quad I_2 = \frac{E}{Z_2 + Z_3}.$$

Согласно уравнению 4.10 полный ток

$$I = E \left(\frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2 + Z_3} \right), \quad (4.11)$$

а выходное напряжение

$$E_0 = I_2 Z_2 = E \frac{Z_2}{Z_2 + Z_3}. \quad (4.12)$$

Следовательно, полное сопротивление представляет собой отношение этого выходного напряжения к входному току, т. е.

$$Z_m = \frac{E_0}{I} = \frac{Z_2/(Z_2 + Z_3)}{1/Z_1 + 1/(Z_2 + Z_3)}.$$

Приведа к общему знаменателю и упростив это выражение, получим

$$Z_m = \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2 + Z_3}. \quad (4.13)$$

Мы получили общее уравнение для полного сопротивления ненагруженной П-образной секции, которым и будем пользоваться как исходным во всех последующих расчетах, связанных с полным сопротивлением.

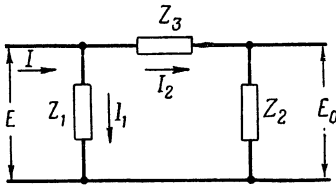


Рис. 4.8. Общая ненагруженная П-образная схема

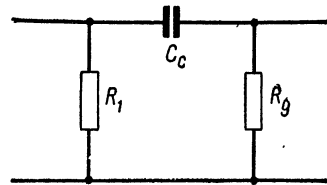


Рис. 4.9. Цепь пропускания верхних частот

Применение приведенного выше уравнения удобно показать на следующем примере. Рассмотрим цепь пропускания верхних частот (рис. 4.9). Как и в схеме рис. 4.8, здесь

$$Z_1 = R_1; \quad Z_2 = R_g; \quad Z_3 = 1/sC_c.$$

Поэтому полное сопротивление, выраженное через комплексную частоту, равно

$$Z_m(s) = \frac{R_1 R_g}{(R_1 + R_g) + (1/sC_c)} = \frac{R_1 R_g s / (R_1 + R_g)}{s + 1/(R_1 + R_g)C_c}.$$

Определим некоторые вспомогательные члены:

$$R = \frac{R_1 R_g}{R_1 + R_g}; \quad \omega_1 = \frac{1}{(R_1 + R_g)C_c}. \quad (4.14)$$

Тогда полное сопротивление схемы пропускания верхних частот

$$Z_m(s) = R \frac{s}{s + \omega_1}. \quad (4.15)$$

Для иллюстрации применяемой методики достаточно привести еще один пример. Рассмотрим двухполюсник, состоящий из параллельных и последовательных элементов. В нем полное сопротивление в точке возбуждения и общее полное сопротивление идентичны. Цепь с параллельной коррекцией, изображенная на рис. 4.10, — типичная.

Для нее

$$Z_1(s) = R_L + sL_b; \quad Z_2(s) = 1/sC_T; \quad Z_3(s) = 0.$$

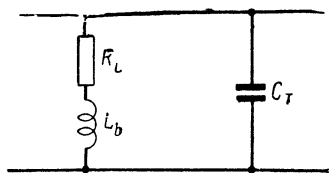


Рис. 4.10. Цепь с параллельной коррекцией

Поэтому полное сопротивление

$$Z_m(s) = \frac{(R_L + sL_b)(1/sC_T)}{R_L + sL_b + 1/sC_T}. \quad (4.16)$$

Переставив члены, получим следующее выражение для полного сопротивления:

$$Z_m(s) = \frac{1}{C_T} \cdot \frac{s + R_L/L_b}{s^2 + R_L s/L_b + 1/L_b C_T}.$$

Введем два параметра, определяемые выражениями

$$\omega_2 = \frac{1}{R_L C_T}, \quad (4.17)$$

$$m = \frac{L_b}{R_L^2 C_T} = \frac{\omega_2 L_b}{R_L} = Q \text{ цепи при } \omega_2. \quad (4.18)$$

Тогда полное сопротивление

$$Z_m(s) = \frac{1}{C_T} \cdot \frac{s + \omega_2/m}{s^2 + \omega_2 s/m + \omega_2^2/m} \quad (4.19)$$

или

$$Z_m(s) = R_L \frac{1 + ms/\omega_2}{1 + s/\omega_2 + m s^2/\omega_2^2}. \quad (4.20)$$

4.4. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ УСИЛИТЕЛЕЙ С РЕОСТАТНОЙ СВЯЗЬЮ

На рис. 4.11 показан усилитель с реостатной связью; катод в схеме заземлен. В общем случае выход усилителя соединяется с входом какой-либо другой схемы, например другого усилителя. Полное входное сопротивление нагрузочной цепи обычно имеет преимущественно емкостный характер. Для учета этого на рис. 4.11 показана включенная параллельно выходным зажимам усилителя емкость C_i .

Эквивалентная схема анодной цепи усилителя построена согласно методам, изложенным в главе 3. Лампа заменяется эквивалентным источником тока. При этом считается, что шунтирование идеально и полное внутреннее сопротивление

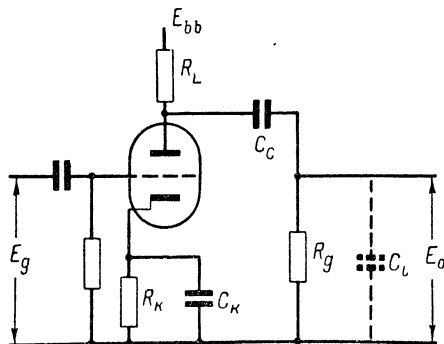


Рис. 4.11. Усилитель с реостатной связью

источника питания либо пренебрежимо мало, либо учтено в нагрузочном сопротивлении R_L . В результате эквивалентная схема анодной цепи усилителя принимает вид, показанный на рис. 4.12. Емкости, изображенные пунктиром, учитывают влияние распределенной емкости монтажа C_w , выходной емкости лампы $C_{\text{вых}}$ и входной емкости следующего каскада $C_{\text{вх}}$.

Схема рис. 4.12 слишком сложна для анализа путем непосред-

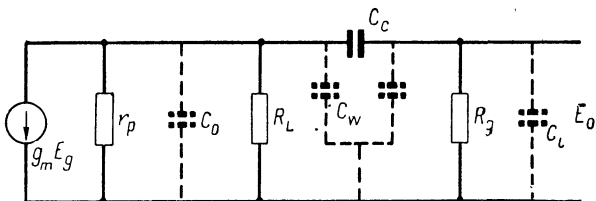


Рис. 4.12. Эквивалентная схема анодной цепи усилителя с реостатной связью

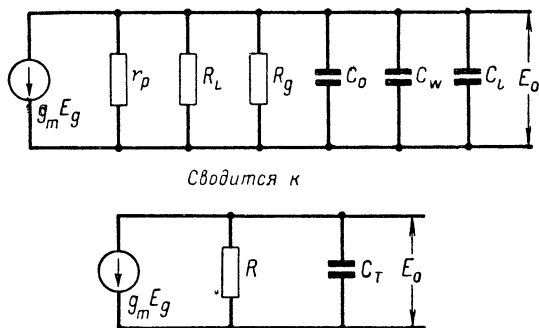


Рис. 4.13. Эквивалентная схема усилителя с реостатной связью для получения характеристик по высокой частоте и фронту импульса

ственного определения полного сопротивления. Обычно ее можно привести к трем упрощенным видам.

Пусть, например, частота входного сигнала настолько высока, что реактивное сопротивление конденсатора связи C_c очень мало по сравнению с сопротивлением утечки R_g . Следовательно, конденсатор C_c можно заменить коротким замыканием, а эквивалентную схему анодной цепи свести к упрощенной схеме (рис. 4.13). Из этой схемы легко определить полное сопротивление для данного случая.

Схема, изображенная на рис. 4.13, удобна также для определения реакции на действие фронта импульса в неустановившемся ре-

жиме усилителя, когда входной сигнал представляет собой стандартный прямоугольный импульс. Когда при реакции на резкое изменение напряжения на сетке e_g выходное напряжение начинает повышаться, шунтирующие емкости противодействуют этому, задерживая нарастание выходного напряжения до окончательного значения. Поэтому такую схему и можно использовать для определения реакции фронта импульса в переходном процессе усилителя.

Можно получить другой, специальный вид общей схемы, предполагая, что частота сигнала настолько мала, что шунтирующее влияние трех шунтирующих емкостей пренебрежимо мало по сравнению с влиянием трех шунтирующих омических сопротивлений. Таким образом, шунтирующие емкости можно рассматривать как разрывы в цепях, и из эквивалентной схемы их можно исключить. Тогда конденсатор связи C_c будет иметь реактивное сопротивление такого же порядка, как и сопротивление утечки R_g . Вследствие этого низкочастотная эквивалентная схема имеет вид, показанный на рис. 4.14. Полное сопротивление этой цепи было определено в разделе 4.3, а результат выражен уравнением (4.15).

Данная эквивалентная схема также полезна для определения выходных характеристик переходного процесса. После полного заряда шунтирующей емкости в течение времени, соответствующего начальному фронту импульса, заряжается конденсатор связи. Точность воспроизведения плоской вершины импульса на выходных зажимах зависит от скорости заряда этого конденсатора. Если скорость большая (быстрый заряд), то вершина импульса отклоняется от первоначального значения. Поэтому описанная схема удобна для исследования реакции плоской вершины сигнала усилителя, когда входной сигнал представляет собой стандартный прямоугольный импульс.

Третью и последнюю эквивалентную схему можно получить, считая частоту входного сигнала настолько высокой, что реактивное сопротивление конденсатора связи равно нулю. Одновременно предполагается, что частота входного сигнала настолько мала, что реактивное сопротивление шунтирующей емкости приблизительно равно сопротивлению разомкнутой цепи. Получаемая в результате эквивалентная схема для промежуточных (средних) частот (рис. 4.15) также применяется для определения исходного усиления в неуста-

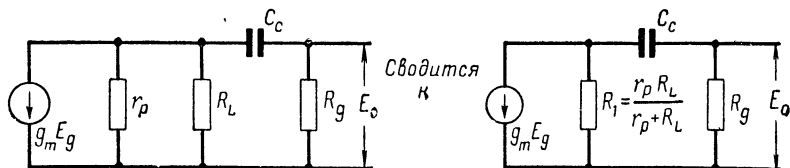


Рис. 4.14. Эквивалентная схема усилителя с реостатной связью для получения характеристик по низкой частоте и плоской вершины

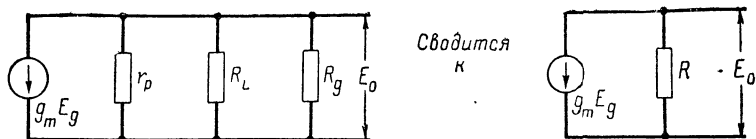


Рис. 4.15. Эквивалентная схема усилителя с реостатной связью для средних частот

новившемся режиме. Она не содержит каких-либо реактивных элементов. Усиление, определенное по этой схеме, называется исходным усилением A_r .

4.5 РАБОЧИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УСИЛИТЕЛЯ С РЕОСТАТНОЙ СВЯЗЬЮ

В разделе 4.4 были получены три эквивалентные схемы для усилителя с реостатной связью. Полные сопротивления для каждой из этих схем определяются уравнением (4.13) — общим уравнением полного сопротивления ненагруженной П-образной секции. Усиление определяется умножением полных сопротивлений на $-g_m$. Результаты расчетов сведены в табл. 4. Читатель может без труда разобраться в ней.

Таблица 4

Реакция усилителей с реостатной связью

Реакция фронта импульса	Окончательное значение	Реакция плоской вершины
Высокочастотная характеристика	Среднечастотная характеристика	Низкочастотная характеристика
$A(s) = -\frac{g_m}{C_T} \cdot \frac{1}{s + \omega_2}$ $A(s) = -g_m R \frac{1}{1 + s/\omega_2}$	$A(s) = -g_m R$	$A(s) = -g_m R \frac{s}{s + \omega_1}$ $A(s) = -g_m R \frac{1}{1 + \omega_1/s}$
<p>где</p> $\omega_2 = \frac{1}{RC_T}$ $C_T = C_0 + C_w + C_i$	<p>где</p> $R = \frac{1}{1/r_p + 1/R_L + 1/R_g}$	<p>где</p> $\omega_1 = \frac{1}{(R_1 + R_g) C_c}$ $R_1 = \frac{1}{1/r_p + 1/R_L}$

На рис. 4.16 приведены диаграммы полюсов и нулей, соответствующие этим функциям усиления. Как высокочастотная, так и низкочастотная функции усиления имеют единичные полюса, так что переходные характеристики обеих схем представляют собой простые экспоненциальные функции.

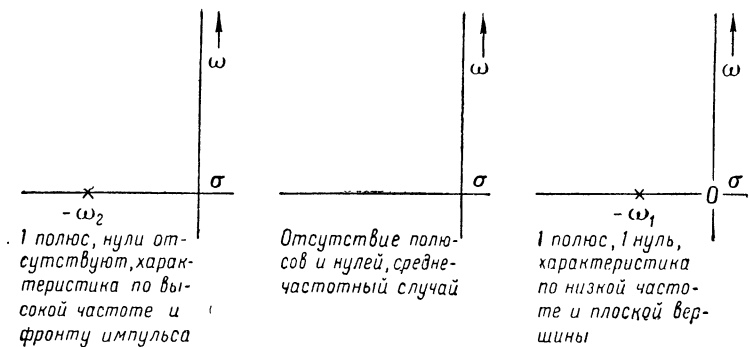


Рис. 4.16. Диаграммы полюсов и нулей для функций усиления усилителя с реостатной связью

Теперь можно определить некоторые параметры, используемые для установления различных критериев рабочих характеристик. Так, например, из табл. 4 известно, что усиление усилителя во всех случаях бывает среднечастотным:

$$A_r = g_m R. \quad (4.21)$$

Функция реакции фронта импульса имеет лишь один полюс. Следовательно, выброс γ должен быть равен нулю.

Вследствие того что в усилителе выброс отсутствует, время нарастания реакции фронта импульса можно определить по общей функции усиления в соответствии с определением Эльмора. Коэффициенты функции усиления равны: $a_1 = 0$; $a_2 = 0$; $b_1 = 1/\omega_2$; $b_2 = 0$. Поэтому время нарастания

$$T_R = \sqrt{2\pi [b_1^2 - a_1^2 + 2(a_2 - b_2)]},$$

или

$$T_R = 2,51 RC_T = \frac{2,51}{\omega_2}. \quad (4.22)$$

Если построить характеристику переходного процесса, как показано на рис. 4.17, то можно убедиться, что время нарастания от 10 до 90% составляет

$$T_R = 2,2 RC_T. \quad (4.23)$$

Критические частоты определяются непосредственно из функций усиления для установившегося режима. Подставим $j\omega$ вместо s в уравнениях усиления, приведенных в табл. 4:

$$A_H(j\omega) = \frac{-g_m R}{1 + j\omega/\omega_2} = \frac{g_m R}{\sqrt{1 + (\omega/\omega_2)^2}} \angle \theta_H \quad (4.24)$$

для высокой частоты и

$$A_L(j\omega) = \frac{-g_m R}{1 + \omega_1/j\omega} = \frac{g_m R}{\sqrt{1 + (\omega_1/\omega)^2}} \angle \theta_L \quad (4.25)$$

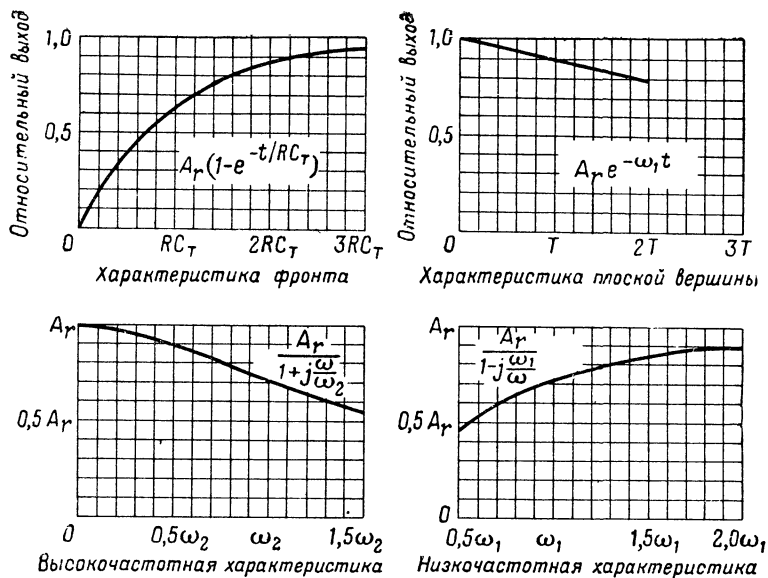


Рис. 4.17. Частотные характеристики усилителя с реостатной связью

для низкой частоты. При критических частотах ω_H и ω_L выражение усиления приводится к виду

$$\frac{A_r}{\sqrt{2}} = \frac{g_m R}{\sqrt{2}}. \quad (4.26)$$

Таким образом, на этих частотах радикалы в уравнениях 4.24 и 4.25 должны быть равны $\sqrt{2}$. Следовательно,

$$1 + \left(\frac{\omega_H}{\omega_2}\right)^2 = 2 \text{ и } 1 + \left(\frac{\omega_1}{\omega_L}\right)^2 = 2.$$

Решим эти два уравнения относительно ω_H и ω_L . В результате получим:

$$\omega_H = \omega_2 = \frac{1}{RC_T} = \text{верхняя критическая частота}; \quad (4.27)$$

$$\omega_L = \omega_1 = \frac{1}{(R_1 + R_g)C_c} = \text{нижняя критическая частота}. \quad (4.28)$$

В соответствии с уравнением для спада, выведенным в разделе 4.2, спад равен aT , где a — постоянная времени, а T — длительность импульса. В усилителе с реостатной связью спад, обусловленный цепью сопротивления утечки — конденсатор связи, составляет

$$\omega_1 T = \frac{T}{(R_1 + R_g)C_c}. \quad (4.29)$$

В табл. 5 приведены параметры, определенные в настоящем разделе, а также соответствующие показатели качества. Реальные характеристики приведены на рис. 4.17.

Таблица 5

Рабочие характеристики усилителя с реостатной связью

Параметр	Обозначение	Значение	№ уравнения
Исходное усиление	A_r	$\frac{g_m R}{1}$	4.21
Верхняя предельная частота	ω_2	$\frac{1}{RC_T}$	4.27
Нижняя предельная частота	ω_1	$\frac{1}{(R_1 + R_g) C_c}$	4.28
Выброс	γ	0	
Время нарастания по Эль-мору	T_R	$2,51 RC_T$	4.22
Время нарастания от 10 до 90%	T_R	$2,2 RC_T$	4.23
Произведение усиления на ширину полосы	F_a	$\frac{g_m}{C_T}$	
Отношение усиления к времени нарастания	f_a	$\frac{g_m}{2,2 C_T}$	
Спад	Спад	$\frac{T}{(R_1 + R_g) C_c}$	4.29

4.6. ПОКАЗАТЕЛЬ КАЧЕСТВА ДЛЯ ЛАМП

При проектировании усилителя необходимо до расчетов решить два вопроса. Прежде всего надо определить, какой вид усилительной схемы следует использовать. Задача усложняется, когда интерес представляют высокочастотные характеристики и реакция фронта импульса усилителя. В этом случае необходимо выбрать лампу и схему, при которых получается показатель качества, удовлетворяющий расчетным требованиям. Выбор лампы — это второй вопрос, который нужно предварительно решить.

Из табл. 5 видно, что как произведение усиления на полосу пропускания, так и отношение усиления к времени нарастания зависят от крутизны g_m лампы и общей шунтирующей емкости C_T анодной цепи усилителя. За исключением распределенных емкостей монтажа, отношение g_m к C_T сильно зависит от самой лампы. Верно то, что емкость монтажа может включать в себя значительную часть общей шунтирующей емкости, но изменение емкости монтажа для различных межкаскадных цепей, которые могут быть использованы, невелико по сравнению с общей емкостью.

Следовательно, показатель качества усилителя, соответствующий высокочастотной характеристике и реакции фронта импульса, может быть представлен выражением

$$F_a = k \frac{g_m}{C_T}$$

Первый множитель k представляет собой постоянную, определяемую главным образом схемой усилителя. Второй множитель определяется в основном свойствами лампы, в нем C_T относится к межэлектродным емкостям лампы. Такая интерпретация показателя качества основана на только что рассмотренном допущении, что изменение шунтирующей емкости от цепи к цепи относительно мало, даже когда общая емкость монтажа достаточно велика.

Для облегчения выбора лампы можно воспользоваться множителем g_m/C_T , представляющим собой показатель качества лампы F_T . В табл. 6 приведены значения показателей качества для ряда ламп, заимствованных из справочника по лампам. Эффект Миллера в этих расчетах учтен приближенно; усиление каскада, следующего за каскадом, для которого произведены вычисления, принято равным 10. Погрешность получается незначительной для пентодов, но она становится довольно заметной для триодов. Поэтому для триодов следует пользоваться только фактически получаемым показателем качества.

Таблица 6

Показатели качества ламп

Обозначение лампы	Тип	C_{gk} или C_p пф	C_{gp} пф	C_{pk} или C_o пф	g_m' мкмо	g_m/C_T 10^6 рад/сек
6AB7	Пентод	8,0	0,015	5,0	5000	385
6AC7	"	11,0	0,015	5,0	9000	562
6AG7	"	12,5	0,06	7,5	7700	385
6AK5	"	4,0	0,02	2,8	4300	630
6C6	"	5,0	0,007	6,5	1225	107
6J7	"	7,0	0,035	12,0	1225	61
6SJ7	"	6,0	0,005	7,0	1650	127
6SK7	"	6,0	0,003	7,0	2000	154
6U7	"	5,0	0,007	9,0	1600	114
6C5G	Триод	4,4	2,2	12,0	2000	52
6J5	"	3,4	3,4	3,6	2600	63
6K5	"	2,4	2,0	3,6	1400	54

4.7. РАСЧЕТ УСИЛИТЕЛЕЙ С РЕОСТАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Вообще говоря, шунтирующую емкость C_T усилителя необходимо сделать возможно меньшей, так как в результате этого увеличивается верхняя критическая частота ω_2 и уменьшается время нарастания T_R , что ведет к увеличению показателя качества усилителя. Обычно действие всех этих факторов желательно, хотя иногда они играют второстепенную роль.

Шунтирующую емкость можно уменьшить несколькими способами. Емкости лампы можно уменьшить при правильном выборе лампы и, когда это возможно, применяя пентоды вместо триодов. Емкость монтажа можно уменьшить, применяя, насколько возможно, короткие провода, помещая анодное нагрузочное сопротив-

ление, конденсатор связи и сопротивления утечки как можно дальше от шасси, а шунтирующие конденсаторы — как можно ближе к цоколю лампы.

С точки зрения высокочастотной характеристики и реакции фронта импульса уменьшение R приводит к небольшому выигрышу. Хотя вследствие такого уменьшения верхняя критическая частота увеличивается, а время нарастания уменьшается, однако эти преимущества сводятся на нет в связи с уменьшением исходного усиления. Другими словами, показатель качества усилителя не зависит от R . В некоторых случаях желательно уменьшить значение ω_2 путем увеличения R с целью получения большего усиления. Это типично для усилителей звуковой частоты.

Желательно, хотя и не всегда, применять лампы с высоким значением крутизны, так как это обуславливает получение лучшего показателя качества. Однако лампы с высоким значением g_m более чувствительны к катодной дегенерации. Необходимо проверить, не ликвидируется ли этим ожидаемое увеличение усиления.

Обычно выбирают наибольшие возможные значения для сопротивления утечки и конденсатора связи, чтобы уменьшить спад плоской вершины и нижнюю критическую частоту. Сеточный ток все время содержит постоянную составляющую. Это вызывается тремя основными причинами: 1) первичной и вторичной эмиссией сетки, 2) ионизацией остаточных газов, 3) наличием сопротивления утечки. Поэтому заводом-изготовителем обычно устанавливается максимальное значение для сопротивления утечки лампы. Если величина R_g превышает рекомендуемую; то положение рабочей точки лампы может измениться вследствие изменения смещения на сетке, обусловленного возрастанием падения напряжения на сопротивлении утечки. Это может отрицательно повлиять на работу лампы.

Конденсатор связи обычно выбирается так, чтобы получить определенный спад плоской вершины импульса или меньшую критическую частоту ω_L . Однако его величина не может беспредельно увеличиваться по двум причинам:

1) Сопротивление утечки конденсатора связи увеличивается с увеличением емкости. Поэтому большая величина емкости конденсатора связи может вызывать изменение смещения на сетку в результате связи по постоянному току через сопротивление утечки.

2) Увеличение емкости конденсатора связи обычно сопровождается увеличением его размеров при условии сохранения одного и того же номинального напряжения. Вследствие этого увеличивается емкость монтажа и уменьшается показатель качества усилителя.

Методика расчета усилителя с реостатной связью в общем виде следующая:

1) Выбирается лампа. Выбор лампы зависит от большого числа факторов, таких, как жесткость, стоимость, однородность характеристик, электрические характеристики. Если интерес представляют

высокочастотные характеристики и реакция фронта импульса, то решающим фактором для выбора является также показатель качества.

2) Принимается рекомендуемое заводом-изготовителем лампы значение R_g .

3) Определяется сопротивление нагрузки в анодной цепи по требуемым значениям времени нарастания или верхней критической частоты.

4) Определяется емкость конденсатора связи по техническим условиям на допустимый спад плоской вершины импульса или нижнюю критическую частоту.

5) определяются сопротивления в цепях катода и экранирующей сетки по требованиям, предъявляемым к смещению. Это производится после выбора источника анодного напряжения.

6) Определяются емкости шунтирующих конденсаторов по требованиям на допустимый спад величины импульса и нижнюю критическую частоту.

7) Выбирается источник анодного питания путем составления уравнения Кирхгофа для напряжений по контуру анодной цепи.

4.8. ВИДЕОУСИЛИТЕЛЬ С ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ КОРРЕКЦИЕЙ

Усилитель с реостатной связью, рассмотренный в предыдущих разделах, получил широкое распространение как усилитель напряжения. Однако в некоторых областях применения он не обеспечивает достаточно широкой полосы пропускания для данного исходного усиления безотносительно к применяемой лампе. Производство усиления на полосу пропускания и отношение усиления к времени нарастания усилителя с реостатной связью имеют сравнительно небольшие величины. Это устанавливает верхнюю границу для высокочастотных характеристик и реакции фронта импульса. При наличии таких условий остается только выбрать другие схемы, обладающие лучшими рабочими характеристиками.

Усилители низших частот, верхняя критическая частота которых лежит в диапазоне порядка мегагерц, называются видеоусилителями. Этот термин возник в начале работы над усилителями, предназначенными для усиления телевизионных сигналов. Термин сохранился и для других систем, в которых усилитель имеет мало общего с телевизионными устройствами.

В качестве видеоусилителей используются усилители с реостатной связью. Однако относительно невысокий показатель качества ограничивает их широкое использование, и часто применяются другие виды усилителей.

Существует много схем, показатель качества которых выше, чем у усилителей с реостатной связью. К простейшей из таких схем относится усилитель с параллельной коррекцией (рис. 4.18.). Он представляет собой обычный усилитель с реостатной связью, в котором имеется дополнительная катушка L_n , включенная последовательно с анодным сопротивлением нагрузки R_L . Эта катушка называется корректирующей.

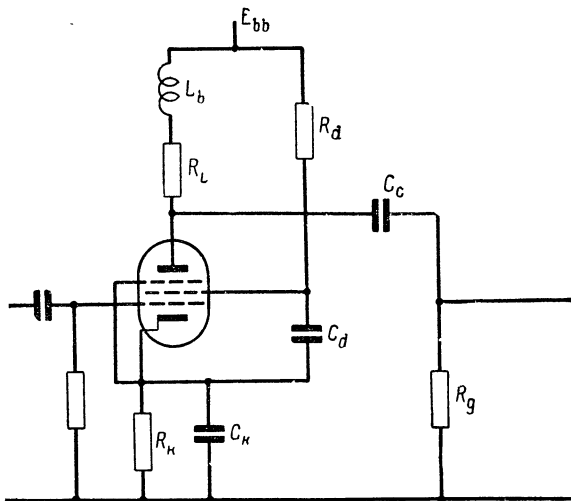


Рис. 4.18. Видеоусилитель с параллельной коррекцией

В усилителях с параллельной коррекцией почти всегда применяются пентоды, так как они обладают гораздо лучшим показателем качества, чем триоды. Естественно, что лампы таких усилителей также должны иметь высокий показатель качества.

Эквивалентную схему анодной цепи усилителя можно построить, пользуясь методом, рассмотренным при анализе усилителей с реостатной связью.

На рис. 4.19 показана эквивалентная схема, включающая в себя межэлектродные и шунтирующие емкости.

На низких и средних частотах реактивное сопротивление корректирующей катушки L_b пренебрежимо мало по сравнению с омическим сопротивлением R_L . Поэтому на этих частотах катушку можно заменить коротким замыканием, и схема сводится к той же эквивалентной схеме, что и для усилителя с реостатной связью в диапазоне низких и средних частот. Таким образом, низкочастотные, среднечастотные характеристики и характеристики плоской вершины импульса этого усилителя в точности такие же, как у усилителя с реостатной связью, и нет необходимости в дальнейшем обсуждении этого вопроса. Единственное, что следует отметить,—

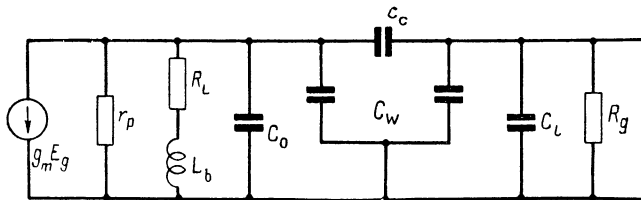


Рис. 4.19. Эквивалентная схема анодной цепи видеоусилителя с параллельной коррекцией

это исключительное применение пентодов в усилителях с параллельной коррекцией. Это, однако, не влечет за собой изменения формы уравнений, выведенных ранее для усилителя с реостатной связью.

Важное значение имеют высокочастотные характеристики схемы и реакция плоской вершины импульса. Если рабочая частота достаточно высока, так что реактивное сопротивление конденсатора связи практически равно нулю, то эквивалентную схему анодной цепи, изображенную на рис. 4.20, а, можно получить из рис. 4.19. Схему можно дальше упростить, как показано на рис. 4.20, б, представив сопротивления r_p и R_g эквивалентным сопротивлением R_2 .

Полное сопротивление этой схемы легко представить в виде параллельной комбинации сопротивлений R_2 , $1/sC_T$ и $(R_L + sL_b)$. После некоторых преобразований получим

$$Z_m(s) = \frac{1}{C_T} \cdot \frac{s + R_L/L_b}{s^2 + (R_L/L_b + 1/R_2 C_T)s + (1 + R_L/R_2)/L_b C_T}, \quad (4.30)$$

или

$$Z_m(s) = R \frac{1 + sL_b/R_L}{1 + s[RC_T + L_b/(R_2 + R_L)] + s^2 L_b RC_T/R_L}, \quad (4.31)$$

где

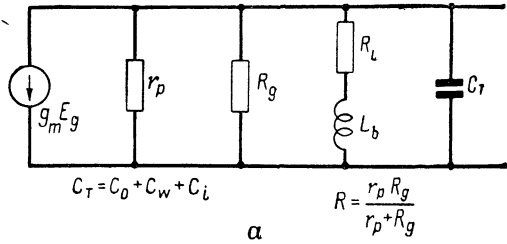
$$R = \frac{R_2 R_L}{R_2 + R_L} = \frac{1}{1/r_p + 1/R_L + 1/R_g}; \quad (4.32)$$

$$RC_T = \frac{1}{\omega_2}, \quad (4.33)$$

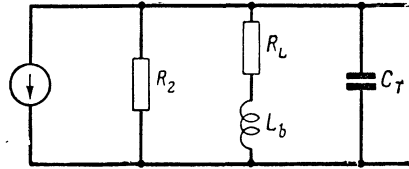
где ω_2 — верхняя критическая частота усилителя без L_b .

Введем теперь новый член, который назовем корректирующим параметром m :

$$m = \frac{\omega_2 L_b}{R_L} = Q, \quad (4.34)$$



а



б

Рис. 4.20. Эквивалентные схемы усилителя с параллельной коррекцией для получения характеристик по высокой частоте и фронту импульса:

а — первая схема; б — вторая схема

зависящим от R_L , L_b и частоты ω_2 . Следовательно, предыдущие уравнения можно выразить через корректирующий параметр следующим образом:

$$Z_m(s) = \frac{1}{C_T} \cdot \frac{s + \omega_2/m}{s^2 + (\omega_2/m + R\omega_2/R_2)s + \omega_2^2/m}; \quad (4.35)$$

$$Z_m(s) = R \frac{1 + ms/\omega_2}{1 + (1/\omega_2 + mR/\omega_2 R_2)s + ms^2/\omega_2}. \quad (4.36)$$

Часто бывает справедливо следующее неравенство:

$$m \ll \frac{R_2}{R} = 1 + \frac{R_2}{R_L}. \quad (4.37)$$

В этих случаях предыдущие уравнения для полного сопротивления принимают вид

$$Z_m(s) \approx \frac{1}{C_T} \cdot \frac{s + \omega_2/m}{s^2 + \omega_2 s/m + \omega_2^2/m}; \quad (4.38)$$

$$Z_m(s) \approx R \frac{1 + ms/\omega_2}{1 + s/\omega_2 + ms^2/\omega_2^2}. \quad (4.39)$$

В последующем мы будем пользоваться этой упрощенной формой функции полного сопротивления. Однако иногда принятое допущение не является справедливым. Поэтому нужно осторожно пользоваться приближенными формулами и графиками.

Функцию усиления усилителя легко получить простым умножением функций полного сопротивления на $-g_m$. Таким образом, мы располагаем основными данными для определения различных рабочих характеристик усилителя.

4.9. РАБОЧИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УСИЛИТЕЛЯ С ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ КОРРЕКЦИЕЙ

Характеристики переходного процесса усилителя с параллельной коррекцией обуславливаются распределением полюсов передаточной функции усилителя. Полюса равны корням числителя уравнения 4.38 или корням уравнения

$$s^2 + \frac{\omega_2}{m} s + \frac{\omega_2^2}{m} = 0.$$

Корни этого уравнения по квадратичной формуле равны

$$s_{1,2} = \frac{-\omega_2}{2m} \pm \sqrt{\left(\frac{\omega_2}{2m}\right)^2 - \frac{\omega_2^2}{m}}.$$

Исключив общий множитель $\omega_2/2m$, получим

$$s_{1,2} = -\frac{\omega_2}{2m} (1 \pm \sqrt{1 - 4m}). \quad (4.41)$$

Из анализа уравнения 4.41 видно, что полюса вещественны и различны, если корректирующий параметр m меньше 0,25. В этом случае переходный процесс затухает и не дает выброса.

Если корректирующий параметр в точности равен 0,25, то при $s = -\omega_2/2m$ существует полюс второго порядка. Вследствие этого происходит критическое затухание временной характеристики, в которой выброс еще отсутствует. Однако если m больше 0,25, то оба полюса представляют собой сопряженные комплексные величины. Характеристика тогда имеет колебательный характер и дает выброс. В любом случае имеется нуль при $s = -\omega_2/m$.

На рис. 4.21 приведены диаграммы полюсов и нулей и соответствующие характеристики переходного процесса для трех различных значений корректирующего параметра.

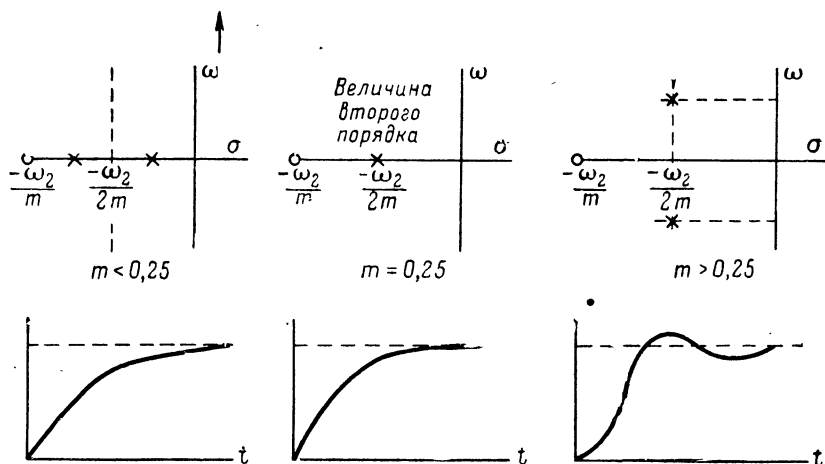


Рис. 4.21. Характеристики фронта импульса усилителя с параллельной коррекцией при возбуждении отрицательно направленной ступенчатой функцией

Выброс отсутствует, когда корректирующий параметр равен или меньше 0,25. В этих специальных случаях можно применить формулу Эльмора для времени нарастания. Действительно, наиболее эффективный способ определения времени нарастания основан на построении характеристики переходного процесса схемы для ряда различных значений корректирующего параметра. Время нарастания затем определяется из графиков временных характеристик от 10 до 90%. Одновременно может быть определена величина выброса. Способ не совсем удобный, но, пожалуй, единственный.

На рис. 4.22 приведено семейство характеристик для различных значений корректирующего параметра. По этим данным построены кривые на рис. 4.23. На этом рисунке время нарастания и величина выброса представлены в функции корректирующего параметра.

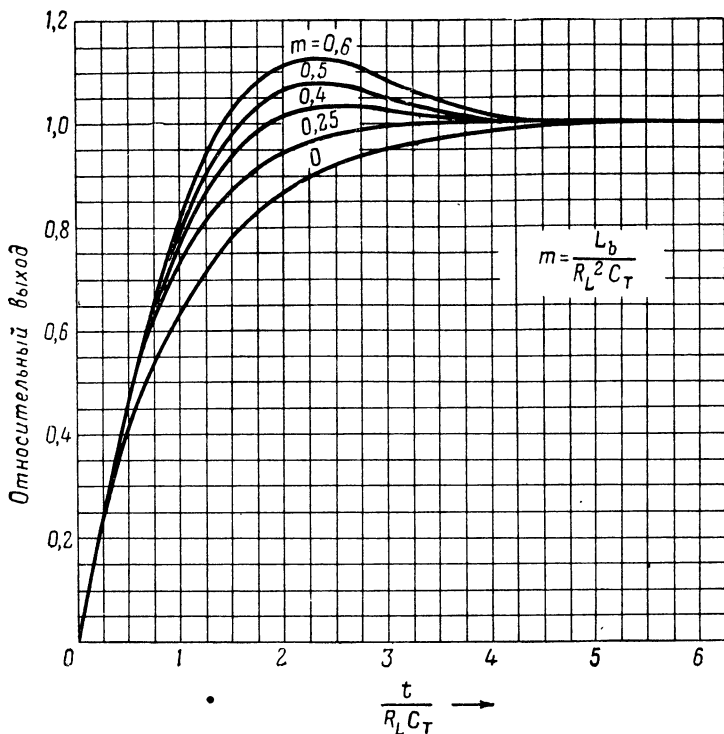


Рис. 4.22. Переходная характеристика видеусилителя с параллельной коррекцией

Так как в большинстве случаев выброс становится чрезмерным, когда корректирующий параметр превышает 0,6, значения выброса и времени нарастания за этой точкой не показаны.

Из рис. 4.23 видно, что от усилителя с параллельной коррекцией можно получить значительно меньшее время нарастания, чем от усилителя с реостатной связью. При значении m около 0,55 время нарастания сокращается вдвое по сравнению с временем нарастания усилителя с реостатной связью. Правда, это сопровождается появлением выброса в 9%, что может оказаться чрезмерным. Однако при значении корректирующего параметра 0,3—0,4 время нарастания значительно меньше, чем для усилителя с реостатной связью, а выброс составляет лишь 2% или меньше. Следовательно, можно создать усилитель с параллельной коррекцией, имеющий лучшие характеристики по высокой частоте и реакцию фронта импульса. Преимущества характеристик реакции фронта импульса по сравнению с характеристиками усилителя с реостатной связью ясны из рис. 4.23.

Необходимо теперь показать, как улучшаются высокочастотные характеристики в установившемся режиме. Значение верхней критической частоты усилителя с параллельной коррекцией, соответствующую-

шей данному значению корректирующего параметра, можно получить довольно легко. Общее выражение полного сопротивления дано уравнением 4.39 как отношение двух полиномов от s . Умножив эту функцию на $-g_m$, получим следующее выражение для функции усиления усилителя:

$$A(s) = -g_m R_L \frac{1 + ms/\omega_2}{1 + s/\omega_2 + ms^2/\omega_2^2}. \quad (4.42)$$

В это уравнение можно ввести общие коэффициенты:

$$A(s) = -g_m R_L \frac{1 + a_1 s}{1 + b_1 s + b_2 s^2}. \quad (4.43)$$

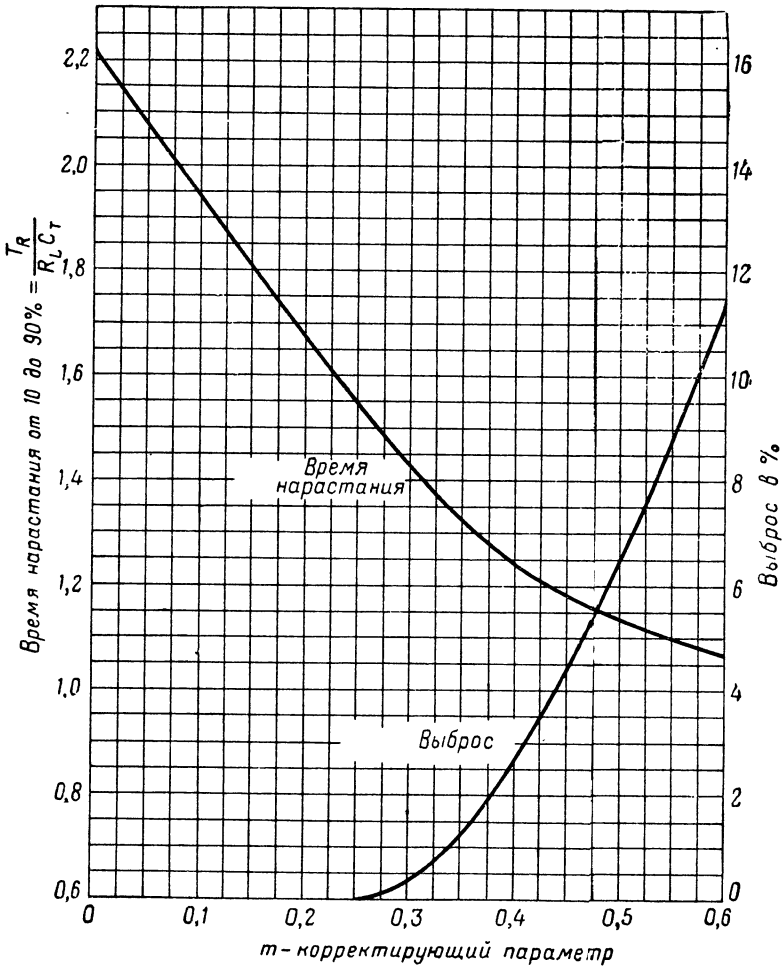


Рис. 4.23. Выброс и время нарастания в функции корректирующего параметра видеоусилителя с параллельной коррекцией

Выразим это уравнение через частоту $j\omega$ для установившегося режима:

$$A(j\omega) = g_m R_L \frac{1 + j\omega a_1}{1 - b_2 \omega^2 + j\omega b_1}. \quad (4.44)$$

Отсюда величина функции усиления усилителя

$$|A(j\omega)| = g_m R_L \sqrt{\frac{1 + (\omega a_1)^2}{(1 - b_2 \omega^2)^2 + (b_1 \omega)^2}}. \quad (4.45)$$

При нулевой частоте усиление усилителя равно $A_r = g_m R_L$. При критической частоте ω_H усиление становится равным $0,707 A_r$. Так как $0,707$ равно $1/\sqrt{2}$, то при равенстве рабочей и критической частот уравнение усиления принимает вид

$$\frac{1}{2} = \frac{1 + (a_1 \omega_H)^2}{(1 - b_2 \omega_H^2)^2 + (b_1 \omega_H)^2}. \quad (4.46)$$

Выполним все действия перемножения и сгруппируем члены с одинаковыми степенями. В результате получим биквадратное уравнение следующего вида:

$$\omega_H^4 \frac{2b_2 - 2a_1^2 - b_1^2}{b_2^2} \omega_H^2 - \frac{1}{b_2^2} = 0,$$

или

$$\omega_H^4 - X \omega_H^2 - \frac{1}{b_2^2} = 0.$$

Это уравнение можно решить относительно верхней критической частоты:

$$\omega_H = \sqrt{\frac{X}{2} + \sqrt{\frac{X^2}{4} + \frac{1}{b_2^2}}}. \quad (4.47)$$

Оно является общим для верхней критической частоты. В нем

$$X = \frac{2b_2 + 2a_1^2 - b_1^2}{b_2^2}$$

$$a_1 = m/\omega_2; \quad b_1 = 1/\omega_2; \quad b_2 = m/\omega_2^2.$$

При подстановке значений всех этих коэффициентов в уравнение 4.47 получим

$$\omega_H = 0,707 \frac{\omega_2}{m} \sqrt{2m + 2m^2 - 1 + \sqrt{(2m + 2m^2 - 1)^2 + 4m^2}}.$$

На рис. 4.24 представлен график зависимости параметра m от параметра ω_2 , построенный по этому уравнению. Следует заметить,

что ω_2 представляет собой верхнюю критическую частоту усилителя до добавления в схему корректирующей катушки. Следовательно, значения ω_2 совпадает с ω_H для усилителя с реостатной связью, имеющего такую же лампу и такие же значения R_L и C_T . Из рис. 4.24 видно, что с помощью корректирующей катушки можно значительно улучшить верхнюю критическую частоту. Однако

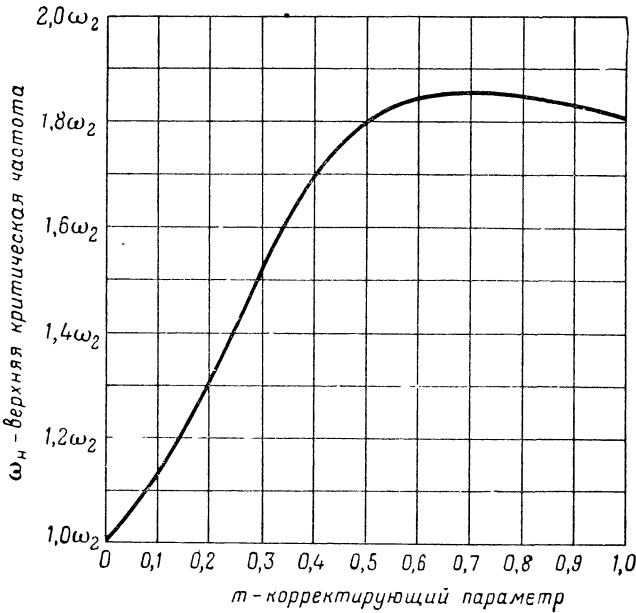


Рис. 4.24. Верхняя критическая частота усилителя с параллельной коррекцией в функции корректирующего параметра

с точки зрения ширины полосы пропускания значительное превышение корректирующего параметра над значением 0,5 дает небольшое преимущество, так как за этой точкой получается незначительное увеличение верхней критической частоты.

При улучшении верхней критической частоты исходное усиление не уменьшается. Следовательно, произведение усиления на полосу пропускания увеличивается в такой же степени, как и верхняя критическая частота. Из рис. 4.24 ясно, что показатель качества усилителя с параллельной коррекцией может быть почти в два раза больше, чем у соответствующего усилителя с реостатной связью.

Методика расчета усилителя с параллельной коррекцией может быть в общем виде сформулирована следующим образом:

- 1) Выбирается лампа с достаточно высоким показателем качества, удовлетворяющим расчетным требованиям.
- 2) Определяется значение C_T .
- 3) Определяется сопротивление нагрузки для получения необходимого исходного усиления.

- 4) Определяется корректирующий параметр путём сравнения требований расчёта с данными, приведенными на рис. 4.23 и 4.24.
- 5) Определяется индуктивность корректирующей катушки $L_b = mR_L^2 C_T$.
- 6) Остальная часть схемы рассчитывается, как усилитель с реостатной связью.

4.10. УСИЛИТЕЛЬ С ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЙ КОРРЕКЦИЕЙ. УРАВНЕНИЕ УСИЛЕНИЯ

В случае использования двухполюсников в анодных цепях видеоусилителя наилучшие характеристики по высокой частоте и реакция фронта импульса получаются в усилителе с параллельной

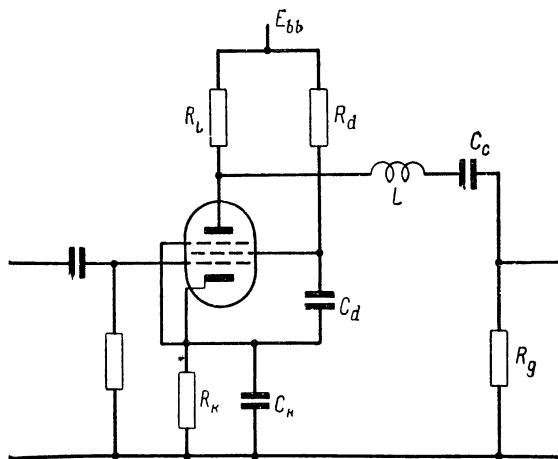


Рис. 4.25. Видеоусилитель с последовательной коррекцией.

коррекцией. Однако если простота схемы с параллельной коррекцией не даёт особых преимуществ и можно использовать более сложные трех- или четырехполюсники, то можно построить усилители с более высокими показателями качества, чем у усилителя с параллельной коррекцией.

Одну из простейших трехполюсных схем пропускания низших частот, используемых в анодных цепях усилителя, можно получить, включив индуктивность последовательно с конденсатором связи в обычном усилителе с реостатной связью. Получаемая в результате схема называется видеоусилителем с последовательной коррекцией (рис. 4.25).

Реактивное сопротивление корректирующей индуктивности пренебрежимо мало по сравнению с сопротивлением R_L в диапазонах средних и низких частот. Поэтому эквивалентные схемы в этих частотных диапазонах получаются в точности такие же, как и для

усилителей с реостатной связью. В дальнейшем обсуждении этого вопроса нет необходимости.

Как и во всех предыдущих случаях, исходное усиление определяется уравнением

$$A_r = g_m R, \quad (4.48)$$

где

$$R = \frac{1}{1/r_p + 1/R_L + 1/R_g}. \quad (4.49)$$

Так как в видеоусилителях с последовательной коррекцией почти всегда применяются пентоды, то

$$r_p \gg R_L \text{ и } R_g \gg R_L. \quad (4.50)$$

Следовательно, исходное усиление

$$A_r \approx g_m R_L. \quad (4.51)$$

Характеристики по высокой частоте и реакции фронта импульса определяются из высокочастотной эквивалентной схемы (рис. 4.26). Для получения этой схемы конденсатор связи заменен коротким замыканием, сопротивления r_p и R_L — эквивалентным сопротивлением R_1 , а выходная и распределенная емкости объединены с входной емкостью следующего усилительного каскада. В емкость C_0 входят выходная емкость лампы плюс распределенная емкость монтажа на анодной стороне

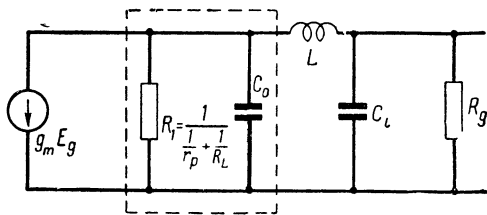


Рис. 4.26. Эквивалентная схема усилителя с последовательной коррекцией для получения характеристик по высокой частоте и фронту импульса

корректирующей катушки. В емкость C_i входят входная емкость цепи, включенной параллельно выходным зажимам усилителя, плюс распределенная емкость монтажа на выходной стороне корректирующей катушки L .

Усиление напряжения можно теперь определить через полное сопротивление этой пассивной цепи. Согласно общему уравнению для полного сопротивления ненагруженной П-образной секции

$$Z_m = \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2 + Z_3}. \quad (4.52)$$

Для эквивалентной схемы анодной цепи, изображенной на рис. 4.26, значения полных сопротивлений определяются выражениями

$$Z_1(s) = \frac{R_1 (1/sC_0)}{R_1 + 1/sC_0} = \frac{R_1}{s(R_1 C_0) + 1}; \quad (4.53)$$

$$Z_2(s) = \frac{R_g(1/sC_i)}{R_g + 1/sC_i} = \frac{R_g}{s(R_g C_i + 1)}, \quad (4.54)$$

$$Z_3(s) = sL. \quad (4.55)$$

Почти во всех интересующих нас практических случаях сопротивление утечки R_g очень велико по сравнению с реактивным сопротивлением шунтирующего конденсатора C_i . Поэтому

$$Z_2(s) \approx 1/sC_i. \quad (4.56)$$

Подставим уравнения 4.53, 4.55 и 4.56 в общее уравнение для полного сопротивления. Умножив результат на $-g_m$, получим следующее выражение для функции усиления:

$$A(s) \approx -g_m \frac{[R_1/(sR_1C_0 + 1)](1/sC_i)}{R_1/(sR_1C_0 + 1) + 1/sC_i + sL}. \quad (4.57)$$

Это уравнение можно представить в более удобном виде. Определим общий знаменатель и сгруппируем члены с одинаковыми степенями s . Тогда

$$A(s) = -g_m \frac{1/LC_0C_i}{s^3 + (1/R_1C_0)s^2 + (1/LC_0 + 1/LC_i)s + (1/LC_i)(1/R_1C_0)}. \quad (4.58)$$

Иногда входная емкость C_i приблизительно в два раза больше выходной емкости C_0 , иногда получается обратное соотношение, и, наконец, эти емкости могут быть приблизительно равны. Однако, пожалуй, наиболее общим является первый случай. На соотношение емкостей влияет в некоторой степени положение конденсатора связи по отношению к корректирующей катушке. Пусть

$$C_i = 2C_0. \quad (4.59)$$

Тогда приведенное выше уравнение для усиления принимает вид

$$A(s) \approx -g_m \frac{1/2LC_0^2}{s^3 + (1/R_1C_0)s^2 + (3/2LC_0)s + (1/LC_0)(1/2R_1C_0)}. \quad (4.60)$$

Теперь можно определить параметр ω_2 , представляющий собой верхнюю критическую частоту усилителя с реостатной связью до включения в схему корректирующей индуктивности:

$$\omega_2 = \frac{1}{R_1C_T} = \frac{1}{R_1(C_0 + C_i)} = \frac{1}{3R_1C_0}. \quad (4.61)$$

Введем корректирующий параметр K , аналогичный параметру для усилителя с параллельной коррекцией:

$$K = \frac{3}{2} \cdot \frac{\omega_2 L}{R_1},$$

где

$$R_1 = \frac{r_p R_L}{r_p + R_L}. \quad (4.62)$$

Подставив эти параметры в уравнение 4.60 для усиления схемы по напряжению, получим выражение

$$A(s) \approx -g_m R_1 \frac{27\omega_2^3/4K}{s^3 + 3\omega_2 s^2 + 27\omega_2^2 s/4K + 27\omega_2^3/4K}. \quad (4.63)$$

Мы получили общее уравнение для усиления напряжения усилителя с последовательной коррекцией, для которого соотношение емкостей составляет 2:1. При обратном соотношении получается аналогичное уравнение.

Характеристики по высокой частоте и реакции фронта импульса усилителя рассматриваются в следующем разделе.

4.11. ХАРАКТЕРИСТИКИ УСИЛИТЕЛЯ С ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЙ КОРРЕКЦИЕЙ

Разработка усилителя с последовательной коррекцией объясняется главным образом стремлением увеличить показатель качества по сравнению с показателем качества усилителя с реостатной связью или с параллельной коррекцией. Это достигается таким выбором корректирующего параметра K , чтобы характеристики схемы имели слегка колебательный характер, показывая незначительный выброс. Поэтому время нарастания, по Эльмору, нельзя определить из общей функции усиления, полученной в предыдущем разделе.

Приведенное выше утверждение можно доказать, выбрав характерное значение корректирующего параметра и затем определив распределение полюсов. Усилитель имеет три полюса, один из них должен быть вещественным. Вещественный полюс можно определить методом последовательных приближений. Два остальных полюса, вещественные или комплексные, находятся по квадратичной формуле для частного, остающегося после отделения вещественного корня.

Так, например, при $K = 2$ функция усиления имеет следующие полюса:

$$s_1 = -2,161\omega_2; \quad s_2 = -\omega_2(0,419 - j \cdot 1,18); \\ s_3 = -\omega_2(0,419 + j \cdot 1,18).$$

На рис. 4.27, а приведена диаграмма этих полюсов в комплексной S -плоскости. Вследствие того что два из этих полюсов представляют собой комплексные сопряженные величины, переходный процесс усилителя имеет колебательный характер и в результате получается выброс.

Предположим теперь, что $K = 1,4$. В этом случае значения полюсов получаются следующие:

$$s_1 = -1,808\omega_2; \quad s_2 = -\omega_2(0,596 - j \cdot 1,52); \\ s_3 = -\omega_2(0,596 + j \cdot 1,52).$$

Они показаны в комплексной плоскости на рис. 4.27, б. Переходный процесс и в этом случае имеет колебательный характер.

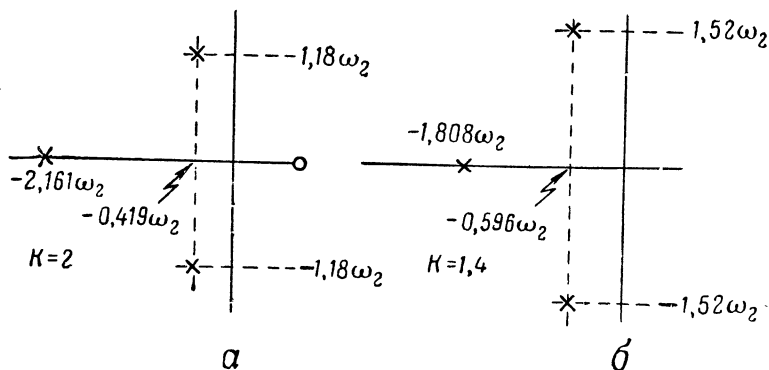


Рис. 4.27. Примеры распределения полюсов для усилителя с последовательной коррекцией

Вследствие наличия выброса в характеристике усилителя время нарастания от 10 до 90% должно быть определено из действительной характеристики усилителя, получаемой под действием стандартного прямоугольного входного импульса. Три полюса имеют обычную форму:

$$s_1 = -\gamma; \quad s_2 = -\alpha + j\beta; \quad s_3 = -\alpha - j\beta.$$

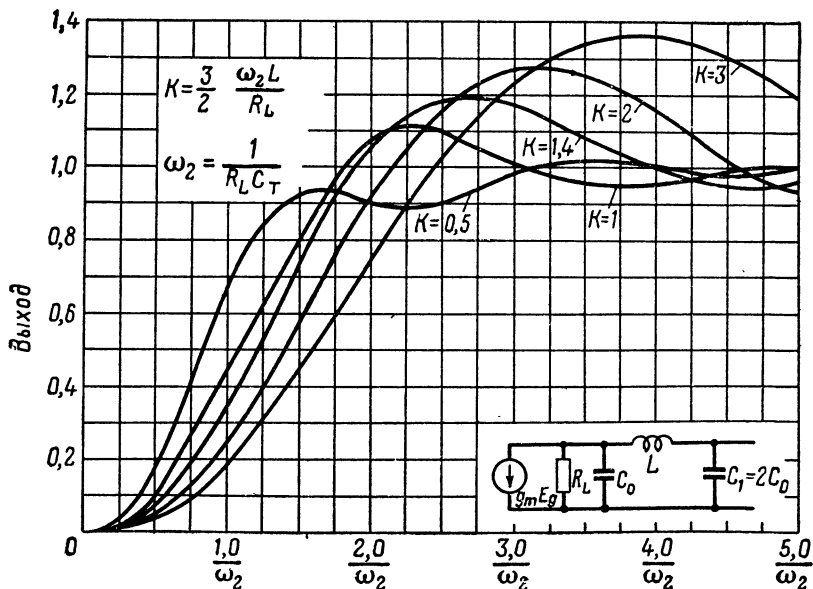


Рис. 4.28. Переходная характеристика усилителя с последовательной коррекцией с отношением емкостей 2:1

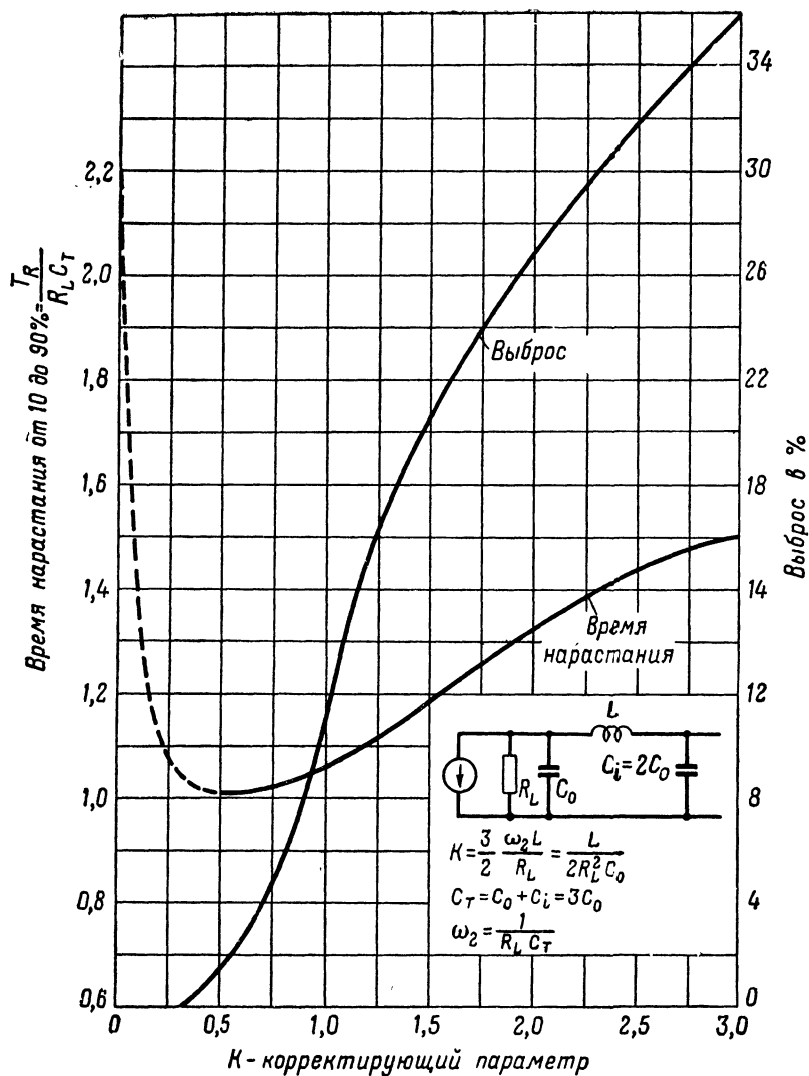


Рис. 4.29. Выброс и время нарастания от 10 до 90% в функции корректирующего параметра для усилителя с последовательной коррекцией (принято отношение емкостей 2:1; пунктирный отрезок кривой дает предполагаемое значение, так как соответствующие точки не были определены)

Следовательно, общая форма преобразования реакции при единичной функции возбуждения может быть представлена выражением

$$E_0(s) = -g_m R_1 \frac{27\omega_2^3 / 4K}{s(s + \gamma)(s + \alpha + j\beta)(s + \alpha - j\beta)} \quad (4.64)$$

или

$$E_0(s) = -g_m R_1 \frac{27\omega_2^3 / 4K}{s(s + \gamma)[(s + \alpha)^2 + \beta^2]} \quad (4.65)$$

Обратное преобразование этой функции можно получить, разложив ее на простейшие дроби, или непосредственно из таблицы преобразования функции. В результате получается следующее общее уравнение:

$$e_0(t) = -A_0 [A_1 - A_2 e^{-\gamma t} + A_3 e^{-\alpha t} \sin(\beta t - \Phi)] \quad (4.66)$$

Масштабный коэффициент

$$A_0 = g_m R_1 \frac{27}{4K} = \frac{6,75}{K} A_r \quad (4.67)$$

Если построить временную характеристику для различных значений корректирующего параметра K , как показано на рис. 4.28, то можно определить соответствующие значения времени нарастания и выброса. Типичные результаты приведены на рис. 4.29. Срав-

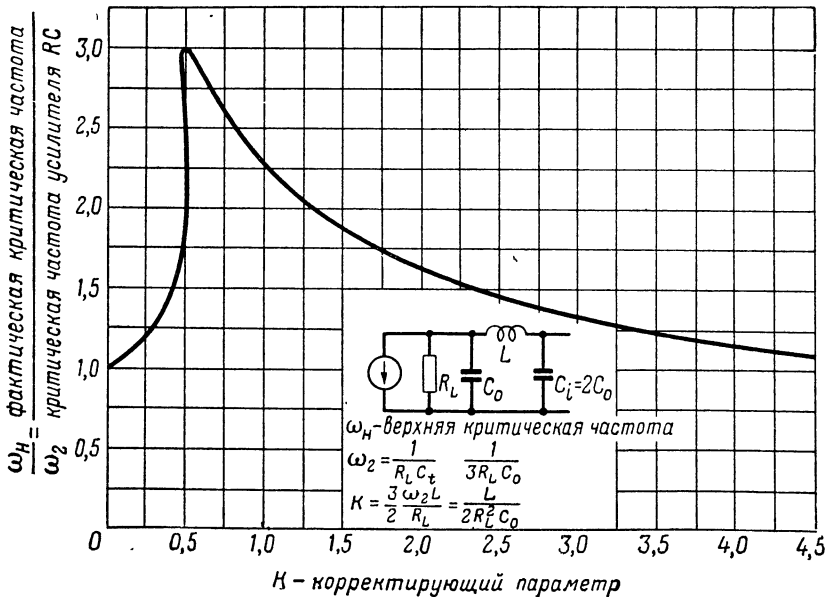


Рис. 4.30. Влияние корректирующего параметра K на верхнюю критическую частоту усилителя с последовательной коррекцией при отношении емкостей 2:1 (расчет произведен Л. Менаско)

нивая этот рисунок с соответствующим рисунком для усилителя с параллельной коррекцией, можно видеть, что усилитель с последовательной коррекцией обладает меньшим временем нарастания при одинаковом исходном усилении.

Тем же методом, что и для усилителя с параллельной коррекцией, определяется верхняя критическая частота ω_H усилителя с последовательной коррекцией. Это позволяет рассчитать и построить график верхней критической частоты в функции корректирующего параметра K . Результирующая кривая приведена на рис. 4.30. Интересно отметить, что верхняя критическая частота в три раза больше критической частоты усилителя с реостатной связью, если корректирующий параметр равен 0,5. Можно получить промежуточную критическую частоту, выбрав соответствующее значение K . Однако оптимальным значением следует считать 0,5 или незначительно большую величину.

4.12. КОМПЕНСАЦИЯ ПО НИЗКОЙ ЧАСТОТЕ. ОТСУТСТВИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

В предыдущих разделах был приведен анализ характеристик по высокой частоте и реакции фронта импульса трех различных типов усилителя. Высокочастотные характеристики у этих трех схем различаются между собой, а средне- и низкочастотные характеристики у них одинаковые.

В связи с тем что последующее изложение касается низкочастотных характеристик, дальнейшие замечания будут справедливы для всех трех схем.

Для усилителя с реостатной связью было показано, что спад плоской вершины и нижняя критическая частота определяются постоянной времени низкочастотной эквивалентной схемы анодной цепи при пренебрежении влиянием отрицательной обратной связи. Постоянная времени равна

$$(R_1 + R_g) C_c,$$

где

$$R_1 = \frac{r_p R_L}{r_p + R_L}. \quad (4.68)$$

В общем случае выбор лампы и сопротивление R_L определяются требованиями относительно высокой частоты и усиления. Вследствие этого значение сопротивления R_1 , вообще говоря, остается фиксированным, если имеется в виду низкочастотная характеристика и спад плоской вершины импульса. Поэтому постоянная времени определяется главным образом сопротивлением утечки R_g и конденсатором связи C_c . Это в особенности справедливо для видеоусилителя, так как в подобных схемах сопротивление R_g значительно больше сопротивления R_1 .

При желании уменьшить спад плоской вершины и нижнюю критическую частоту необходимо выбрать R_g и C_c возможно боль-

шими. Однако, как было отмечено в разделе 4.7, существуют определенные максимальные значения C_c и R_g . Если для этих двух элементов цепи выбрать наибольшие возможные значения и если при этом спад и нижняя критическая частота все еще будут слишком большими, то уменьшить эти два параметра можно только путем некоторых изменений в схеме.

На рис. 4.31 показан усилитель, использующий компенсирующую цепь по низкой частоте. Здесь же приведена эквивалентная схема анодной цепи в режиме класса А. На рисунке изображен усилитель с реостатной связью, но вместо него мог быть и усилитель с параллельной или последовательной коррекцией. На рисунке показан пентод, но часто применяется и триод. Предполагается, что влияния отрицательной обратной связи нет и нижняя критическая частота обуславливается исключительно дей-

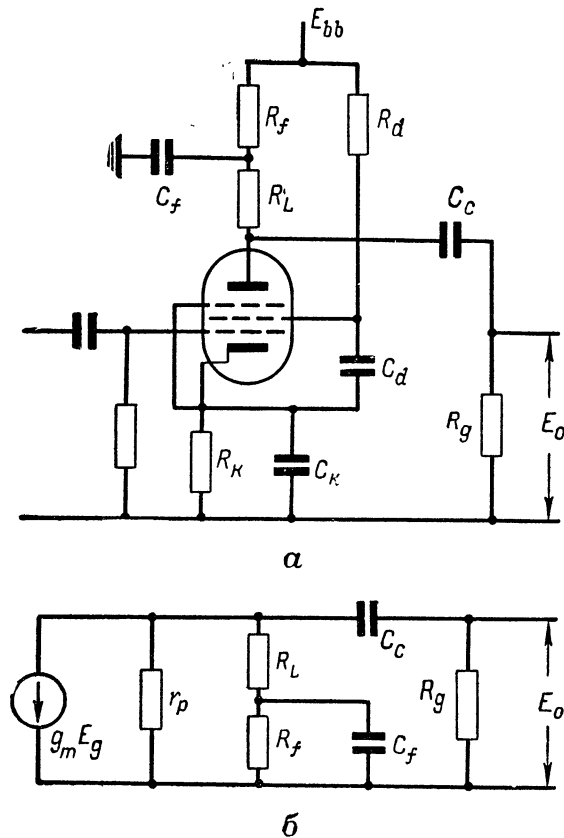


Рис. 4.31. Компенсация усилителя по низкой частоте:

a — соединения в схеме; *б* — эквивалентная схема

ствием конденсатора связи. Случай, когда имеется отрицательная обратная связь, будет рассмотрен ниже.

Общее уравнение для усиления напряжения схемы имеет следующий вид:

$$A = -g_m Z_m = -g_m \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2 + Z_3}.$$

Из эквивалентной схемы анодной цепи (рис. 4.31, б) следует

$$Z_1 = \frac{r_p \left(R_L + \frac{R_f}{sR_f C_f + 1} \right)}{r_p + R_L + \frac{R_f}{sR_f C_f + 1}}; \quad (4.69)$$

$$Z_2 = R_g; \quad (4.70)$$

$$Z_3 = \frac{1}{sC_c}. \quad (4.71)$$

Эти выражения для трех величин полных сопротивлений необходимо подставить в общее выражение усиления напряжения. После выполнения громоздких алгебраических действий окончательно получим:

$$A = -A_r \frac{s(s + \omega_L + \omega_f)}{s^2 + s \left[\omega_1 + \omega_f \left(1 + \frac{R_f}{R_L + R_2} \right) \right] + \left(1 + \frac{R_f}{r_p + R_L} \right) \omega_1 \omega_f}, \quad (4.72)$$

где

$$\omega_1 = \frac{1}{(R_1 + R_g) C_c}; \quad (4.73)$$

$$\omega_f = \frac{1}{R_f C_f}; \quad (4.74)$$

$$\omega_L = \frac{1}{R_L C_f}; \quad (4.75)$$

$$A_r = g_m R; \quad (4.76)$$

$$R_1 = \frac{r_p R_L}{r_p + R_L}; \quad (4.77)$$

$$R_2 = \frac{r_p R_g}{r_p + R_g}; \quad (4.78)$$

$$R = \frac{R_1 R_g}{R_1 + R_g}. \quad (4.79)$$

Это выражение обычно слишком сложно для применения. Его можно немного упростить путем соответствующих приближений. Так, например, если лампой усилителя служит триод, то приближенно справедливы выражения

$$r_p \ll R_g \text{ и } R_2 = r_p. \quad (4.80)$$

Следовательно, член, содержащий R_2 в уравнении 4.72, можно упростить следующим образом:

$$\omega_f \left(1 + \frac{R_f}{R_L + R_2} \right) \approx \omega_f \left(1 + \frac{R_f}{r_p + R_L} \right). \quad (4.81)$$

Это позволяет разложить на множители функцию усиления усилителя, выраженную уравнением 4.72:

$$A(\text{триод}) \approx -A_r \frac{s(s + \omega_L + \omega_f)}{(s + \omega_1) \left[s + \omega_f \left(1 + \frac{R_f}{r_p + R_L} \right) \right]}. \quad (4.82)$$

Если лампой усилителя служит пентод, можно получить другой результат. В этом случае, вообще говоря, справедливы неравенства

$$\begin{aligned} R_L \ll r_p, R_L \ll R_g, \text{ так что } R_L \ll R_2; \\ R_f \ll r_p, R_f \ll R_g, \text{ так что } R_f \ll R_2. \end{aligned} \quad (4.83)$$

Следовательно, два члена, включающие указанные сопротивления в общем уравнении усиления 4.72, могут быть упрощены следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \omega_f \left(1 + \frac{R_f}{R_L + R_2}\right) &\approx \omega_f \left(1 + \frac{R_f}{R_2}\right) \approx \omega_f \\ \text{и} \\ \omega_f \left(1 + \frac{R_f}{r_p + R_L}\right) &\approx \omega_f \left(1 + \frac{R_f}{r_p}\right) \approx \omega_f \end{aligned} \right\} \quad (4.84)$$

В результате функцию усиления усилителя для пентода можно разложить на множители:

$$A(\text{пентод}) \approx -A_L \frac{s(s + \omega_r + \omega_f)}{(s + \omega_1)(s + \omega_f)}. \quad (4.85)$$

Уравнение для усиления напряжения усилителя на триоде можно представить в таком же виде, как и для усилителя на пентоде, если ввести новый параметр:

$$\omega_t = \omega_f \left(1 + \frac{R_f}{r_p + R_L}\right). \quad (4.86)$$

Отсюда уравнение усиления для усилителя на триоде будет иметь следующий вид:

$$A(\text{триод}) \approx -A_r \frac{s(s + \omega_L + \omega_f)}{(s + \omega_1)(s + \omega_t)}. \quad (4.87)$$

Эта функция в точности совпадает с полученной для усилителя на пентоде, только для триода имеем в знаменателе ω_t , а для пентода ω_f . Поэтому, хотя в дальнейшем рассматривается применение пентода, легко такой же анализ провести и для триода.

Назначение компенсирующей схемы состоит в уменьшении спада плоской вершины и нижней критической частоты усилителя. Поскольку оба параметра зависят от одних и тех же постоянных цепей, все сказанное об одном из них относится и к другому. Анализ характеристики спада проще, чем анализ установившегося режима, и это имеется в виду при дальнейшем изложении.

Выходное напряжение усилителя

$$E_o(s) = E_i(s) A(s).$$

Если входное напряжение как функция времени представляет собой отрицательно направленную единичную функцию, то преобра-

зование входного напряжения равно $E_i(s) = -1/s$. Поэтому преобразование выходного напряжения усилителя на пентоде с низкочастотной компенсацией

$$E_0(\text{пентод}) \approx \frac{A_r}{s} \cdot \frac{s(s + \omega_L + \omega_f)}{(s + \omega_1)(s + \omega_f)}. \quad (4.88)$$

Исключим общий множитель s в числителе и знаменателе и разложим результат на простейшие дроби. Тогда получим

$$E_0(\text{пентод}) \approx \frac{A}{s + \omega_1} + \frac{B}{s + \omega_f}. \quad (4.89)$$

Коэффициенты A и B легко определить методом, изложенным в главе 2:

$$A = A_r \frac{\omega_L - \omega_f - \omega_1}{\omega_f - \omega_1}; \quad (4.90)$$

$$B = A_r \left(-\frac{\omega_L}{\omega_f - \omega_1} \right). \quad (4.91)$$

Отсюда обратное преобразование функции $E_0(s)$ составляет

$$e_0(t) \approx A_r \left(\frac{\omega_L + \omega_f - \omega_1}{\omega_f - \omega_1} e^{-\omega_1 t} - \frac{\omega_L}{\omega_f - \omega_1} e^{-\omega_f t} \right). \quad (4.92)$$

Это выражение представляет собой переходную характеристику усилителя на пентоде с компенсацией по низкой частоте.

Если постоянные цепи этого усилителя отрегулировать так, чтобы начальная крутизна характеристики выходного напряжения была равна нулю, то получим оптимальный рабочий режим. Другими словами, при такой комбинации постоянных цепи получаются наименьшие спад плоской вершины и нижняя критическая частота. Причины этого легко уяснить себе на рис. 4.32.

Для определения условия оптимальной компенсации необходимо сформулировать требования для получения нулевой начальной крутизны. С этой целью дифференцируем уравнение 4.92 относительно t и результат приравняем нулю. Получаем следующее выражение:

$$\frac{(\omega_f - \omega_1)(\omega_1 - \omega_L)}{\omega_f - \omega_1} = 0. \quad (4.93)$$

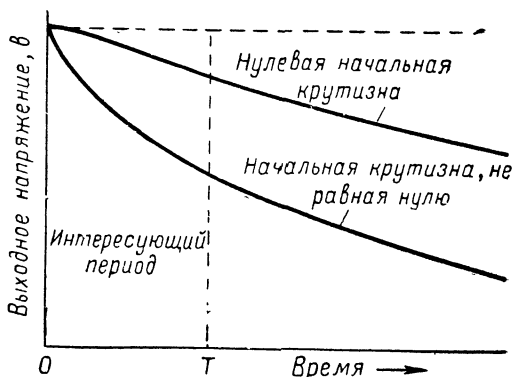


Рис. 4.32. Две возможные характеристики плоской вершины усилителя с компенсацией по низкой частоте

После исключения общего множителя в числителе и знаменателе условие оптимальной компенсации определится выражением

$$\omega_1 - \omega_L = 0$$

или

$$\omega_1 = \omega_L. \quad (4.94)$$

На первый взгляд при рассмотрении уравнения 4.93 может показаться, что начальная крутизна может также стать равной нулю при $\omega_1 = \omega_f$. Однако при этом усилитель должен иметь полюс второго порядка при $-\omega_1$ и разложение на простейшие дроби, примененное в предыдущем анализе, не будет справедливым. Если проанализировать данный случай, то можно установить, что оптимальная компенсация (нулевая начальная крутизна) получается при $\omega_1 = \omega_f = \omega_L$. Это требует равенства $R_f = R_L$.

При расчете компенсирующей схемы часто пользуются другим соотношением. Установлено следующее равенство:

$$\omega_L + \omega_f = \omega_1. \quad (4.95)$$

В результате этого функцию усиления усилителя можно представить выражением

$$A(s) = -A_r \frac{s}{s + \omega_f}. \quad (4.96)$$

Для некомпенсированного усилителя функция усиления имеет вид

$$A(s) = -A_r \frac{s}{s + \omega_1}. \quad (4.97)$$

Поэтому ω_1 представляет собой нижнюю критическую частоту при отсутствии компенсации, а ω_f — при наличии ее. Очевидно, если постоянные компенсирующей цепи отрегулированы так, что $\omega_f < \omega_1$, то низкочастотные характеристики и спад плоской вершины компенсированного усилителя лучше, чем некомпенсированного. В настоящей книге компенсация в соответствии с уравнением 4.95 называется обычной компенсацией. Характеристики усилителя с обычной компенсацией хуже характеристик, получаемых при оптимальной компенсации.

Методика расчета усилителя с компенсацией по низкой частоте для случая применения пентода сводится к следующему (аналогичную методику можно разработать и для случая применения триода):

1) R_g и R_c выбираются возможно большими, но так, чтобы при этом учитывались другие требования.

2) R_L обычно определяется из высокочастотных характеристик и реакции фронта импульса; предполагается, что оно известно в данной точке. Известно также r_p , так как лампу необходимо выбрать до расчета,

3) Из уравнений 4.73 и 4.77 определяются R_1 и ω_1 .

4) Устанавливается вид компенсации, который необходимо использовать.

а) Для оптимальной компенсации:

— принимается, что $\omega_1 = \omega_L$;

— C_f определяется из выражения

$$C_f = C_c \frac{R_1 + R_g}{R_L};$$

— выбирается R_f для получения желаемой величины компенсации; максимальное значение определяется напряжением источника питания, так как

$$E_{bb} = I_b(R_L + R_f) + E_b + E_k.$$

б) Для обычной компенсации:

— принимается, что $\omega_f + \omega_L = \omega_1$;

— в этом случае ω_f представляет собой нижнюю критическую частоту компенсированного усилителя; предполагается, что ее значение задано расчетными требованиями;

— таким образом, ω_1 и ω_f известны и $\omega_L = \omega_1 - \omega_f$;

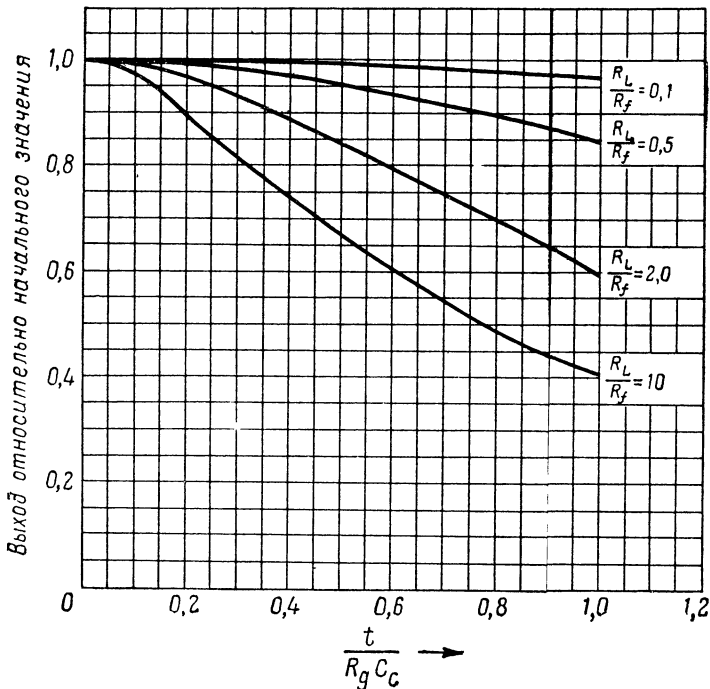


Рис. 4.33. Спад в недегенеративном усилителе при регулировке постоянных цепи для получения оптимальной компенсации

— поэтому

$$C_f = \frac{1}{(\omega_1 - \omega_f) R_L}; \quad R_f = \frac{1}{R_f C_f}.$$

Из формулы

$$E_{bb} = I_b (R_L + R_f) + E_b + E_k$$

ясно, что значение компенсирующего сопротивления R_f имеет неопределенность. Кривые на рис. 4.33 показывают влияние изменения R_f относительно R_L на характеристику при оптимальных условиях. Так, при нулевой начальной крутизне, получаемой во всех случаях, представленных на рисунке, наименьший спад получается тогда, когда R_f велико по сравнению с R_L . При импульсах с большой длительностью сопротивление R_f во избежание чрезмерного спада плоской вершины должно быть большим; большим должно быть и напряжение источника питания.

4.13. КОМПЕНСАЦИЯ ВЛИЯНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

В предыдущем разделе было выведено уравнение усиления для низкочастотного компенсированного усилителя. Было показано, что для пентода

$$A(s) \approx -A_r \frac{s(s + \omega_L + \omega_f)}{(s + \omega_1)(s + \omega_f)}.$$

Если шунтирование катодного сопротивления пентода не идеально, то усиление изменяется вследствие изменения эффективной крутизны. Для пентода, как показывает уравнение 3.26, эта крутизна равна

$$g'_m \approx g_m \frac{s + \omega_k}{s + (1 + g_m R_k) \omega_k},$$

где $\omega_k = 1/R_k C_k$.

Введем новый член

$$\omega_3 = \omega_k (1 + g_m R_k). \quad (4.98)$$

Следовательно, для усилителя на пентоде с низкочастотной компенсацией и неидеальным катодным шунтированием

$$A(s) \approx -A_r \frac{s(s + \omega_L + \omega_f)(s + \omega_k)}{(s + \omega_1)(s + \omega_3)(s + \omega_f)}. \quad (4.99)$$

Если схема рассчитана так, что

$$\omega_k = \omega_1 \text{ и } \omega_3 = \omega_L + \omega_f, \quad (4.100)$$

то функция усиления усилителя

$$A(s) \approx -A_r \frac{1}{s + \omega_f}. \quad (4.101)$$

Нижняя критическая частота усилителя теперь равна ω_f . Мы получили в точности тот же результат, что и в предыдущем разделе для случая обычной компенсации.

Соотношения 4.100 не обязательны для оптимальной компенсации; это просто удобные для применения соотношения между постоянными цепи, служащие в некоторой степени мерой компенсации влияния цепей связи и катодного смещения.

Режим схемы для нулевой начальной крутизны и оптимальной компенсации можно определить методом, рассмотренным в предыдущем разделе. В связи с большим числом переменных при расчетах получается большая степень неопределенности.

Методика расчета для усилителя на пентоде с обычной компенсацией состоит в следующем:

1) Значения R_g , C_c , R_k и R_L определяются из других расчетных соображений или известны.

2) Согласно уравнению 4.100 $\omega_k = \omega_1$, так что

$$C_k = C_c \frac{R_g}{R_k}. \quad (4.102)$$

3) Теперь имеется достаточно данных для определения ω_k и ω_3 . Следовательно, согласно уравнению 4.100 $\omega_L = \omega_3 - \omega_f$, где ω_f нормально определяется как требуемая нижняя критическая частота; она считается известной. Таким образом,

$$R_f = R_L \left(\frac{\omega_3}{\omega_f} - 1 \right). \quad (4.103)$$

4) В результате получается

$$C_f = \frac{1}{\omega_f R_f}.$$

5) Окончательные значения ω_f , а следовательно, R_f и C_f определяются напряжением источника питания E_{bb} .

Если в усилителе имеется также отрицательная обратная связь по цепи экранирующей сетки, то эффективная крутизна лампы снова изменяется и необходимо установить новый ряд соотношений. Читатель без особых затруднений может вывести эти соотношения самостоятельно.

4.14. ОДНОКОНТУРНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

Выше рассматривались вопросы, связанные с анализом усилителей верхних и нижних частот. С ними приходится иметь дело при усилении звуковых и видеосигналов. Рассматриваемые в остальной части настоящей главы полосовые усилители широко применяются

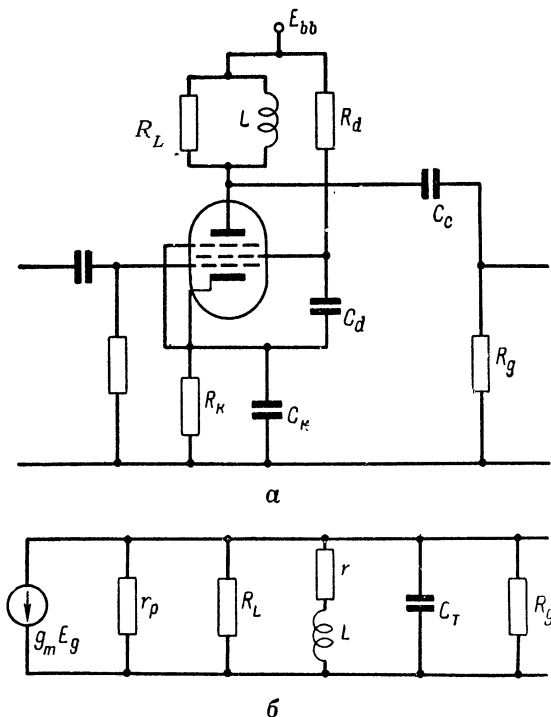


Рис. 4.34. Одноконтурный усилитель:
 а — принципиальная схема; б — эквивалентная схема

Сопротивление катушки обозначено r . Полное входное сопротивление параллельного резонансного контура, состоящего из последовательно соединенных сопротивлений и индуктивности, включенных параллельно емкости, при резонансе равно $R_{ar} = L/rC_T$. При достаточно высокой добротности Q катушки, например 6 или 7, первоначальный параллельный резонансный контур можно довольно точно аппроксимировать параллельным контуром, все элементы которого (R_{ar} , L и C_T) включены параллельно друг другу.

На рис. 4.35 приведена эквивалентная схема одноконтурного усилителя, полученная в результате указанной аппроксимации. Объединив все шунтирующие сопротивления в одно сопротивление R , получим окончательный вид эквивалентной схемы (рис. 4.35, б).

Приведенная выше аппроксимация не является серьезным ограничением в практических схемах, так как добротность катушки Q обычно больше 6 или 7.

Следует заметить, что в параллельном резонансном контуре в качестве переменного элемента показана индуктивность. С одинаковым успехом контур можно настроить изменением емкости. Однако если регулируемым элементом является конденсатор C_T ,

при усилении полосы частот, необходимом почти всегда в частотном спектре примерно до 3000 Мгц.

Простейшим полосовым усилителем, нашедшим общее применение, является одноконтурный усилитель (рис. 4.34). На эквивалентной схеме усилителя конденсатор связи заменен коротким замыканием, так как рабочая частота настолько велика, что реактивное сопротивление конденсатора C_c пренебрежимо мало по сравнению с сопротивлением R_g . Общая шунтирующая емкость C_T представляет собой сумму выходной емкости лампы, распределенной емкости монтажа и входной емкости цепи, подключенной к выходным зажимам усилителя.

то необходимо в схему включить дополнительную емкость. Тогда общая шунтирующая емкость увеличится, а кажущееся сопротивление $R_{ar} = L/rC_T$ уменьшится, что приведет к уменьшению добротности Q схемы. Иногда с этим можно не считаться, но на высоких частотах снижение добротности Q недопустимо и для настройки удобнее изменять индуктивность перемещением сердечника из железного порошка или других сердечников специальных типов в цепи взаимного потока катушки.

Уравнение усиления для одноконтурного усилителя можно вывести, умножив полное сопротивление цепи, изображенной на рис. 4.35, б, на $-g_m$. Полное сопротивление в этом случае равно входному полному сопротивлению цепи:

$$Z_m(s) = \frac{1}{1/R + 1/sL + sC_T} = \frac{1}{C_T} \cdot \frac{s}{s^2 + s/RC_T + 1/LC_T} \quad (4.104)$$

или

$$Z_m(s) = \frac{R}{1 + RC_T s + R/sL}. \quad (4.105)$$

Следовательно, пользуясь уравнением 4.105 и переходя к случаю установившегося режима, можно написать следующее выражение для усиления напряжения:

$$A(j\omega) = -g_m Z_m = -g_m R \frac{1}{1 + j(\omega RC_T - R/\omega L)}. \quad (4.106)$$

При резонансе добротность Q параллельного резонансного контура равна

$$Q = \frac{R}{\omega_0 L} = \omega_0 RC_T, \quad (4.107)$$

где ω_0 — резонансная частота параллельного контура.

Отсюда

$$\frac{R}{L} = \omega_0 Q \text{ и } RC_T = \frac{Q}{\omega_0}.$$

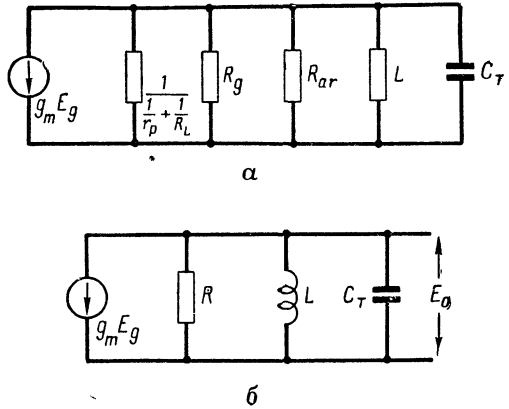


Рис. 4.35. Эквивалентная схема одноконтурного усилителя:

а — другой вид; б — окончательный вид

Подставим эти соотношения в уравнение усиления:

$$A(j\omega) = -g_m R \frac{1}{1 + jQ(\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)}. \quad (4.108)$$

Мы получили общее уравнение усиления напряжения для одноконтурного усилителя в функции частоты ω .

Как видно из уравнения 4.108, исходное усиление усилителя $A_r = g_m R$, так как функция усиления представляет собой вещественное число, равное A_r при $\omega = \omega_0$. Критические частоты можно определить из уравнения 4.108, так как мнимый член в знаменателе при двух критических частотах будет равен ± 1 . Поэтому, если ω_L — нижняя критическая частота, а ω_H — верхняя критическая частота, то из уравнения 4.108 получим

$$Q\left(\frac{\omega_L}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_L}\right) = -1 \quad \text{и} \quad Q\left(\frac{\omega_H}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_H}\right) = +1.$$

Переставим члены следующим образом:

$$Q\left(\frac{\omega_L^2 - \omega_0^2}{\omega_0 \omega_L}\right) = -1 \quad \text{и} \quad Q\left(\frac{\omega_H^2 - \omega_0^2}{\omega_0 \omega_H}\right) = +1.$$

Вычтем первое уравнение из второго. В результате получим:

$$\frac{Q}{\omega_0} \left(\frac{\omega_H^2 - \omega_0^2}{\omega_H} - \frac{\omega_L^2 - \omega_0^2}{\omega_L} \right) = 2,$$

или в другой форме

$$\omega_H - \frac{\omega_0^2}{\omega_H} - \omega_L + \frac{\omega_0^2}{\omega_L} = \frac{2\omega_0}{Q}.$$

Характеристики полного сопротивления параллельного резонансного контура обладают геометрической симметрией относительно резонансной частоты, так что $\omega_0^2 = \omega_L \omega_H$. Следовательно, предыдущее уравнение принимает вид

$$(\omega_H - \omega_L) - (\omega_L - \omega_H) = \frac{2\omega_0}{Q}.$$

Объединим члены и исключим общий множитель 2. Тогда

$$\omega_H - \omega_L = \frac{\omega_0}{Q} = \text{ширина полосы усилителя.}$$

В начале главы разность между двумя критическими частотами была определена как ширина полосы пропускания усилителя B . Следовательно,

$$B = \omega_H - \omega_L = \text{ширина полосы пропускания усилителя} = \frac{\omega_0}{Q}. \quad (4.109)$$

Подставив уравнение 4.107, которым определяется Q , в уравнение 4.109, получим

$$B = \frac{1}{RC_T} = \omega_2. \quad (4.110)$$

Следует заметить, что ширина полосы пропускания одноконтурного усилителя численно равна верхней критической частоте ω_2 усилителя с реостатной связью. Поэтому оба усилителя имеют один и тот же показатель качества, а именно

$$F_a = A_r B = A_r \omega_2 = \frac{g_m}{C_T}. \quad (4.111)$$

Следовательно, факторы, обуславливающие хорошее качество видеоусилителя с реостатной связью, обуславливают также хорошее качество одноконтурного усилителя.

Уравнения, выведенные в предыдущих разделах, для исходного усиления, ширины полосы пропускания и показателя качества являются общими для всех одноконтурных усилителей, в которых применяются катушки с высокой добротностью Q . Уравнения справедливы для всех значений Q схемы.

При высоком значении Q получается узкая полоса пропускания усилителя: интерес представляют частоты, очень близкие к резонансной. Это позволяет выразить функцию усиления в другой форме, используемой в главе 5.

Обратимся к уравнению 4.108. Его можно представить в другом виде, если выделить ω_0 из мнимого члена:

$$A(j\omega) = \frac{-A_r}{1 + jQ(\omega^2 - \omega_0^2)/\omega_0\omega}.$$

Однако

$$A_r = g_m R; \quad B = \frac{\omega_0}{Q}; \quad A_r B = \frac{g_m}{C_T}.$$

Отсюда

$$A(j\omega) = -\frac{g_m}{C_T} \cdot \frac{1}{B + j(\omega^2 - \omega_0^2)/\omega}.$$

Выразим мнимый член в более удобной форме:

$$A(j\omega) = -\frac{g_m}{C_T} \cdot \frac{1}{B + (j/\omega)(\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0)}.$$

При высоком значении Q интерес представляют только частоты, очень близкие к резонансной. Следовательно,

$$\omega \approx \omega_0$$

и

$$\omega + \omega_0 \approx 2\omega_0; \quad (4.112)$$

$$\omega - \omega_0 = \pm \Delta\omega = \text{отклонение частоты от резонанса.} \quad (4.113)$$

Поэтому для схемы с высоким значением Q

$$A(j\omega) \approx -\frac{g_m}{C_T} \cdot \frac{1}{B \pm j \cdot 2\Delta\omega} . \quad (4.114)$$

Это выражение можно представить в другом виде:

$$A(j\omega) \approx -A_r \frac{1}{1 \pm j \cdot 2\Delta\omega/B} , \quad (4.115)$$

или в еще более компактной форме:

$$A(j\omega) \approx -A_r \frac{1}{1 \pm jX} ,$$

где

$$X = \frac{2\Delta\omega}{B} . \quad (4.116)$$

Последние два уравнения будут особенно полезны в следующей главе при рассмотрении усилителя на взаимно расстроенных контурах.

4.15. ДВУХКОНТУРНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

Выше было установлено, что наилучшими рабочими характеристиками обладает усилитель с параллельной коррекцией, особенно при использовании трехполосников. Это справедливо и для полосовых усилителей. При применении двухполосников неплохие рабочие характеристики можно получить от одноконтурного усилителя. Однако если простота схемы не обязательна, лучше использовать трех- или четырехполосные анодные двухконтурные цепи.

Существует несколько различных типов двухконтурных схем. Применение той или иной схемы зависит от таких факторов, как легкость выбора коэффициента связи, экономичность, рабочая частота и т. д. На рис. 4.36 показаны три вида двухконтурных схем. Все они эквивалентны друг другу в соответствии с формулами, приведенными на рисунке.

В широкополосной и коротковолновой частях частотного спектра может эффективно применяться схема двухконтурного трансформатора. Коэффициент связи можно отрегулировать до желаемого значения, изменяя величину перемещения сердечника в поле магнитного потока двух катушек. На высоких частотах эта регулировка осуществляется с большим трудом, и практически пользуются Т-образной или П-образной секцией.

Поскольку все три схемы эквивалентны друг другу, все рассуждения, относящиеся к одной схеме, могут быть отнесены и к остальным двум.

На рис. 4.37, *а* приведена схема двухконтурного усилителя, на рис. 4.37, *б* — схема анодной цепи с эквивалентным источником тока, а на рис. 4.37, *в* — эквивалентная П-образная схема трансформатора.

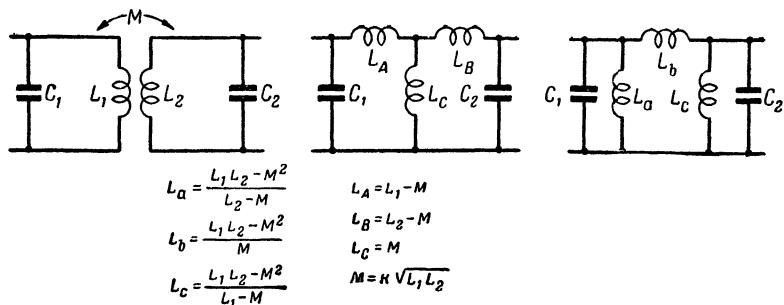
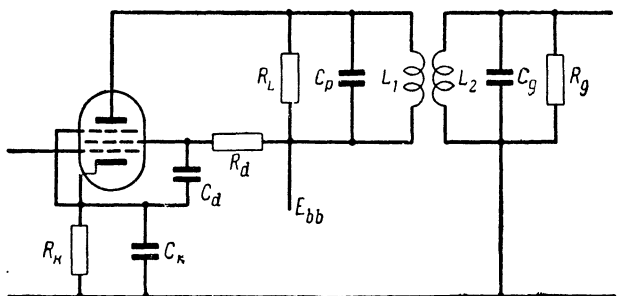
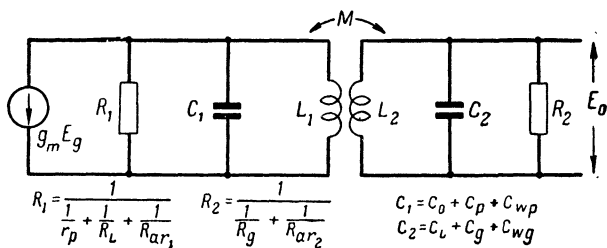


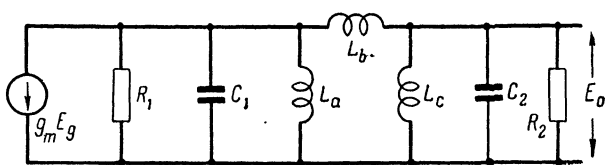
Рис. 4.36. Эквивалентные двухконтурные схемы



а



б



в

Рис. 4.37. Схемы двухконтурных усилителей:
а — принципиальная схема; б — эквивалентная схема; в — П-образная эквивалентная схема

Для этих схем приняты следующие обозначения: C_1 — общая шунтирующая емкость со стороны первичной цепи трансформатора, C_2 — общая шунтирующая емкость со стороны вторичной цепи трансформатора, R_1 — общее эффективное шунтирующее сопротивление со стороны первичной цепи трансформатора, равное параллельной комбинации сопротивлений r_p , R_{ar} и какого-либо присоединенного сопротивления нагрузки R_L , R_2 — общее шунтирующее сопротивление со стороны вторичной цепи, L_1 — общая первичная индуктивность, L_2 — общая вторичная индуктивность, M — взаимная индуктивность, равная $k\sqrt{L_1L_2}$, k — коэффициент связи.

Как видно из рис. 4.37, в, эквивалентная схема анодной цепи имеет форму общей ненагруженной П-образной секции, рассмотренной в разделе 4.3. Таким образом,

$$\begin{aligned} Z_1(s) &= \frac{1}{sC_1 + 1/R_1 + 1/sL_a} = \frac{1}{C_1} \cdot \frac{s}{s^2 + s/R_1C_1 + 1/L_aC_1} = \\ &= \frac{1}{C_1} \cdot \frac{s}{s^2 + B_1s + \omega_a^2}. \end{aligned} \quad (4.117)$$

Аналогично

$$Z_2(s) = \frac{1}{C_2} \cdot \frac{s}{s^2 + B_2s + \omega_c^2}, \quad (4.118)$$

где

$$B_1 = \frac{1}{R_1C_1} \quad \text{и} \quad B_2 = \frac{1}{R_2C_2}; \quad (4.119)$$

$$\omega_a^2 = \frac{1}{L_aC_1} \quad \text{и} \quad \omega_c^2 = \frac{1}{L_cC_2}. \quad (4.120)$$

Точно так же

$$Z_3(s) = sL_b. \quad (4.121)$$

Поэтому усиление напряжения усилителя, состоящего из двухконтурной П-образной секции, равно

$$A = -g_m Z_m = -g_m \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2 + Z_3}.$$

В результате подстановки в это уравнение выражений, определяющих Z_1 , Z_2 и Z_3 , получается слишком сложное уравнение. Однако, определив общий знаменатель и окончательно представив его в виде полинома, после ряда алгебраических действий можно прийти к следующему результату:

$$A(s) = - \frac{g_m k}{C_1 C_2 (1 - k^2) \sqrt{L_1 L_2}} \cdot \frac{s}{s^4 + a_1 s^3 + a_2 s^2 + a_3 s + a_4}, \quad (4.122)$$

где

$$a_1 = \omega_r \left(\frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2} \right); \quad (4.123)$$

$$a_2 = \frac{\omega_r^2}{Q_1 Q_2} + \frac{1}{1-k^2} (\omega_1^2 + \omega_2^2); \quad (4.124)$$

$$a_3 = \frac{\omega_2^2}{1-k^2} \left(\frac{\omega_r^2}{Q_1} + \frac{\omega_1^2}{Q_2} \right); \quad (4.125)$$

$$a_4 = \frac{\omega_1^2 \omega_2^2}{1-k^2}; \quad (4.126)$$

$$\omega_r = \text{резонансная частота усилителя}; \quad (4.127)$$

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{1}{L_1 C_1}}; \quad (4.128)$$

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{1}{L_2 C_2}}; \quad (4.129)$$

$$Q_1 = (\text{первичное } Q \text{ при } \omega_r) = \omega_r C_1 R_1; \quad (4.130)$$

$$Q_2 = (\text{вторичное } Q \text{ при } \omega_r) = \omega_r C_2 R_2. \quad (4.131)$$

Почти в каждом практическом случае первичный и вторичный контуры настроены на одну и ту же резонансную частоту ω_0 , так что

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega_0 \quad (4.132)$$

$$a_1 = \omega_r \left(\frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2} \right); \quad (4.133)$$

$$a_2 = \omega_0^2 \left(\frac{\omega_r^2}{\omega_0^2 Q_1 Q_2} + \frac{2}{1-k^2} \right); \quad (4.134)$$

$$a_3 = \frac{\omega_0^2 \omega_r}{1-k^2} \left(\frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2} \right); \quad (4.135)$$

$$a_4 = \frac{\omega_0^4}{1-k^2}. \quad (4.136)$$

Уравнение 4.122 — общее для усиления напряжения двухконтурного усилителя и служит исходным уравнением для всех дальнейших выводов.

Так, например, для определения усиления напряжения на резонансной частоте ω_r , примем $s = j\omega_r$. Это приводит к выражению

$$A(j\omega_r) = - \frac{j\omega_r g_m k}{C_1 C_2 (1-k^2) \sqrt{L_1 L_2}} \cdot \frac{1}{\omega_r^4 - a_2 \omega_r^2 + a_4 - j(\omega_r^3 a_1 - \omega_r a_3)}. \quad (4.137)$$

Пусть первичный и вторичный контуры настроены на одну и ту же частоту ω_0 . При резонансе мнимый член в знаменателе, заключенный в скобки, должен быть равен нулю; следовательно,

$$\omega_r^3 a_1 = \omega_r a_3 \quad (4.138)$$

или

$$\omega_r^2 = \frac{a_3}{a_1} = \frac{\omega_0^2}{1 - k^2}. \quad (4.139)$$

Отсюда резонансная частота усилителя

$$\omega_r = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - k^2}}. \quad (4.140)$$

Подставим это уравнение в уравнение 4.137. Тогда усиление усилителя при резонансе становится равным

$$A(j\omega_r) = +j \frac{k g_m \sqrt{R_1 R_2}}{\sqrt{Q_1 Q_2} (k^2 + 1/Q_1 Q_2)}. \quad (4.141)$$

Для получения такого результата требуется значительное количество алгебраических действий.

Значение k , необходимое для получения максимального исходного усиления, легко определить, найдя максимум $A(j\omega_r)$ обычным методом. Это приводит к выражению

$$k_c = \sqrt{\frac{1}{Q_1 Q_2}}. \quad (4.142)$$

Значение k называется коэффициентом критической связи. Практически часто бывает желательно определить коэффициент связи, обуславливающий наиболее плоскую характеристику усилителя. Это значение k называется переходным коэффициентом связи и обозначается k_t . Если значение k превосходит k_t , то характеристика изменяется и вместо одного пика в ней появляются два пика. Величина k_t составляет

$$k_t = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{Q_1^2} + \frac{1}{Q_2^2} \right)}. \quad (4.143)$$

Эта величина равна k_c , когда добротности Q контуров равны между собой.

Для усилителя с переходной связью можно воспользоваться следующими формулами для определения усиления и ширины полосы пропускания:

$$A_r = g_m \sqrt{R_1 R_2} \frac{\sqrt{2p(1+p^2)}}{(1+p)^2}; \quad (4.144)$$

$$B = \frac{1+p}{\sqrt{2p}} \cdot \frac{\omega_r}{Q_2}, \quad (4.145)$$

$$p = \frac{Q_1}{Q_2}.$$

Произведение усиления на полосу пропускания двухконтурного усилителя с переходной связью значительно больше, чем для одноконтурного усилителя.

Выходные характеристики усилителя определяются, как и в любой другой схеме, полюсами функции усиления. Хотя в данном случае мы имеем дело с однокаскадным усилителем, его характеристики наиболее удобно анализируются с помощью характеристик многокаскадных усилителей. Дальнейший анализ этой схемы приводится в следующей главе.

ЗАДАЧИ

4.1. Требуется рассчитать однокаскадный усилитель с реостатной связью, используя лампу 6АС7. Верхняя и нижняя критические частоты составляют 5 Мгц и 20 гц соответственно. Заданы следующие величины: $C_0 = 5$ пф, $g_m = 9000$ мкмо, $r_p = 1$ Мом, $C_w = 8$ пф, $R_g = 500\,000$ ом. Предполагается, что усилитель не нагружен и в нем отсутствует отрицательная обратная связь. Определить значения R_L , C_c , A_r , F_a и f_a .

4.2. Будет ли исходное усиление больше или меньше полученного при использовании лампы 6АС7, если в усилителе предыдущей задачи применить лампу 6АК5? Верхняя критическая частота при этом остается неизменной. У какой лампы будет больший показатель качества? Для лампы 6АК5 $C_0 = 2,8$ пф, $g_m = 4300$ мкмо.

4.3. Однокаскадный усилитель с параллельной коррекцией включен между вторым детектором и модуляторной сеткой электронно-лучевой трубки радиолокационного приемника. Входная емкость цепи модуляторной сетки составляет 10 пф. Применена усилительная лампа 6АГ7, имеющая следующие параметры: $C_{gp} = 0,06$ пф, $E_d = 300$ в, $R_g = 200\,000$ ом, $C_0 = 7,5$ пф, $E_c = -2$ в, $I_b = 28$ ма, $C_i = 12,5$ пф, $r_p = 100\,000$ ом, $I_d = 7$ ма, $E_b = 300$ в, $g_m = 7700$ мкмо. Предварительно необходимо определить распределенную емкость монтажа. Выбрана схема усилителя с реостатной связью. Анодная нагрузка выбрана произвольно равной 6800 ом. При этом сопротивлении нагрузки верхняя критическая частота f_2 определяется экспериментально и равна 1 Мгц. Определить емкость монтажа усилителя.

4.4. Определив емкость монтажа усилителя, рассмотренного в предыдущей задаче, будем считать измеренное сопротивление нагрузки неизвестным. Требования к расчету усилителя определяются тогда следующим образом:

- исходное усиление не меньше 10;
- время нарастания от 10 до 90% — не более 0,04 мксек;
- величина выброса не больше 8%.

Определить требуемые значения R_L , m , L_b , а также T_R , γ и A_r . Если расчетные требования не могут быть удовлетворены, то необходимо выявить другие возможности и предложить другие расчетные решения.

4.5. Для того же усилителя определить значения R_b , R_d и E_{bb} .

4.6. Пусть емкость конденсатора связи равна 0,1 мкф, а емкость шунтирующего конденсатора в катодной цепи — 25 мкф. Определить общий спад плоской вершины импульса, обусловленный двумя указанными цепями, если длительность принятого радиолокационного импульса равна 1 мксек. Будут ли эти элементы цепи удовлетворительно работать, если спад не должен превышать 0,1% в интервале 1 мксек?

4.7. Превысит ли спад плоской вершины импульса усилителя 0,1%, если емкость шунтирующего конденсатора в цепи экранирующей сетки равна 8 мкф? (Выбрать значение $r_s = 1800$ ом).

4.8. Усилитель для использования в специальной промышленной установке должен иметь нижнюю критическую частоту 8,7 гц. Необходимо выбрать лампу, для которой уже определены значения $R_L = 2000$ ом, $R_g = 500\,000$ ом, $I_b = 10$ ма, $C_c = 0,015$ мкф, $g_m = 7700$ мкмо, $r_p = 10\,000$ ом, $E_c = -2$ в, $E_b = 250$ в. Конденсатор C_c и сопротивление R_g включены в анодную цепь лампы. Рассчитать низкочастотную компенсирующую схему. Предполагается, что выбран триод. Убедиться в том, что напряжение источника питания лежит в целесообразных пределах.

4.9. В схеме усилителя промежуточной частоты радиоприемника применяется одноконтурный усилитель. Коэффициент усиления усилителя должен быть равен 100, а ширина полосы — 10 кГц. Общая межкаскадная шунтирующая емкость, включая емкость настроенного конденсатора, равна 318 пф. Какой должна быть крутизна лампы, чтобы удовлетворить этим требованиям? Находится ли она в практических пределах? Определить требуемое значение сопротивления R . Определить добротность Q катушки при $r_p = 1$ Мом и $R_g = 500\,000$ ом, предполагая, что в цепи нет нагрузочного сопротивления R_L . Частота выбрана равной 455 кГц. Каково допустимое значение сопротивления катушки?

4.10. Последним каскадом усилителя служит одноконтурный усилительный каскад с высокой добротностью Q на лампе 6SK7, питающий чисто омическую нагрузку, входное сопротивление которой равно 250 000 ом. Межкаскадная емкость монтажа 10 пф. Резонансная частота контура 600 кГц, ширина полосы пропускания контура 10 кГц. Желаемый исходный коэффициент усиления 65, $g_m = 2000$ мкмо, $C_o = 7$ пф, $r_p = 1$ Мом, $R_g = 100\,000$ ом (в анодной цепи). Определить требуемую добротность катушки Q , значение R , сопротивление и индуктивность катушки и общую шунтирующую емкость, требуемую для резонанса.

4.11. Сделать новый расчет усилителя, рассмотренного в задаче 4.10, для двухконтурной межкаскадной схемы с переходной связью. Пусть емкость монтажа разделена поровну между первичным и вторичным контурами и оба контура настроены на одну частоту. Определить величины различных индуктивностей и коэффициент связи. Сравнить рабочие характеристики этого усилителя с характеристиками одноконтурного усилителя.

4.12. Разработать методику расчета усилителя на триоде с низкочастотной компенсацией, имеющего отрицательную обратную связь по катодной цепи. Рассмотреть как обычный, так и оптимальный случаи.

4.13. Вывести уравнение для нижней критической частоты низкочастотного усилителя на пентоде с оптимальной компенсацией при отсутствии отрицательной обратной связи.

4.14. Решить задачу 4.13 для усилителя на триоде и сравнить полученные результаты.

Г Л А В А 5

МНОГОКАСКАДНЫЕ УСИЛИТЕЛИ В УСТАНОВИВШЕМСЯ РЕЖИМЕ

Во многих электронных системах для получения необходимого общего коэффициента усиления требуется более одного каскада усиления. Так, например, в области телефонии на дальние расстояния ослабление сигнала, обусловленное передающими линиями, таково, что для сохранения нужной интенсивности сигнала требуется

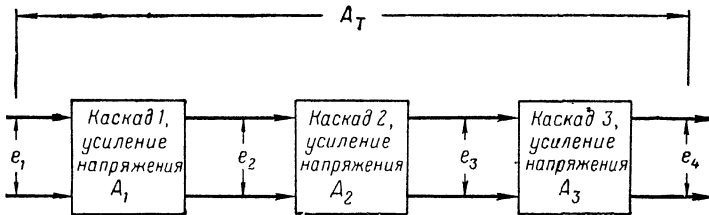


Рис. 5.1. Каскадное соединение усилителей

много усилителей. В радиолокационных приемниках могут быть использованы шесть или больше каскадов полосовых усилителей с целью усиления сигнала промежуточной частоты. В телевизионных студийных установках могут потребоваться 20 или больше каскадов видеоусиления. Даже в обычном широкополосном частотном супергетеродинном приемнике применяется несколько каскадов усиления. Следовательно, совершенно ясно, что применение многокаскадных усилительных схем — обычное явление.

Если выход одного усилителя соединяется со входом другого, то говорят, что оба усилителя имеют каскадное соединение (рис. 5.1). Это наиболее обычный метод применения многократных каскадов усиления по напряжению. Большая часть многокаскадных усилителей относится к такому типу. Важное исключение составляет «распределенный» усилитель, который рассматривается в конце этой главы.

В настоящей главе рассматриваются характеристики много-

каскадных усилителей в установившемся режиме*. Действие на схему входных импульсов рассматривается в следующей главе.

5.1. КАСКАДНОЕ СОЕДИНЕНИЕ

Одной из причин применения каскадного соединения является стремление увеличить общий коэффициент усиления по напряжению. Из рис. 5.1 можно увидеть, какие это дает результаты. Если A_1 — усиление каскада 1, равное e_2/e_1 ; A_2 — усиление каскада 2, равное e_3/e_2 ; A_3 — усиление каскада 3, равное e_4/e_3 , то общее усиление схемы $A_T = e_4/e_1$. Очевидно, A_T представляет собой произведение коэффициентов усиления отдельных каскадов, т. е.

$$A_T = A_1 A_2 A_3 = (e_2/e_1) (e_3/e_2) (e_4/e_3) = e_4/e_1.$$

Вид этого уравнения остается неизменным независимо от количества каскадов в схеме. Следовательно, для схемы, состоящей из n каскадов,

$$A_T = A_1 A_2 A_3 \dots A_n. \quad (5.1)$$

Как видно из уравнения 5.1, общий коэффициент усиления превышает коэффициент усиления любого отдельного каскада, если коэффициент усиления последнего превышает единицу. Поэтому можно считать, что цель каскадного соединения успешно достигнута.

Следует указать на другое возможное применение каскадного соединения, которое в неявной форме скрыто в уравнении 5.1. В предыдущей главе было проанализировано несколько усилителей различного типа и показано, что их функции усиления можно представить в форме рациональной дроби полиномов, разложив полиномы в числителе и знаменателе на множители. Поэтому, если данную функцию переменного s или $j\omega$ можно разложить на ряд составляющих, содержащих члены вида, полученного для функции усиления этих усилителей, то данную функцию можно составить с помощью каскадного соединения усилителей. Это положение чрезвычайно важно для практики, и методика расчета, обусловленная таким применением уравнения 5.1, носит название синтеза с помощью разложения на множители.

Приведем простой пример. Предположим, что данная электронная система требует применения усилителя, амплитудно-частотная характеристика которого имеет вид

$$\left| A(X) \right| = \frac{K}{\sqrt{1 + X_1^2} \sqrt{1 + X_2^2}},$$

где X_1 и X_2 определяются отклонением частоты от некоторой исходной частоты.

* Большая часть главы основывается на лекциях, прочитанных профессором электротехнического отдела Станфордского университета Дж. М. Петитом.

Согласно уравнению 4.116, приведенному в предыдущей главе, функция усиления одноконтурного усилителя с высоким значением Q определяется выражением

$$A(j\omega) = -A_r \frac{1}{1+jX} = \frac{A_r \angle \theta}{\sqrt{1+X^2}},$$

где X — отклонение частоты от резонанса.

Очевидно, желаемую функцию усиления можно получить, соединив каскадным способом два одноконтурных усилителя, ширина полосы пропускания, значение Q и резонансные частоты которых регулируются так, чтобы получить желаемые значения для X_1 и X_2 . Это пример одного из наиболее часто применяемых случаев каскадного соединения.

Полезное применение каскадного способа соединения несколько ограничено тем, что общая ширина полосы пропускания простой схемы, состоящей из идентичных усилителей, меньше ширины полосы пропускания любого отдельного каскада. Следовательно, если даже достигнуто увеличение общего коэффициента усиления, то вследствие уменьшения ширины полосы пропускания полученные преимущества снижаются. В самом деле, это уменьшение ширины полосы пропускания в конце концов обуславливает верхний предел для числа каскадов, которые могут быть соединены в схеме. Этот вопрос рассматривается подробнее в следующих разделах.

5.2. ИДЕНТИЧНЫЕ УСИЛИТЕЛИ С РЕОСТАТНОЙ СВЯЗЬЮ В КАСКАДНОМ СОЕДИНЕНИИ

Предположим, что в соответствии с данным назначением требуются усилители с реостатной связью и что коэффициент усиления и верхняя критическая частота должны быть такими, что одного каскада недостаточно. Пусть принята схема каскадного соединения идентичных усилителей с реостатной связью. Нас интересует в первую очередь определение влияния многокаскадного соединения на общее исходное усиление и верхнюю критическую частоту.

Введем следующие обозначения, необходимые при дальнейших выводах:

ω_2 — верхняя критическая частота каждого отдельного каскада;

ω_1 — нижняя критическая частота каждого отдельного каскада;

ω_H — верхняя критическая частота каскадной схемы;

ω_L — нижняя критическая частота каскадной схемы;

$A(j\omega)$ — функция усиления отдельного каскада усиления;

$A_r(j\omega)$ — функция усиления каскадной схемы.

В разделе 4.5 было показано, что высокочастотная функция усиления для усилителя с реостатной связью определяется выражением

$$A(j\omega) = -A_r \frac{1}{1+j\omega/\omega_2}. \quad (5.2)$$

Абсолютная величина этого комплексного выражения составляет

$$|A(j\omega)| = A_r \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega/\omega_2)^2}}. \quad (5.3)$$

Если в каскадную схему соединены n идентичных каскадов, то общий коэффициент усиления системы определяется уравнением 5.1. Так как предполагается, что все усилительные каскады одинаковы, то общее усиление каскада равно усилению одиночного каскада, возведенному в n -ую степень. Таким образом,

$$|A_T(j\omega)| = |A(j\omega)|^n = A_r^n \left(\frac{1}{\sqrt{1 + (\omega/\omega_2)^2}} \right)^n, \quad (5.4)$$

или

$$|A_T(j\omega)| = A_r^n \frac{1}{[1 + (\omega/\omega_2)^2]^{n/2}}. \quad (5.5)$$

Как видно из уравнения 5.5, исходное усиление всей схемы усиления равно A_r^n . Поэтому, если частота сигнала ω равна верхней критической частоте ω_H каскадной схемы, то радикал в знаменателе уравнения 5.5 должен быть равен $\sqrt{2}$. Следовательно,

$$[1 + (\omega_H/\omega_2)^2]^{n/2} = \sqrt{2}. \quad (5.6)$$

Возведем в квадрат обе части этого уравнения и извлечем корень n -ой степени. Тогда получим

$$1 + (\omega_H/\omega_2)^2 = 2^{1/n}. \quad (5.7)$$

Решим теперь это уравнение относительно верхней критической частоты каскадной схемы. В результате получим

$$\omega_H = \omega_2 \sqrt{2^{1/n} - 1}. \quad (5.8)$$

Если применить аналогичную методику для низкочастотной характеристики, то найдем, что общая нижняя критическая частота каскадной схемы определяется выражением

$$\omega_L = \frac{\omega_1}{\sqrt{2^{1/n} - 1}}. \quad (5.9)$$

Определив радикал в каждом из предыдущих уравнений для общих критических частот схемы, получим кривые, приведенные на рис. 5.2. Из рисунка видно, что общие критические частоты каскадной схемы располагаются значительно ближе друг к другу, чем критические частоты отдельных каскадов. Каскадное соединение обуславливает уменьшение верхней критической частоты и увеличение нижней критической частоты.

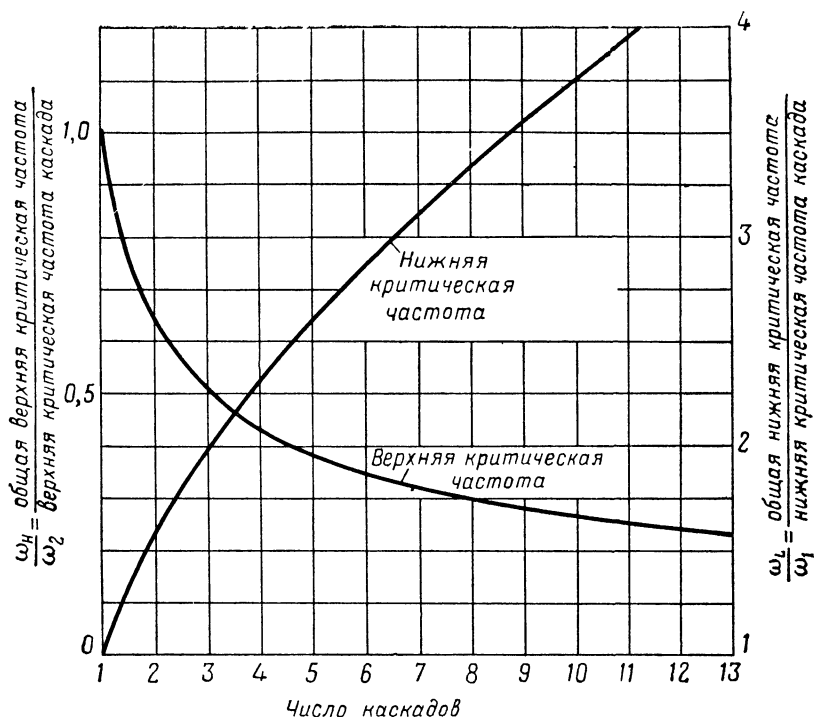


Рис. 5.2. Влияние каскадного соединения на общие критические частоты

Влияние каскадного соединения можно показать и для случая высокой частоты (рис. 5.3). Приведенная на рисунке кривая показывает, как по мере добавления каскадов к схемам нужно увеличивать верхнюю критическую частоту отдельных каскадов для сохранения постоянной общей критической частоты. Произведение усиления на полосу пропускания усилительных каскадов — величина постоянная. Поэтому при расширении полосы пропускания каскада для сохранения постоянной общей ширины полосы пропускания получается соответствующее уменьшение усиления на каскад. В конце концов достигается такой момент, когда уменьшение усиления на каскад, требуемое для сохранения постоянной общей верхней критической частоты, вызывает уменьшение общего усиления. Дальнейшее увеличение каскадов в схеме бесполезно.

Описанное выше явление можно подтвердить математически, выведя уравнение для исходного усиления каскада в функции общей верхней критической частоты ω_H и числа каскадов n . Исходное усиление отдельного каскада схемы

$$A_r = g_m R = \frac{g_m}{C_T} \cdot \frac{1}{\omega_2} = \frac{F_a}{\omega_2}. \quad (5.10)$$

Отсюда исходное усиление схемы из n каскадов равно

$$A_r^n = F_a^n \left(\frac{1}{\omega_2} \right)^n. \quad (5.11)$$

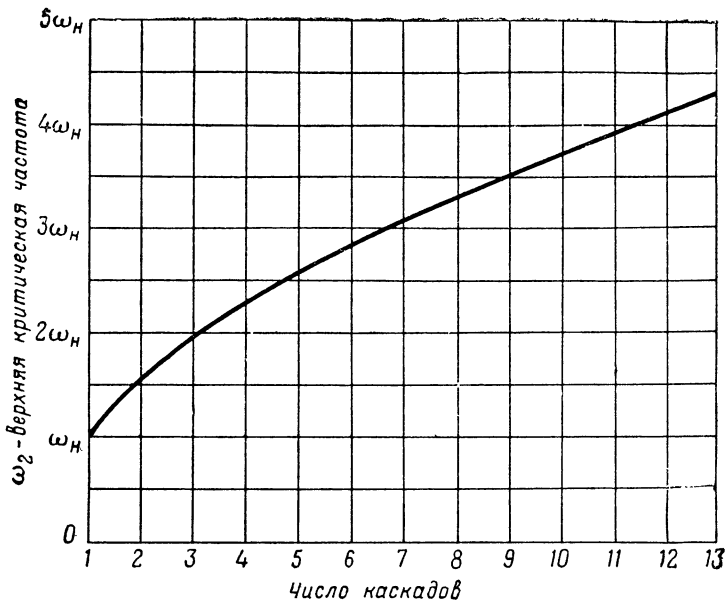


Рис. 5.3. Влияние каскадного соединения на верхнюю критическую частоту каждого каскада, требуемого для сохранения постоянной общей верхней критической частоты ω_H

Однако из уравнения 5.8 следует, что верхняя критическая частота каждого каскада определяется выражением

$$\omega_2 = \frac{\omega_H}{V \sqrt{2^{1/n} - 1}}. \quad (5.12)$$

Следовательно, исходное усиление схемы из n каскадов равно

$$A_r^n = F_a^n \left(\frac{V \sqrt{2^{1/n} - 1}}{\omega_H} \right)^n. \quad (5.13)$$

Перепишем это уравнение в виде

$$A_r^n = \left(\frac{F_a}{\omega_H} \right)^n (2^{1/n} - 1)^{n/2} = A_T. \quad (5.14)$$

Выразив общее усиление через лоджнты напряжения, получим

$$A_T \text{ (лоджнты напряжения)} = 10n \log_{10} \frac{F_a}{\omega_H} + 5n \log_{10} (2^{1/n} - 1). \quad (5.15)$$

Для данного усилителя можно считать показатель качества F_a известным. Поэтому, приняв за параметр общую критическую частоту ω_H каскадной схемы, можно определить усиление схемы

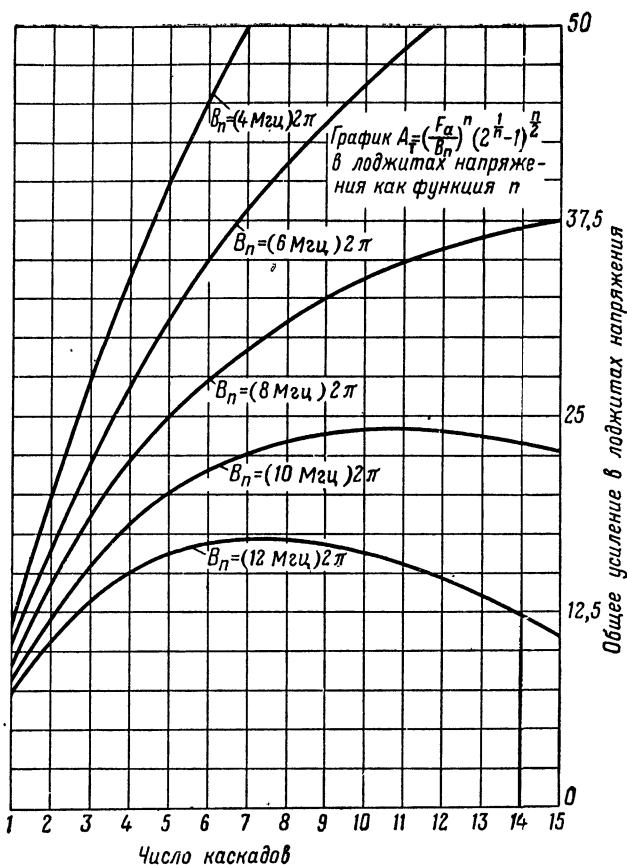


Рис. 5.4. Влияние каскадного соединения на общее усиление синхронно настроенных каскадов (общая полоса пропускания или верхняя критическая частота сохраняются постоянными; принято $F_a = 409 \times 10^6$ гц)

в лоджитах напряжения и построить график зависимости его от числа каскадов n в схеме (рис. 5.4). Из рассмотрения последней можно сделать следующие выводы:

1) Для данной общей верхней критической частоты ω_H процесс постепенного добавления каскадов в схему вызывают увеличение общего усиления с непрерывно уменьшающейся скоростью до определенного значения, после чего дальнейшее увеличение числа каскадов вызывает уменьшение общего исходного усиления.

2) Для данной общей верхней критической частоты существует определенное число n , соответствующее максимальному усилению.

Необходимо уяснить себе, что не всегда можно с помощью простого каскадного соединения удовлетворить требования относительно номинальных значений общего усиления и верхней критической частоты.

5.3. КАСКАДНОЕ СОЕДИНЕНИЕ КОМПЕНСИРОВАННЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

Функция усиления однокаскадного усилителя с параллельной коррекцией была определена в главе 4:

$$A(s) = -A_r \frac{1 + ms/\omega_2}{1 + s/\omega_2 + ms^2/\omega_2^2}.$$

При каскадном соединении n идентичных каскадов общее усиление схемы

$$A(s) = (-A_r)^n \left(\frac{1 + ms/\omega_2}{1 + s/\omega_2 + ms^2/\omega_2^2} \right)^n.$$

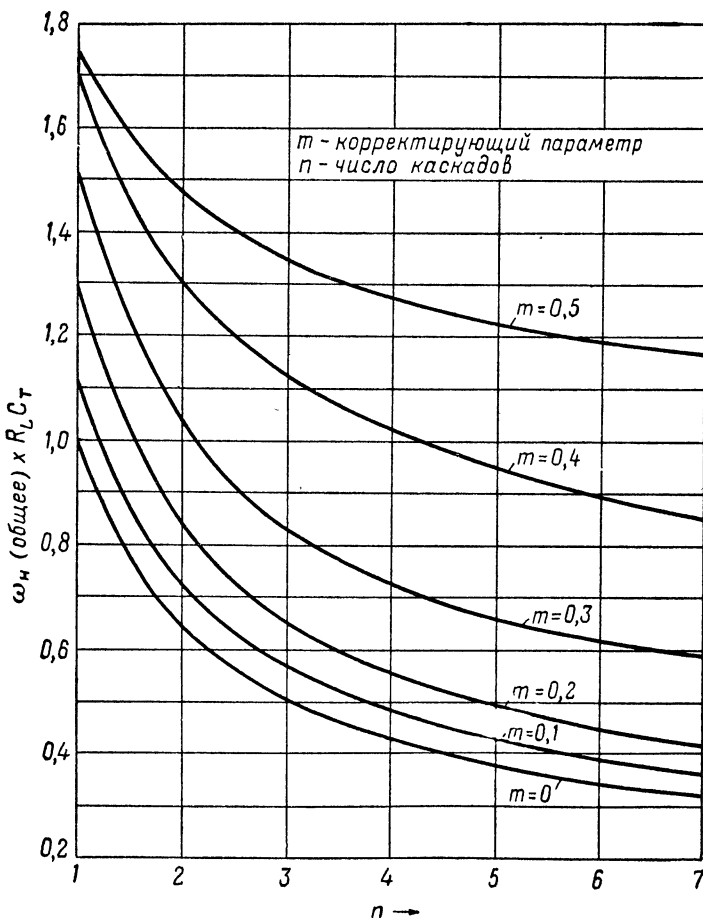


Рис. 5.5. Каскадное соединение идентичных усилителей с параллельной коррекцией. Влияние, оказываемое на верхнюю критическую частоту

Пользуясь этим уравнением, можно определить общую верхнюю критическую частоту схемы обычным методом:

$$\omega_H = 0,707 \frac{\omega_2}{m} \sqrt{(m^2 \cdot 2^{1/n} + 2m - 1) + \sqrt{(m^2 \cdot 2^{1/n} + 2m - 1)^2 + 4m^2(2^{1/n} - 1)}}. \quad (5.16)$$

Это уравнение кажется очень громоздким, однако довольно легко определить ω_H как функцию числа каскадов схемы для различных значений корректирующего параметра. Кривые (рис. 5.5) показывают, что при каскадном соединении уменьшается общая верхняя критическая частота независимо от значения корректирующего параметра m . Однако степень уменьшения оказывается меньше для больших значений m . Это более ясно видно из рис. 5.6. На этом рисунке нанесены те же данные, чтобы показать уменьшение по отношению к критической частоте отдельного каскада, величина которой принята одинаковой для всех случаев.

Подобные результаты можно получить и для любого другого компенсированного усилителя, например для простейшего низкочастотного компенсированного усилителя.

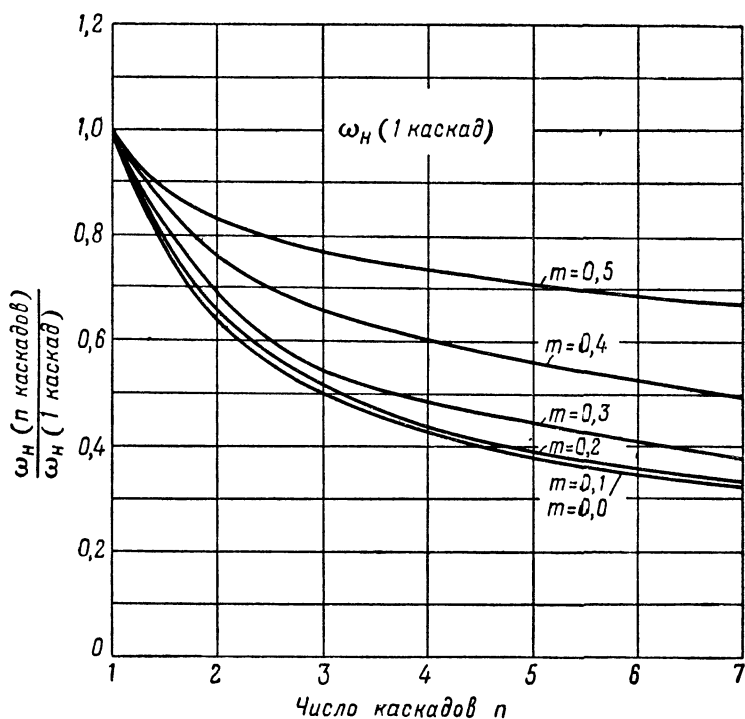


Рис. 5.6. Каскадное соединение идентичных усилителей с параллельной коррекцией. Влияние, оказываемое на верхнюю критическую частоту

5.4. СИНХРОННАЯ НАСТРОЙКА НА ОДНУ ЧАСТОТУ

Полосовые усилители соединяются в схему почти так же, как и усилители с реостатной связью для нижних частот, но имеется одно важное отличие. Для резонансных полосовых усилителей усиление и ширину полосы пропускания можно отрегулировать в широком диапазоне, так же как усиление и верхнюю критическую частоту усилителя с реостатной связью. Однако при полосовом усилении изменяться может также и средняя частота. В связи с этим существуют два способа каскадного соединения полосовых усилителей: 1) все средние частоты одинаковы и 2) средние частоты могут быть различными.

Первый способ называется «синхронным», так как все каскады схемы синхронно настроены на одну и ту же среднюю частоту. Второй способ называется соединением с взаимной расстройкой контуров, так как средние частоты последовательных каскадов схемы находятся в определенных соотношениях. В настоящем разделе рассматриваются схемы с синхронной настройкой.

В предыдущей главе было показано, что исходное усиление и ширина полосы пропускания одноконтурного усилителя соответственно равны

$$A_r = g_m R; \quad B = \frac{1}{RC_T} = \frac{\omega_0}{Q}.$$

Отсюда произведение усиления на полосу пропускания равно

$$F_a = A_r B = \frac{g_m}{C_T}.$$

Уравнение для усиления по напряжению в установившемся режиме будет иметь вид

$$A(j\omega) = -A_r \frac{1}{1 + jQ(\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)} \quad (5.17)$$

или

$$A(j\omega) = -A_r \frac{1}{1 + jQ(\omega^2 - \omega_0^2)/\omega_0\omega}. \quad (5.18)$$

Примем теперь, что $B = \omega_0/Q$, и определим абсолютную величину функции усиления. В результате получим

$$|A(j\omega)| = A_r \left[1 + \left(\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{B\omega} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (5.19)$$

Если схема состоит из n идентичных каскадов с синхронной настройкой, то абсолютная величина общей функции усиления составляет

$$|A_T(j\omega)| = |A(j\omega)|^n = A_r^n \left[1 + \left(\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{B\omega} \right)^2 \right]^{-n/2}. \quad (5.20)$$

Решим это уравнение относительно $(\omega^2 - \omega_0^2)$:

$$(\omega^2 - \omega_0^2) = \pm \omega B \sqrt{\left(\frac{A_r}{A_T}\right)^{2/n} - 1}. \quad (5.21)$$

Как известно, для верхней и нижней критических частот схемы справедливо соотношение

$$\frac{A_r^n}{A_T} = V\sqrt{2} = 2^{1/2}. \quad (5.22)$$

Следовательно, для критических частот уравнение 5.21 принимает вид

$$\omega_H^2 - \omega_0^2 = \omega_H B \sqrt{2^{1/n} - 1}; \quad (5.23)$$

$$\omega_L^2 - \omega_0^2 = -\omega_L B \sqrt{2^{1/n} - 1}. \quad (5.24)$$

Вычтем уравнение 5.24 из уравнения 5.23:

$$\omega_H^2 - \omega_L^2 = (\omega_H + \omega_L)(\omega_H - \omega_L) = (\omega_H + \omega_L) B \sqrt{2^{1/n} - 1}. \quad (5.25)$$

Исключим общие члены в обеих частях этого уравнения и определим общую ширину полосы пропускания схемы из n каскадов:

$$B_n = \omega_H - \omega_L.$$

Уравнение 5.25, таким образом, принимает вид

$$B_n = B \sqrt{2^{1/n} - 1}. \quad (5.26)$$

Очевидно, общее исходное усиление схемы

$$A_T = A_r^n = (g_m R)^n. \quad (5.27)$$

Мы показали, что уравнения для общего исходного усиления и ширины полосы пропускания усилителя, состоящего из одноконтурных каскадов с синхронной настройкой, в точности аналогичны уравнениям, полученным для общего усиления и верхней критической частоты каскадного усилителя с RC -связью. Следовательно, все выводы раздела 5.2 для низкочастотных характеристик каскадного усилителя с реостатной связью можно применить непосредственно к одноконтурным усилителям с синхронной настройкой. Необходимо только заменить члены, определяющие верхние критические частоты ω_2 и ω_H , на члены, определяющие полосы пропускания, B и B_n . В соответствии с этим на рис. 5.2 общая ширина полосы пропускания показана в функции числа каскадов n при сохранении постоянной ширины полосы пропускания отдельных каскадов. Аналогично на рис. 5.3 показано, как нужно увеличить ширину полосы пропускания каскада при увеличении n для сохране-

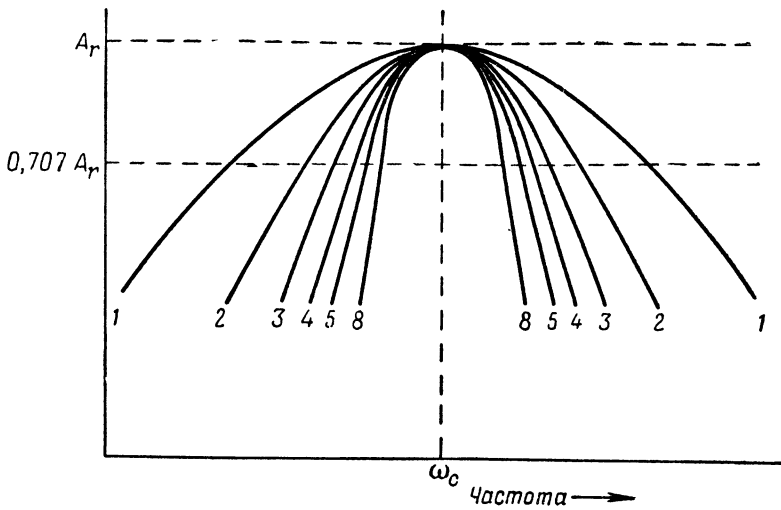


Рис. 5.7. Влияние каскадного соединения на скорость падения усиления напряжения вблизи предельных частот

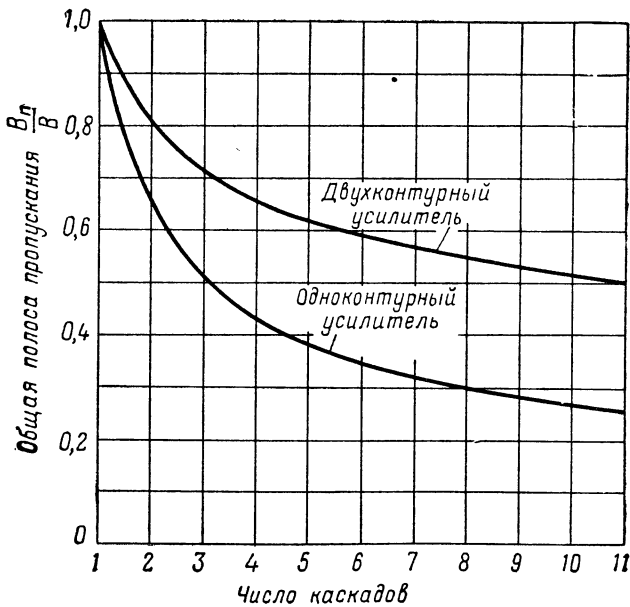


Рис. 5.8. Сравнение одноконтурных и двухконтурных усилителей с синхронной настройкой. Предполагается, что двухконтурные каскады имеют переходную связь

ния постоянной общей ширины полосы B_n . Рис. 5.4 также показывает, как изменяется общее усиление при постоянной общей ширине полосы пропускания и дальнейшем добавлении каскадов.

Наконец, на рис. 5.7 показано применительно к каскадным усилителям с реостатной связью или одноконтурным усилителям, что при многокаскадном соединении отдельных идентичных каскадов получается более острая характеристика отсечки.

Хотя здесь не рассматривались двухконтурные усилители, однако с помощью только что указанных методов для схемы из одноконтурных каскадов с синхронной настройкой можно показать, что общая ширина полосы пропускания «синхронных» двухконтурных усилителей с переходной связью определяется выражением

$$B_n = B(2^{1/n} - 1)^{1/4}. \quad (5.28)$$

Это уравнение выводится в разделе 5.16.

Сравнивая уравнения 5.26 и 5.28, можно видеть, что уменьшение общей ширины полосы пропускания, обусловленное каскадным соединением, происходит со значительно меньшей скоростью для двухконтурного усилителя. Другими словами, для любого данного числа каскадов общее усиление, ширина полосы пропускания и показатель качества каскадной двухконтурной схемы будут больше соответствующих величин схемы одноконтурных каскадов (рис. 5.8).

5.5. ЧИСЛО КАСКАДОВ, ТРЕБУЕМЫХ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ МАКСИМАЛЬНОГО УСИЛЕНИЯ

Как видно из рис. 5.4, существует максимальное усиление, которое не может быть превышено для данной общей ширины полосы пропускания каскадной схемы из усилителей с реостатной связью или одноконтурных усилителей. Это означает, что при заданной общей ширине полосы пропускания требуется определенное число каскадов для получения максимального возможного усиления.

Определение значения n , обуславливающего максимальное усиление при заданной общей ширине полосы пропускания, можно упростить, пользуясь методом аппроксимации. Уравнения для общей ширины полосы пропускания и верхней критической частоты усилительных схем содержат множитель $(2^{1/n} - 1)^{1/2}$. Этот множитель можно изменить, разложив член $2^{1/n}$ в степенной ряд:

$$2^{1/n} = 1 + \frac{1}{n} + \frac{1}{n} \ln 2 + \frac{1}{2!} \left(\frac{1}{n} \ln 2\right)^2 + \frac{1}{3!} \left(\frac{1}{n} \ln 2\right)^3 + \dots \quad (5.29)$$

В данной формуле при $n > 1$ всеми членами ряда, за исключением первых двух, можно пренебречь. Точность этого допущения будет проверена ниже. Следовательно,

$$2^{1/n} \approx 1 + \frac{1}{n} \ln 2. \quad (5.30)$$

Поэтому первоначальный множитель можно приближенно представить выражением

$$(2^{1/n} - 1)^{1/2} \approx \left(1 + \frac{1}{n} \ln 2 - 1\right)^{1/2} \approx \left(\frac{1}{n} \ln 2\right)^{1/2} \approx \frac{1}{1,2 \sqrt{n}}. \quad (5.31)$$

Справедливость приведенной выше аппроксимации ясна из табл. 7. При $n > 3$ ошибка аппроксимации будет порядка 5% или меньше.

После аппроксимации общую ширину полосы пропускания и верхнюю критическую частоту можно соответственно выразить следующим образом:

$$\omega_H \approx \frac{\omega_2}{1,2 \sqrt{n}}; \quad (5.32)$$

$$B_n \approx \frac{B}{1,2 \sqrt{n}}. \quad (5.33)$$

Таблица 7

Точные и приближенные значения коэффициента уменьшения ширины полосы пропускания для одноконтурного усилителя

n	$\sqrt{2^{1/n} - 1}$	$\frac{1}{1,2 \sqrt{n}}$	% ошибки
1	1000	0,833	16,7
2	0,643	0,589	8,4
3	0,510	0,481	5,7
4	0,435	0,416	4,4
5	0,387	0,372	3,9
6	0,350	0,340	2,9
7	0,323	0,315	2,5
8	0,301	0,294	2,3
9	0,283	0,278	1,8
10	0,268	0,264	1,5

Общее исходное усиление каскадной усилительной схемы

$$A_T = A_r^n = (g_m R)^n.$$

Однако выше было показано, что

$$B = \text{Полоса пропускания каскада} = \frac{1}{RC_T}.$$

Следовательно, для общего усиления

$$A_T = \left(\frac{g_m}{C_T} \cdot \frac{1}{B}\right)^n = (F_a/B)^n. \quad (5.34)$$

Решим уравнение 5.33 относительно ширины полосы пропускания каскада:

$$B = B_n (1,2) \sqrt{n}. \quad (5.35)$$

Подставим этот результат в уравнение 5.34. Тогда общее усиление каскадной схемы

$$A_T = \left(\frac{F_a}{1,2} \cdot \frac{1}{B_n \sqrt{n}} \right)^n. \quad (5.36)$$

Уравнением 5.36 для общего усиления каскадной схемы можно воспользоваться для определения значения n , при котором получается максимальная величина A_T . Общая ширина полосы пропускания B_n и показатель качества каскада остаются при этом постоянными. Все члены уравнения 5.36, за исключением радикала, не зависят от значения n . Поэтому удобно написать это уравнение в виде

$$A_T = K^n (n)^{-n/2}, \quad (5.37)$$

где

$$K = \frac{F_a}{1,2B_n}. \quad (5.38)$$

Наличие максимума общего усиления видно из рис. 5.4. Усиление выражено через логарифмы напряжения, и в настоящем расчете можно применить тот же метод определения. Такого же вида кривая получается при использовании натуральных логарифмов вместо десятичных. Это упрощает расчет при выводах. Натуральный логарифм уравнения 5.37 равен

$$\ln A_T = n \ln K - \frac{n}{2} \ln n.$$

Найдем максимум для этого уравнения. Для этого продифференцируем его относительно n и результат приравняем нулю:

$$0 = \ln K - \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \ln n.$$

Поэтому

$$\ln \frac{K^2}{n} = 1.$$

Таким образом,

$$n = \frac{K^2}{e}. \quad (5.39)$$

Уравнение для определения n , соответствующего максимальному общему усилению, можно получить, подставив значение K из уравнения 5.38 в предыдущее уравнение для n . В результате получим

$$n = \frac{1}{e} \left(\frac{F_a}{1,2B_n} \right)^2 = \frac{1}{e} \left(\frac{g_m}{1,2B_n C_T} \right)^2, \quad (5.40)$$

Максимальное возможное усиление, соответствующее номинальной общей ширине полосы пропускания, определяется путем подстановки значения n , подсчитанного по уравнению 5.40, в уравнение 5.36 для общего усиления.

5.6. УСИЛЕНИЕ КАСКАДА ДЛЯ СХЕМ С СИНХРОННОЙ НАСТРОЙКОЙ И МАКСИМАЛЬНОЙ ШИРИНОЙ ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ

Часто необходимо знать число каскадов и коэффициент усиления на каскад, требуемые для получения максимальной общей ширины полосы пропускания при номинальном значении общего коэффициента усиления. Как и выше, приводимый здесь анализ относится только к каскадному соединению идентичных усилителей с реостатной связью или одноконтурных усилителей. Однако общая методика применима к любой каскадной схеме.

Вывод необходимых уравнений аналогичен выводу, приведенному в предыдущем разделе. Первый шаг состоит в определении показателя качества одного каскада усилителя:

$$F_a = A_r B.$$

Общий коэффициент усиления и ширина полосы пропускания (или верхняя критическая частота) для схемы из идентичных каскадов, как было показано выше, составляют

$$A_T = A_r^n; B_n = \frac{B}{1,2 \sqrt{n}}.$$

Поэтому усиление каскада и ширину полосы пропускания можно выразить через общие усиление и ширину полосы:

$$A_T = A_T^{1/n}; B = 1,2 \sqrt{n} B_n,$$

а показатель качества усилителя равен

$$F_a = A_T^{1/n} (1,2 B_n) \sqrt{n}. \quad (5.41)$$

Решим это уравнение относительно общей ширины полосы пропускания. В результате получим

$$B_n = \frac{F_a}{A_T^{1/n(1,2)} \sqrt{n}} = \frac{F_a}{1,2} (A_T^{-1/n} n^{-1/2}). \quad (5.42)$$

Для определения числа каскадов n , при котором общая ширина полосы пропускания B_n принимает максимальное значение, когда общее усиление A_T постоянно, необходимо продифференцировать B_n относительно n и полученный результат приравнять нулю. После некоторой перегруппировки членов получим

$$A_T^{1/n} \frac{\partial}{\partial n} (n^{-1/2}) = -n^{-1/2} \frac{\partial}{\partial n} (A_T^{1/n}). \quad (5.43)$$

Произведя указанные математические операции, можно написать

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{n} \ln A_T. \quad (5.44)$$

Таким образом, $n = 2 \ln A_T$ — это число каскадов для получения максимальной общей ширины полосы пропускания при номинальном значении общего коэффициента усиления:

$$n = 2 \ln A_T. \quad (5.45)$$

Возьмем антилогарифмы от обеих частей уравнения 5.45:

$$A_T = e^{n/2}. \quad (5.46)$$

Это выражение представляет собой общий коэффициент усиления, когда схема рассчитана на получение максимальной общей ширины полосы пропускания. Выразив его через усиление каскада, получим

$$A_T^n = e^{n/2} \quad (5.47)$$

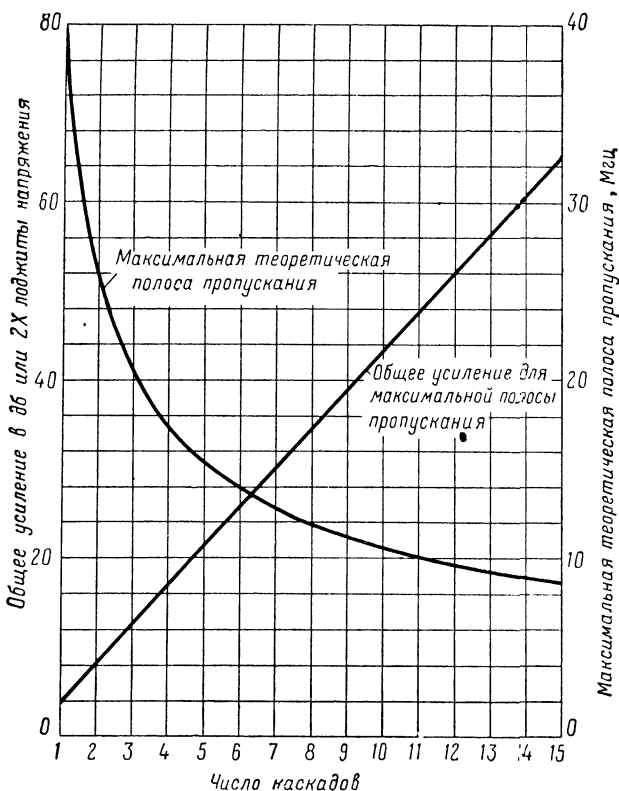


Рис. 5.9. Максимальная теоретическая величина полосы пропускания в функции числа каскадов. При расчете данных приняты одноконтурные усилители с синхронной настройкой на лампах 6AK5, для которых $F_a = 409 \times 10^6$ гц

или

$$A_r = \sqrt{e} = 1,65 = 2,17 \text{ лоджитов напряжения.} \quad (5.48)$$

Уравнение 5.48 определяет усиление каскада, соответствующее максимальной общей ширине полосы пропускания. Результат показывает, что максимальная общая ширина полосы пропускания получается, если коэффициент усиления каждого каскада равен 1,65. Это справедливо независимо от типа лампы или числа ламп в схеме.

Действительное максимальное значение общей ширины полосы пропускания при этом условии определяется путем подстановки значения n из уравнения 5.45 в уравнение 5.42 для общей ширины полосы. Задача становится более ясной, если оба эти уравнения представить графически вместе на одном графике (рис. 5.9). Прямая линия представляет собой общее усиление A_T как функцию n при усилении каскада 1,65, соответствующем максимальной общей ширине полосы пропускания.

5.7. СИММЕТРИЯ ХАРАКТЕРИСТИК РЕЗОНАНСНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

На рис. 5.10 приведена эквивалентная схема анодной цепи одноконтурного усилителя. Усиление схемы по напряжению

$$A(s) = -g_m Z_m(s)$$

или

$$A(s) = -g_m R \frac{1}{1 + \omega_0 R C_T (s/\omega_0 + \omega_0/s)}, \quad (5.49)$$

где

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC_T}} \text{ — средняя частота частотной} \\ \text{характеристики каскада;} \quad (5.50)$$

$$B = \frac{1}{RC_T} \text{ — ширина полосы пропускания;} \quad (5.51)$$

$$A_r = g_m R \text{ — исходное усиление.} \quad (5.52)$$

Таким образом, функцию усиления по напряжению можно представить в виде

$$A(s) = -A_r \frac{1}{1 + \frac{\omega_0}{B} \left(\frac{s}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{s} \right)}. \quad (5.53)$$

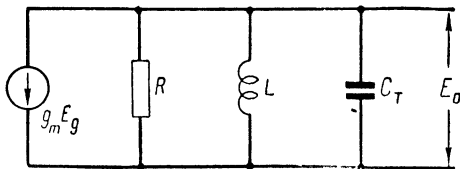


Рис. 5.10. Эквивалентная схема анодной цепи одноконтурного усилителя

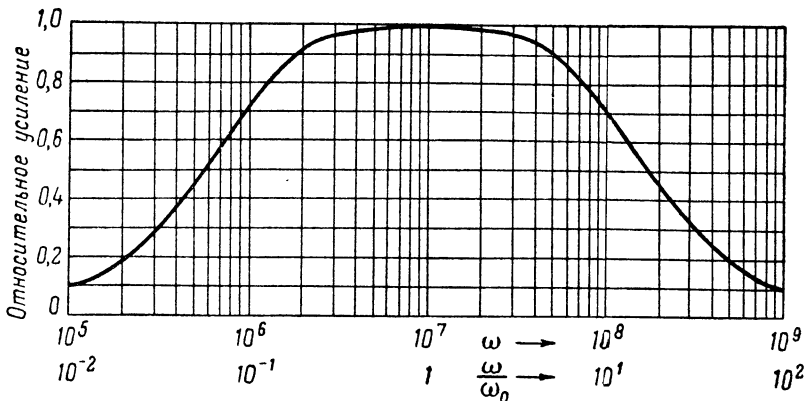


Рис. 5.11. Геометрическая симметрия амплитудной характеристики одноконтурного усилителя

Величина перед членом, заключенным в скобках, представляет собой добротность Q , т. е.

$$Q = \frac{\omega_0}{B}. \quad (5.54)$$

Отсюда уравнение 5.53 можно представить в виде

$$A(s) = -A_r \frac{1}{1 + Q(s/\omega_0 + \omega_0/s)}. \quad (5.55)$$

Выразим теперь характеристику в установившемся режиме, заменив в предыдущем уравнении s на $j\omega$:

$$\begin{aligned} A(j\omega) &= -A_r \frac{1}{1 + jQ(\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)} = \\ &= \frac{A_r |\theta(\omega)|}{\sqrt{1 + Q^2(\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)^2}}. \end{aligned} \quad (5.56)$$

Если построить зависимость величины этой функции от ω или ω/ω_0 , то получим кривую (рис. 5.11), справедливую для любого параллельного резонансного контура с любым значением Q . Кривая симметрична относительно средней частоты ω_0 , если частоту откладывать в логарифмическом масштабе. Такая симметрия — геометрическая, и для указанной функции между средней частотой и критическими частотами существует соотношение $\omega_0^2 = \omega_H \omega_L$.

Симметрия исчезает, когда характеристика построена в линейном частотном масштабе (рис. 5.12). Однако по мере прогрессивного увеличения добротности контура кривая становится все более симметричной относительно средней частоты. Наконец, при $Q = 20$ или более характеристика становится арифметически симметричной

относительно средней частоты. В этом случае для средней частоты и критических частот существует следующее соотношение:

$$\omega_0 = \frac{\omega_H + \omega_L}{2}.$$

Теперь можно сделать следующие выводы:

1) Для любого значения Q частотная характеристика одноконтурного усилителя геометрически симметрична относительно средней частоты ω_0 .

2) При значении Q контура 20 и более характеристика арифметически симметрична относительно средней частоты.

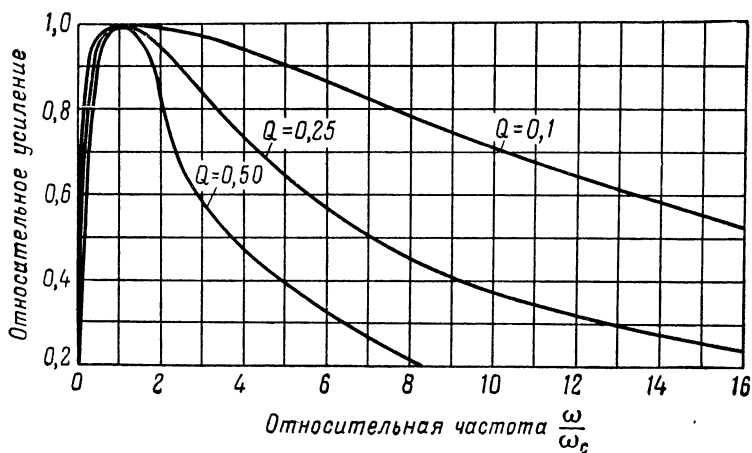


Рис. 5.12. Частотные характеристики в установившемся режиме одноконтурного усилителя, представленные в линейном частотном масштабе

Более удобно пользоваться функциями, которым соответствуют характеристики с арифметической симметрией, чем функциями с геометрической симметрией. Поэтому в дальнейшем рассматриваются два случая:

1) Случай высокого значения Q , когда характеристика имеет арифметическую симметрию.

2) Случай низкого значения Q , когда характеристика имеет геометрическую симметрию. В данном случае желательно иметь возможность преобразовать переменные в функции реакции таким образом, чтобы преобразованная реакция имела арифметическую симметрию как функцию новой переменной.

Нетрудно определить требуемое изменение переменных для преобразования геометрически симметричных функций одной перемен-

ной в арифметически симметричные функции новой переменной. Для этого определим следующий член в уравнении 5.55:

$$S = \text{Нормированное значение } s = \frac{s}{\omega_0} = \frac{\text{Комплексная частота } s}{\text{Средняя частота } \omega_0}. \quad (5.57)$$

Следовательно, новая функция усиления для одноконтурного усилителя

$$A(s) = -A_r \frac{1}{1 + Q(S + 1/S)}. \quad (5.58)$$

Теперь преобразуем переменную. Пусть

$$p = S + 1/S. \quad (5.59)$$

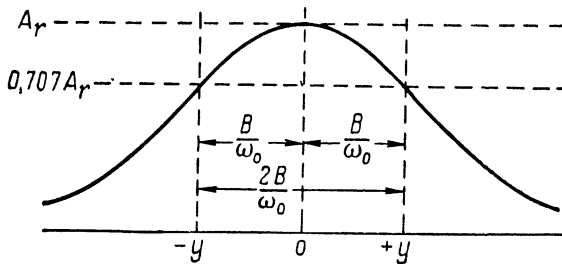


Рис. 5.13. Арифметическая симметрия функции y

Так как S — комплексное число, то p — также комплексное число: $p = x + jy$. Подставим уравнение преобразования 5.59 в выражение для функции усиления. Тогда получим

$$A(p) = -A_r \frac{1}{1 + Qp}. \quad (5.60)$$

Характеристику установившегося режима усилителя как функцию новой переменной можно получить, заменив p на jy . Тогда, учитывая, что y может быть положительным или отрицательным, функцию усиления в установившемся режиме можно написать в виде

$$A(jy) = -A_r \frac{1}{1 \pm jQy} = \frac{A_r | \theta |}{\sqrt{1 + Q^2 y^2}}.$$

Эта характеристика как функция y арифметически симметрична относительно $y = 0$ независимо от значения Q (рис. 5.13).

Обобщая данный частный случай, можно сказать, что функцию с геометрической симметрией в зависимости от ω или ω/ω_0 можно преобразовать в функцию с арифметической симметрией относительно $y = 0$, если

$$p = x + jy = S + 1/S.$$

5.8. ПЛОСКИЕ ФУНКЦИИ

Из предыдущего раздела видно, что существуют два вида характеристик отдельных усилительных одноконтурных каскадов: 1) с арифметической симметрией, когда ω_0/B больше 20, и 2) с геометрической симметрией, когда ω_0/B меньше 20. То же относится к случаю соединения каскадов, хотя доказательства здесь не приводятся. Обозначим для каскадной схемы среднюю частоту через ω_c и ширину полосы пропускания схемы — через B_n . Тогда для случая, когда ω_c/B_n равно 20 или больше, будет существовать только одна система настройки и регулировки отдельных каскадов, при которой характеристика схемы имеет вид, показанный на рис. 5.14, а. Заметим, что она имеет арифметическую симметрию относительно средней частоты ω_c . Любое изменение регулировки отдельных каскадов вызовет появление пиков в характеристике, как показано на рис. 5.14, б. Поэтому первоначально правильно отрегулированная характеристика называется максимально плоской. Под этим мы будем понимать в дальнейшем следующее:

- 1) Значение ω_c/B_n равно 20 или больше и характеристика арифметически симметрична относительно ω_c .
- 2) Характеристика путем регулировки отдельных каскадов получается наиболее плоской.

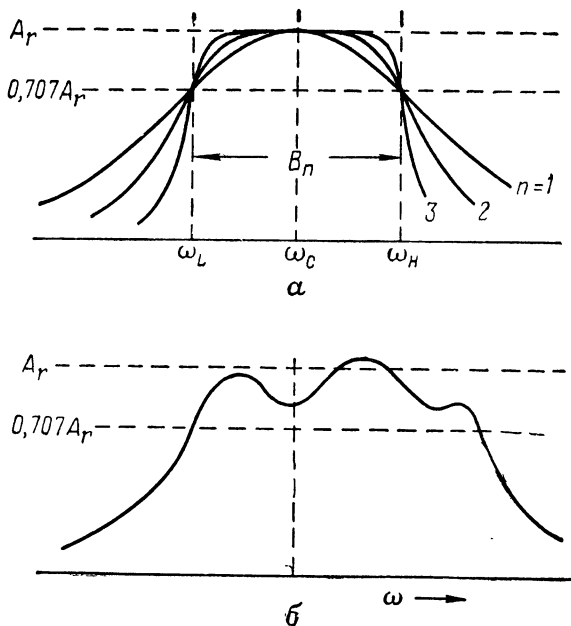


Рис. 5.14. Некоторые характеристики при $\omega_c/B_n > 20$:
 а — максимально плоские функции; $n = 1, 2$ и 3 ; б — неправильная регулировка каскадов

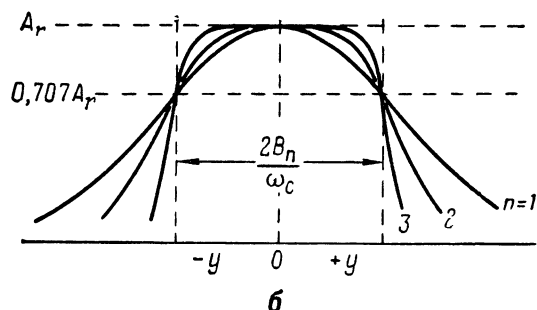
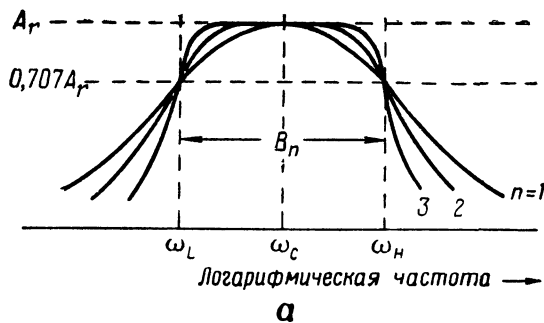


Рис. 5.15. Функции реакции при $\omega_c/B_n < 20$:
 а — точная плоская функция ω ; б — становится максимально
 плоской в функции y , если $p = x + jy$, $p = S + \frac{1}{S}$

Когда ω_c/B_n меньше 20, получаются другие условия. Для любых значений n , ω_c и B_n существует один способ такой регулировки отдельных каскадов, при которой характеристика получается геометрически симметричной относительно ω_c и плоской (рис. 5.15, а). Любое изменение в регулировке отдельных каскадов вызовет появление в характеристике горбов или изменение наклона. Эта характеристика также будет плоской, но так как в данном случае не использована аппроксимация для высокого значения Q , то соответствующие функции называются точными плоскими функциями. Как видно из рис. 5.15, б, характеристику можно сделать максимально плоской как функцию y при помощи преобразования переменных, рассмотренного в предыдущем разделе. Это важный этап методики расчета, приведенной ниже.

5.9. МАКСИМАЛЬНО ПЛОСКАЯ ФУНКЦИЯ

В разделе 5.4 было показано, что простой метод каскадного соединения идентичных одноконтурных усилителей не обязательно приводит к желаемой комбинации усиления и ширины полосы пропускания. Нередко требования, предъявляемые к общей ширине по-

лосы пропускания и усилению, оказываются настолько противоположными, что метод синхронного соединения не дает номинальной величины произведения усиления на полосу пропускания при использовании даже двухконтурных каскадов. В таких случаях прибегают к взаимной расстройке контуров.

В этом разделе мы определим характер функции общего усиления, которой соответствует лучшее произведение усиления на полосу пропускания, чем при синхронной настройке. Ниже будет показано, что эту функцию можно получить с помощью схемы из каскадов с взаимно расстроенными контурами.

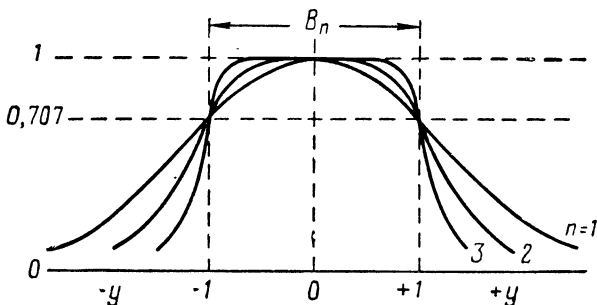


Рис. 5.16. Характеристики максимально плоской функции

Оказывается, наилучшее произведение усиления на полосу пропускания можно получить, пользуясь уравнением для максимальной плоскостности. Максимально плоская функция определяется в единицах комплексной частоты p , при этом $p = x + jy$. Поэтому в установившемся режиме максимально плоскую функцию можно представить выражением

$$|g(jy)| = \frac{1}{\sqrt{1 + y^{2n}}}, \quad (5.61)$$

где n — любое целое число (1, 2, 3 и т. д.).

Это уравнение не дает каких-либо особых преимуществ, кроме хорошего произведения усиления на полосу пропускания. Максимальная плоскостность вовсе не является свойством идеальной характеристики, так как она неизменно приводит к появлению выбросов в переходной характеристике (см. главу 6). Она служит той ценой, которой приходится расплачиваться ради достижения хорошего произведения усиления на полосу пропускания.

На рис. 5.16 приведены характеристики максимально плоской функции, выраженные в единицах преобразованной частоты y . Следует заметить, что ширина полосы пропускания, выраженная через частоту y , всегда равна 2 независимо от значения n . Хотя ширина полосы пропускания постоянна, характеристика отсечки становится острее при увеличении n .

Желательно провести синтез максимально плоской функции, применяя обычные усилители. Для этого необходимо, определив полюса, разложить на множители максимально плоскую функцию. Каждый полюс представляет собой действие одного усилительного каскада. Тогда для расчета отдельных усилительных каскадов необходимо установить эквивалентность между полюсами максимально плоской функции и полюсами усилительной схемы. Таким образом, необходимо выполнить два действия:

1) Разложить на множители максимально плоскую функцию и определить полюса в комплексной p -плоскости.

2) Определить полюса одноконтурного усилителя и выразить их таким образом, чтобы их можно было расположить в комплексной p -плоскости.

В следующих двух разделах эти две задачи рассматриваются отдельно.

5.10. ПОЛЮСА МАКСИМАЛЬНО ПЛОСКОЙ ФУНКЦИИ

Максимально плоская функция была определена в предыдущем разделе следующим образом:

$$|g(jy)| = \frac{1}{\sqrt{1 + y^{2n}}},$$

где y — мнимая часть комплексной частоты p , т. е. $p = x + jy$.

Нам нужно определить полюса на p -плоскости максимально плоской функции, которые попадают в левую полуплоскость, чтобы убедиться в их физической осуществимости.

Вид функции показывает, что должно существовать n полюсов, вещественных или комплексных.

Пусть p_0 — вещественные полюса, а p_m — комплексные. Очевидно, комплексные полюса всегда встречаются в сопряженных парах.

Нелегко доказать непосредственно, что все полюса — комплексные при четном n . Но это нетрудно сделать методом последовательных приближений.

Таким образом, при четном n полюса максимально плоской функции имеют вид

$$p_1, p'_1, p_2, p'_2, \dots, p_m, p'_m, \dots, p_{n/2}, p'_{n/2},$$

где штриховыми индексами показаны сопряженные величины.

Аналогично можно показать, что при нечетном n имеется только один вещественный полюс. Таким образом, для нечетных значений n полюсами являются

$$p_0, p_1, p'_1, p_2, p'_2, \dots, p_m, p'_m, \dots, p_{(n-1)/2}, p'_{(n-1)/2}.$$

Мы будем рассматривать случай четного значения n , но эта же обобщающая методика относится и к нечетным значениям n .

Нами было установлено, что максимально плоская функция должна иметь комплексные сопряженные полюса в левой полуплоскости, когда n — четное число. Поэтому функцию можно разложить на члены с этими полюсами:

$$|g(jy)| = \frac{1}{|(jy - p_1)(jy - p'_1)| \dots |(jy - p_{n/2})(jy - p'_{n/2})|}$$

или в более символической форме:

$$|g(jy)| = \prod_{m=1}^{m=n/2} \frac{1}{|(jy - p_m)(jy - p'_m)|}. \quad (5.62)$$

Символ Π означает произведение ряда множителей, полученных путем последовательной подстановки значений m от единицы до $n/2$.

Наши вычисления пока неполные, так как неизвестны значения полюсов p_m . К сожалению, простого метода непосредственного нахождения полюсов не существует. Однако можно прибегнуть к довольно простой математической операции.

Возведем в квадрат максимально плоскую функцию:

$$|g(jy)|^2 = \frac{1}{1 + y^{2n}}.$$

Корни знаменателя этой функции легко определить, приравняв знаменатель нулю:

$$y^{2n} + 1 = 0 \text{ или } y^2 = (-1)^{1/n}.$$

Поэтому существует n корней от -1 ; мы обозначим их $r_1, r'_1, r_2, r'_2, \dots, r_m, r'_m, \dots, r_{n/2}, r'_{n/2}$. Так как в этом случае n — число четное, то n корней от -1 являются комплексными и входят в состав сопряженных пар. Таким образом,

$$r_m = (-1)^{1/n}.$$

Следовательно, квадрат максимально плоской функции можно выразить корнями от -1 :

$$|g(jy)|^2 = \frac{1}{(y^2 - r_1)(y^2 - r'_1) \dots (y^2 - r_{n/2})(y^2 - r'_{n/2})}$$

или в другой форме:

$$|g(jy)|^2 = \prod_{m=1}^{n/2} \frac{1}{(y^2 - r_m)(y^2 - r'_m)}.$$

Обратимся теперь к первоначальной форме разложения максимально плоской функции, представленной произведением в уравнении 5.62. Возведем его в квадрат:

$$|g(jy)|^2 = \prod_{m=1}^{n/2} \frac{1}{|(jy - p_m)(jy - p'_m)|^2}.$$

Если максимально плоскую функцию действительно можно разложить, как мы предположили, то два уравнения для $|g(jy)|^2$ должны быть равны между собой. Они могут быть равны только в том случае, если

$$|(jy - p_m)(jy - p'_m)|^2 = (y^2 - r_m)(y^2 - r'_m)$$

или при разложении этих членов

$$y^4 + (p_m^2 + p_m'^2)y^2 + p_m^2 p_m'^2 = y^4 - (r_m + r'_m)y^2 + r_m r'_m.$$

Это уравнение справедливо, если $r_m = -p_m^2$. Но

$$r_m = (-1)^{1/n}.$$

Таким образом,

$$p_m^2 = -(-1)^{1/n} = (-1)(-1)^{1/n}$$

или

$$p_m = [(-1)^{n+1}]^{1/2n}. \quad (5.63)$$

Такой же результат получается при нечетном n .

Следовательно, уравнение 5.63 определяет полюса p_m максимально плоской функции как $2n$ корней от $(-1)^{n+1}$, которые попадают в левую часть комплексной p -плоскости. Отсюда видно, что при четном n полюсами являются $2n$ корней от -1 в левой части плоскости p . При нечетном n полюсами являются $2n$ корней от $+1$ в левой части p -плоскости. Все корни от $+1$ до -1 имеют величину 1 и могут быть выражены в прямоугольной системе координат следующим образом:

$$p_m = -\cos \theta_m \pm j \sin \theta_m, \quad (5.64)$$

где θ_m — полюсный угол, измеренный от отрицательной вещественной оси p -плоскости.

Соответствующее значение для θ_m легко определяется хорошо известными методами теории комплексного переменного. Приведем полученные результаты.

1) При четном n

$$\theta_m = \pm \left(\frac{2m-1}{2n} \right) \pi; \quad m = 1, 2, 3, \dots, (n-2). \quad (5.65)$$

2) При нечетном n

$$\theta_m = \pm \left(\frac{m}{n} \right) \pi; \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots, (n-2). \quad (5.66)$$

Так, например, при $n = 3$ из уравнения 5.66 можно заключить, что три полюса в левой полуплоскости имеют углы 0° и $\pm 60^\circ$, измеренные от отрицательной вещественной оси, при расстоянии от

начала координат, равном 1 (рис. 5.17). Легко построить полюса для любого значения n , пользуясь уравнениями 5.65 и 5.66.

Суммируем наши действия после того, как мы удачно разложили максимально плоскую функцию, придав ей вид

$$|g(jy)| = \frac{1}{\sqrt{1+y^{2n}}} = \prod_{m=1}^{n/2} \frac{1}{|(jy-p_m)(jy-p'_m)|}. \quad (5.67)$$

Так как в установившемся режиме $p = jy$, то для общего случая

$$|g(p)| = \frac{1}{\sqrt{1+y^{2n}}} = \prod_{m=1}^{n/2} \frac{1}{|(p-p_m)(p-p'_m)|}.$$

Значения полюсов определяются по уравнениям 5.63—5.66.

В главе 4 было показано, что каждая функция усиления усилителя характеризуется определенным распределением полюсов в комплексной плоскости. Затем в начале настоящей главы было показано, что синтез системы полюсов можно провести с помощью такого каскадного соединения усилительных каскадов, при котором каждый из них обуславливает один или больше полюсов в общей системе полюсов для функции усиления схемы. Этот метод был назван синтезом с помощью разложения на множители.

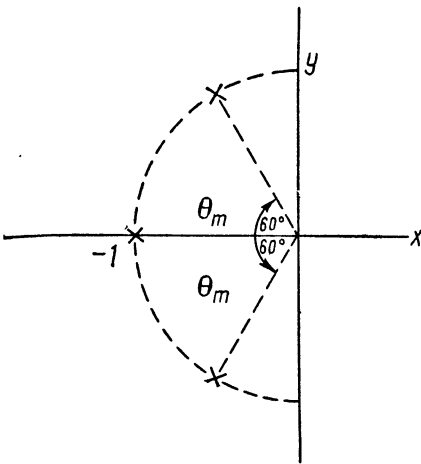


Рис. 5.17. Полюса максимально плоской функции при $n = 3$

Очевидно, для синтеза максимально плоской функции с помощью усилительной каскадной схемы нужно разработать такой метод определения распределения полюсов отдельных усилительных каскадов, чтобы их сочетание давало общее распределение полюсов, совпадающее с распределением для максимально плоской функции.

При определенном распределении полюсов усилителя легко рассчитать отдельные каскады, так как распределение полюсов определяется постоянными усилительной схемы.

В следующем разделе устанавливается необходимая эквивалентность между полюсами усилителя и полюсами максимально плоской функции.

5.11. ГРУППЫ ИЗ n ВЗАИМНО РАССТРОЕННЫХ КАСКАДОВ С МАКСИМАЛЬНО ПЛОСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ

В предыдущем разделе было показано, что синтез уравнения для максимальной плоскостности

$$|g(jy)| = \frac{1}{\sqrt{1+y^{2n}}} \quad (5.68)$$

можно произвести с помощью каскадного соединения n усилительных каскадов, если можно установить эквивалентность между полюсами данной функции и полюсами усилительной схемы.

Было показано, что полюса максимально плоской функции имеют вид

$$p_m = -\cos \theta_m \pm j \sin \theta_m. \quad (5.69)$$

Коэффициент функции, которым обуславливается этот полюс, легко представить в виде

$$(p) = K \left(\frac{1}{p - p_m} \right), \text{ где } p = x + jy. \quad (5.70)$$

Таким образом, в установившемся режиме при $p = jy$ коэффициент

$$f(jy) = K \left(\frac{1}{jy - p_m} \right) = K \frac{1}{\cos \theta_m + j(y \pm \sin \theta_m)}. \quad (5.71)$$

В главе 4 было показано, что функция усиления одноконтурного усилительного каскада с высоким значением Q может быть выражена уравнением

$$A(j\omega) = -\frac{g_m}{C_T} - \left(\frac{1}{B \pm j2\Delta\omega} \right), \quad (5.72)$$

где $B = 1/RC_T$ — ширина полосы пропускания каскада;

$\Delta\omega = \omega - \omega_0$ — отклонение частоты от ω_0 ;

ω — частота сигнала;

$\omega_0 = 1/\sqrt{LC_T}$ — средняя частота каскада.

Очевидно, выражение коэффициента (5.70) аналогично получаемому для максимально плоской функции. Однако коэффициент плоской функции — безразмерная величина, в то время как коэффициент функции усиления усилителя имеет размерность частоты. Однако его можно также сделать безразмерным, приведя к нормированному виду. Этот вопрос рассматривается в двух последующих разделах.

Предполагается, что n усилительных каскадов соединены в схему и отрегулированы так, что общая функция усиления является максимально плоской (рис. 5.18). Общая ширина полосы пропускания каскадной схемы составляет B_n , а средняя частота ω_c . Предположим теперь, что нужно составить эту функцию, используя одноконтурные усилительные каскады с высоким значением Q .

Разделим числитель и знаменатель функции усиления отдельного каскада, представленный уравнением 5.72, на общую ширину полосы B_n каскадной схемы. В результате получим

$$A(j\omega) = -\frac{g_m}{B_n C_T} \cdot \frac{1}{B/B_n \pm j2\Delta\omega/B_n}. \quad (5.73)$$

Предположим теперь, что частота сигнала равна средней частоте каскадной схемы ω_c , тогда усиление каждого усилительного каскада

$$A(j\omega_c) = -\frac{g_m}{B_n C_T} \cdot \frac{1}{B/B_n \pm j2\Delta\omega_c/B_n}, \quad (5.74)$$

где $\Delta\omega_c = \omega_c - \omega_0$ — частотная разность между средними частотами каскадной схемы и усилительного каскада.

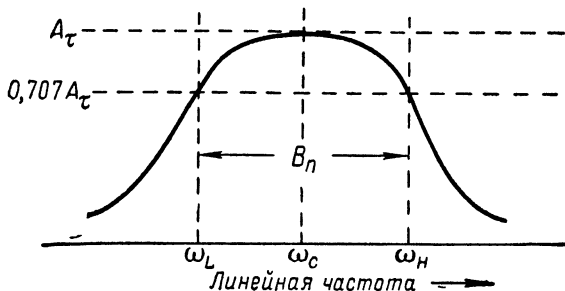


Рис. 5.18. Обозначения для каскадной схемы усилителя с максимально плоской характеристикой

Для средней частоты максимально плоской функции $y = 0$ и каждый коэффициент функции становится равным

$$f(0) = K \frac{1}{\cos \theta_m \pm j \sin \theta_m}. \quad (5.75)$$

Из почленного сравнения уравнений 5.74 и 5.75 видно, что между ними существует однозначное соответствие, т. е.

$$\frac{B}{B_n} = \cos \theta_m \text{ — вещественная часть полюса} \quad (5.76)$$

максимально плоской функции,

$$\frac{2\Delta\omega_c}{B_n} = \sin \theta_m \text{ — мнимая часть полюса} \quad (5.77)$$

максимально плоской функции,

$$K = \frac{g_m}{B_n C_T} \text{ — масштабный коэффициент.}$$

Поэтому регулировкой значений B и $\Delta\omega_c$ можно добиться точного равенства между полюсами усилителя и полюсами максимально плоской функции. При любых значениях n , B_n и ω_c можно провести синтез для однокаскадных усилительных каскадов, чтобы получить то же распределение полюсов, что и для максимально плоской функции. Углы θ_m при этом определяются уравнениями 5.66 и 5.67.

В общем случае средние частоты отдельных каскадов не равны средней частоте каскадной схемы. Поэтому говорят, что каскады взаимно расстроены. Так как расстройка обуславливает получение

максимально плоской функции, то каскадная схема называется n -группой с максимальной плоской характеристикой. Применение термина n -группа ясно из табл. 8.

Таблица 8

Группы из n взаимно расстроенных каскадов с максимальной плоской характеристикой

n — число каскадов в группе	Название группы	Функция усиления
2	Пара взаимно расстроенных каскадов	$K_2/(1 + y^4)^{1/2}$
3	Тройка взаимно расстроенных каскадов	$K_3/(1 + y^6)^{1/2}$
4	Четверка взаимно расстроенных каскадов	$K_4/(1 + y^8)^{1/2}$
5	Пятерка взаимно расстроенных каскадов	$K_5/(1 + y^{10})^{1/2}$
n	Группа из n взаимно расстроенных каскадов	$K_n/(1 + y^{2n})^{1/2}$

Теперь сравнительно просто определить и свести в таблицу данные, необходимые для расчета любой группы из n расстроенных каскадов с максимальной плоской характеристикой. Для этого нужно определить полюса с помощью уравнений 5.54—5.56. Затем можно найти ширину полосы пропускания каскадов и резонансные частоты, определив вещественную и мнимую части полюсов. Эта методика показана для нескольких различных значений n на рис. 5.19, а полученные данные сведены в табл. 9.

Таблица 9

Расчетные данные для групп из n расстроенных каскадов с максимальной плоской характеристикой

(данные получены на основе рис. 5.19)

n	Название схемы	Количество каскадов	Средняя частота каскада	Ширина полосы пропускания каскада
2	Пара взаимно расстроенных каскадов	2	$\omega_c \pm 0,35B_n$	$0,71B_n$
3	Тройка взаимно расстроенных каскадов	2	$\omega_c \pm 0,43B_n$	$0,50B_n$
		1	ω_c	$1,00B_n$
4	Четверка взаимно расстроенных каскадов	2	$\omega_c \pm 0,46B_n$	$0,38B_n$
		2	$\omega_c \pm 0,19B_n$	$0,92B_n$
5	Пятерка взаимно расстроенных каскадов	2	$\omega_c \pm 0,29B_n$	$0,81B_n$
		2	$\omega_c \pm 0,48B_n$	$0,26B_n$
		1	ω_c	$1,00B_n$

n	Название схемы	Количество каскадов	Средняя частота каскада	Ширина полосы пропускания каскада
6	Шестерка взаимно расстроенных каскадов	2	$\omega_c \pm 0,48B_n$	$0,26B_n$
		2	$\omega_c \pm 0,35B_n$	$0,71B_n$
		2	$\omega_c \pm 0,13B_n$	$0,97B_n$
7	Семерка взаимно расстроенных каскадов	2	$\omega_c \pm 0,49B_n$	$0,22B_n$
		2	$\omega_c \pm 0,39B_n$	$0,62B_n$
		2	$\omega_c \pm 0,22B_n$	$0,90B_n$
		1	ω_c	$1,00B_n$

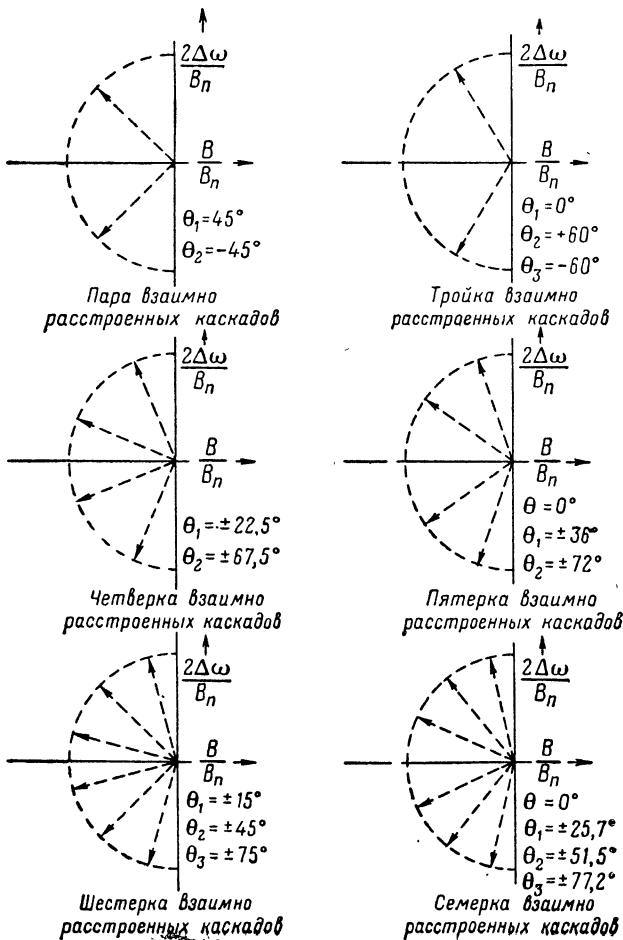


Рис. 5.19. Распределение полюсов для группы из n взаимно расстроенных каскадов с максимальной плоской характеристикой

Общая ширина полосы пропускания каскадной схемы всегда равна или больше ширины полосы любого отдельного каскада схемы. Это значительно отличается от соотношения, существующего при синхронной настройке.

Положения, изложенные в настоящем разделе, справедливы при значениях Q усилительных резонансных цепей, равных 20 или больше.

Одним из интересующих нас параметров является общий коэффициент усиления каскадной схемы с взаимно расстроенными контурами. Согласно уравнению 5.74 можно провести синтез функции максимальной плоскостности, пользуясь схемой с взаимно расстроенными каскадами, функции усиления которых имеют вид

$$A(j\omega) = -\frac{g_m}{B_n C_T} \cdot \frac{1}{B/B_n \pm j \cdot 2\Delta\omega_c/B_n} \quad (5.78)$$

или

$$A(j\omega) = -\frac{F_a}{B_n} \cdot \frac{1}{B/B_n \pm j \cdot 2\Delta\omega_c/B_n} \quad (5.79)$$

Далее было показано, что

$$\frac{B}{B_n} \pm j \frac{2\Delta\omega_c}{B_n} = \cos \theta_m \pm j \sin \theta_m \quad (5.80)$$

Таким образом, функцию усиления усилительного каскада можно представить в виде

$$A(j\omega) = -\frac{F_a}{B_n} \cdot \frac{1}{\cos \theta_m \pm j \sin \theta_m} \quad (5.81)$$

Следовательно, если в схему соединено n каскадов, то уравнение для общего коэффициента усиления имеет вид

$$A(j\omega) = \left(\frac{F_a}{B_n}\right)^n \frac{1}{\sqrt{1 + y^{2n}}} \quad (5.82)$$

Очевидно, общее исходное усиление при средней частоте $y = 0$ равно

$$A_T = \left(\frac{F_a}{B_n}\right)^n \quad (5.83)$$

Так как ширина полосы пропускания для максимально плоской функции не зависит от значения n , то общая ширина полосы при добавлении в схему новых каскадов не изменяется. Однако общий коэффициент усиления при увеличении числа каскадов увеличивается, так что произведение общего усиления на полосу пропускания усилителя непрерывно увеличивается по мере увеличения числа n .

5.12. ВЗАИМНО РАССТРОЕННЫЕ КАСКАДЫ С ПЛОСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ ДЛЯ ТОЧНОГО СЛУЧАЯ

В разделе 5.10 был рассмотрен синтез максимально плоской функции при каскадном соединении одноконтурных усилителей с взаимно расстроенными контурами и высокими значениями Q . Изложенный метод расчета, вообще говоря, справедлив только для цепей со значением Q , равным 20 или больше. Не в каждом случае удается получить номинальные расчетные величины, имея цепи с такими высокими значениями Q . Поэтому необходимо исследовать точный случай, когда нет аппроксимации в связи с высокими значениями Q .

Полезно рассмотреть вначале функцию усиления одноконтурного усилителя как функцию комплексной частоты. Соответствующее уравнение было получено в главе 4. Его можно написать в виде

$$A(s) = -\frac{g_m}{C_T} \cdot \frac{s}{s^2 + s/RC_T + 1/LC_T}. \quad (5.84)$$

Было также показано, что

$$B = \frac{1}{RC_T} \text{ — ширина полосы пропускания каскада,} \quad (5.85)$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC_T}} \text{ — резонансная частота каскада.} \quad (5.86)$$

Отсюда общее уравнение усиления может быть представлено выражением

$$A(s) = -\frac{g_m}{C_T} \left(\frac{s}{s^2 + Bs + \omega_0^2} \right). \quad (5.87)$$

Очевидно, эта функция имеет нуль в начале координат и два сопряженных полюса, определяемых выражением

$$s_{1,2} = -\frac{B}{2} \pm j\sqrt{\omega_0^2 - \frac{B^2}{4}} \quad (5.88)$$

или

$$s_{1,2} = -\frac{B}{2} \pm j\omega_0 \sqrt{1 - \left(\frac{B}{2\omega_0}\right)^2}. \quad (5.89)$$

Окончательно

$$s_{1,2} = -\frac{B}{2} \pm j\omega_n, \quad (5.90)$$

где ω_n — мнимый член уравнения 5.89.

Абсолютная величина полюса равна радиальному расстоянию от начала координат в плоскости s до полюса. Легко показать, что

$$|s_{1,2}| = \omega_0. \quad (5.91)$$

Следовательно, полюса располагаются в комплексной s -плоскости (рис. 5.20). Очевидно, если положение полюсов известно, то легко определить ω_0 и B :

$$B = \frac{1}{RC_T} \text{ или } R = \frac{1}{BC_T}; \quad (5.92)$$

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC_T}; \quad L = \frac{1}{\omega_0^2 C_T}. \quad (5.93)$$

Тогда знание положения полюсов позволит рассчитать данный каскад. Следовательно, расчет одноконтурного каскада требует лишь знания распределения полюсов. Если полюса известны, то усилитель нетрудно рассчитать.

Для цепи с высоким значением Q половина ширины полосы пропускания $B/2$ настолько мала по сравнению с ω_n , что $\omega_n \approx \omega_0$. Благодаря этой аппроксимации можно определить распределение полюсов так, чтобы при синтезе максимальной плоской функции каждому одноконтурному каскаду соответствовал один коэффициент.

Крайне желательно выработать аналогичный метод определения распределения полюсов для точного случая, когда отдельные усилительные каскады дают геометрическую симметрию. Учитывая простоту и непосредственность разработанной методики для арифметической симметрии, полезно применить результаты этой методики к решению для точного случая.

В разделе 5.7 было показано, что геометрически симметричную функцию от переменного $S = s/\omega_c$ можно преобразовать в функцию, дающую максимальную плоскостность, с арифметической симметрией, если переменную величину заменить на p , где

$$p = S + 1/S = x + jy. \quad (5.94)$$

Таким образом,

$$S = \frac{s}{\omega_c} = \frac{p}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{p}{2}\right)^2 - 1}. \quad (5.95)$$

Следовательно, для точного расчета групп из взаимно расстроенных каскадов с плоской характеристикой прежде всего надо рассчитать усилитель с максимально плоской характеристикой в функции переменного p . Затем переменную следует преобразовать на s -плоскости с помощью уравнения 5.95. Если распределение полюсов

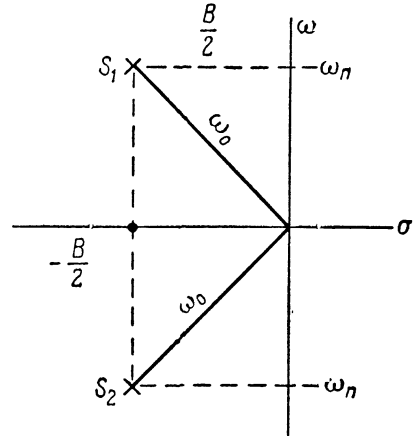


Рис. 5.20. Полюса одноконтурного усилителя в s -плоскости

в s -плоскости известно, то на основании рис. 5.20 легко рассчитать усилитель.

Формальная методика расчета для точного плоского случая рассматривается в следующем разделе.

5.13. ВЗАИМНО РАССТРОЕННЫЕ КАСКАДЫ С ПЛОСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ ДЛЯ ТОЧНОГО СЛУЧАЯ. МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Перед тем как приступить к расчету точного усилителя из взаимно расстроенных каскадов с плоской характеристикой, необходимо определить три параметра:

B_n — общую ширину полосы пропускания;

ω_c — среднюю частоту;

n — число каскадов.

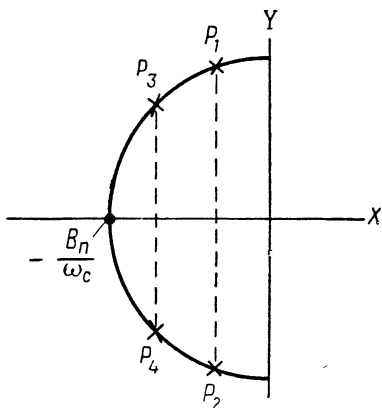


Рис. 5.21. Полюса максимально плоской функции в p -плоскости

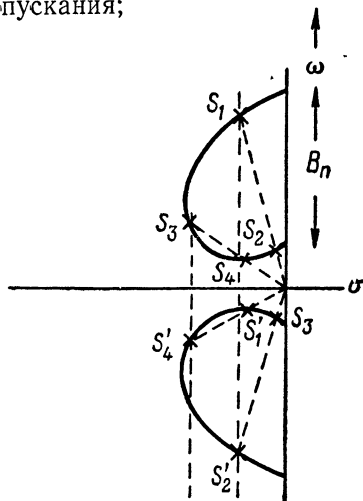


Рис. 5.22. Полюса в s -плоскости для схемы на расстроенных контурах с точной плоской характеристикой

После этого провести расчет следующим образом:

1) Построить комплексную p -плоскость, для чего:

а) из начала координат плоскости, как из центра, описать полукруг радиусом B_n/ω_c ;

б) для выбранного значения n расположить полюса в p -плоскости, как показано на рис. 5.19;

в) значение каждого полюса представить в виде

$$p_m = (-x_m \pm jy_m) B_n/\omega_c.$$

2) Построить комплексную s -плоскость, для чего:

а) определить для точного случая полюса группы из взаимно расстроенных каскадов плоской характеристики по полюсам p -плоскости, пользуясь уравнением 5.95;

б) от каждого полюса p -плоскости получить два полюса s -плоскости;

в) расположить эти полюса в s -плоскости, при этом:

$$\text{величина полюса} = \omega_0 = \sqrt{1/LC_T};$$

$$\text{вещественная составляющая} = B/2 = 1/2RC_T.$$

Теперь в нашем распоряжении имеются все данные для расчета усилителя.

В комплексной p -плоскости полюса лежат на периферии полуокружности в левой полуплоскости (рис. 5.21). При преобразовании полюсов на s -плоскости они попадают на деформированные окружности (рис. 5.22). Эти окружности располагаются во втором и третьем квадрантах. Сопряженные полюса в p -плоскости дают полюса в s -плоскости, которые располагаются на тех же радиальных линиях.

Иногда группа из взаимно расстроенных каскадов содержит нечетное число каскадов. Тогда один полюс в p -плоскости располагается на отрицательной вещественной оси в точке -1 , что часто ведет к образованию двух вещественных полюсов на s -плоскости (рис. 5.23). Непосредственной задачей является определение средней частоты и полосы пропускания каскада.

В таких случаях полюс в p -плоскости равен $p_m = -B_n/\omega_c$; следовательно, соответствующими полюсами s -плоскости будут

$$s_m = -\frac{B_n}{2} \pm j\omega_c \sqrt{1 - \left(\frac{B_n}{2\omega_c}\right)^2}.$$

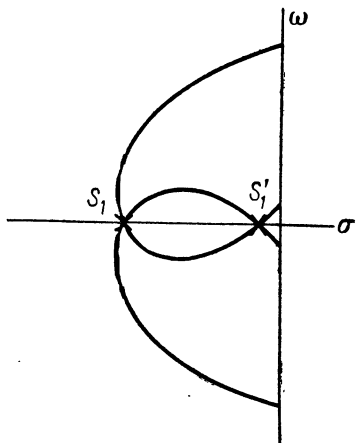


Рис. 5.23. Влияние вещественного полюса в p -плоскости на полюса в s -плоскости

Общее выражение для полюсов одноконтурного усилителя определяется уравнением 5.89:

$$s_{1,2} = -\frac{B}{2} \pm j\omega_0 \sqrt{1 - \left(\frac{B}{2\omega_0}\right)^2}.$$

Из почленного сравнения этих двух уравнений очевидно, что при нечетном n имеется один каскад, для которого

$$\text{собственная частота} = \omega_0 = \omega_c = \text{средняя частота}, \quad (5.96)$$

$$\text{полоса пропускания каскада} = B = B_n = \text{полоса пропускания группы из взаимно расстроенных каскадов}. \quad (5.97)$$

5.14. ИЗБЫТОЧНАЯ РАССТРОЙКА

Применение взаимно расстроенных каскадов с плоской характеристикой, рассмотренных в предыдущих разделах, значительно увеличивает произведение усиления на полосу пропускания по сравнению с величиной при синхронной настройке. Предположим, что

группа из n взаимно расстроенных каскадов с максимально плоской характеристикой рассчитана на применение одноконтурных усилителей с высоким значением Q . Предположим далее, что получаемый при этом общий коэффициент усиления недостаточен. Для его увеличения значения Q контуров отдельных каскадов увеличиваются так, чтобы они превышали значения, требуемые для обеспечения максимальной плоскостности. Исходное усиление каскада увеличится, но при этом частотная характеристика примет горбовидную форму. Характеристика не будет плоской, в ней появятся максимумы и минимумы. В этом случае говорят, что схема имеет избыточную расстройку.

В горбовидности нет чего-либо особенно нежелательного, поскольку характеристикой можно управлять. Выше указывалось, что максимально плоские функции не дают особых преимуществ, кроме хорошей величины произведения усиления на полосу пропускания. Это произведение можно увеличить, введя в характеристику небольшие максимумы и минимумы. Однако частотно-фазовая характеристика получается хуже, а в переходной характеристике появляется большой выброс (см. главу 6).

Наиболее общая форма контролируемой горбовидности определяется так называемой функцией равной пульсации. В схему соединяются n одноконтурных каскадов с узкой полосой пропускания и избыточной расстройкой. Получающаяся в результате функция общего усиления имеет абсолютную величину

$$|g(jy)| = K \frac{1}{\sqrt{1 + \epsilon C_n^2(y)}}. \quad (5.98)$$

Это и есть функция равной пульсации.

Функция $C_n(y)$ в уравнении 5.98 представляет собой полином Чебышева. Она имеет одну из форм, приведенных в табл. 10. Функции усиления, соответствующие различным значениям n , приведены на рис. 5.24.

Таблица 10

Полиномы Чебышева

n	$C_n(y)$
1	y
2	$2y^2 - 1$
3	$4y^3 - 3y$
4	$8y^4 - 8y^2 + 1$
5	$16y^5 - 20y^3 + 5y$

Если разложить на множители функцию равной пульсации, то можно показать, что она имеет полюса следующего вида:

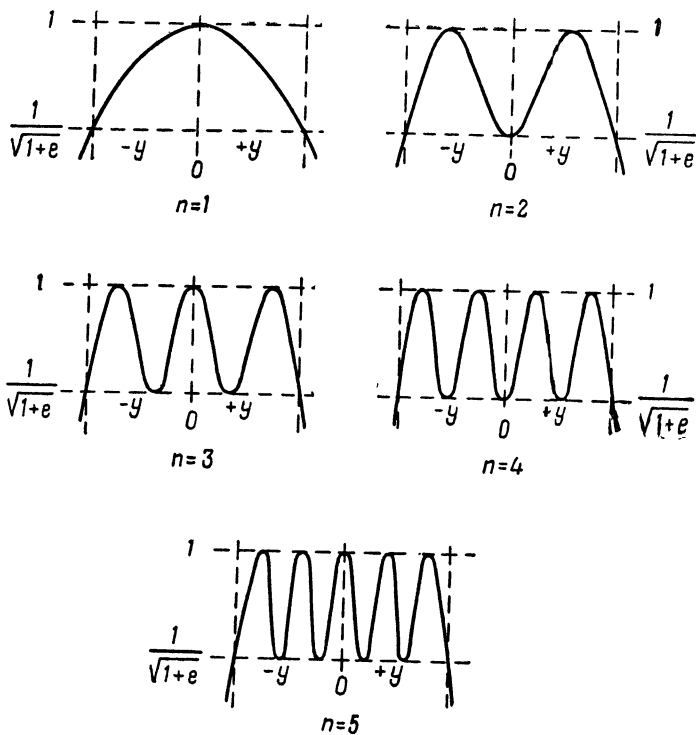


Рис. 5.24. Функции усиления с равной пульсацией

1) при четном n

$$p_m = \text{sh} \left[-\alpha + j \frac{\pi}{2n} (1 + 2k) \right], \quad (5.99)$$

где $k = 0, -1$ при $n = 2$; $k = 0, \pm 1, -2$ при $n = 4$;

2) при нечетном n

$$p_m = \text{sh} \left(-\alpha + j \frac{\pi k}{2n} \right), \quad (5.100)$$

где $k = 0, \pm 1$ при $n = 3$; $k = 0, \pm 1, \pm 2$ при $n = 5$.

Очевидно, полюса имеют общую форму:

$$p_m = \text{sh}(-\alpha + j\beta) = -\text{sh} \alpha \cdot \cos \beta + j \text{ch} \alpha \cdot \sin \beta. \quad (5.101)$$

Разделим это выражение на $\text{ch} \alpha$:

$$\frac{p_m}{\text{ch} \alpha} = -\text{th} \alpha \cdot \cos \beta + j \cdot \sin \beta. \quad (5.102)$$

Если сравнить последнее уравнение с общим уравнением для полюсов максимально плоской функции, то можно видеть, что они

имеют одинаковую форму, только при равной пульсации вещественная часть умножается на $\text{th } \alpha$.

Следовательно, можно провести синтез функции равной пульсации путем систематической избыточной расстройки каскадов, предназначенных для получения максимально плоской характеристики.

Важно также заметить, что избыточная расстройка увеличивает крутизну кривой избирательности, делая ее круче, чем у максимально плоской характеристики. Это улучшает характеристику избирательности в том отношении, что быстрее определяется конфигурация соседних каналов.

Методика расчета вкратце сводится к следующему:

1) Необходимые значения средней частоты ω_c , общей полосы пропускания B_n , величины пульсации и числа каскадов n определяются расчетными требованиями.

2) Из соотношения для пульсации определяется e :

$$\text{Лоджиты напряжения} = 10 \log_{10} \sqrt{1 + e}. \quad (5.103)$$

3) Из уравнения

$$\alpha = \frac{1}{n} \text{arc sh } \sqrt{\frac{1}{e}} \quad (5.104)$$

определяется α .

4) Затем определяется $\text{tg } \alpha$.

5) Строится комплексная p -плоскость и располагаются полюса максимально плоской функции, как указано в разделе 5.10. Для каждого полюса вещественная часть умножается на $\text{tg } \alpha$. Результирующий полюс представляет собой полюс функции равной пульсации:

Вещественная часть = Нормированная полоса пропускания каскада = B/B_n .

Мнимая часть = $\frac{2}{B_n}$. (Отклонение резонансной частоты каскада от средней частоты).

Очевидно, что средние частоты каскадов, использованные для синтеза функции равной пульсации, в точности равны средним частотам, использованным для синтеза максимально плоской функции. Однако полосы пропускания каскадов уменьшаются пропорционально множителю $\text{th } \alpha$. Хотя общая ширина полосы пропускания остается такой же, как и при максимально плоской характеристике, но вследствие сужения полосы пропускания каскада увеличивается коэффициент усиления каскада и общий показатель качества схемы.

Можно показать, что исходное усиление каскадной схемы определяется выражением

$$A_T = \left(\frac{F_a}{B_n}\right)^n \prod_{m=1}^n \frac{1}{\sqrt{(\text{th } \alpha \cos \beta_m)^2 + (\sin \beta_m)^2}}. \quad (5.105)$$

5.15. СОЕДИНЕНИЕ ГРУПП ИЗ n ВЗАИМНО РАССТРОЕННЫХ КАСКАДОВ С ПЛОСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ

Выше было показано, что n одноконтурных усилительных каскадов с высоким значением Q можно соединить в схему и расстроить для получения максимально плоской частотной характеристики. Для группы из n каскадов с максимально плоской характеристикой

$$|A_T(jy)| = \left(\frac{F_a}{B_n}\right)^n \frac{1}{\sqrt{1+y^{2n}}}. \quad (5.106)$$

Рассмотрим теперь группу из n взаимно расстроенных каскадов как отдельный узел в схеме из m таких групп. Другими словами, в схеме из m усилителей на расстроенных контурах участвует mn ламп, каждый узел при этом содержит n ламп. Общий коэффициент усиления системы определится уравнением

$$|A_T(jy)|^m = \left(\frac{F_a}{B_n}\right)^{mn} \frac{1}{(1+y^{2n})^{m/2}}. \quad (5.107)$$

Для общих критических частот

$$\frac{1}{(1+y^{2n})^{m/2}} = \frac{1}{2^{1/2}} \quad (5.108)$$

или

$$(1+y^{2n})^m = 2. \quad (5.109)$$

Извлечем m -й корень из обеих частей этого уравнения и вычтем единицу, в результате получим

$$y^{2n} = 2^{1/m} - 1. \quad (5.110)$$

Решим уравнение относительно критических частот y :

$$y = \pm (2^{1/m} - 1)^{1/2n}. \quad (5.111)$$

Следовательно, верхняя и нижняя критические частоты равны

$$y_H = (2^{1/m} - 1)^{1/2n} = \text{общая верхняя критическая частота}; \quad (5.112)$$

$$y_L = -(2^{1/m} - 1)^{1/2n} = \text{общая нижняя критическая частота}. \quad (5.113)$$

Общая полоса пропускания B_n представляет собой разность между этими критическими частотами:

$$B_m = 2(2^{1/m} - 1)^{1/2n}. \quad (5.114)$$

Но B_n — полоса пропускания каждой группы из n каскадов — равна 2 в единицах нормированной частоты y . Отсюда общая полоса пропускания системы из n групп взаимно расстроенных каскадов равна

$$B_m = B_n(2^{1/m} - 1)^{1/2n}. \quad (5.115)$$

Мы получили уравнение, удобное для определения общей полосы пропускания любой каскадной схемы из одноконтурных усилителей с высоким значением Q независимо от того, настроены ли они синхронно или взаимно расстроены. Так, например, при синхронном соединении число ламп в каждой группе из n взаимно расстроенных каскадов равно единице. Следовательно, общая полоса пропускания составляет

$$B_m = B(2^{1/m} - 1)^{1/2}. \quad (5.116)$$

Это уравнение было получено ранее для того же случая путем непосредственного вывода. Для пары взаимно расстроенных каскадов $n = 2$ и

$$B_m = B_n(2^{1/m} - 1)^{1/4}. \quad (5.117)$$

Для тройки взаимно расстроенных каскадов $n = 3$ и

$$B_m = B_n(2^{1/m} - 1)^{1/6} \quad (5.118)$$

и т. д. Сужение общей полосы пропускания замедляется по мере увеличения числа каскадов в группе из n взаимно расстроенных каскадов.

5.16. ДВУХКОНТУРНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ. СЛУЧАЙ РАВНЫХ И ВЫСОКИХ ЗНАЧЕНИЙ Q

Несмотря на то что двухконтурный усилитель представляет собой лишь одиночный каскад, многие его характеристики аналогичны каскадным одноконтурным усилителям. Поэтому расчет цепи приводится здесь, а не в главе 4.

Общее уравнение для функции усиления двухконтурного усилителя было получено в главе 4. Оно воспроизводится здесь уравнением 5.119. Это уравнение справедливо только в тех случаях, когда первичный и вторичный контуры настроены на одну и ту же частоту.

$$A_s = - \frac{g_m k}{C_1 C_2 (1 - k^2) \sqrt{L_1 L_2}} \cdot \frac{s}{s^4 + a_1 s^3 + a_2 s^2 + a_3 s + a_4}. \quad (5.119)$$

Коэффициенты характеристической функции равны:

$$a_1 = \omega_r \left(\frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2} \right); \quad (5.120)$$

$$a_2 = \omega_r^2 \left(\frac{1}{Q_1 Q_2} + 2 \right); \quad (5.121)$$

$$a_3 = \omega_r^3 \left(\frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2} \right); \quad (5.122)$$

$$a_4 = \omega_r^4 (1 - k^2). \quad (5.123)$$

Члены, входящие в состав этих коэффициентов, как было показано выше, равны:

$$Q_1 = \omega_0 R_1 C_1; \quad (5.124)$$

$$Q_2 = \omega_0 R_2 C_2; \quad (5.125)$$

$$\omega_r = \frac{\omega_0}{\sqrt{1-k^2}}; \quad (5.126)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}; \quad (5.127)$$

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}. \quad (5.128)$$

Коэффициенты характеристической функции можно незначительно упростить, если значения Q первичного и вторичного контуров равны между собой. Так, если $Q = Q_1 = Q_2$, коэффициенты равны:

$$a_1 = \frac{2\omega_r}{Q}; \quad (5.129)$$

$$a_2 = \omega_r^2 \left(\frac{1}{Q^2} + 2 \right) \approx 2\omega_r^2; \quad (5.130)$$

$$a_3 = \frac{2\omega_r^3}{Q}; \quad (5.131)$$

$$a_4 = \omega_r^4 (1 - k^2). \quad (5.132)$$

Приближенное значение a_2 , определяемое уравнением 5.130, приемлемо в том случае, когда величина контура настолько велика, что $1/Q^2$ значительно меньше 2. При дальнейшем изложении принято, что это условие соблюдается.

Пользуясь коэффициентами, полученными для случая равных и высоких значений Q , можно непосредственно написать характеристическое уравнение для усилителя:

$$s^4 + \frac{2\omega_r}{Q} s^3 + 2\omega_r^2 s^2 + \frac{2\omega_r^3}{Q} s + \omega_r^4 (1 - k^2) = 0. \quad (5.133)$$

Четыре корня этого уравнения представляют собой четыре полюса функции усиления. Характер корней легко определяется, так как при высоком значении Q они должны представлять собой комплексные сопряженные величины. Таким образом, для четырех корней можно написать:

$$s_1 = -\sigma_1 + j\omega_1 = \gamma_1 | \underline{\theta}_1; \quad (5.134)$$

$$s'_1 = -\sigma_1 - j\omega_1 = \gamma_1 | \underline{-\theta}_1; \quad (5.135)$$

$$s_2 = -\sigma_2 + j\omega_2 = \gamma_2 | \underline{\theta}_2; \quad (5.136)$$

$$s'_2 = -\sigma_2 - j\omega_2 = \gamma_2 | \underline{-\theta}_2, \quad (5.137)$$

где

$$\gamma_1^2 = \sigma_1^2 + \omega_1^2; \quad (5.138)$$

$$\gamma_2^2 = \sigma_2^2 + \omega_2^2. \quad (5.139)$$

Если этими выражениями определяются корни характеристического уравнения, то относительно просто выразить коэффициенты этого уравнения через корни, пользуясь стандартными соотношениями между корнями и коэффициентами полиномов. Следовательно,

$$a_1 = - (\text{сумма корней}) = 2 (\sigma_1 + \sigma_2); \quad (5.140)$$

$$a_2 = + (\text{сумма произведений корней}) = 4 (\sigma_1 \sigma_2 + \gamma_1^2 + \gamma_2^2); \quad (5.141)$$

$$a_3 = - (\text{сумма произведений корней}) = 2 (\sigma_1 \gamma_1^2 + \sigma_2 \gamma_2^2); \quad (5.142)$$

$$a_4 = + (\text{произведение корней}) = \gamma_1^2 \gamma_2^2. \quad (5.143)$$

Мы получили теперь два ряда уравнений для определения коэффициентов: один, содержащий члены, выражающие полюса, и другой, в котором уравнения выражены постоянными цепей усилителя. Приравняв друг к другу оба ряда соотношений и решив их одновременно, можно определить полюса.

В случае равенства значений Q вещественные части полюсов должны быть равны между собой, так что $\sigma = \sigma_1 = \sigma_2$. Таким образом, в результате вычислений, указанных в предыдущем разделе, получим:

$$\sigma = \frac{\omega_r}{2Q} = \frac{\omega_0}{2Q} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-k^2}} \approx \frac{\omega_0}{2Q}; \quad (5.144)$$

$$\gamma_1 = \frac{\omega_0}{\sqrt{1-k}} \approx \omega_0 \left(1 + \frac{k}{2}\right); \quad (5.145)$$

$$\gamma_2 = \frac{\omega_0}{\sqrt{1+k}} \approx \omega_0 \left(1 - \frac{k}{2}\right); \quad (5.146)$$

$$\omega_0^2 = \frac{\omega_r^2}{1-k^2} \approx \omega_r^2. \quad (5.147)$$

Найденные приближенные соотношения справедливы при высоком значении Q контура, так как вследствие этого k^2 значительно меньше 1.

Из уравнений 5.144—5.147 можно получить данные для определения полюсов в комплексной s -плоскости.

На рис. 5.25 приведена типичная диаграмма полюсов. Таким образом, усилитель легко рассчитать, если в соответствии с расчетными требованиями зафиксировать полюса в определенных точках s -плоскости. В рассматриваемом случае высокого значения Q вещественная часть полюсов $\omega_0/2Q$ мала по сравнению с мнимой. Для всех практических случаев мнимая часть равна γ . При тех же условиях $\omega_r \approx \omega_0$ и положение полюсов можно определить приближенно, но с большой точностью, как показано на рис. 5.26.

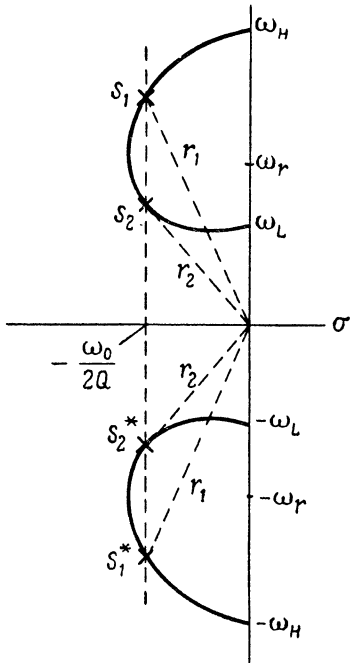


Рис. 5.25. Диаграмма полюсов для двухконтурного усилителя с равными значениями Q

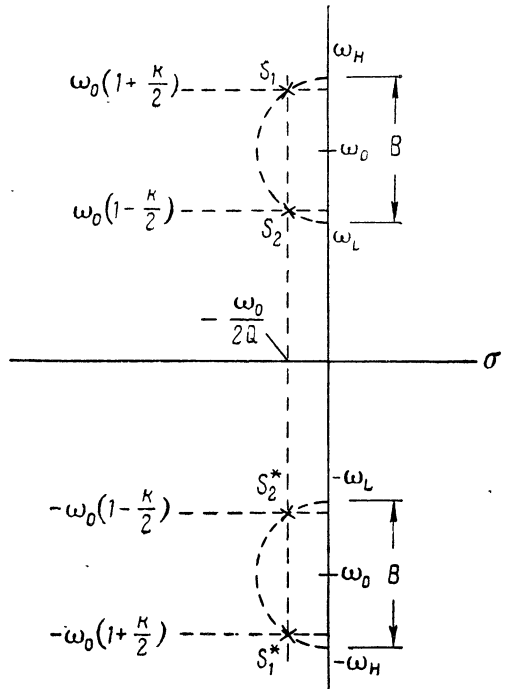


Рис. 5.26. Диаграмма полюсов для двухконтурного усилителя с высокими и равными значениями Q

Пусть, например, требуется рассчитать двухконтурный усилитель с равными и высокими значениями Q , дающий максимально плоскую характеристику. Для получения плоской функции, соответствующей случаю $n = 2$, потребуются две пары сопряженных полюсов в s -плоскости. В разделе 5.10 было показано, что при $n = 2$ полюса должны быть расположены под углами 45° , как показано на рис. 5.27, на котором в увеличенном масштабе представлена область около ω_0 . Радиальное расстояние от ω_0 до любого полюса, очевидно, составляет

$$\frac{\omega_0 k}{2 \sin 45^\circ} = \frac{\omega_0 k}{\sqrt{2}}. \quad (5.148)$$

Это — величина радиуса полуокружности на рис. 5.27. Полоса пропускания B соответствует удвоенной величине радиуса. Таким образом,

$$B = \sqrt{2\omega_0 k}. \quad (5.149)$$

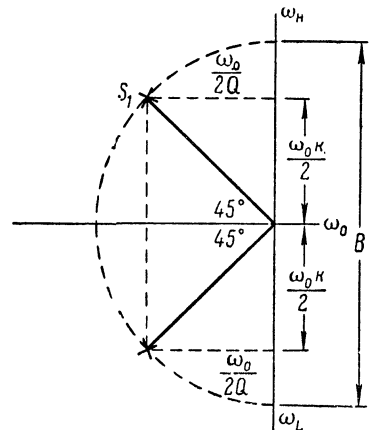


Рис. 5.27. Верхняя часть рис. 5.26 в увеличенном виде

Чтобы углы между полюсами составляли 45° , вещественные и мнимые части, измеренные от ω_0 , должны быть равны между собой. Следовательно,

$$\frac{\omega_0}{2Q} = \frac{\omega_0 k}{2}. \quad (5.150)$$

Таким образом, для углов 45° или максимально плоской характеристики

$$k_t = \frac{1}{Q}, \quad (5.151)$$

что соответствует условию переходной связи.

Теперь легко сформулировать методику расчета для получения максимально плоской характеристики:

1) Расчетными требованиями определяются нужные значения ω , и B . Так как рассматривается случай высокого значения Q , то $\omega_r \approx \omega_0$. Далее, если лампа выбрана, то известны также и значения емкостей C_1 и C_2 первичного и вторичного контуров.

2) Из уравнения 5.149 определяется коэффициент связи.

3) Для максимальной плоскостности

$$Q = \frac{1}{k} = \omega_0 R_1 C_1 = \omega_0 R_2 C_2. \quad (5.152)$$

Отсюда можно определить R_1 и R_2 :

$$R_1 = \frac{Q}{\omega_0 C_1} = \frac{1}{k \omega_0 C_1}; \quad (5.153)$$

$$R_2 = \frac{Q}{\omega_0 C_2} = \frac{1}{k \omega_0 C_2}. \quad (5.154)$$

4) Наконец, так как

$$\omega_0^2 = \frac{1}{L_1 C_1} = \frac{1}{L_2 C_2}, \quad (5.155)$$

то

$$L_1 = \frac{1}{\omega_0^2 C_1}; \quad (5.156)$$

$$L_2 = \frac{1}{\omega_0^2 C_2}; \quad (5.157)$$

$$M = k \sqrt{L_1 L_2}. \quad (5.158)$$

5) Теперь можно рассчитать усилитель с резонансным трансформатором, Т-образной или П-образной секцией в соответствии с тем, что более подходит. Если желательно получить в цепи связи выше критической так, чтобы характеристика имела в центре минимум, то усилитель нужно спроектировать как пару с равной пульсацией. Методика расчета такая же, как и для переходной связи,

но вещественные части полюсов изменяются пропорционально множителю $\text{th } \alpha$, как указано в разделе 5.13.

Существуют и другие возможности. Двухконтурные усилительные каскады с равными и высокими значениями Q можно соединить в схему и рассчитать так, чтобы получить такие же характеристики, как и у четверок, шестерок и восьмерок взаимно расстроенных каскадов. В таких случаях все каскады оказываются настроенными на одну и ту же частоту, а расстройка осуществляется путем изменения нагрузки или значения Q цепи. Такой усилитель относится к усилителям с различным затуханием.

Если нельзя применить случай высокого Q , то используется методика расчета усилителя, обладающего такой же характеристикой, как и у точной пары взаимно расстроенных каскадов с плоской характеристикой. Это конформное преобразование между плоскостями s и p отличается от преобразования или одноконтурного случая.

5.17. «РАСПРЕДЕЛЕННЫЕ» УСИЛИТЕЛИ *. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

В главе 4 показатель качества однокаскадного видеусилителя в установившемся режиме был определен как произведение усиления на полосу пропускания, т. е. $F_a = A_r \omega_H$, где A_r — исходное усиление, ω_H — верхняя критическая частота. Было показано, что показатель качества для усилителя с реостатной связью равен $F_a = g_m / C_T$, так как

$$A_r = g_m R \text{ и } \omega_H = \omega_2 = \frac{1}{RC_T}.$$

При анализе различных типов усилителей было показано, что можно получить то же исходное усиление $g_m R$, но при более высоких критических частотах, если ввести схемные улучшения. Во всех случаях верхняя критическая частота выражалась кратной величиной ω_2 , представляющей собой критическую частоту усилителя с реостатной связью. Так, было показано, что для любого видеусилителя

$$A_r = g_m R \text{ и } \omega_H = K \omega_2 = \frac{K}{RC_T},$$

где K — постоянная, бóльшая единицы.

Следовательно, показатель качества любого видеусилителя

$$F_a = K \frac{g_m}{C_T}.$$

Было установлено, что, введя схемное улучшение, например параллельную или последовательную коррекцию, можно добиться величины K порядка 3. Можно получить и немного большее значение,

* Материал заимствован из статьи Е. Л. Джинстона и др. «Распределенные усилители». Ргос. IRE, т. 36, № 8, август, 1948 г., стр. 956—969.

применяя более сложные схемы, но в общем случае практически нецелесообразно делать эту величину больше 4, так как вследствие усложнения схемы увеличиваются емкость монтажа и емкость C_T , что может свести на нет введенное улучшение. Установлено, что максимальное возможное значение K равно приблизительно 5,1.

Из рассмотрения каскадного соединения в предыдущих разделах очевидно, что для достижения большей величины произведение усиления на полосу пропускания можно применять многокаскадные схемы, но даже в этом случае существует окончательный верхний предел, после которого каскадное соединение не вносит улучшения.

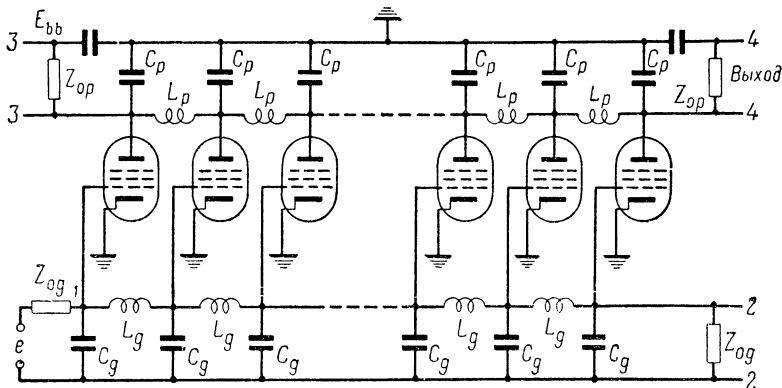


Рис. 5.28. Распределенный усилитель из n секций

Это приводит к затруднениям, так как в соответствии с расчетными требованиями иногда необходимо получить коэффициент усиления и полосу пропускания большие, чем при указанных выше методах. Очевидно, надо применить какой-либо другой метод многокаскадного соединения.

В некотором смысле каскадное соединение аналогично последовательному. Значит, параллельное соединение ламп может дать увеличение показателя качества усилителя. К сожалению, это не приносит непосредственной пользы, поскольку при параллельном включении ламп в одинаковой степени увеличивается как общее значение g_m , так и C_T , в результате чего чистое приращение величины F_a получается незаметным. Однако не исключены случаи, когда значения крутизны ламп при эффективном параллельном включении складываются, а емкости нет. Подобный эффект успешно получается в распределенном усилителе (рис. 5.28).

Усилитель состоит из n секций; каждая секция содержит лампу и связанные с ней цепи. В распределенных усилителях емкости лампы являются шунтирующими элементами для двух передающих линий — сеточной и анодной. Емкости лампы обозначаются следующим образом: C_p — емкость анод — катод, C_g — емкость сетка — катод.

Характеристические полные сопротивления двух передающих линий, состоящих из элементов без потерь, определяются выражениями

$$Z_{0g} = \sqrt{\frac{L_g}{C_g}} \quad \text{и} \quad Z_{0p} = \sqrt{\frac{L_p}{C_p}}. \quad (5.159)$$

Эти сопротивления не зависят от количества секций в линии и, следовательно, от количества ламп. Поэтому при таком соединении ламп их емкости не складываются. В дальнейшем будет доказано, что крутизна ламп складывается, как при параллельном включении ламп.

Обе передающие линии рассчитаны так, что скорость распространения колебаний в них одинакова. Перед описанием работы схемы введем следующие определения:

Оконечная нагрузка цепи сетки = Полное сопротивление между зажимами 2—2.

Обратная оконечная нагрузка = Полное сопротивление между зажимами 3—3.

Оконечная нагрузка анодной цепи = Полное сопротивление между зажимами 4—4.

Входной сигнал, поданный на зажимы 1—1, обуславливает распространение волны по сеточной линии. Достигая сетки первой лампы, сеточное напряжение вызывает появление анодного тока в фазе с сигналом сетки и в обоих направлениях по анодной линии. Составляющая анодного тока, распространяющаяся вправо, имеет ту же скорость, что и напряжение сигнала сетки, так что оба достигают второй лампы одновременно. Следовательно, анодный ток второй лампы находится в фазе с током, приходящим от первой лампы. Составляющая анодного тока от лампы 2, распространяясь вправо, складывается с составляющей тока от лампы 1. Этот процесс повторяется в каждой лампе, так что выходное напряжение, снимаемое с зажимов 4—4, прямо пропорционально числу ламп в каскаде. Таким образом, эффективная крутизна распределенного каскада пропорциональна количеству ламп в каскаде и может быть увеличена до любого значения без увеличения общей эффективной шунтирующей емкости. В результате максимальная полоса пропускания и показатель качества усилителя могут быть увеличены почти до любого значения.

Составляющие анодного тока, распространяющиеся влево по анодной линии, поглощаются в обратной оконечной нагрузке без отражений. Поэтому они не оказывают влияния на работу каскада.

5.18. СОЕДИНЕНИЕ КАСКАДОВ РАСПРЕДЕЛЕННОГО УСИЛИТЕЛЯ

Получив с помощью добавления секций к распределенному каскаду необходимый показатель качества, можно провести последовательное соединение отдельных каскадов. Вывод результирующего

общего усиления можно упростить, если ввести следующие определения:

секция — отдельная лампа со связанными с нею участками передающей линии;

каскад — n секций;

усиление секции — A_0 ;

усиление каскада — A ;

усиление m соединенных каскадов — A_T .

Пусть E_g — сеточное напряжение, приложенное ко входу сеточной линии. Если сеточная линия не имеет потерь и r_p лампы значительно больше характеристического полного сопротивления анодной линии, то результирующий анодный ток каждой лампы

$$I = g_m E_g. \quad (5.160)$$

Этот ток в анодной линии разветвляется: часть его течет к выходу, а остальная часть — к обратной оконечной нагрузке. Так как анодная линия нагружена на характеристическое полное сопротивление, то

1) полное входное сопротивление левой части анодной линии равно Z_{0p} ;

2) полное входное сопротивление правой части анодной линии равно Z_{0p} .

Следовательно, анодный ток от каждой лампы разделяется поровну, при этом одна часть течет влево, а другая — вправо. Усиление секции

$$A_0 = g_m Z_m = g_m \frac{Z_{0p} Z_{0p}}{Z_{0p} + Z_{0p}} = \frac{1}{2} g_m Z_{0p}. \quad (5.161)$$

Если каскад насчитывает n секций, то составляющие тока и коэффициенты усиления секций непосредственно складываются, давая усиление каскада относительно цепи сетка — анод:

$$A_{gp} = n A_0 = \frac{n}{2} g_m Z_{0p}. \quad (5.162)$$

В общем случае полные характеристические сопротивления Z_{0p} и Z_{0g} анодной и сеточной линий неодинаковы. Более того, при соединении каскадов необходим выход анодной линии одного каскада соединить со входом сеточной линии следующего каскада. А так как полные характеристические сопротивления двух линий не равны между собой, то между каскадами необходимо включить трансформатор полных сопротивлений. Это устройство изменяет значение полного сопротивления Z_{0p} в анодной линии на значение Z_{0g} в последующей сеточной линии. В результате все линии оказываются согласованными. Однако такое изменение полного сопротивления соответствует изменению напряжения пропорционально $\sqrt{Z_{0g}/Z_{0p}}$. Следовательно, усиление каскада, измеренное от сетки к сетке, составляет

$$A = A_{gp} \sqrt{\frac{Z_{0g}}{Z_{0p}}}. \quad (5.163)$$

или

$$A = \frac{n}{2} g_m Z_{0p} \sqrt{\frac{Z_{0g}}{Z_{0p}}} = \frac{n}{2} g_m \sqrt{Z_{0p} Z_{0g}}. \quad (5.164)$$

Уравнение 5.164 для усиления каскада можно представить в более удобном виде, так как скорости распространения в двух линиях одинаковы. Это означает, что критические частоты линий должны быть также одинаковы. Они определяются выражением

$$f_c = \frac{1}{\pi \sqrt{L_p C_p}} = \frac{1}{\pi \sqrt{L_g C_g}}, \quad (5.165)$$

где f_c — критическая частота для фильтра нижних частот с постоянной k .

Решим каждое уравнение относительно индуктивности секции:

$$L_p = \frac{1}{\pi^2 f_c^2 C_p}; \quad L_g = \frac{1}{\pi^2 f_c^2 C_g}. \quad (5.166)$$

Полные характеристические сопротивления линий без потерь составляют

$$Z_{0p} = \sqrt{\frac{L_p}{C_p}}; \quad Z_{0g} = \sqrt{\frac{L_g}{C_g}}. \quad (5.167)$$

Отсюда произведение характеристических полных сопротивлений

$$Z_{0p} Z_{0g} = \sqrt{\frac{L_p}{C_p}} \sqrt{\frac{L_g}{C_g}} = \sqrt{\frac{L_p L_g}{C_p C_g}}. \quad (5.168)$$

Подставим в это выражение значения L_p и L_g из уравнения 5.166:

$$Z_{0p} Z_{0g} = \frac{1}{\pi^2 f_c^2} \cdot \frac{1}{C_p C_g}. \quad (5.169)$$

Таким образом,

$$\sqrt{Z_{0p} Z_{0g}} = \frac{1}{\pi f_c} \sqrt{\frac{1}{C_p C_g}}. \quad (5.170)$$

Подставим это выражение в уравнение 5.164:

$$A = \frac{n g_m}{2 \pi f_c} \sqrt{\frac{1}{C_p C_g}} \quad (5.171)$$

или

$$A = \frac{n}{\omega_c} \cdot \frac{g_m}{\sqrt{C_p C_g}}. \quad (5.172)$$

Если теперь соединить в схеме m таких каскадов, то общее усиление системы составит

$$A_T = A^n = \left(\frac{n}{\omega_c} \right)^m \left(\frac{g_m}{\sqrt{C_p C_g}} \right)^m. \quad (5.173)$$

Извлечем m -ый корень из обеих частей этого уравнения:

$$A_T^{1/m} = \frac{n}{\omega_c} \cdot \frac{g_m}{\sqrt{C_p C_g}}. \quad (5.174)$$

Это уравнение можно решить относительно n :

$$n = A_T^{1/m} \omega_c \frac{\sqrt{C_p C_g}}{g_m}. \quad (5.175)$$

Обозначим общее число ламп в схеме через N . Так как имеется m каскадов, каждый из которых состоит из n секций, то очевидно, что $N = mn$. Следовательно, уравнение 5.175 можно представить в виде

$$N = mA_T^{1/m} \omega_c \frac{\sqrt{C_p C_g}}{g_m}. \quad (5.176)$$

Теперь можно определить наименьшее число ламп, требуемое для получения номинального общего усиления A_T . Продифференцируем уравнение 5.176 относительно m и полученный результат приравняем нулю:

$$\frac{\partial N}{\partial m} = \frac{\omega_c \sqrt{C_p C_g}}{g_m} \frac{\partial}{\partial m} mA_T^{1/m}$$

или

$$\frac{\partial}{\partial m} mA_T^{1/m} = 0. \quad (5.177)$$

Произведя указанные действия дифференцирования, получим

$$A_T^{1/m} - \frac{A_T^{1/m} \ln A_T}{m} = 0. \quad (5.178)$$

Следовательно,

$$mA_T^{1/m} = A_T^{1/m} (\ln A_T) \quad (5.179)$$

или

$$m = \ln A_T. \quad (5.180)$$

Мы получили число каскадов, обуславливающее минимальное число ламп. Решим уравнение 5.180 для общего усиления, взяв антилогарифмы от обеих частей, получим

$$A_T = e^m. \quad (5.181)$$

Однако усиление каскада

$$A = A_T^{1/m}. \quad (5.182)$$

Таким образом, усиление каскада для получения минимального N составляет

$$A = (e^m)^{1/m} = e = 2,718. \quad (5.183)$$

Следовательно, если к каскаду добавляется достаточное число секций, так что усиление каскада становится равным e , то это автоматически приводит к каскадному соединению с наименьшим количеством ламп для номинальной величины общего усиления.

Легко определить фактически требуемое число ламп. Так как

$$A = e = \frac{n}{\omega_c} \cdot \frac{g_m}{\sqrt{C_p C_g}}, \quad (5.184)$$

то

$$n = e \omega_c \frac{\sqrt{C_p C_g}}{g_m} = 17,1 f_c \frac{\sqrt{C_p C_g}}{g_m}. \quad (5.185)$$

Это и есть число ламп в каждом каскаде для получения усиления каскада, равного e . Далее, поскольку $m = \ln A_T$ — требуемое число каскадов, то общее число ламп, необходимое для получения определенной величины общего усиления A_T , равно

$$N = mn = 17,1 f_c (\ln A_T) \frac{\sqrt{C_p C_g}}{g_m}. \quad (5.186)$$

5.19. ЧАСТОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАСПРЕДЕЛЕННОГО УСИЛИТЕЛЯ

Приведенное в предыдущем разделе уравнение 5.164 определяет усиление каскада распределенного усилителя :

$$A = \frac{ng_m}{2} \sqrt{Z_{0p} Z_{0g}}, \quad (5.187)$$

где Z_{0p} и Z_{0g} — характеристические полные сопротивления аподной и сеточной передающих линий.

Вид этого уравнения такой же, как и для всех типов усилителей, т. е.:

$$A = g'_m Z_m,$$

где g'_m — эффективная крутизна, равная $ng_m/2$; Z_m — полное сопротивление, равное $\sqrt{Z_{0p} Z_{0g}}$.

Каждая передающая линия в действительности состоит из каскадного соединения П-образных фильтров нижних частот с постоянной k (рис. 5.29). Полное характеристическое сопротивление сим-

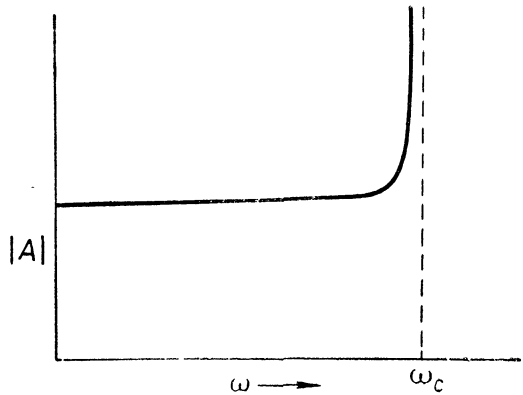


Рис. 5.29. Частотная характеристика распределенного усилителя

метричной П-образной секции определяется общим уравнением

$$Z_0 = \frac{\sqrt{Z_1 Z_2}}{\sqrt{1 + Z_1/4Z_2}}, \quad (5.188)$$

где для распределенного усилителя

$$Z_1 = j\omega L \text{ и } L = L_p \text{ или } L_g, \quad (5.189)$$

$$Z_2 = \frac{1}{j\omega C} \text{ и } C = C_p \text{ или } C_g. \quad (5.190)$$

Отсюда полное характеристическое сопротивление секции

$$Z_0 = \frac{\sqrt{L/C}}{\sqrt{1 - \omega^2 LC/4}}, \quad (5.191)$$

или

$$Z_0 = \frac{R}{\sqrt{1 - \pi^2 f^2 LC}}, \quad (5.192)$$

где

$$R = \sqrt{\frac{L}{C}} \text{ и } \omega = 2\pi f. \quad (5.193)$$

Как было определено выше, критическая частота фильтра

$$f_c = \frac{1}{\pi \sqrt{LC}}. \quad (5.194)$$

Следовательно, уравнение для полного характеристического сопротивления можно представить в виде

$$Z_0 = \frac{R}{\sqrt{1 - (f/f_c)^2}}. \quad (5.195)$$

Для частных случаев анодной сеточной линии распределенного усилителя это уравнение полного характеристического сопротивления принимает вид

$$Z_{0p} = \frac{R_p}{\sqrt{1 - (f/f_c)^2}}, \text{ где } R_p = \sqrt{L_p/C_p}, \quad (5.196)$$

$$Z_{0g} = \frac{R_g}{\sqrt{1 - (f/f_c)^2}}, \text{ где } R_g = \sqrt{L_g/C_g}. \quad (5.197)$$

Подставим эти выражения в уравнение 5.187:

$$A = \frac{ng_m}{2} \sqrt{R_p R_g} \frac{1}{\sqrt{1 - (f/f_c)^2}}. \quad (5.198)$$

Очевидно, исходное усиление распределенного усилительного каскада равно

$$A_r = \frac{ng_m}{2} \sqrt{R_p R_g}. \quad (5.199)$$

Таким образом, общее уравнение усиления принимает вид

$$A = A_r \frac{1}{\sqrt{1 - (f/f_c)^2}}. \quad (5.200)$$

Из анализа последнего уравнения можно убедиться в том, что усиление каскада быстро увеличивается, когда рабочая частота усилителя приближается к критической частоте f_c . Теоретически усиление в точке отсечки будет бесконечным. Такое большое увеличение усиления для частот, близких к критической, вообще говоря, нежелательно. В литературе рассматриваются методы устранения этого явления.

Так как усиление вблизи критической частоты увеличивается, а не уменьшается, как во всех каскадных усилителях, то обычное определение верхней критической частоты для этого случая несправедливо. Другими словами, $\omega_H \neq \omega_c$. Однако характеристика отсечки получается относительно острой и полоса пропускания усилителя может быть довольно точно определена значением ω_c .

ЗАДАЧИ

5.1. Рассчитать усилитель нижних частот с общей верхней критической частотой 10 Мгц и исходным усилением 20 лоджитов напряжения. Использовать каскадное соединение идентичных усилителей с реостатной связью на лампах 6AK5, для которых $g_m = 4500$ мкмо и $C_T = 11$ пф. Можно ли выполнить такой усилитель? Какова максимальная верхняя критическая частота, если усиление составляет 10 лоджитов напряжений? Каково максимально возможное усиление при общей верхней критической частоте 12 Мгц?

5.2. Рассчитать усилитель с полосой пропускания 3 Мгц при средней частоте 60 Мгц. Пусть $g_m = 500$ мкмо и $C_T = 11$ пф для каждого каскада. Рассчитать тройку взаимно расстроенных каскадов с максимально плоской характеристикой, определив значения L и R для каждого каскада. Определить общее усиление при частоте 60 Мгц.

5.3. Рассчитать усилитель, указанный в задаче 5.2, применяя те же лампы, но синхронно соединив три каскада. Определить значения L и R для каждого каскада и общее усиление при частоте 60 Мгц. Сравнить полученное усиление с усилением для тройки взаимно расстроенных каскадов.

5.4. Рассчитать точную тройку взаимно расстроенных каскадов с плоской характеристикой, предельные частоты которой составляют 5 и 20 Мгц. Определить резонансную частоту и добротность Q каждого каскада.

5.5. Рассчитать тройку взаимно расстроенных каскадов с равной пульсацией, имеющую полосу пропускания 1,5 Мгц и среднюю частоту 30 Мгц. Величина пульсации должна составлять 0,25 лоджитов напряжения. Применяются лампы 6SJ7, для которых $F_a = 110 \times 10^6$. Определить резонансную частоту и добротность Q каждого каскада. Определить общее усиление при средней частоте и усиление, которое можно получить при частоте 30 Мгц для тройки взаимно расстроенных каскадов с максимально плоской характеристикой.

5.6. Рассчитать предварительный усилитель звуковой частоты для включения между микрофоном и усилителем мощности класса А. Общая характеристика усилителя от микрофона до усилителя мощности должна быть плоской в пределах $\pm 1,5$ лоджитов напряжения от 20 гц до 20 кгц. Выходное напряжение микрофона при разомкнутой цепи составляет 2 мв эфф., внутреннее сопротивление 100 000 ом.

Для запуска усилителя мощности требуется сигнал с двойной амплитудой 25 в. Принята стандартная резистивная связь, межкаскадная емкость монтажа составляет 15 пф. Наилучшие результаты получаются при одинаковых значе-

ниях критических частот всех цепей связи. Емкость $C_{вх}$ усилителя мощности принята равной 50 пф.

Можно получить бесконечное число решений. Для ограничения задачи в качестве первой лампы после микрофона принята лампа 6SJ7, а все остальные лампы 6J5.

5.7. Рассчитать приемник радиолокационного маяка с общей полосой пропускания 3,5 Мгц, измеренной от выхода смесителя до видеовыхода. Общее усиление системы должно составлять 55 лоджитов напряжения. Из экономических соображений применяются лампы 6AC7, так что $g_m = 9000$ мкмо, $C_T = 23$ пф. Передаточная функция напряжения видеодетектора принята равной 0,8. Используются два видеокаскада. Детектор можно рассматривать как третий видеокаскад. Лучшие рабочие характеристики получаются при одинаковых полосах пропускания всех каскадов, так что верхняя критическая частота видеокаскадов должна быть равна половине полосы пропускания резонансных каскадов. Определить требуемое общее число каскадов, если используются синхронные каскады промежуточной частоты и видеокаскады с реостатной связью. Каковы расчетные требования для резонансной секции промежуточной частоты, детекторной и видеосхемы? Каков будет эффект использования только одного видеокаскада и добавления в резонансную каскадную схему одной лампы?

5.8. Рассчитать двухконтурный усилитель с максимально плоской характеристикой, имеющий ширину полосы 3 Мгц и среднюю частоту 60 Мгц. Определить усиление при средней частоте. Определить значения L_1 , L_2 , k , R_1 , R_2 , принимая $g_m = 4500$ мкмо, $C_1 = 5$ пф, $C_2 = 6$ пф. Если желательно использовать П-образную двухконтурную секцию, то рационально ли выбраны индуктивности катушек? Почему П-образную секцию можно предпочесть трансформаторной?

5.9 Рассчитать усилитель, указанный в задаче 5.8, при связи выше критической, при которой получается характеристика с равной пульсацией. Пульсация при этом составляет 0,2 лоджитов напряжения.

ПЕРЕХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОКАСКАДНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

При разработке технических условий на новый усилитель составные части последнего подробно не рассматриваются. Усилитель независимо от типа или числа содержащихся в нем каскадов рассматривается как один узел в общей блок-схеме системы, в которую усилитель входит как составная часть. Рабочие характеристики усилителя в этом случае соответствуют тем функциям, которые он выполняет в системе. Исходя из этого, определяются свойства усилителя, для чего конструктор должен ответить на следующие вопросы:

- 1) Сколько каскадов нужно использовать?
- 2) Какой тип каскадов нужно использовать?
- 3) Какая лампа более пригодна для усилителя?
- 4) Какие предъявляются требования к усилению, времени нарастания, выбросу и спаду каждого отдельного каскада усилителя?

Очевидно, на эти вопросы нельзя ответить удовлетворительно, если не выразить общие рабочие характеристики каскадного усилителя через характеристики отдельных каскадов. Можно поступить и наоборот. Если характеристики отдельных каскадов можно выразить через общие характеристики, которые желательно получить, то можно рассчитать отдельные каскады.

Цель настоящей главы — определить влияние многокаскадного соединения на общие переходные характеристики усилителя. Будут выведены законы для выражения характеристик многокаскадных усилителей через соответствующие характеристики отдельных каскадов.

Глава содержит три следующих основных раздела:

- 1) Переходные характеристики каскадных видеоусилителей.
- 2) Характеристика огибающей полосовых усилителей.
- 3) Переходные характеристики распределенных усилителей.

Для характеристик каскадных усилителей нижних частот легко сформулировать необходимые правила. Свойства полосовых усилителей можно характеризовать с помощью этих же правил, используя аналогию для полосы частот и нижних частот. Распределенный усилитель рассматривается как специальный случай.

6.1. СОСТАВНЫЕ ЧАСТИ ВРЕМЕНИ НАРАСТАНИЯ ПРИ ОТСУТСТВИИ ВЫБРОСА

В главе 4 было найдено, что усилители с реостатной связью и параллельной коррекцией, в которых m меньше 0,25, не дают выброса. Это наиболее простые усилители с монотонными (без выбросов) переходными характеристиками. Дальнейшее исследование вопроса показывает, что усилители не дают выброса, если их функции не имеют сопряженных полюсов в s -плоскости. Этот закон был сформулирован для одиночных каскадов, но он может быть применен и для любого усилителя независимо от числа используемых каскадов.

Согласно Эльмору любой усилитель независимо от типа и числа каскадов имеет функцию усиления

$$A(s) = A_r \frac{1 + a_1 s + a_2 s^2 + \dots}{1 + b_1 s + b_2 s^2 + \dots}. \quad (6.1)$$

Если усилитель не дает выброса, то время нарастания можно определить из формулы Эльмора:

$$T_R = \sqrt{2\pi [b_1^2 - a_1^2 + 2(a_2 - b_2)]}. \quad (6.2)$$

Последнее выражение будет использовано для определения зависимости времени нарастания каскадной схемы от времени нарастания отдельных каскадов при условии, что ни один из каскадов не дает выброса.

В главе 4 было показано, что переходные характеристики однокаскадного усилителя с реостатной связью определяются выражением

$$A_1(s) = -A_r \frac{1}{1 + (1/\omega_2)s} \quad (6.3)$$

или

$$A_1(s) = -A_r \frac{1}{1 + c_1 s}, \quad (6.4)$$

где $c_1 = 1/\omega_2$.

По аналогии с уравнением 6.1 члены формулы времени нарастания для этой функции усиления имеют следующие значения:

$$\left. \begin{array}{l} a_1 = 0; \quad a_2 = 0 \\ b_1 = c_1; \quad b_2 = 0 \end{array} \right\} \quad (6.5)$$

Следовательно, по Эльмору время нарастания для одиночного каскада составляет

$$T_R = \sqrt{2\pi c_1^2} = \sqrt{2\pi} c_1. \quad (6.6)$$

Пусть имеются два других усилителя с реостатной связью, функции усиления которых определяются выражениями

$$A_2(s) = -A_r \frac{1}{1 + c_2 s}; \quad (6.7)$$

$$A_3(s) = -A_r \frac{1}{1 + c_3 s}. \quad (6.8)$$

Время нарастания этих двух каскадов составляет

$$T_{R2} = \sqrt{2\pi c_2}; \quad (6.9)$$

$$T_{R3} = \sqrt{2\pi c_3}. \quad (6.10)$$

Предположим теперь, что все три отдельных каскада соединены в схему. В результате получим общую функцию усиления

$$A(s) = A_1(s) A_2(s) A_3(s) \quad (6.11)$$

или

$$A(s) = -A_r^3 \frac{1}{(1 + c_1 s)(1 + c_2 s)(1 + c_3 s)}. \quad (6.12)$$

Перемножим множители знаменателя и сгруппируем коэффициенты с одинаковыми степенями s . Тогда получим результирующее уравнение

$$A(s) = -A_r^3 \frac{1}{1 + (c_1 + c_2 + c_3)s + (c_1 c_2 + c_1 c_3 + c_2 c_3)s^2 + c_1 c_2 c_3 s^3}. \quad (6.13)$$

По аналогии с уравнением 6.1

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= 0; & b_1 &= c_1 + c_2 + c_3 \\ a_2 &= 0; & b_2 &= c_1 c_2 + c_1 c_3 + c_2 c_3 \end{aligned} \right\} \quad (6.14)$$

Поэтому общее время нарастания каскадной схемы

$$T_R = \sqrt{2\pi [(c_1 + c_2 + c_3)^2 - 2(c_1 c_2 + c_1 c_3 + c_2 c_3)]}. \quad (6.15)$$

Выполнив все указанные алгебраические действия, получим

$$T_R = \sqrt{2\pi (c_1^2 + c_2^2 + c_3^2)}. \quad (6.16)$$

Но

$$T_{R1}^2 = 2\pi c_1^2; \quad (6.17)$$

$$T_{R2}^2 = 2\pi c_2^2; \quad (6.18)$$

$$T_{R3}^2 = 2\pi c_3^2. \quad (6.19)$$

Таким образом, общее время нарастания каскадной схемы

$$T_R = \sqrt{T_{R1}^2 + T_{R2}^2 + T_{R3}^2}. \quad (6.20)$$

Следовательно, время нарастания каскадной схемы из усилителей, не дающих выброса, равно корню квадратному из суммы квадратов времени нарастания отдельных каскадов.

Анализ коэффициентов, входящих в формулу времени нарастания, показывает, что те же результаты можно получить для любого числа каскадов, т. е.

$$T_R = \sqrt{T_{R_1}^2 + T_{R_2}^2 + T_{R_3}^2 + \dots + T_{R_n}^2}. \quad (6.21)$$

Уравнение 6.21 справедливо для любого усилителя, имеющего монотонную переходную характеристику, в соответствии с определением Эльмора для времени нарастания. Оно приближенно справедливо также для времени нарастания от 10 до 90%; ошибка при этом редко превышает 10%, даже когда используются только два каскада.

Если соединить в каскадную схему n идентичных каскадов, то время нарастания отдельных каскадов будет одинаковым и определится величиной T_{R_s} . В этом случае общее время нарастания

$$T_R = T_{R_s} \sqrt{n}. \quad (6.22)$$

6.2. СОСТАВНЫЕ ЧАСТИ ВРЕМЕНИ НАРАСТАНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ВЫБРОСА

При анализе однокаскадных видеоусилителей было установлено, что время нарастания можно уменьшить за счет незначительного выброса усилителя. Так, например, на рис. 4.23 были приведены некоторые кривые для усилителя с параллельной коррекцией, показывающие, что время нарастания можно уменьшить от $2,2RC_T$ до $1,3RC_T$, если изменить m от 0 до 0,38, при условии, что усилитель дает выброс около 2%. Скорость нарастания заметно увеличивается. Очевидно, дальнейшее уменьшение времени нарастания может быть достигнуто за счет больших выбросов.

Нередко выбросы, превышающие 2%, бывают чрезмерными. Так как для уменьшения времени нарастания выгодно вводить выброс, то важно определить, что произойдет с общим временем нарастания и выбросом при каскадном соединении n каскадов с небольшими величинами выброса.

К сожалению, формула Эльмора для времени нарастания неприменима к усилителям, дающим выброс. Единственный способ определения влияния каскадного соединения состоит в определении переходных характеристик некоторого числа каскадных усилителей, когда параметром является величина выброса. Если графически изобразить результат как функцию времени, то можно определить общее время нарастания и выброс для этих случаев. Этот расчет проведен Бедфордом и Фредендалом. Согласно полученным ими результатам при выбросе отдельных каскадов, равном или меньшем 2%, справедливо следующее:

1) Общее время нарастания приближенно определяется уравнением 6.21.

2) Величина общего выброса остается почти постоянной, увеличиваясь незначительно.

Установлено, что общий выброс увеличивается быстро, если выброс на каждый каскад превышает 2%. После вычислений можно сформулировать следующие правила для усилителей этой категории:

1) Общий выброс каскадной схемы из идентичных усилителей, выбросы которых превышают 2%, увеличивается приблизительно пропорционально $\sqrt[n]{n}$, где n — число каскадов.

2) Общее время нарастания увеличивается значительно медленнее, чем $\sqrt[n]{n}$.

6.3. УСЛОВИЯ ПОЛУЧЕНИЯ МИНИМАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ НАРАСТАНИЯ

В разделе 5.6 было показано, что каскадная схема из идентичных усилителей с реостатной связью или одноконтурных имеет максимальную общую полосу пропускания при номинальном общем усилении, когда усиление каждого каскада равно $e^{1/2}$. Так как полоса пропускания и время нарастания зависят от одних и тех же физических факторов, то минимальное время нарастания должно получиться при тех же условиях, что и максимальная полоса пропускания. Приводимый ниже вывод показывает справедливость этого утверждения.

Показатель качества усилителя, используемый при сравнении характеристик видеоусилителей, был определен в главе 4:

$$f_a = \frac{\text{Исходное усиление}}{\text{Время нарастания}} = \frac{A_r}{T_{R_s}}. \quad (6.23)$$

Если соединить в схему n идентичных каскадов, то общее исходное усиление будет равно

$$A_T = A_r^n. \quad (6.24)$$

И наоборот, усиление каскада можно выразить через общее усиление:

$$A_r = A_T^{1/n}. \quad (6.25)$$

Если предположить, что усилительные каскады не дают выбросов или выбросы их не превышают 2%, то общее время нарастания

$$T_R = T_{R_s} n^{1/2}. \quad (6.26)$$

Следовательно, показатель качества для одного каскада

$$f_a = \frac{A_r}{T_{R_s}} = \frac{A_T^{1/n} n^{1/2}}{T_R}. \quad (6.27)$$

Общее время нарастания можно теперь выразить через общее усиление A_T , число каскадов n и показатель качества усилителя f_a :

$$T_R = \frac{A_T^{1/n} n^{1/2}}{f_a}. \quad (6.28)$$

Уравнение 6.28 показывает зависимость общего времени нарастания от общего усиления, числа каскадов и показателя качества. Как усиление, так и показатель качества не зависят от значения n . Таким образом, время нарастания можно довести до минимального значения, в зависимости от числа каскадов, с помощью стандартных расчетных методов. Продифференцируем T_R относительно n , приравняем результат нулю и решим уравнение относительно n . В результате получим

$$\frac{\partial T_R}{\partial n} = A_T^{1/n} \frac{\partial}{\partial n} (n^{1/2}) + n^{1/2} \frac{\partial}{\partial n} (A_T^{1/n}) = 0 \quad (6.29)$$

Окончательно

$$n = 2 \ln A_T. \quad (6.30)$$

Мы получили число каскадов, при котором T_R получается минимальным для номинального значения общего усиления.

Следовательно, общее усиление каскадной схемы

$$A_T = e^{n/2}, \quad (6.31)$$

а общее время нарастания

$$T_R = \frac{(ne)^{1/2}}{f_a}. \quad (6.32)$$

Это минимальное время нарастания для номинального значения A_T . Общее усиление можно выразить через усиление каскада:

$$A_T = A_T^n. \quad (6.33)$$

Подставим это уравнение в уравнение 6.31:

$$A_T = e^{1/2} = 1,65. \quad (6.34)$$

Мы получили результат, который был предсказан в начале этого раздела.

Применение уравнений 6.30 и 6.32 можно проиллюстрировать на простом примере. Пусть требуется спроектировать каскадную схему из усилителей с реостатной связью на лампах 6АК5 с общим усилением 40 лоджитов напряжения. Желательно при этом получить минимально возможное время нарастания.

Отношение усиления к времени нарастания для усилителя с реостатной связью составляет

$$f_a = \frac{1}{2,2} \cdot \frac{g_m}{C_T}. \quad (6.35)$$

Пусть значение g_m/C_T для каскадов на лампах 6АК5 составляет 400×10^6 .

Следовательно,

$$f_a = \frac{400 \times 10^6}{2,2} = 182 \times 10^6.$$

Общее усиление принято равным 40 лоджитов напряжения. Это соответствует отношению напряжений 10^4 . Согласно уравнению 6.30 число каскадов для получения минимального общего времени нарастания равно

$$n = 2 \ln A_T = 2 \ln 10^4 = 8 \ln 10 \approx 18. \quad (6.36)$$

Тогда, подставив полученные значения в уравнение 6.32, получим

$$T_R(\text{min}) \approx 0,0384 \text{ мксек.}$$

Хотя время нарастания получается малым, однако применение 18 каскадов может оказаться практически неосуществимым. Принимая это во внимание, будем считать, что можно использовать 9 каскадов. Пользуясь формулами из раздела 6.1, найдем окончательно для времени нарастания значение $0,0459 \text{ мксек.}$ Время нарастания увеличилось приблизительно на 20%, а число ламп уменьшено вдвое. При этом общее усиление остается тем же. Такое решение следует считать лучшим.

6.4. ХАРАКТЕРИСТИКА ПЛОСКОЙ ВЕРШИНЫ КАСКАДНЫХ ВИДЕОУСИЛИТЕЛЕЙ

В главе 4 было показано, что при пренебрежении влиянием отрицательной обратной связи и отсутствии компенсации спада в схеме усилителя все рассмотренные видеоусилители имеют одинаковую характеристику плоской вершины. Все функции характеристик плоских вершин имеют вид

$$A(s) = -A_r \frac{s}{s + \omega_1}. \quad (6.37)$$

Было показано, что параметр ω_1 определяется в основном цепью связи между каскадами, главным образом значениями R_g и C_c и в меньшей степени значениями r_p и R_L .

При соединении в схему n идентичных усилителей получаем следующее уравнение для общего усиления:

$$A_T(s) = \pm A_r^n \left(\frac{s}{s + \omega_1} \right)^n. \quad (6.38)$$

Так как общее усиление представляет собой отношение выходного напряжения к входному, то

$$A_T(s) = \frac{E_o(s)}{E_i(s)}, \quad (6.39)$$

Выходное напряжение каскадной схемы

$$E_0(s) = E_i(s) A_T(s). \quad (6.40)$$

Если входное напряжение, являясь функцией времени, представляет собой единичную ступенчатую функцию

$$e_i(t) = 1 \text{ при всех значениях } t \geq 0, \quad (6.41)$$

то

$$E_i(s) = \frac{1}{s}. \quad (6.42)$$

Поэтому выходное напряжение

$$E_0(s) = \frac{1}{s} A_T(s) \quad (6.43)$$

или

$$E_0(s) = \pm A_r^n \frac{s^{n-1}}{(s + \omega_1)^n}. \quad (6.44)$$

Выходное напряжение как функция времени представляет собой обратное преобразование Лапласа для функции $E_0(s)$. Его можно вычислить, частично разложив на дроби уравнение 6.44 или пользуясь таблицами преобразования функций. Независимо от применяемого метода результат можно выразить следующим образом:

$$e_0(t) = \pm A_r^n e^{-\omega_1 t} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{(n-1)! (-\omega_1)^k}{(n-1-k)! (k!)^2} t^k. \quad (6.45)$$

Это общее уравнение легко решить для нескольких специальных случаев, выбирая различные значения n . Так, например, при $n = 1$

$$e_0(t) = -A_r e^{-\omega_1 t}, \quad (6.46)$$

при $n = 2$

$$e_0(t) = A_r^2 e^{-\omega_1 t} (1 - \omega_1 t), \quad (6.47)$$

при $n = 3$

$$e_0(t) = -A_r^3 e^{-\omega_1 t} \left(1 - 2\omega_1 t + \frac{\omega_1^2 t^2}{4} \right), \quad (6.48)$$

при $n = 4$

$$e_0(t) = A_r^4 e^{-\omega_1 t} \left(1 - 3\omega_1 t + \frac{3\omega_1^2 t^2}{2} - \frac{2\omega_1^3 t^3}{6} \right) \quad (6.49)$$

и т. д. для любого значения n ,

Для определения спада необходимо знать значения начальной крутизны кривых. Продифференцируем $e_0(t)$ относительно t и примем $t=0$. В результате получим:

$$\begin{aligned} \text{при } n = 1 & \\ \text{Крутизна} &= -\omega_1 A_r, \end{aligned} \quad (6.50)$$

$$\begin{aligned} \text{при } n = 2 & \\ \text{Крутизна} &= -2\omega_1 A_r^2, \end{aligned} \quad (6.51)$$

$$\begin{aligned} \text{при } n = 3 & \\ \text{Крутизна} &= -3\omega_1 A_r^3, \end{aligned} \quad (6.52)$$

$$\begin{aligned} \text{при } n = 4 & \\ \text{Крутизна} &= -4\omega_1 A_r^4 \end{aligned} \quad (6.53)$$

и т. д. Методом индукции можно убедиться, что при n каскадах начальная крутизна равна $-\omega_1 A_r^n$. Следовательно, пока величина, обратная общей начальной крутизне, мала по сравнению с длительностью импульса, общий спад в процентах выражается следующими уравнениями:

1) при идентичных каскадах в схеме

$$\text{Общий спад в процентах} = n\omega_1 T, \quad (6.54)$$

где T — длительность импульса;

2) при неидентичных каскадах в схеме

Общий спад в процентах = арифметическая сумма спадов каскадов.

Хотя доказательство этих двух правил проведено для сравнительно простого случая спада, обусловленного только цепью связи, они применимы для всех усилителей с небольшим спадом независимо от причины последнего.

6.5. ФОРМУЛИРОВКА ПРАВИЛ ДЛЯ ВИДЕОУСИЛИТЕЛЕЙ

В предыдущих разделах рассматривались переходные характеристики многокаскадных видеоусилителей. Свойства каскадной схемы были описаны характеристиками отдельных каскадов. Для удобства и обобщения полученных результатов формулируются следующие правила:

Правило 1. Для видеоусилителей без выброса общее время нарастания для схемы, состоящей из n каскадов, с большой степенью точности равно

$$T_R = \sqrt{T_{R_1}^2 + T_{R_2}^2 + T_{R_3}^2 + \dots + T_{R_n}^2}. \quad (6.55)$$

Правило 2. Общее время нарастания для схемы, состоящей из видеоусилителей, при 2% или меньших выбросах для отдельных каскадов определяется уравнением 6.55.

Правило 3. При каскадном соединении n видеокаскадов с выбросами, не превышающими 2%: а) выброс увеличивается приблизительно пропорционально $n^{1/2}$; б) время нарастания увеличивается медленнее, чем $n^{1/2}$.

Правило 4. Если схема не дает выбросов, то минимальное общее время нарастания получается при усилении каждого каскада, равном 1,65.

Правило 5. Общий спад на выходе каскадной видеосхемы приблизительно равен арифметической сумме спадов для каждого каскада при условии, что величина этих спадов мала.

Такие же правила встречаются в литературе.

6.6. АНАЛОГИЯ ДЛЯ ПОЛОСЫ ЧАСТОТ И НИЖНИХ ЧАСТОТ

Во многих электронных системах, применяемых для импульсной передачи, требуется усиление как нижних частот, так и полосы частот. Значит, может потребоваться усиление высокочастотных сигналов, имеющих огибающую импульса, подобную показанной на рис. 6.1. Поэтому система импульсной передачи часто включает

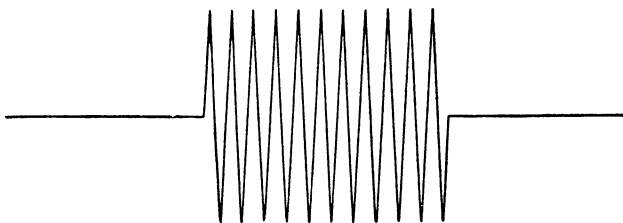


Рис. 6.1. Прямоугольный высокочастотный импульс напряжения

в себя схемы усилителей как нижних частот, так и полосы частот. Типичная блок-схема такой системы показана на рис. 6.2. В этих случаях интерес представляют переходные характеристики полосовых усилителей.

В основном будет рассматриваться реакция полосового усилителя на огибающую высокочастотного импульса — так называемая характеристика огибающей усилителя. Другими словами, свойства полосового усилителя, используемого для импульсной передачи, наиболее часто оцениваются качеством воспроизведения огибающей входного импульса на выходе.

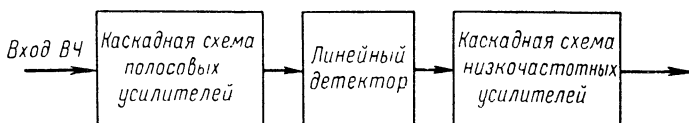


Рис. 6.2. Некоторые составные части импульсной передающей системы

На рис. 6.3 приведена характеристика, соответствующая высоко-частотному импульсу, изображенному на рис. 6.1. В начале и в конце импульса существуют конечное время нарастания и выброс. Влияние выброса на передний и задний фронты импульса различно.

Пусть требуется определить характеристики огибающей полосовых усилителей. Так как огибающая высокочастотного импульса, взятая отдельно, представляет собой видеосигнал, то характеристику огибающей полосового усилителя можно исследовать с помощью переходной характеристики какого-либо видеоусилителя. Другими словами, предполагается, что переходные характеристики видеоусилителя подобны характеристикам огибающей полосового усилителя. Если можно установить такую эквивалентность, то определение характеристики огибающей значительно упрощается, так как переходную характеристику эквивалентного видеоусилителя

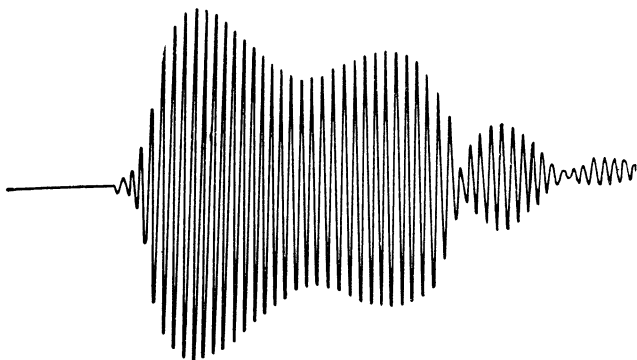


Рис. 6.3. Возможная переходная характеристика полосового усилителя, возбуждаемого прямоугольным высокочастотным импульсом

легко определить по правилам, приведенным в предыдущем разделе.

Можно предложить полезный метод сравнения характеристик и функций усиления типичных полосовых усилителей и усилителей нижних частот. Возьмем, например, характеристики усилителя с реостатной связью и одноконтурного усилителя (рис. 6.4). Полная частотная характеристика усилителя с реостатной связью почти идентична с характеристикой одноконтурного усилителя, если практически можно получить отрицательный частотный диапазон. Однако общая полоса пропускания для усилителя с реостатной связью равна $2\omega_2$, т. е. вдвое шире полосы пропускания полосового усилителя.

Полученное соотношение можно установить по-другому. Характеристика одноконтурного усилителя будет такой же, как и характеристика усилителя с реостатной связью, если среднюю частоту переместить по частотной шкале из точки, соответствующей ω_0 ,

в точку, соответствующую 0. Различие между двумя характеристиками усилителей состоит просто в том, что усилитель с реостатной связью имеет вдвое большую верхнюю критическую частоту.

Поэтому можно построить низкочастотную или видеоаналогию полосового усилителя, добиваясь того, чтобы видеоусилитель имел такую же характеристику, что и полосовой усилитель при перемещении полосовой характеристики по частотной шкале из точки, соответствующей ω_c , в точку, соответствующую нулю. Переходная характеристика такой предполагаемой, полученной в результате синтеза видеоанalogии, верхняя критическая частота которой равна $B/2$, совпадает с характеристикой огибающей реального по-

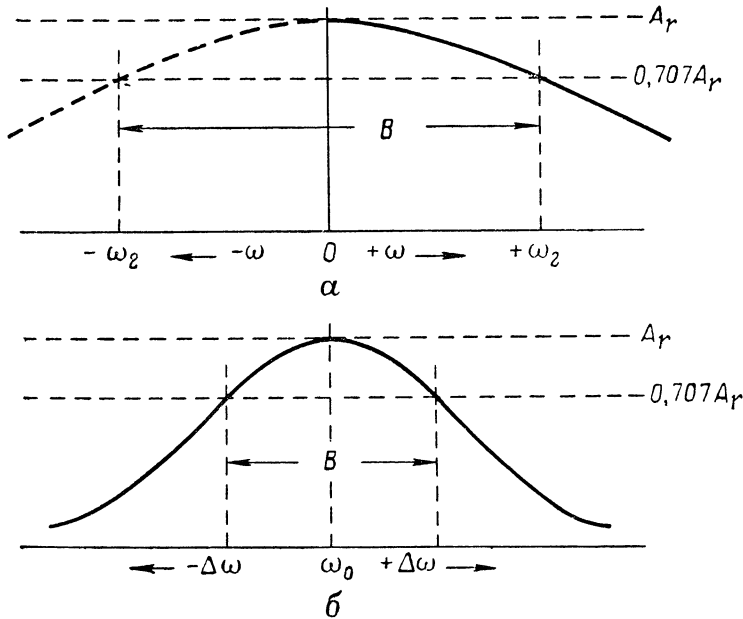


Рис. 6.4. Сравнение характеристик усилителя:

а — характеристика усилителя с реостатной связью; б — характеристика одноконтурного усилителя

лосового усилителя. Мы рассмотрели специальный пример, иллюстрирующий сравнительно общий принцип аналогии для нижних частот и полосы частот.

Метод применения низкочастотной аналогии для полосовой схемы был использован в широких пределах в главе 5 при разработке методики расчета усилителя с взаимно расстроенными контурами.

В разделе 5.7 было показано, что можно построить новую комплексную плоскость, так называемую p -плоскость, в которой одноконтурный усилитель с высоким значением Q характеризуется единственным полюсом. Чтобы этот полюс оказался на указанной пло-

скости, необходимо с помощью конформного преобразования переместить среднюю частоту каскада по частотной шкале из точки, соответствующей ω_c , в точку, соответствующую нулю. Так как для усилителя нижних частот характерен единственный полюс, то p -плоскость дает возможность определить свойства низкочастотной аналогии полосового одноконтурного усилителя. На рис. 6.5 приведены координаты p -плоскости, где $\Delta\omega$ — частотная разность между средней частотой и резонансной частотой каскада, B — полоса пропускания каскада, B_n — общая полоса пропускания.

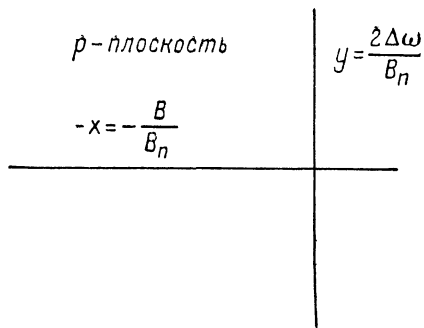


Рис. 6.5. Комплексная p -плоскость. Аналогия пропускания низких частот для s -плоскости

Так как распределение полюсов на p -плоскости определяет низкочастотную аналогию данного полосового усилителя, то переходная характеристика видеоанalogии будет в точности такой же, как и характеристика огибающей полосового усилителя. Если он представляет собой одноконтурный усилительный каскад с высоким значением Q , то будет существовать один полюс на отрицательной вещественной оси p -плоскости. Следовательно, переходная характеристика видеоанalogии выражается одной экспонентой. Такова же характеристика огибающей. Время нарастания, определяемое по характеристике видеоанalogии, будет представлять собой время нарастания огибающей высокочастотного импульса.

6.7. СИНХРОННЫЕ ОДНОКОНТУРНЫЕ КАСКАДЫ

В главе 4 были определены полюса функций усиления различных типов усилителей и их положение в комплексной s -плоскости. Координаты σ и ω этой плоскости имеют размерности частоты или величины, обратной времени.

Рассмотрим полюс, расположенный на s -плоскости в некоторой точке, например — a (рис. 6.6). Этот полюс определяется из функции, имеющей общий вид

$$F(s) = K \frac{1}{s + a}. \quad (6.56)$$

Обратное преобразование этой функции определяется выражением

$$f(t) = Ke^{-at}. \quad (6.57)$$

Так как a имеет размерность величины, обратной времени, то

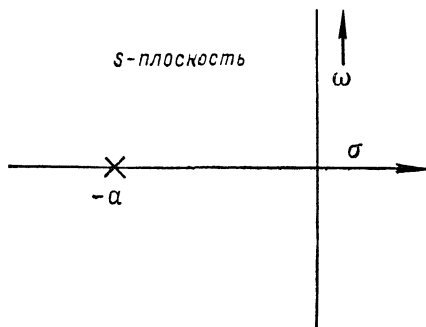


Рис. 6.6. Координаты s -плоскости, отложенные в единицах $1/\text{время}$

at — безразмерная величина. Это — необходимое условие, так как экспонента e должна быть безразмерной.

Рассмотрим теперь p -плоскость, причем для сравнения будем иметь в виду свойства s -плоскости. Координаты p -плоскости нормированы путем деления на $B_n/2$. Следовательно, они представляют собой отвлеченные числа. В результате обратное преобразование Лапласа для функции p будет включать нормированное время $B_n t/2$.

Предположим, например, что полюс расположен в точке $-b$ на p -плоскости (рис. 6.7). Такой полюс можно получить из функции

$$F(p) = K \frac{1}{p + b}. \quad (6.58)$$

Обратное преобразование этой функции определяется выражением

$$f\left(\frac{B_n t}{2}\right) = K e^{-b B_n t/2}. \quad (6.59)$$

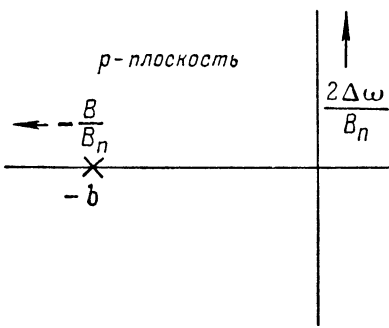


Рис. 6.7. Координаты p -плоскости, представленные безразмерными величинами

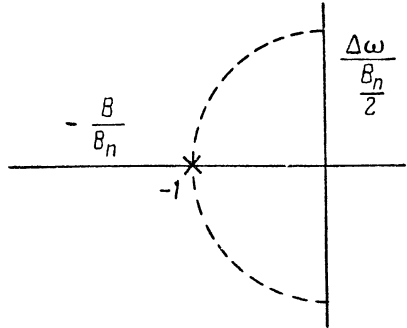


Рис. 6.8. Полюса усилителя с максимально плоской характеристикой, $n = 1$ (в p -плоскости)

Поскольку b — безразмерная величина, так же как и произведение $B_n t/2$, то и вся экспонента безразмерная. Все выводы математически правильны и аналогичны результатам, полученным при рассмотрении s -плоскости.

Полученные результаты можно теперь использовать для определения характеристики огибающей полосовых усилителей. В разделе 5.10 было показано, что все полюса усилителя на взаимно расстроенных контурах с максимально плоской характеристикой попадают на периферию единичной окружности в левой половине комплексной p -плоскости. Были определены полюсные углы относительно отрицательной вещественной оси. Если необходимо исследовать однокаскадный одноконтурный усилитель, то можно считать, что схема из взаимно расстроенных каскадов имеет один каскад с полюсом на p -плоскости (рис. 6.8). Следовательно, $p = -1$. Этот полюс можно получить из функции

$$A(p) = -A_r \frac{1}{p + 1}, \quad (6.60)$$

представляющей собой функцию усиления низкочастотной видеоаналогии полосового усилителя. Таким образом, переходная характеристика, вычисленная на основе этой функции, получается такой же, как и характеристика огибающей одноконтурного усилителя.

Переходную характеристику видеоаналогии легко определить, так как

$$A(p) = \frac{E_0(p)}{E_i(p)} \quad (6.61)$$

или

$$E_0(p) = E_i(p) A(p). \quad (6.62)$$

Если огибающая входного напряжения резонансного усилителя представляет собой единичную высокочастотную ступенчатую функцию, подобно приведенной на рис. 6.1, то огибающая входного напряжения

$$e_i\left(\frac{B_n t}{2}\right) = 1 \text{ при всех значениях } \frac{B_n t}{2} \geq 0. \quad (6.63)$$

Поэтому преобразование Лапласа для огибающей входного напряжения составляет

$$L\left[e_i\left(\frac{B_n t}{2}\right)\right] = \frac{1}{p},$$

а выходное напряжение равно

$$E_0(p) = \frac{1}{p} A(p) = -A_r \frac{1}{p(p+1)}. \quad (6.64)$$

Тогда обратное преобразование огибающей выходного напряжения, или переходная характеристика, для видеоаналогии определяется выражением

$$e_0\left(\frac{B_n t}{2}\right) = -A_r (1 - e^{-B_n t/2}), \quad (6.65)$$

где B_n — общая полоса пропускания, равная полосе пропускания каскада B .

Следовательно,

$$e_0\left(\frac{Bt}{2}\right) = -A_r (1 - e^{-Bt/2}). \quad (6.66)$$

График, соответствующий этому уравнению, приведен на рис. 6.9. Если на основании этой кривой определить время нарастания от 10 до 90 %, то получим

$$T_R = \frac{4,4}{B} = 4,4RC_T. \quad (6.67)$$

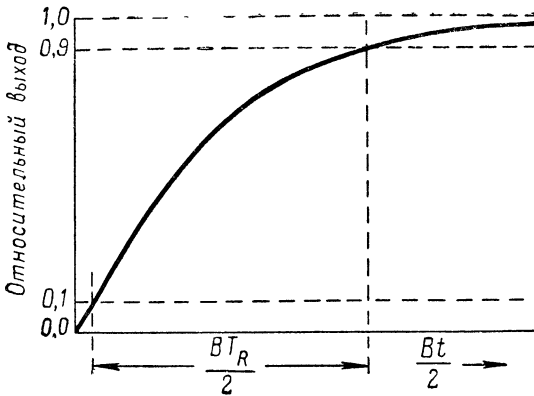


Рис. 6.9. Характеристика огибающей одноконтурного усилителя

турного усилителя не дает выброса. Следовательно, при соединении в схему идентичных одноконтурных каскадов с целью образования усилителя с синхронной настройкой общее время нарастания можно определить по правилу 1. Так, если T_R — общее время нарастания огибающей, T_{R_s} — время нарастания огибающей для одного каскада, равное $4,4RC_T$, n — число каскадов, то

$$T_R = T_{R_s} n^{1/2}. \quad (6.69)$$

6.8. ПАРЫ ВЗАИМНО РАССТРОЕННЫХ КАСКАДОВ

Полюса пары взаимно расстроенных каскадов с максимально плоской характеристикой располагаются на комплексной p -плоскости (рис. 6.10). Справедливость такого распределения была доказана в разделе 5.10. Двумя полюсами являются

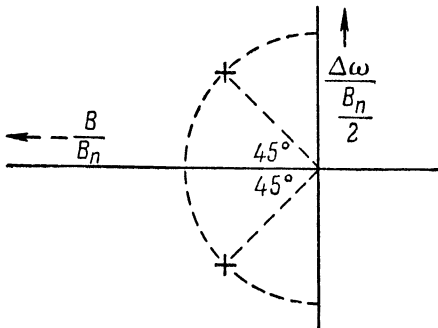


Рис. 6.10. Полюса в p -плоскости для пары взаимно расстроенных каскадов с максимально плоской характеристикой

Выше было показано, что время нарастания реального видеоусилителя с реостатной связью равно

$$T_R = 2,2RC_T. \quad (6.68)$$

Очевидно, время нарастания огибающей полосового усилителя равно удвоенному времени нарастания видеоусилителя с теми же значениями R и C_T .

На рис. 6.9 показано, что характеристика огибающей одноконтурного усилителя

$$p_1 = -0,71 + j0,71;$$

$$p_2 = -0,71 - j0,71$$

или, в обобщенном выражении,

$$P_m = -x_m \pm jy_m. \quad (6.70)$$

Эти два полюса определяют функцию и усиление низкочастотной видеоаналогии пары взаимно расстроенных каскадов с максимально плоской характеристикой. Переходная характеристика этой аналогии такая же, как и характеристика

оггибающей пары Так как видеоаналогия имеет сопряженные полюса на p -плоскости, то ее характеристика получается колебательной и имеет выброс. Группируя множители, входящие в выражения для полюсов, получим функцию усиления видеоаналогии:

$$A(p) = -A_r \frac{1_r}{(p + p_1)(p + p_2)} = \\ = -A_r \frac{1}{(p + x_m - jy_m)(p + x_m + jy_m)}, \quad (6.71)$$

или

$$A(p) = -A_r \frac{1}{(p + x_m)^2 + y_m^2}. \quad (6.72)$$

Метод, указанный в предыдущем разделе, можно использовать для определения переходной характеристики видеоаналогии. Если огибающая входного сигнала усилителя на расстроенных контурах представляет собой единую ступенчатую функцию, то

$$e_i\left(\frac{B_n t}{2}\right) = 1 \text{ при всех значениях } \frac{B_n t}{2} \geq 0. \quad (6.73)$$

Преобразование Лапласа для входного напряжения имеет вид

$$E_i(p) = L\left[e_i\left(\frac{B_n t}{2}\right)\right] = \frac{1}{p}. \quad (6.74)$$

Следовательно, выходное напряжение видеоаналогии

$$E_0(p) = E_i(p) A(p) = \frac{1}{p} A(p) \quad (6.75)$$

или

$$E_0(p) = -A_r \frac{1}{[(p + x_m)^2 + y_m^2] p}. \quad (6.76)$$

Характеристика огибающей представляет собой обратное преобразование уравнения 6.76. В этом можно убедиться, разложив уравнение в ряд на простейшие дроби. В результате получим

$$e_0\left(\frac{B_n t}{2}\right) = -A_r \left[\frac{1}{|p_m|^2} + \frac{1}{|p_m| y_m} e^{-x_m B_n t/2} \sin\left(\frac{y_m B_n t}{2} - \psi\right) \right], \quad (6.77)$$

где

$$\psi = \arctg \frac{y_m}{-x_m}; \quad (6.78)$$

$$|p_m|^2 = x_m^2 + y_m^2. \quad (6.79)$$

Хотя желательно вычислить окончательное значение времени нарастания, однако сейчас наиболее важно определить величину вы-

броса в характеристике огибающей, так как это обуславливает способ вычисления общего времени нарастания схемы, состоящей из пар взаимно расстроенных каскадов. Для пары взаимно расстроенных каскадов этот расчет относительно прост. Выброс определяется как разность между максимальным значением выходного напряжения и его окончательным значением. Поэтому прежде всего надо найти это значение, что легко сделать стандартными методами исчисления. Нужно просто продифференцировать $e_0(B_n t/2)$ относительно $B_n t/2$, приравнять результат нулю и решить уравнение относительно $B_n t/2$. Расчет можно немного упростить, если ввести параметр t' взамен величины $B_n t/2$.

Выходное напряжение видеоаналогии

$$e_0(t') = -A_r \left[\frac{1}{|p_m|^2} + \frac{1}{|p_m| y_m} e^{-x_m t'} \sin(y_m t' - \psi) \right]. \quad (6.80)$$

Поэтому

$$\frac{de_0(t')}{dt'} = -A_r \left\{ \frac{1}{|p_m| y_m} e^{-x_m t'} [y_m \cdot \cos(y_m t' - \psi) - x_m \cdot \sin(y_m t' - \psi)] \right\}. \quad (6.81)$$

Производная будет равна нулю, а функция будет максимальной или минимальной, когда

$$y_m \cos(y_m t' - \psi) = x_m \sin(y_m t' - \psi) \quad (6.82)$$

или, при перестановке членов, когда

$$\operatorname{tg}(y_m t' - \psi) = \frac{y_m}{x_m}. \quad (6.83)$$

В другой форме это уравнение можно выразить следующим образом:

$$y_m t' = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{y_m}{x_m} + \psi. \quad (6.84)$$

Однако выше было показано, что

$$\psi = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{y_m}{-x_m}. \quad (6.85)$$

Поэтому

$$y_m t' = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{y_m}{x_m} + \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{y_m}{-x_m} = \pi. \quad (6.86)$$

Следовательно, момент времени, в который характеристика видеоаналогии достигает максимума, равен

$$t' = \frac{\pi}{y_m}. \quad (6.87)$$

Теперь относительно легко определить выброс, так как окончательное значение $e_0(t')$ равно $A_r/|p_m|^2$. Таким образом, подставив значение t' из уравнения 6.87, легко определить выброс:

$$\begin{aligned} \gamma &= \text{выброс} = \\ &= \frac{\text{второй член уравнения 6.80}}{\text{первый член уравнения 6.80}} \Big|_{t'=\pi/y_m}. \end{aligned} \quad (6.88)$$

Отсюда

$$\% \gamma = \frac{p_m}{y_m} e^{-x_m/y_m} \sin(\pi - \psi) \times 100\% = \quad (6.89)$$

$$= \frac{p_m}{y_m} e^{-x_m\pi/y_m} \sin \psi \times 100\%. \quad (6.90)$$

Полюса пары взаимно расстроенных каскадов с максимально плоской характеристикой были приведены в начале этого раздела: $p_m = -0,71 \pm j0,71$, так что

$$x_m = 0,71; \quad y_m = 0,71; \quad p_m = 1,0.$$

Поэтому выброс, определенный из уравнения 6.90, равен

$$\% \gamma = (e^{-\pi}) 100\% = 4,3\%. \quad (6.91)$$

Так как выброс превышает 2%, то время нарастания каскадной схемы не складывается из элементов в соответствии с простым соотношением, определяемым правилами 1 и 2 (раздел 6.2). Вместо них нужно пользоваться правилом 3. Согласно этому правилу выброс схемы, состоящей из пар взаимно расстроенных каскадов с максимально плоской характеристикой, будет увеличиваться приблизительно пропорционально $m^{1/2}$, где m — число пар взаимно расстроенных каскадов, т. е.

$$\text{Общий выброс} = 4,3 m^{1/2}\%. \quad (6.92)$$

Так, например, если в схему соединены четыре пары взаимно расстроенных каскадов, то общий выброс в соответствии с этой формулой приблизительно равен 8,6%. Это довольно точно согласуется с величиной 8,4%, полученной из реальной характеристики.

Если построить график уравнения 6.80 для характеристики огибающей, то получим для времени нарастания от 10 до 90% величину

$$T_R = \frac{4,34}{B_n}. \quad (6.93)$$

Следуя далее правилу 3, можно убедиться в том, что общее время нарастания схемы, состоящей из пар взаимно расстроенных каскадов с максимально плоской характеристикой, будет увеличиваться значительно медленнее, чем выброс. Согласно данным, полученным

другими авторами, общее время нарастания увеличивается меньше чем на 15%, когда число пар взаимно расстроенных каскадов в схеме увеличивается от 1 до 6.

Влияние избыточной расстройки пары взаимно расстроенных каскадов можно определить из уравнения для выброса 6.90. Пара с избыточной расстройкой, отрегулированная для получения функции усиления с равной пульсацией, имеет полюса в p -плоскости:

$$p_m = -0,71 \operatorname{th} \alpha \pm j0,71,$$

где α контролируется величиной пульсации.

Отсюда

$$\begin{aligned} x_m &= 0,71 \operatorname{th} \alpha; \quad y_m = 0,71; \quad p_m = 0,71 (1 + \operatorname{th}^2 \alpha)^{1/2}; \quad \psi = \\ &= \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{1}{\operatorname{th} \alpha}. \end{aligned}$$

Следовательно, подстановка в формулу для выброса дает

$$\% \gamma = (1 + \operatorname{th}^2 \alpha)^{1/2} e^{-\pi \operatorname{th} \alpha} \sin \left(\operatorname{arc} \frac{1}{\operatorname{th} \alpha} \right) 100\%, \quad (6.94)$$

где

$$\alpha = \frac{1}{2} \operatorname{arc} \operatorname{sh} e^{-\frac{1}{2}}. \quad (6.95)$$

Значение e в последнем уравнении контролируется пульсацией, как указано в главе 5.

Если $\alpha = 0,589$, то выброс получается равным 18,9%. Таким образом, в общем случае выброс усилителя с избыточной расстройкой будет больше выброса усилителя на расстроенных контурах с максимально плоской характеристикой.

6.9. ХАРАКТЕРИСТИКА ОГИБАЮЩЕЙ. ВЫВОДЫ

Характеристика огибающей полосовых усилителей рассматривалась только для трех относительно простых случаев:

- 1) синхронной настройки одноконтурных каскадов;
- 2) пар взаимно расстроенных каскадов с максимально плоской характеристикой;
- 3) пар с избыточной расстройкой и равной пульсацией.

Однако были освещены наиболее важные вопросы. Так, например, было показано, что время нарастания одноконтурного усилителя равно $4,4/B$ при нулевом выбросе, в то время как пара взаимно расстроенных каскадов имеет выброс 4,3% при времени нарастания $4,34/B_n$.

Для сравнения двух случаев рассмотрим пару взаимно расстроенных каскадов и два каскада с синхронной настройкой. Для

двух синхронных каскадов выброс остается равным нулю, но время нарастания увеличивается до значения $6,2/B$, где B — ширина полосы каскада. Так как

$$B_n = B(2^{1/2} - 1)^{1/2} \approx 0,64B, \quad (6.96)$$

то время нарастания двухкаскадной схемы приблизительно равно $3,96/B_n$. Эта цифра сравнима со значением $4,34/B_n$ для пары взаимно расстроенных каскадов.

Рассмотрим теперь общее усиление двух усилительных схем:

$$A_T (\text{пара взаимно расстроенных каскадов}) = \left(\frac{F_a}{B_n}\right)^2, \quad (6.97)$$

$$A_T (\text{пара с синхронной настройкой}) = \left(\frac{0,64F_a}{B_n}\right)^2. \quad (6.98)$$

Поэтому отношения усиления к времени нарастания составляют

$$\begin{aligned} f_a (\text{пара взаимно расстроенных каскадов}) &= \\ &= 0,231 \frac{F_a^2}{B_n}, \end{aligned} \quad (6.99)$$

$$\begin{aligned} f_a (\text{пара с синхронной настройкой}) &= \\ &= 0,104 \frac{F_a^2}{B_n}. \end{aligned} \quad (6.100)$$

Отношение усиления к времени нарастания для пары взаимно расстроенных каскадов с максимально плоской характеристикой более чем в два раза превышает отношение для пары с синхронной настройкой, имеющей те же значения показателя качества F_a и общей полосы пропускания. Таким образом, можно добиться меньшего времени нарастания при данном усилении, применяя пару взаимно расстроенных каскадов, если при этом допустим выброс в 4,3%.

Большой выброс для пары с избыточной расстройкой нежелателен. Однако при правильном выборе величины пульсации от пары с избыточной расстройкой можно добиться лучшего значения усиления, чем от тройки взаимно расстроенных каскадов, при одинаковых значениях времени нарастания и выброса.

Теперь должно быть ясно, что выбор возможно лучшего усилителя, имеющего требуемые значения усиления, времени нарастания и выброса, — очень трудное дело.

Характеристики огибающей любого вида групп из n взаимно расстроенных каскадов более сложны, чем пары взаимно расстроенных каскадов, и определить их относительно трудно. Трудность заключается не в теории, а в самой технике расчета характеристики огибающей. Характеристика плоской вершины совсем не была исследована, так как влияние конденсатора связи обычно не

имеет значения в полосовых усилителях. Это справедливо также и в отношении дегенеративных эффектов, хотя в данном случае возникают некоторые специальные проблемы.

6.10. ПЕРЕХОДНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАСПРЕДЕЛЕННОГО УСИЛИТЕЛЯ

Общая теория распределенного усилителя и его частотная характеристика в установившемся режиме были рассмотрены в главе 5. Было выведено уравнение для усиления по напряжению однокаскадного распределенного усилителя

$$A = \frac{ng_m}{2} (Z_{0p} Z_{0g})^{1/2}. \quad (6.101)$$

Это уравнение довольно общее, так как характер частоты не был определен. Характеристические полные сопротивления определяются выражением

$$Z_0 = \sqrt{\frac{Z_1 Z_2}{1 + Z_1/4Z_2}}. \quad (6.102)$$

Значения этих полных сопротивлений в распределенном усилителе легко определяются из рис. 5.28 и 5.29. После подстановки соответствующих значений получается

$$Z_{0p} = R_p \frac{\omega_c}{\sqrt{s^2 + \omega_c^2}}; \quad (6.103)$$

$$Z_{0g} = R_g \frac{\omega_c}{\sqrt{s^2 + \omega_c^2}}, \quad (6.104)$$

где ω_c , R_p и R_g были определены в главе 5.

Подставив эти уравнения в уравнение 6.101, получим результирующее выражение для усиления по напряжению:

$$A(s) = \frac{ng_m}{2} \sqrt{R_p R_g} \frac{\omega_c}{\sqrt{s^2 + \omega_c^2}} \quad (6.105)$$

или

$$A(s) = A_r \frac{\omega_c}{\sqrt{s^2 + \omega_c^2}}. \quad (6.106)$$

До определения времени нарастания и выброса усилителя необходимо вычислить выходное напряжение как функцию времени. Так как $E_0(s) = E_i(s) A(s)$, то преобразование реакции на входную единичную ступенчатую функцию будет иметь вид

$$E_0(s) = \frac{1}{s} A(s) = A_r \frac{\omega_c}{s(s^2 + \omega_c^2)^{1/2}}. \quad (6.107)$$

Это выражение невозможно разложить на простейшие дроби, так как существует бесконечное количество полюсов вследствие иррациональности дроби. Проще воспользоваться теоремой из основной теории преобразования Лапласа. Согласно этой теореме

$$L^{-1}\left(\frac{1}{s} F(s)\right) = \int_0^t f(t) dt, \quad (6.108)$$

где

$$f(t) = L^{-1}[F(s)]. \quad (6.109)$$

Поэтому будем считать, что в уравнении 6.107

$$F(s) = \frac{1}{(s^2 + \omega_c^2)^{1/2}}. \quad (6.110)$$

Обратное преобразование этой функции можно найти в таблицах преобразования функций. Вид его следующий:

$$f(t) = L^{-1}[F(s)] = J_0(\omega_c t), \quad (6.111)$$

где $J_0(\omega_c t)$ — бesselева функция 1-го рода нулевого порядка.

Поэтому выходное напряжение

$$e_0(t) = \omega_c A_r \int_0^t J_0(\omega_c t) dt. \quad (6.112)$$

Бесселеву функцию можно выразить бесконечным рядом

$$J_0(\omega_c t) = 1 - \frac{(\omega_c t)^2}{2^2} + \frac{(\omega_c t)^4}{2^2 \cdot 4^2} - \frac{(\omega_c t)^6}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2} + \dots \quad (6.113)$$

Для определения выходного напряжения проинтегрируем почленно это уравнение и умножим его на $\omega_c A_r$. Тогда переходная характеристика выразится уравнением

$$e_0(t) = A_r \left[\omega_c t - \frac{(\omega_c t)^3}{12} + \frac{(\omega_c t)^5}{320} - \frac{(\omega_c t)^7}{16128} + \dots \right]. \quad (6.114)$$

Для определения выброса необходимо установить момент времени, в который наступает первый максимум напряжения. Это нетрудно сделать — нужно только продифференцировать выходное напряжение, приравнять полученный результат нулю и решить уравнение относительно t . Так как производная выходного напряжения составляет

$$\frac{de_0(t)}{dt} = \omega_c A_r J_0(\omega_c t), \quad (6.115)$$

то довольно просто найти значение $\omega_c t$, при котором производная равна нулю. В некоторых работах приводятся таблицы нулей

$J_0(\omega_c t)$. Из них найдем, что первый нуль получается, когда $\omega_c t = 2,405$. Подставив это значение в уравнение 6.114 для $e_0(t)$, получим

$$e_0(t)_{\text{макс}} = 1,47 A_r. \quad (6.116)$$

Для определения выброса необходимо знать окончательное значение $e_0(t)$. Его можно определить следующим образом:

$$e_0(t) = \omega_c A_r \int_0^{\infty} J_0(\omega_c t) dt = \text{окончательное значение}$$

при $t = \infty = A_r \int_0^{\infty} J_0(\omega_c t) d(\omega_c t).$ (6.117)

Мы получили интеграл, равный 1. Поэтому выброс равен

$$\% \gamma = \frac{\text{Максимальное значение} - \text{минимальное значение}}{\text{Окончательное значение}} \times 100\% = 47\%.$$

Такой большой выброс чрезвычайно нежелателен, и в реальных цепях он уменьшается до практических пределов несколькими методами. Задача тесно связана с быстрым увеличением усиления вблизи предельной частоты ω_c . Улучшение выброса достигается также устранением этой неблагоприятной характеристики в установленном режиме.

Интересно отметить, что полученный 47% выброс не зависит от значения ω_c .

ЗАДАЧИ

6.1 Рассчитать усилитель из одноконтурных каскадов с синхронной настройкой на частоте 30 МГц, дающий общее усиление 35 лоджитов напряжения на средней частоте. Применяются лампы 6АК5 со значением $g_m = 4500$ мкмо, общие межкаскадные емкости составляют 12 пф. Определить минимально возможное время нарастания огибающей. Определить число каскадов, требуемое для получения минимального времени нарастания огибающей.

6.2 Число каскадов, требуемое для получения минимального времени нарастания в задаче 6.1, чрезмерно. Для уменьшения веса, размеров, рассеяния тепла и т. п. можно использовать не более 7 ламп, при этом усиление должно составлять 35 лоджитов напряжения. Определить возможное время нарастания огибающей.

6.3. Время нарастания характеристики усилителя в задаче 6.2 оказывается слишком большим. Решено, что оно не должно превышать 0,08 мксек. Определить результирующее общее усиление на средней частоте и сравнить его с номинальным значением.

6.4. Из предыдущих расчетов ясно, что требуемые значения усиления и времени нарастания не могут быть получены при использовании только 7 ламп 6АК5, соединенных синхронно. Нужен еще один каскад, хотя это требует переделки шасси. Можно ли при этом получить 35 лоджитов напряжения и 0,08 мксек?

6.5. Если при любых обстоятельствах разрешено использовать только 7 ламп, как увеличится значение g_m лампы, требуемое для удовлетворения техническим условиям? Пусть минимальное значение межкаскадной шунтирующей емкости

равно 12 *нф*. Как увеличить значения g_m ламп 6АК5? Какая при этом возникает опасность и какие необходимы предосторожности?

6.6. Для применения лабораторного осциллографа в системе отклонения требуется видеоусилитель быстрого действия с высоким усилением. Применяются лампы 6АК5 с $g_m = 4500$ *мкмо* и $C_T = 11$ *нф*. Требуется общее усиление в 25 лоджитов напряжения. Определить общее время нарастания, применяя двухкаскадную схему, состоящую из идентичных:

- а) усилителей с реостатной связью;
- б) усилителей с параллельной коррекцией при $m = 0,25$;
- в) усилителей с параллельной коррекцией при $m = 0,3$;
- г) усилителей с параллельной коррекцией при $m = 0,50$;
- д) усилителей с последовательной коррекцией при $K = 0,50$.

Определить для этих случаев величину выброса и дать критическую оценку для пяти случаев.

6.7. Необходимо спроектировать радиолокационный приемник для работы на промежуточной частоте 60 *Мгц*. Приемник должен удовлетворять следующим требованиям: напряжение входного сигнала 10 *мкв*, амплитуда выходного сигнала для электронно-лучевой трубки (макс.) 10 *в*, точность измерения дальности ± 50 футов (15,24 *м*), 1 *миле* (1,6 *км*) соответствует 10,73 *мксек*. Передаточная функция напряжения детектора E (видео)/ E (п. ч.) составляет 0,8, а характеристики времени нарастания такие же, как и для усилителя с реостатной связью. Пусть в усилителе промежуточной частоты используются лампы 6АК5, а в видеокаскадах — лампы 6АС7 и 6АГ7. В усилителе промежуточной частоты применена синхронная настройка одноконтурных каскадов, а детекторная и видеосекция состоят из идентичных каскадов с реостатной связью. Все каскады имеют одинаковое время нарастания. Параметры ламп следующие:

Лампа	g_m (<i>мкмо</i>)	C_T (<i>нф</i>)
6АК5	4500	12
6АС7	8000	25
6АГ7	3700	25

- а) Определить число каскадов, следующих за смесителем.
 - б) Сформулировать общие требования, исходя из требований к отдельным каскадам.
 - в) Какова реальность выполнения системы?
 - г) Устойчива ли система или на нее влияет смена ламп?
 - д) Показать характер требуемых изменений, если необходимо увеличить чувствительность приемника или получить большую точность определения дальности.
-

Г Л А В А 7

ЦЕПИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

В главе 3 было показано, что общее уравнение усиления по напряжению любого лампового усилителя класса А имеет вид

$$A = \pm g'_m Z_m,$$

где g'_m — эффективная крутизна лампы;

Z_m — полное сопротивление контура в эквивалентной схеме анодной цепи.

Как g'_m , так и Z_m зависят от свойств лампы. Это обстоятельство — неблагоприятное, поскольку такие параметры лампы, как r_p , g_m и межэлектродные емкости, изменяются от лампы к лампе, от одного раза к другому и обычно подвержены влиянию окружающих условий и поляризующих потенциалов. В результате характеристики усилителя изменяются под влиянием большого количества факторов, почти не поддающихся контролю. Это усложняет расчет схемы. Однако действие некоторых факторов можно свести к минимуму, если небольшую долю выходного сигнала усилителя подать обратно на вход. Этот процесс называется обратной связью. В настоящей главе кратко рассмотрены общие вопросы обратной связи. Более детальный анализ можно найти в курсах по сервомеханизмам.

Стабилизация усиления — не единственное преимущество обратной связи. Так, в главе 11 показано, что в цепях с большими сигналами, например в усилителях мощности класса А, возникают нелинейные или гармонические искажения вследствие перемещения рабочей точки лампы по нелинейной части характеристики. Ниже будет показано, что при помощи обратной связи можно уменьшить эти искажения.

Будет также показано, что обратную связь можно использовать для уменьшения шумов в цепи, для улучшения частотных характеристик и для других целей.

Мы рассматривали случаи преднамеренного введения обратной связи, используемой для достижения определенных преимуществ в работе схемы. Однако в электронных цепях почти всегда возникает обратная связь по случайным причинам. Она может суще-

ствиться через межэлектродные емкости, общее сопротивление в цепи источника питания или паразитные электрические и магнитные поля. Поэтому очень важно уяснить себе общие характеристики и действие обратной связи, разработать методику аналитического и экспериментального исследования специфических вопросов, связанных с обратной связью.

7.1. ОБЩЕЕ УРАВНЕНИЕ УСИЛЕНИЯ. СЛУЧАЙ ОДНОЙ ЗАМКНУТОЙ ПЕТЛИ

Для обычного усилителя напряжения общее усиление напряжения каскадной схемы определяется выражением

$$A_0 = \frac{\text{Выходное напряжение усилителя}}{\text{Входное напряжение усилителя}} = \frac{E_o}{E_i}. \quad (7.1)$$

Это отношение, или передаточная функция напряжения, обычно зависит от частоты и может быть выражено через нее:

$$A_0(s) = \frac{E_o(s)}{E_i(s)}. \quad (7.2)$$

Соответствующие обозначения приведены на рис. 7.1, а.

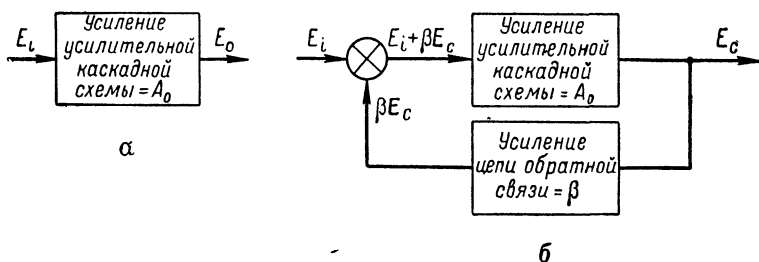


Рис. 7.1. Определение составных частей:
а — основной усилитель; б — усилитель с обратной связью

Рассмотрим теперь рис. 7.1, б. Здесь использована основная усилительная схема, но выходное напряжение подается обратно к входной цепи через цепь обратной связи. Эта цепь имеет передаточную функцию напряжения, обозначенную β . Поэтому напряжение, подаваемое обратно на вход, равно βE_c .

Используемое на рис. 7.1, б обозначение — кружок с крестиком — указывает на применение дополнительного устройства. Выходной сигнал дополнительного устройства представляет собой сумму входных сигналов, обозначенных стрелками. Таким образом, входной сигнал усилителя, изображенного на рис. 7.1, б, составляет $E_i + \beta E_c$.

Общее уравнение усиления усилителя с обратной связью, показанного на рис. 7.1, б, составляет

$$A_e = \frac{\text{Выходное напряжение системы}}{\text{Входное напряжение системы}} = \frac{E_c}{E_i}. \quad (7.3)$$

Новое значение выходного напряжения E_c определяется легко, так как A_0 — усиление основного усилителя, или

$$A_0 = \frac{E_c}{E_i + \beta E_c}. \quad (7.4)$$

Решим это уравнение относительно E_c :

$$E_c = \frac{A_0}{1 - \beta A_0} E_i. \quad (7.5)$$

В результате общее усиление системы с обратной связью

$$A_c = \frac{A_0}{1 - \beta A_0}, \quad (7.6)$$

где A_0 — передаточная функция напряжения основного усилителя;
 β — передаточная функция напряжения цепи обратной связи;
 βA_0 — коэффициент обратной связи.

Это уравнение можно выразить через комплексную частоту:

$$A_c(s) = \frac{A_0(s)}{1 - \beta(s) A_0(s)}. \quad (7.7)$$

Мы получили основное и важнейшее соотношение теории электронных цепей.

Система обратной связи, показанная на рис. 7.1, б, называется системой с замкнутой петлей, так как в данном случае имеется замкнутый путь для передачи сигнала. Так как путь для обратной связи здесь единственный, то это — система с одной замкнутой петлей. Общеупотребительны также системы с многократными петлями.

Система, в которой не применяется обратная связь, называется системой с разомкнутой петлей, так как в ней нет замкнутого пути для передачи сигнала. Для удобства обозначения все величины, характеризующие систему с разомкнутой петлей, снабжаются индексом 0. Величины, характеризующие системы с замкнутой петлей, снабжены индексом c .

Из уравнения 7.7 ясно, что общая передаточная функция напряжения системы с замкнутой петлей определяется характером передаточной функции разомкнутой петли и передаточной функции цепи обратной связи. Как β , так и A_0 обычно зависят от частоты. Поэтому общая функция усиления также зависит от частоты.

Из-за обратной связи математическая форма выражения функций усиления усилителя с обратной связью отличается от формы выражения для усилителя с разомкнутой петлей. Это означает, что два усилителя будут иметь различные полюса и нули в s -плоскости, но трудно сказать что-либо об их новом положении. Более того, масштабный коэффициент или усиление обычно изменяется. Если масштабный коэффициент уменьшается, то это указывает на наличие отрицательной обратной связи. Наоборот, увеличение масштабного коэффициента обычно свидетельствует о положительной обратной связи.

7.2. ВЛИЯНИЕ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ НА УСИЛЕНИЕ, ИСКАЖЕНИЯ И ШУМЫ

В предыдущем разделе было описано действие положительной и отрицательной обратной связи без определения того, что при этом имеется в виду. Определим эти термины следующим образом. Положительная обратная связь обуславливает получение положительного коэффициента обратной связи $\beta(s)A_0(s)$, а отрицательная обратная связь — отрицательного. Отсюда видно, что усиление усилителя с отрицательной обратной связью меньше, чем усиление усилителя с разомкнутой петлей, независимо от значения s . Это очевидно из следующего уравнения:

$$A_c \text{ (отрицательная обратная связь)} = \frac{A_0(s)}{1 + \beta(s)A_0(s)}.$$

Наоборот, при положительной обратной связи усиление усилителя увеличивается, если $\beta(s)A_0(s)$ меньше единицы. Когда $\beta(s)A_0(s)$ в точности равно $+1$, усиление бесконечно и усилитель становится генератором. Эта схема более подробно рассматривается ниже.

Влияние обратной связи на частотную характеристику усилителя можно определить из нового распределения полюсов и нулей. Отрицательная обратная связь в общем случае увеличивает полосу пропускания усилителя, но это не обязательно улучшает характеристику на обоих концах.

Предположим, что усилитель с разомкнутой петлей вводит нелинейные искажения, как показано схематически на рис. 7.2, а. Нелинейность указывает на то, что общее выходное напряжение усилителя представлено суммой двух составляющих — выходного напряжения сигнала E_0 и напряжения искажений D_0 . Другая форма представления приведена на рис. 7.2, б. Она более полезна.

Рассмотрим теперь случай, когда в схему добавлена одиночная петля для получения отрицательной обратной связи (рис. 7.3). В этом случае

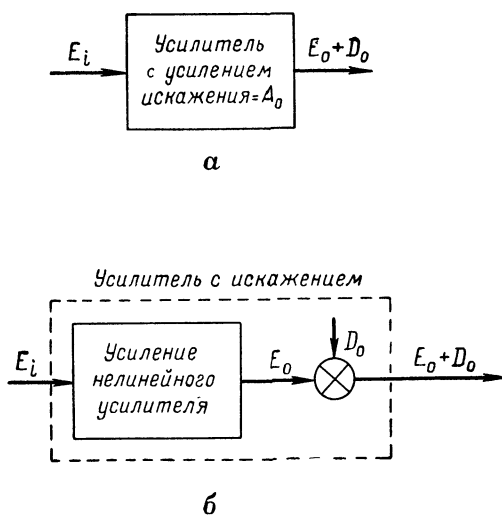


Рис. 7.2. Нелинейные искажения в усилителях:

а — основная терминология в случае нелинейного усилителя; б — другая форма представления нелинейного усилителя

общий выходной искажающий сигнал D_c представляет собой сумму двух входных сигналов: D_0 , характеризующего искажение, вводимое усилителем, и $\beta A_0 D_c$, характеризующего искажение, подаваемое обратно на вход. Таким образом,

$$D_c = D_0 + \beta A_0 D_c,$$

или, переставив члены,

$$D_c = \frac{D_0}{1 - \beta A_0}. \quad (7.8)$$

Следовательно, нелинейное искажение изменяется точно так же, как и общее усиление. В результате отрицательная обратная связь уменьшает нелинейное искажение, а положительная увеличивает.

Так как отрицательная обратная связь уменьшает усиление на такую же величину, на какую уменьшается искажение, то особых преимуществ не получается. Однако нелинейные искажения обычно приобретают очень важное значение лишь в последних каскадах

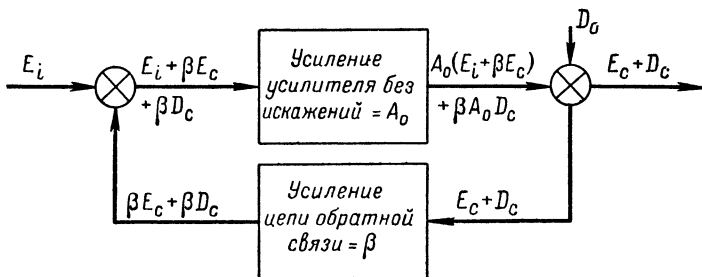


Рис. 7.3. Нелинейные искажения системы с замкнутой петлей

усилительной схемы, где амплитуды сигналов велики и основное значение имеет выходная мощность. В таких каскадах для уменьшения нелинейных искажений можно применить отрицательную обратную связь, а уменьшение усиления может быть компенсировано в предыдущих каскадах, благодаря чему сохранится постоянная выходная мощность.

Шумы, как и нелинейные искажения, в случае применения обратной связи изменяются пропорционально множителю $1/(1 - \beta A_0)$. Это справедливо независимо от характера шумов. Типичный случай показан схематически на рис. 7.4. На нем показаны лишь составляющие напряжения шумов. Напряжения сигнала не показаны, так как в данном случае применим принцип суперпозиции. На рисунке приведены следующие обозначения:

N — входное напряжение шумов;

$N_0 = NA_0$ — выходное напряжение шумов для разомкнутой петли;

N_c — выходное напряжение шумов для замкнутой петли.

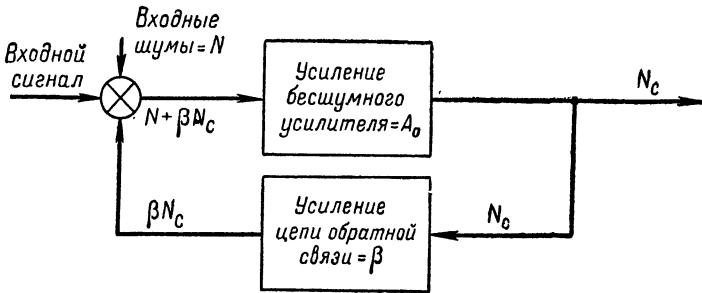


Рис. 7.4. Шумы усилителя с обратной связью

Как видно из рис. 7.4,

$$N_c = N_0 + \beta N_c = NA_0 + \beta A_0 N_c,$$

или

$$N_c = N_0 + \beta A_0 N_c.$$

Поэтому выходное напряжение шумов для замкнутой петли

$$N_c = \frac{N_0}{1 - \beta A_0}. \quad (7.9)$$

7.3. СОЕДИНЕНИЯ В ЦЕПИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

Напряжение обратной связи E_{fb} для усилителей рассматриваемого типа всегда подводится последовательно с входным напряжением, первоначальным входным сигналом в цепи сетки или цепи катода (рис. 7.5).

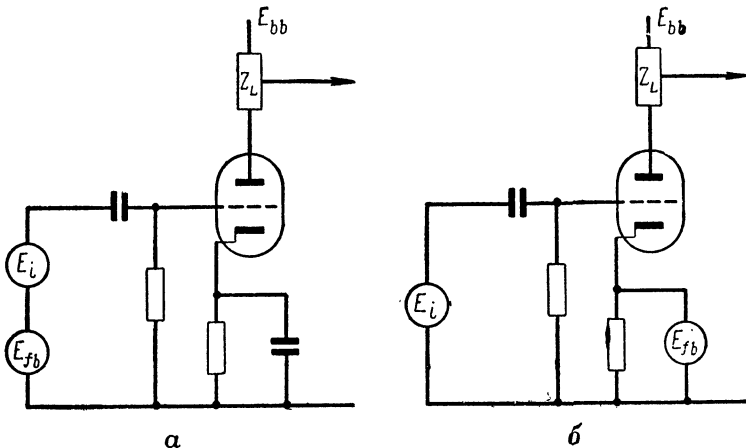


Рис. 7.5. Цепи обратной связи:

а — обратная связь по цепи сетки; б — обратная связь по цепи катода

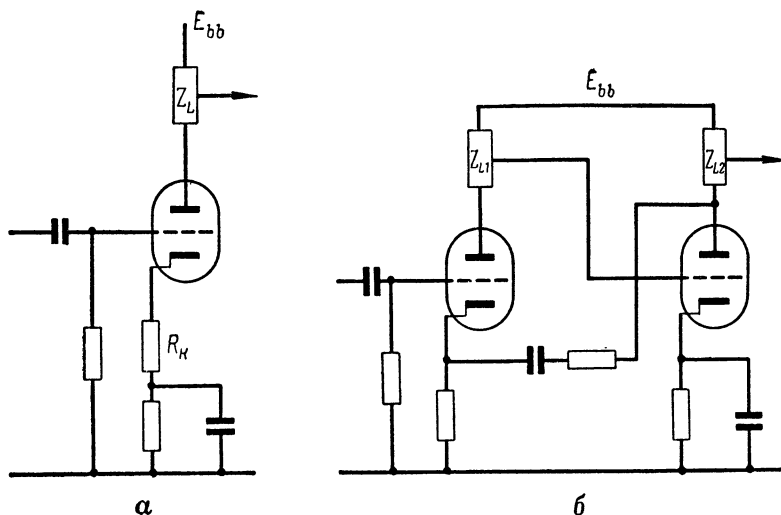


Рис. 7.6. Типичные цепи обратной связи:

а — отрицательная обратная связь по току в цепи катода; катодная дегенерация;
 б — обратная связь по напряжению в цепи катода

Напряжение обратной связи E_{fb} можно получить в любой точке цепи усилителя и подать обратно через некоторую цепь так, чтобы общая передаточная функция напряжения петли обратной связи была равна β . Для этой цели можно использовать почти любую цепь. Обычно применяются различные типы избирательных по частоте цепей, например фильтры и мосты.

Если подаваемое обратно напряжение пропорционально току, протекающему по сопротивлению, не являющемуся нагрузкой, то говорят, что в системе используется обратная связь, контролируемая по току. Если напряжение обратной связи пропорционально некоторому напряжению сигнала, то говорят, что в системе используется обратная связь, контролируемая по напряжению. Характерные цепи показаны на рис. 7.6.

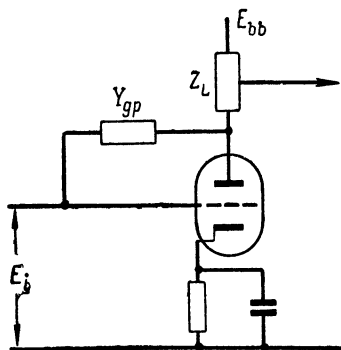


Рис. 7.7. Обратная связь по цепи сетка — анод

Существует другой тип обратной связи, упоминавшийся при рассмотрении эффекта Миллера и имеющий большое практическое значение. При этом типе обратной связи анод и сетка лампы соединяются через некоторую произвольную проводимость (рис. 7.7). Ниже будет показано, что это обуславливает изменение входной проводимости лампы с частотой, вследствие чего соответствующим образом изменяется нагрузка задающего каскада и характеристика системы. Этот тип схемы рассматривается подробно в следующих разделах главы.

7.4. КАТОДНАЯ ДЕГЕНЕРАЦИЯ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

Наиболее общим типом обратной связи по току является катодная дегенерация. Типичная ее схема приведена на рис. 7.6, а. Уравнение усиления напряжения для усилителя с катодной дегенерацией было получено стандартными методами в главе 3. Оно будет получено и в этом разделе для иллюстрации применения общего уравнения обратной связи.

На рис. 7.8 представлены эквивалентные схемы класса А для усилителя с заземленным катодом и катодной дегенерацией и без нее. Для данного вывода более удобна схема с эквивалентным источником напряжения. Входные напряжения сигнала в двух цепях устанавливаются так, чтобы получить один и тот же анодный ток. При этом получается одно и то же выходное напряжение E_0 .

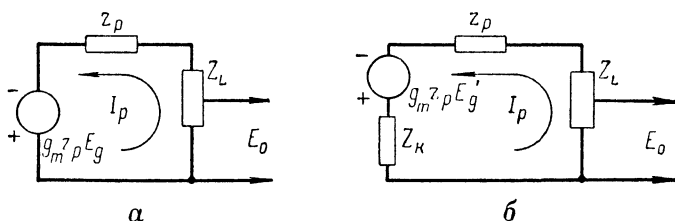


Рис. 7.8. Эквивалентные анодные схемы:
а — без дегенерации; б — катодная дегенерация

Для схемы с разомкнутой петлей контурное уравнение напряжений составляет

$$g_m z_p E_g = I_p (Z_L + z_p). \quad (7.10)$$

Контурное уравнение для цепи с отрицательной обратной связью составляет

$$g_m z_p E'_g = I_p (Z_L + z_p + Z_k). \quad (7.11)$$

Напряжение на сетке в цепи с отрицательной обратной связью представляет собой разницу между входным напряжением сигнала и напряжением на катоде E_k , т. е.

$$E'_g = E_i - E_k = E_i - I_p Z_k. \quad (7.12)$$

Следовательно, контурное уравнение для усилителя с обратной связью имеет вид

$$g_m z_p E_i = I_p (Z_L + z_p) + I_p Z_k (g_m z_p + 1). \quad (7.13)$$

Однако согласно уравнению 7.10

$$I_p (Z_L + z_p) = g_m z_p E_g. \quad (7.14)$$

Таким образом, уравнение 7.13 может быть написано в виде

$$g_m z_p E_i = g_m z_p E_g + I_p Z_k (g_m z_p + 1) \quad (7.15)$$

или, в другой форме,

$$g_m z_p (E_i - E_g) = g_m z_p E_g + I_p Z_k (g_m z_p + 1). \quad (7.16)$$

Рассмотрим члены этого уравнения: E_i — входное напряжение сигнала при обратной связи, E_g — входное напряжение сигнала без обратной связи. Оба эти напряжения обуславливают получение одинакового выходного напряжения. Очевидно, что разность между E_g и E_i составляет напряжение обратной связи E_{fb} , т. е.

$$E_{fb} = E_g - E_i = -I_p Z_k \frac{g_m z_p + 1}{g_m z_p}. \quad (7.17)$$

Напряжение обратной связи не равно напряжению на катоде $I_p Z_k$.

Если Z_m — полное сопротивление анодной цепи усилителя, то ток, протекающий через полное сопротивление, связан с анодным током I_p следующим соотношением:

$$I = I_p \frac{z_p + Z_L}{z_p}. \quad (7.18)$$

Поэтому выходное напряжение

$$E_0 = -IZ_m = -I_p \frac{z_p + Z_L}{z_p} Z_m. \quad (7.19)$$

Передаточная функция напряжения цепи обратной связи

$$\beta = \frac{E_{fb}}{E_0} = + \frac{Z_k}{Z_m} \cdot \frac{g_m z_p + 1}{g_m z_p} \cdot \frac{z_p}{z_p + Z_L}. \quad (7.20)$$

Это можно представить в различных формах:

$$\beta = \frac{Z_k (g_m z_p + 1)}{(Z_L + z_p) g_m Z_m}; \quad (7.21)$$

$$\beta = \frac{Z_k (g_m z_p + 1) Z_{вх}}{Z_L g_m z_p Z_m};$$

$$Z_{вх} = \frac{z_p Z_L}{z_p + Z_L}. \quad (7.22)$$

Так как усиление усилителя с открытой петлей

$$A_0 = -g_m Z_m,$$

то коэффициент обратной связи дегенеративного усилителя

$$\beta A_0 = - \frac{Z_k (g_m z_p + 1)}{z_p + Z_L}. \quad (7.23)$$

Общее уравнение для усиления по напряжению усилителя с обратной связью составляет

$$A_c = \frac{A_0}{1 - \beta A_0}. \quad (7.24)$$

Следовательно, усиление дегенеративного усилителя

$$A_c = - \frac{g_m Z_m}{1 + Z_k (g_m z_p + 1) / (z_p + Z_L)}; \quad (7.25)$$

$$A_c = -g'_m Z_m. \quad (7.26)$$

Мы получили точно такой же результат, как и в главе 3.

Усилитель с заземленным катодом и катодной дегенерацией представляет собой общий тип усилителя, имеющий большое практическое значение. Действие такого рода обратной связи рассматривается для частного случая в следующем разделе с целью иллюстрации общей методики, применяемой и в других случаях.

7.5. ВЛИЯНИЕ КАТОДНОЙ ДЕГЕНЕРАЦИИ НА РЕАКЦИЮ И УСИЛЕНИЕ

Выше было показано, что общее уравнение усиления напряжения для усилителя с заземленным катодом и катодной дегенерацией составляет

$$A_c = - \frac{g_m Z_m}{1 + Z_k (g_m z_p + 1) / (z_p + Z_L)}.$$

Различные члены этого уравнения определяются следующим образом:

Z_m — полное сопротивление пассивной цепи в эквивалентной схеме анодной цепи, z_p — анодное полное сопротивление усилительной лампы, равное $r_p \omega_p / (s + \omega_p)$; Z_L — входное полное сопротивление присоединенной цепи нагрузки.

Обратная связь возникает через катодное сопротивление Z_k . Это сопротивление может иметь почти любое схемное выражение. Для настоящего анализа предполагается, что оно представляет собой активное сопротивление, так что $Z_k = R_k$.

Определим предварительно характер присоединенной цепи нагрузки. Предположим, что выбран усилитель с реостатной связью. Для такого усилителя в области средней частоты, как было показано в главе 4,

$$A_0 = -A_r = -g_m R,$$

где

$$R = \frac{1}{1/r_p + 1/R_L + 1/R_g}.$$

Для низкочастотной области полосы в главе 4 было получено уравнение усиления для недегенеративного усилителя:

$$A_0 \text{ (низкая частота)} = -A_r \frac{s}{s + \omega_1}. \quad (7.27)$$

В низкочастотной области внутреннее полное сопротивление фактически равно внутреннему омическому сопротивлению, так как влияющие межэлектродной емкости лампы пренебрежимо мало:

$$z_p \text{ (низкая частота)} = r_p. \quad (7.28)$$

Другие члены, требуемые для расчета, легко определяются из эквивалентной схемы усилителя:

$$\begin{aligned} Z_m &= R \frac{s}{s + \omega_1}; & R_1 &= \frac{r_p R_L}{r_p + R_L}; & \omega_y &= \frac{1}{(R_L + R_g) C_c}. \\ Z_L &= R_x \frac{s + \omega_g}{s + \omega_y}; & \omega_1 &= \frac{1}{(R_1 + R_g) C_c}; \\ R_x &= \frac{R_L R_g}{R_L + R_g}; & \omega_g &= \frac{1}{R_g C_c}; \end{aligned}$$

Подставим эти выражения в общее уравнение усиления для дегенеративного усилителя; в результате получим

$$A_c = - \frac{A_r \left(\frac{s}{s + \omega_1} \right)}{1 + \frac{R_k}{R_x} \left(\frac{\mu + 1}{\mu} \right) \left(\frac{s + \omega_y}{s} \right) \left(\frac{s}{s + \omega_1} \right) A_r}. \quad (7.29)$$

После некоторой перестановки членов можно написать:

$$A_c = - \left[\frac{A_r}{1 + \frac{R_k}{R_x} \left(\frac{\mu + 1}{\mu} \right) A_r} \right] \cdot \left[\frac{s}{s + \frac{\omega_1 + \frac{R_k}{R_x} \left(\frac{\mu + 1}{\mu} \right) A_r \omega_y}{1 + \frac{R_k}{R_x} \left(\frac{\mu + 1}{\mu} \right) A_r}} \right] \quad (7.30)$$

или

$$A_c = -A'_r \left(\frac{s}{s + \omega_L} \right), \quad (7.31)$$

где

$$A'_r = \frac{A_r}{1 + \frac{R_k}{R_x} \left(\frac{\mu + 1}{\mu} \right) A_r}; \quad (7.32)$$

$$\omega_L = \omega_1 \frac{1 + R_k \left(\frac{R_1 + R_g}{R_L R_g} \right) \left(\frac{\mu + 1}{\mu} \right) A_r}{1 + R_k \left(\frac{R_L + R_g}{R_L R_g} \right) \left(\frac{\mu + 1}{\mu} \right) A_r}. \quad (7.33)$$

Из уравнения 7.31 видно, что исходное усиление всегда меньше усиления недегенеративного усилителя. Кроме того, поскольку сопротивление R_1 всегда меньше сопротивления R_L , то нижняя критическая частота всегда меньше соответствующей величины в недегенеративном усилителе, хотя разность очень мала.

В области высоких частот положение еще сложнее. Общее уравнение для определения усиления по напряжению усилителя с катодной дегенерацией приведено выше. Из эквивалентной схемы по

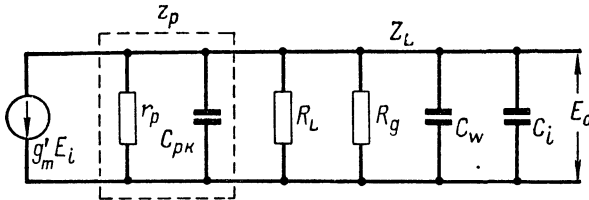


Рис. 7.9. Эквивалентная схема анодной цепи по высокой частоте

высокой частоте (рис. 7.9) видно, что различные члены в этом уравнении имеют следующие значения:

$$z_p = r_p \frac{\omega_p}{s + \omega_p}, \quad \text{где } \omega_p = \frac{1}{r_p C_{pk}}; \quad (7.34)$$

$$Z_L = R_x \frac{\omega_x}{s + \omega_x}, \quad \text{где } R_x = \frac{R_L R_g}{R_L + R_g}; \quad (7.35)$$

$$\omega_x = \frac{1}{R_x C_x}; \quad C_x = C_i + C_w; \quad (7.36)$$

$$Z_m = \frac{z_p Z_L}{z_p + Z_L}. \quad (7.37)$$

Эти выражения необходимо подставить в уравнение усиления по напряжению. После значительного количества алгебраических действий можно прийти к окончательному результату:

$$A(s) = \frac{A'_r}{1 + s \frac{\omega_x (R_x/R_k + 1) + \omega_p (\mu + 1 + r_p/R_k)}{\omega_p \omega_x (\mu + 1 + \frac{r_p + R_x}{R_k})} + s^2 \frac{1}{\omega_p \omega_x (\mu + 1 + \frac{r_p + R_x}{R_k})}}.$$

Коэффициент A'_r определяется уравнением 7.32 для исходного усиления усилителя.

Приведенная выше функция усиления по высокой частоте имеет следующий общий вид:

$$A(s) = - \frac{A'_r}{1 + as + bs^2}, \quad (7.38)$$

где a и b — коэффициенты от s и s^2 в уравнении усиления.

Для установившегося режима

$$A(j\omega) = \frac{A'_r \big|_{\theta N}}{\sqrt{(1 - b\omega^2)^2 + a^2\omega^2}}. \quad (7.39)$$

При верхней критической частоте ω_H радикал должен быть равен $\sqrt{2}$. Следовательно,

$$(1 - b\omega_H^2)^2 + a^2\omega_H^2 = 2. \quad (7.40)$$

Окончательно

$$\omega_H^4 - \frac{2b - a^2}{2b^2} \omega_H^2 - \frac{1}{b^2} = 0. \quad (7.41)$$

Решим уравнение относительно ω_H и сгруппируем члены:

$$\omega_H = \sqrt{\frac{1}{b} \left(1 - \frac{a^2}{2b}\right) + \sqrt{\left(1 - \frac{a^2}{2b}\right)^2 + 1}}. \quad (7.42)$$

Легко доказать, что для каждого радикала требуются положительные знаки, если ω_H должно быть вещественным и реализуемым числом.

Для усилителей такого типа почти всегда справедливо неравенство

$$\frac{a^2}{2b} \gg 1 \text{ или } \frac{2b}{a^2} \ll 1. \quad (7.43)$$

Таким образом, верхняя критическая частота

$$\omega_H \approx \sqrt{\frac{a^2}{2b^2} \left[-1 + \sqrt{1 + \left(\frac{2b}{a^2}\right)^2}\right]}. \quad (7.44)$$

Коэффициент под корнем имеет общий вид

$$(1 + x^2)^{1/2},$$

где x значительно меньше единицы. Довольно точно его можно представить выражением $1 + x^2/2$. Тогда, пользуясь этим приближением, можно написать выражение для верхней критической частоты:

$$\omega_H \approx \sqrt{\frac{a^2}{2b^2} \left[-1 + 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{2b}{a^2}\right)^2\right]} \approx \frac{1}{a}. \quad (7.45)$$

Следовательно, верхняя критическая частота

$$\omega_H \approx \frac{\omega_p \omega_x [\mu + 1 + (r_p + R_x)/R_k]}{\omega_x (R_x/R_k + 1) + \omega_p (\mu + 1 + r_p/R_k)}. \quad (7.46)$$

Показатель качества усилителя $A'_r \omega_H = F'_a$ получается равным

$$F'_a = F_a \frac{1}{1 + (C_p k/C_T) (R_k/R_x) + (C_x/C_T) \left(\frac{\mu + 1}{\mu}\right) g_m R_k}, \quad (7.47)$$

где $F_a = g_m/C_T$ — показатель качества недегенеративного усилителя.

Из последнего уравнения ясно, что показатель качества усилителя ухудшается при катодной дегенерации. В большинстве случаев влияние на критическую частоту усилителя оказывается меньше по сравнению с уменьшением исходного усиления.

Основное преимущество катодной дегенерации, очевидно, не связано с показателем качества, так как исходное усиление без дегенерации $A_r = g_m R$, тогда как при дегенерации

$$A'_r \approx \frac{g_m R}{1 + g_m R k}. \quad (7.48)$$

Таким образом, исходное усиление меньше зависит от изменений крутизны при использовании катодной дегенерации. Это становится более очевидным при определении скорости изменения усиления в функции крутизны:

$$\frac{\partial A_r}{\partial g_m} \text{ (без дегенерации)} = R;$$

$$\frac{\partial A'_r}{\partial g_m} \text{ (с дегенерацией)} = \frac{R}{(1 + g_m R k)^2}.$$

Ясно, что исходное усиление дегенеративного усилителя будет меньше зависеть от изменения крутизны, чем исходное усиление недегенеративного усилителя.

Для усиления напряжения усилителя с заземленной сеткой

$$A = g_m'' Z_m,$$

где g_m'' — эффективная крутизна усилительной схемы с заземленной сеткой:

$$g_m'' = (\mu + 1) g_m' / \mu,$$

где g_m' — эффективная крутизна дегенеративного усилителя с заземленным катодом.

Следовательно, частотные характеристики усилителя с заземленной сеткой идентичны с характеристиками дегенеративного усилителя с заземленным катодом, но при этом усиление и показатель качества изменяются в $(\mu + 1)/\mu$ раз.

7.6. ВНУТРЕННЕЕ ПОЛНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ КАТОДНОЙ ДЕГЕНЕРАЦИИ

В двух предыдущих разделах рассматривалась катодная дегенерация как пример отрицательной обратной связи по току. Интересно влияние этой связи на выходное полное сопротивление усилителя. Стандартная методика определения полного сопротивления состоит в следующем:

1) входные зажимы усилителя замыкаются накоротко;

- 2) параллельно выходным зажимам включается генератор;
- 3) измеряются напряжения и ток на выходных зажимах;
- 4) отношение выходного напряжения к току представляет собой полное сопротивление на выходе усилителя.

Полное входное сопротивление усилителя при отсутствии катодной дегенерации и при двухполюсной цепи нагрузки легко определить из рис. 7.10, а:

$$Z_0 = \frac{z_p Z_L}{z_p + Z_L}. \quad (7.49)$$

При использовании катодной дегенерации положение усложняется. Напряжение генератора E_c , приложенное параллельно выходу усилителя, обуславливает появление напряжения E_k на сопро-

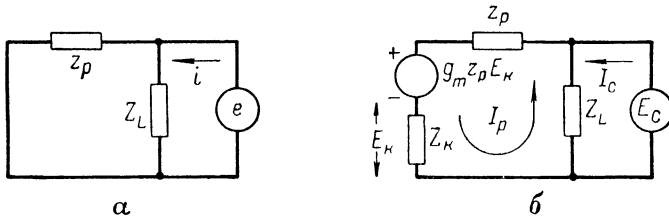


Рис. 7.10. Схемы для измерения полного выходного сопротивления:

а — без дегенерации; б — катодная дегенерация

тивлению Z_k , как показано на рис. 7.10, б. Общее напряжение на сетке $E_g = E_i - E_k$, где E_i — напряжение входного сигнала. Однако в этом случае E_i равно нулю, так как входные зажимы замкнуты накоротко. Следовательно, $E_g = -E_k$ и напряжение эквивалентного генератора в анодной цепи равно

$$-g_m z_p E_g = +g_m z_p E_k.$$

В результате получается контурное уравнение напряжений для анодной цепи, показанной на рис. 7.10, б:

$$I_p [Z_k (g_m z_p + 1) + z_p + Z_L] = I_c Z_L. \quad (7.50)$$

Поэтому

$$I_p = I_c \frac{Z_L}{z_p + Z_L + Z_k (g_m z_p + 1)}. \quad (7.51)$$

Напряжение генератора

$$E_c = (I_c - I_p) Z_L$$

или

$$E_c = I_c \left[1 - \frac{Z_L}{z_p + Z_L + Z_k (g_m z_p + 1)} \right] Z_L. \quad (7.52)$$

После обычных алгебраических действий получим

$$Z_c = \frac{E_c}{I_c} = \frac{z_p Z_L / (z_p + Z_L) + Z_k (g_m z_p + 1) Z_L / (z_p + Z_L)}{1 + Z_k (g_m z_p + 1) / (z_p + Z_L)}. \quad (7.53)$$

Однако можно пользоваться более общей терминологией, так как ранее было показано, что $Z_0 = z_p Z_L / (z_p + Z_L)$ представляет собой выходное полное сопротивление усилителя с разомкнутой петлей, а $-\beta A_0 = Z_k (g_m z_p + 1) / (z_p + Z_L)$ — коэффициент обратной связи. Следовательно, уравнение 7.53 принимает вид

$$Z_c = \frac{Z_0}{1 - \beta A_0} - \frac{\beta A_0}{1 - \beta A_0} Z_L. \quad (7.54)$$

Очевидно, это соответствует цепи отрицательной обратной связи, поэтому

$$Z_c = \frac{Z_0}{1 + \beta A_0} + \frac{\beta A_0}{1 + \beta A_0} Z_L. \quad (7.55)$$

Это выражение может иметь другой вид

$$Z_c = Z_0 \frac{1 + \beta A_0 (1 + Z_L / z_p)}{1 + \beta A_0}. \quad (7.56)$$

Очевидно, числитель всегда будет больше знаменателя. Таким образом, внутреннее полное сопротивление усилителя с обратной связью по току всегда будет больше получаемого для того же усилителя без обратной связи.

Такого результата можно было ожидать, потому что обратная связь оказывает стабилизирующее действие на анодный ток, заставляя лампу работать как устройство с постоянным током. Источники постоянного тока имеют высокое внутреннее сопротивление. Почти такой же результат получается для усилителя с заземленной сеткой.

7.7. ПРОСТОЙ СЛУЧАЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ ПО НАПРЯЖЕНИЮ. КАТОДНЫЙ ПОВТОРИТЕЛЬ

Простейший и наиболее обычный тип отрицательной обратной связи по напряжению применяется в катодном повторителе (рис. 7.11). Действительно, поскольку Z_L представляет собой трехполюсную цепь, то мы не имеем здесь строгого случая обратной связи по напряжению. Однако, когда Z_L является двухполюсной цепью, получается настоящая обратная связь по напряжению.

В главе 3 было выведено уравнение для усиления напряжения катодного повторителя:

$$A = +g'_m Z_m = \frac{g_m Z_m}{1 + \mu Z_L / (z_p + Z_L)} = \frac{g_m Z_m}{1 + g_m Z_{вх}}, \quad (7.57)$$

где Z_m — полное сопротивление пассивной цепи в эквивалентной схеме анодной цепи;

- $Z_{вх}$ — полное входное сопротивление пассивной цепи в эквивалентной схеме анодной цепи;
 Z_L — полное входное сопротивление присоединенной нагрузки;
 $g_m Z_m$ — усиление схемы, если усилитель включен по схеме с заземленным катодом.

Общее уравнение для усиления напряжения усилителя с обратной связью, как было показано выше, следующее:

$$A_c = \frac{A_0}{1 - \beta A_0},$$

или, для случая с отрицательной обратной связью,

$$A_c = \frac{A_0}{1 + \beta A_0}. \quad (7.58)$$

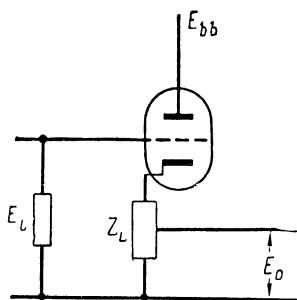


Рис. 7.11. Катодный повторитель

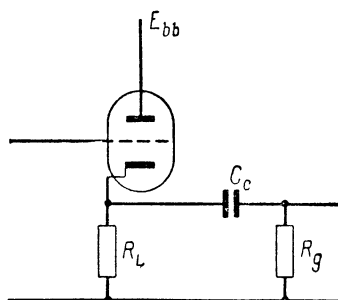


Рис. 7.12. Катодный повторитель с реостатной связью

Сравнение этого соотношения с соотношением для катодного повторителя показывает, что

$$A_0 = g_m Z_m; \quad (7.59)$$

$$\beta A_0 = \frac{\mu Z_L}{z_p + Z_L} = g_m Z_{вх}. \quad (7.60)$$

Коэффициент обратной связи

$$\beta A_0 = \beta g_m Z_m. \quad (7.61)$$

Таким образом, передаточная функция напряжения для схемы с обратной связью составляет

$$\beta = \frac{Z_{вх}}{Z_m}. \quad (7.62)$$

Рассмотрим катодный повторитель с реостатной связью (рис. 7.12). Усилитель будет иметь такие же эквивалентные схемы анодной цепи, что и усилитель с реостатной связью и заземленным

катодом, за исключением изменения крутизны усилителя. В главе 4 для усилителя с заземленным катодом было показано, что

$$A_r = g_m R, \text{ где } R = \frac{1}{1/r_p + 1/R_L + 1/R_g},$$

$$\omega_1 = \text{нижняя критическая частота} = \frac{1}{(R_1 + R_g)C_c};$$

$$R_1 = \frac{r_p R_L}{r_p + R_L},$$

$$\omega_2 = \text{верхняя критическая частота} = \frac{1}{RC_T},$$

$$C_T = C_0 + C_w + C_i.$$

Рассмотрим случай средней, или исходной, частоты для катодного повторителя. Здесь $A_0 = A_r = g_m R$ и $Z_{\text{вх}} = Z_m = R$, так что $\beta = 1$. Поэтому исходное усиление катодного повторителя

$$A'_r = \frac{A_0}{1 + \beta A_0} = \frac{A_r}{1 + A_r}. \quad (7.63)$$

В главе 4 было показано, что для усилителя с реостатной связью и заземленным катодом, работающего на низких частотах,

$$A_0 = A_r \frac{s}{s + \omega_1}; \quad Z_m = R \frac{s}{s + \omega_1}.$$

Легко показать, что

$$Z_{\text{вх}} = \frac{z_p Z_L}{z_p + Z_L} = \frac{r_p Z_L}{r_p + Z_L} = R \frac{s + \omega_g}{s + \omega_1}, \quad (7.64)$$

где $z_p \approx r_p$, и

$$\omega_g = \frac{1}{R_g C_c}. \quad (7.65)$$

Таким образом,

$$\beta = \frac{Z_{\text{вх}}}{Z_m} = \frac{s + \omega_g}{s}. \quad (7.66)$$

Поэтому функция усиления по низкой частоте катодного повторителя с реостатной связью составляет

$$A_c (\text{низкая частота}) = \frac{A_r s / (s + \omega_1)}{1 + (s + \omega_g) A_r / (s + \omega_1)}, \quad (7.67)$$

или

$$A_c (\text{низкая частота}) = \frac{A_r}{1 + A_r} \cdot \frac{s}{s + (\omega_1 + \omega_g A_r) / (1 + A_r)}. \quad (7.68)$$

Окончательно

$$A_c \text{ (низкая частота)} = A_r \frac{s}{s + \omega_L}. \quad (7.69)$$

Поэтому нижняя критическая частота катодного повторителя

$$\omega_L = \frac{\omega_1}{1 + A_r} \left(1 + \frac{\omega_g}{\omega_1} A_r \right). \quad (7.70)$$

Эта частота всегда больше ω_1 , так как ω_g всегда больше ω_1 . Однако разность обычно бывает незначительной, потому что в большинстве случаев ω_1 и ω_g почти равны друг другу.

В главе 4 было показано, что для эквивалентной схемы по высокой частоте для усилителя с реостатной связью и заземленным катодом

$$A_0 = A_r \frac{\omega_2}{s + \omega_2}.$$

Кроме того, поскольку эквивалентная схема анодной цепи по высокой частоте представляет собой двухполюсную цепь, то $Z_{вх} = Z_m$. Поэтому $\beta = 1$ и уравнение усиления для соответствующего катодного повторителя имеет вид

$$A_c \text{ (высокая частота)} = \frac{A_r \omega_2 / (s + \omega_2)}{1 + A_r \omega_2 / (s + \omega_2)} = \frac{A_r \omega_2}{s + \omega_2 (1 + A_r)} \quad (7.71)$$

или

$$\begin{aligned} A_c \text{ (высокая частота)} &= \frac{A_r}{1 + A_r} \frac{1}{1 + s / [\omega_2 (1 + A_r)]} = \\ &= A_r' \frac{1}{1 + s / \omega_H}. \end{aligned} \quad (7.72)$$

Таким образом, верхняя критическая частота

$$\omega_H = \omega_2 (1 + A_r) \quad (7.73)$$

и произведение усиления на полосу пропускания составляет

$$F_a = A_r' \omega_H = A_r \omega_2 = \frac{g_m}{C_T}. \quad (7.74)$$

Верхняя критическая частота катодного повторителя во много раз больше критической частоты усилителя с заземленным катодом, имеющего те же параметры ламп и цепей.

7.8. ВНУТРЕННЕЕ ПОЛНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ ПО НАПРЯЖЕНИЮ

Выходное, или полное внутреннее, сопротивление усилителя с обратной связью по напряжению можно определить тем же методом, что и при обратной связи по току. Таким образом, в случае

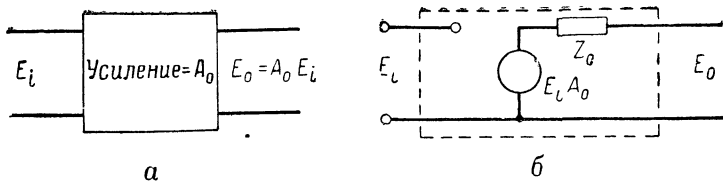


Рис. 7.13. Усилитель с разомкнутой петлей:
а — усилитель с разомкнутой петлей; *б* — эквивалентная схема

разомкнутой петли усилитель и его эквивалентная схема изображаются так, как показано на рис. 7.13.

При короткозамкнутых входных зажимах усилителя $E_i = E_i A_o = E_o = 0$. Поэтому, как легко видеть из рис. 7.13, полное выходное сопротивление усилителя с разомкнутой петлей равно Z_o .

Соответствующие цепи для усилителя с обратной связью по напряжению показаны на рис. 7.14. Уравнение для выходной цепи будет иметь вид

$$E_c = I_c Z_o + \beta A_o E_c$$

или

$$Z_c = \frac{E_c}{I_c} = \frac{Z_o}{1 - \beta A_o}. \quad (7.75)$$

При применении отрицательной обратной связи это уравнение принимает вид

$$Z_c = \frac{Z_o}{1 + \beta A_o}. \quad (7.76)$$

Как видно, полное выходное сопротивление усилителя с обратной связью всегда будет меньше сопротивления усилителя с разомкнутой петлей. Этого можно было ожидать, так как обратная связь по напряжению стабилизирует выходное напряжение и обуславливает работу цепи как источника постоянного напряжения. Источники постоянного напряжения обладают нулевым внутренним сопротивлением.

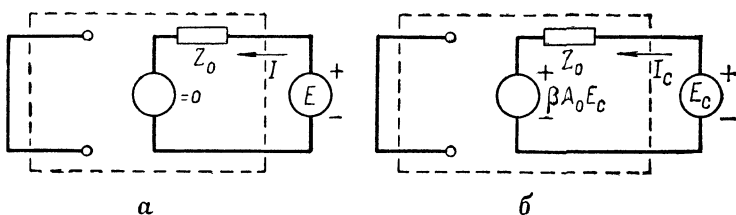


Рис. 7.14. Измерение полного сопротивления:
а — усилитель с разомкнутой петлей; *б* — усилитель с обратной связью по напряжению

Эту формулу легко применить к катодному повторителю, потому что в области средней частоты $Z_0 = R$ и, кроме того, $\beta A_0 = A_r$. Таким образом,

$$Z_c \text{ (средняя частота)} = \frac{R}{1 + A_r}. \quad (7.77)$$

7.9. ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ ЧЕРЕЗ СОПРОТИВЛЕНИЕ В ЦЕПИ СЕТКА — АНОД

Во всех рассмотренных до сих пор системах обратной связи использовалось напряжение обратной связи, подведенное последовательно с напряжением входного сигнала. Совсем другое положение получается при обратной связи по току.

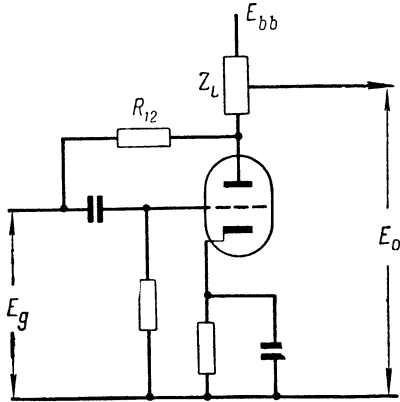


Рис. 7.15. Основная схема обратной связи по цепи сетка — анод

усилитель с заземленным катодом. Общее уравнение для усиления напряжения такого усилителя, как было показано выше, составляет

$$A = -g'_m Z'_m.$$

При отсутствии обратной связи Z'_m легко определить, так как оно равно Z_m , показанному на рис. 7.16. При включении сопротивления обратной связи R_{12} сеточная цепь оказывается непосредственно связанной с анодной цепью. Для случая, показанного на рис. 7.16, это

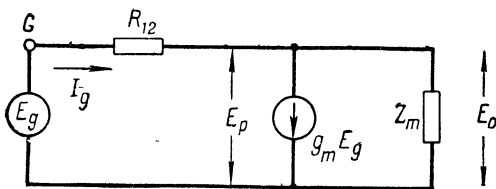


Рис. 7.16. Эквивалентная схема цепи усилителя, изображенного на рис. 7.15

соответствует дополнительному включению R_{12} параллельно Z_m , причем предполагается, что внутреннее сопротивление генератора сеточного сигнала равно нулю. Поэтому для Z'_m получается новое, меньшее значение. В результате усиление усили-

теля уменьшается по сравнению со значением для усилителя без обратной связи.

Легко определить полное входное сопротивление усилителя. Необходимо лишь применить к анодной цепи теорему компенсации. Для этого сложный контур между анодным и катодным зажимами схемы (рис. 7.16) нужно заменить генератором с напряжением на зажимах $E_p = -E_g A_{gp}$, где $A_{gp} = -E_p/E_g$. Контурное уравнение напряжений по результирующей цепи, показанной на рис. 7.17, составляет

$$E_g = I_g R_{12} + E_g A_{gp}. \quad (7.78)$$

Поэтому полное входное сопротивление усилителя равно

$$Z_g = \frac{E_g}{I_g} = \frac{R_{12}}{1 - A_{gp}} \quad (7.79)$$

или полная входная проводимость равна

$$Y_g = G_{12} (1 - A_{gp}). \quad (7.80)$$

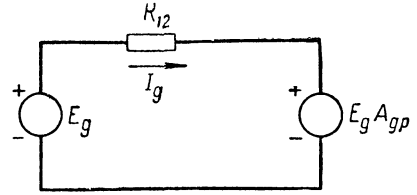
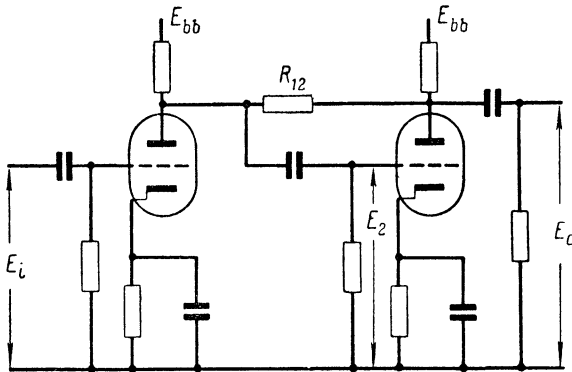
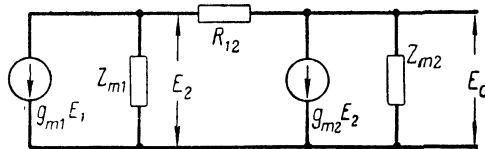


Рис. 7.17. Приложение теоремы компенсации к схеме рис. 7.16



а



б

Рис. 7.18. Пара отрицательной обратной связи:
а — принципиальная схема; б — эквивалентная схема

Таким образом, при наличии рассмотренного в главе 3 эффекта Миллера полное входное сопротивление усилителя изменяется под действием обратной связи по цепи сетка — анод.

До сих пор у нас не возникало проблемных вопросов, так как понятия A_{gp} и усиления каскада A совершенно ясны и их значения нетрудно определить. Однако если такой усилитель возбуждается другим усилительным каскадом (рис. 7.18), то задача значительно усложняется вследствие отсутствия изоляции между каскадами. Благодаря кондуктивной связи между входной и выходной цепями второго каскада обе лампы имеют общие анодные цепи и включают в себя два генератора. В результате понятие усиления каждого каскада становится неясным, так что в конце концов оказывается невозможным определить усиление отдельных каскадов по следующим соображениям:

1) Для определения усиления первого каскада необходимо знать полное входное сопротивление второго каскада.

2) Полное входное сопротивление второго каскада зависит от усиления второго каскада, а последнее зависит от общего полного сопротивления анодных цепей обоих каскадов.

Устранение изоляции между каскадами сильно затрудняет определение усиления стандартными методами. Поэтому более удобно рассматривать два усилителя как один усилительный каскад и определять общее усиление системы с помощью непосредственного анализа цепи.

7.10. ПАРА КАСКАДОВ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

В этом разделе рассматриваются свойства только двухлампового усилителя с кондуктивной связью между входом и выходом второй лампы. Такой усилитель называется парой каскадов обратной связи. Если в аналогичном устройстве используются три лампы, то усилитель называется тройкой каскадов обратной связи. Можно составить любую схему из n каскадов обратной связи, но наиболее общей и значительно облегчающей анализ является пара каскадов обратной связи.

Для упрощения межкаскадные цепи, используемые в паре каскадов обратной связи, ограничиваются типами двухполюсных цепей. На рис. 7.18, *a* показана типичная пара каскадов обратной связи. Соответствующая эквивалентная схема приведена на рис. 7.18, *b*.

Схема имеет два узла тока. Узловыми уравнениями будут:

$$g_{m1}E_1 + \frac{E_2}{Z_{m1}} + \frac{E_2 - E_0}{R_{12}} = 0; \quad (7.81)$$

$$g_{m2}E_2 + \frac{E_0}{Z_{m2}} + \frac{E_0 - E_2}{R_{12}} = 0. \quad (7.82)$$

При анализе методом узловых напряжений удобнее пользоваться проводимостями. Поэтому узловые уравнения можно представить в виде

$$g_{m1}E_1 + Y_{m1}E_2 + G_{12}(E_2 - E_0) = 0; \quad (7.83)$$

$$g_{m2}E_2 + Y_{m2}E_0 + G_{12}(E_0 - E_2) = 0. \quad (7.84)$$

Решим эти два уравнения одновременно относительно усиления напряжения пары. В результате получим

$$A = \frac{E_0}{E_i} = \frac{g_{m1}(g_{m1} - G_{12})}{G_{12}(g_{m2} - G_{12}) + (Y_{m1} + G_{12})(Y_{m2} + G_{12})}. \quad (7.85)$$

Эта формула — общая, если используются двухполюсные нагрузочные цепи. Такая общность затрудняет определение влияния обратной связи. Поэтому необходимо рассмотреть специальные случаи.

Пусть пара каскадов обратной связи состоит из усилителей с реостатной связью, высокочастотная характеристика которой нас интересует. Пусть оба каскада идентичны. Следовательно, межкаскадные полные проводимости равны:

$$Y_{m1} = Y_{m2} = G + sC_T. \quad (7.86)$$

Поэтому

$$A = \frac{g_{m1}(g_{m2} - G_{12})}{G_{12}(g_{m2} - G_{12}) + (G + G_{12} + sC_T)(G + G_{12} + sC_T)}. \quad (7.87)$$

После необходимых алгебраических действий уравнение 7.87 можно представить в виде

$$A = \left(\frac{g_{m1}}{C_T}\right)\left(\frac{g_{m2} - G_{12}}{C_T}\right) \frac{1}{s^2 + 2\left(\frac{G + G_{12}}{C_T}\right)s + \frac{G^2 + G_{12}(g_{m2} + 2G)}{C_T^2}}. \quad (7.88)$$

Заметим, что масштабный коэффициент функции усиления

$$\frac{g_{m1} \cdot g_{m2} - G_{12}}{C_T \cdot C_T}$$

меньше масштабного коэффициента

$$\frac{g_{m1}}{C_T} \cdot \frac{g_{m2}}{C_T},$$

полученного при соединении двух каскадов с реостатной связью, не имеющих обратной связи.

Выведем уравнение для исходного усиления усилителя:

$$A'_r = \frac{g_{m1}(g_{m2} - G_{12})}{G^2 + G_{12}(g_{m2} + 2G)}. \quad (7.89)$$

Из уравнения 7.88 легко определить полюса функции усиления:

$$s_{1,2} = -\frac{G + G_{12}}{C_T} \pm \frac{1}{C_T} \sqrt{G_{12}(G_{12} - g_{m2})}. \quad (7.90)$$

Оба полюса — вещественные, и характеристика не будет колебательной до тех пор, пока не будет выполнено условие $G_{12} \geq g_{m2}$. При выполнении этого условия масштабный коэффициент станет отрицательным и в усилителе получится обращение фазы.

При комплексных сопряженных полюсах характеристика будет иметь колебательный характер и получится выброс (при $g_{m2} > G_{12}$). Масштабный коэффициент приобретает положительный знак. Полюса определяются выражением

$$s_{1,2} = -\frac{G + G_{12}}{C_T} \pm \frac{j}{C_T} \sqrt{G_{12}(g_{m2} - G_{12})}. \quad (7.91)$$

Очевидно, что полюса пары каскадов обратной связи могут быть расположены в любой физически реальной паре точек в комплексной s -плоскости при соответствующем выборе трех независимых параметров цепи: G , G_{12} и g_{m2} . Это важно, так как характеристики любого усилителя определяются распределением полюсов функции усиления. Таким образом, пара каскадов обратной связи с реостатной связью может дать неопределенное количество характеристик.

Для определения распределения полюсов требуется знание двух параметров:

- 1) α — вещественной части полюса, равной $(G + G_{12})/C_T$;
- 2) члена, содержащего радикал, вещественный или мнимый.

Однако существуют три независимые переменные: G , G_{12} и g_{m2} . В результате получается бесконечное число решений для любой задачи, если не определена одна из этих переменных. Обычно задается значение g_{m2} , поскольку усилительная лампа выбирается так, чтобы получить высокий показатель качества. Обычно для пары выбирают идентичные лампы, вследствие чего $g_{m1} = g_{m2}$.

7.11. ПОЛОСОВЫЕ ПАРЫ КАСКАДОВ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

В предыдущем разделе для двухполюсной нагрузочной цепи было выведено уравнение для общего усиления пары каскадов обратной связи:

$$A = \frac{g_{m1}(g_{m2} - G_{12})}{G_{12}(g_{m2} - G_{12}) + (Y_{m1} + G_{12})(Y_{m2} + G_{12})}. \quad (7.92)$$

Рассмотрим теперь случай, когда оба каскада пары обратной связи имеют идентичные межкаскадные одноконтурные цепи (рис. 7.19). В этом случае

$$Y_{m1} = Y_{m2} = G + sC_T + \frac{1}{sL}. \quad (7.93)$$

Пусть

$$Y = Y_{m1} + G_{12} = Y_{m2} + G_{12} = \quad (7.94)$$

$$= (G + G_{12}) + sC_T \left(1 + \frac{1}{s^2 LC_T}\right). \quad (7.95)$$

Множитель $1/LC_T$ представляет собой квадрат неизменяющейся собственной частоты резонансного контура. Обозначим его через ω_0^2 . Тогда для установившегося режима полная проводимость

$$Y(j\omega) = (G + G_{12}) + jC_T \frac{(\omega + \omega_0)(\omega - \omega_0)}{\omega}. \quad (7.96)$$

Если цепь представляет собой узкополосный контур с высоким значением Q , то все интересующие нас частоты будут лежать вблизи ω_0 . Поэтому

$$\omega + \omega_0 \approx 2\omega$$

и

$$\omega - \omega_0 = \pm \Delta\omega.$$

Функцию полной проводимости можно теперь выразить как

$$Y(j\omega) \approx (G + G_{12}) \pm j2\Delta\omega C_T. \quad (7.97)$$

Это приближенное уравнение для полной проводимости необходимо подставить в выражение для функции усиления усилителя. В результате получим

$$A(j\omega) = \frac{g_{m1}(g_{m2} - G_{12})}{G_{12}(g_{m2} - G_{12}) + (G + G_{12} \pm j2\Delta\omega C_T)^2}. \quad (7.98)$$

Перемножим члены в знаменателе. Соберем вещественные и мнимые части. Результирующая функция усиления примет вид

$$A(j\omega) = \frac{g_{m1}(g_{m2} - G_{12})/C_T^2}{\frac{G_{12}(g_{m2} - G_{12}) + (G + G_{12})^2}{C_T^2} \pm j \frac{4(G + G_{12})\Delta\omega}{C_T} + (2j\Delta\omega)^2}. \quad (7.99)$$

Знаменатель представляет собой квадратичную функцию от $\Delta\omega$. Поэтому функция усиления имеет два полюса, выраженных через $\Delta\omega$ как переменную. Эти полюса могут быть либо вещественными, либо комплексными в зависимости от относительных величин переменных. Для получения общих результатов лучше считать полюса комплексными, поскольку такие полюса обязательно должны быть комплексными сопряженными. Поэтому они имеют вид

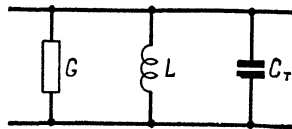


Рис. 7.19. Одноконтурная схема

$$-P_1 = \alpha + j\beta \quad \text{и} \quad -P_2 = \alpha - j\beta. \quad (7.100)$$

Функцию усиления можно теперь выразить так:

$$A(j\omega) = \frac{g_{m1}}{C_T} \cdot \frac{g_{m2} - G_{12}}{C_T} \cdot \frac{1}{(P_1 \pm j2\Delta\omega)(P_2 \pm j2\Delta\omega)}. \quad (7.101)$$

По практическим соображениям необходимо установить эквивалентность между этими полюсами и параметрами цепи. Это легко сделать, перемножив члены в уравнении 7.101 так, чтобы функция усиления приняла вид

$$A(j\omega) = \frac{g_{m1}(g_{m2} - G_{12})/C_T^2}{P_1 P_2 \pm 2j(P_1 + P_2)\Delta\omega + (2j\Delta\omega)^2}. \quad (7.102)$$

Если воспользоваться выражениями для P_1 и P_2 , то знаменатель уравнения 7.102 принимает вид

$$(\alpha^2 + \beta^2) \pm j(2\alpha)2\Delta\omega + (2j\Delta\omega)^2. \quad (7.103)$$

Приравняем коэффициенты с одинаковыми степенями $\Delta\omega$ в этом уравнении и уравнении 7.99. В результате получим два уравнения:

$$\alpha^2 + \beta^2 = \frac{G_{12}(g_{m2} - G_{12}) + (G + G_{12})^2}{C_T^2}; \quad (7.104)$$

$$\alpha = -\frac{G + G_{12}}{C_T}. \quad (7.105)$$

Теперь легко определить мнимую часть полюса:

$$\beta = \frac{\sqrt{G_{12}(g_{m2} - G_{12})}}{C_T}. \quad (7.106)$$

Следовательно, полюса в комплексной P -плоскости определяются выражением

$$-P_{1,2} = -\frac{G + G_{12}}{C_T} \pm j \frac{\sqrt{G_{12}(g_{m2} - G_{12})}}{C_T}. \quad (7.107)$$

Эти полюса имеют точно такой же вид, что и полюса, определенные для низкочастотной пары каскадов обратной связи в S -плоскости. Такого результата можно было ожидать из анализа преобразования для нижних частот и полосы частот, приведенного в главе 6.

Полюса могут быть расположены почти в любой желаемой точке комплексной P -плоскости. От пары каскадов обратной связи можно получить почти любую частотную характеристику.

Пусть, например, для получения такой же характеристики, как у пары взаимно расстроенных каскадов с максимально плоской характеристикой, используется пара каскадов обратной связи. В соответствии с выводами главы 5 полюса плоскости для пары взаимно расстроенных каскадов с плоской характеристикой определяются выражением

$$P_{1,2} = (-0,707 \pm j0,707) B_n, \quad (7.108)$$

где B_n — общая полоса пропускания пары.

Чтобы характеристика пары каскадов обратной связи была идентична характеристике пары взаимно расстроенных каскадов, необходимо только приравнять составляющие полюсов. В результате получим

$$\frac{G + G_{12}}{C_T} = 0,707 B_n; \quad (7.109)$$

$$\frac{1}{C_T} \sqrt{G_{12}(g_{m2} - G_{12})} = 0,707 B_n. \quad (7.110)$$

Попытки вывести полезные расчетные уравнения непосредственно из этих двух уравнений останутся безрезультатными, так как имеются три независимые переменные и только два уравнения. Однако во многих случаях можно принять, что g_{m2} значительно больше G_{12} . В результате уравнение 7.110 принимает вид

$$\frac{1}{C_T} \sqrt{G_{12} g_{m2}} \approx 0,707 B_n. \quad (7.111)$$

Решив уравнения 7.110 и 7.111, получим

$$G_{12} = \frac{(B_n C_T)^2}{2 g_{m2}}; \quad (7.112)$$

$$G = 0,707 B_n C_T - G_{12}. \quad (7.113)$$

Эти уравнения можно выразить в более удобной форме:

$$R_{12} = \frac{2}{g_m} \left(\frac{F_a}{B_n} \right)^2; \quad (7.114)$$

$$R = \frac{\sqrt{2} F_a / g_m B_n}{1 - 0,707 B_n / F_a}, \quad (7.115)$$

где g_m — крутизна лампы; $F_a = g_m / C_T$.

Таким образом, характеристику любой группы из n взаимно расстроенных каскадов с максимально плоской характеристикой можно воспроизвести схемой, состоящей из пар каскадов обратной связи и одноконтурных каскадов. Теперь становится также ясным метод воспроизведения характеристики усилителей с избыточной расстройкой.

7.12. СТАБИЛЬНОСТЬ УСИЛИТЕЛЕЙ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

В предыдущих разделах рассматривалось влияние обратной связи на рабочие характеристики усилителей. Были отмечены некоторые желательные эффекты.

На практике задача всегда усложняется вследствие изменений фазового сдвига с частотой в цепи обратной связи. В результате на определенных частотах обратная связь может оказаться положительной, хотя желательно иметь отрицательную обратную связь. Эта положительная обратная связь может оказаться настолько большой, что вызывает возмущение в усилителе и обусловит вынужденные колебания схемы. Для предотвращения этого приходится принимать меры стабилизации усилителя на всех частотах.

Далее, может оказаться желательным иметь генератор, а не усилитель. В этом случае важно знать условия, необходимые для поддержания колебаний в цепи.

Если под термином «стабильность» понимать, что выходной сигнал в конце концов затухает при прекращении входного сигнала, то следует выяснить условия стабильности усилителя и нестабильности генератора.

В главе 2 был указан метод определения относительной стабильности схемы. Было показано, что если передаточная функция системы не имеет полюсов в правой полуплоскости, то система стабильна. Полюса в правой полуплоскости обуславливают нестабильность, выражающуюся в непрерывном увеличении токов и напряжений. Следовательно, если полюса передаточной функции известны, то легко оценить стабильность системы простым и непосредственным методом.

Передаточная функция усилителя с обратной связью составляет:

$$A_c(s) = \frac{A_0(s)}{1 - \beta(s)A_0(s)}.$$

Схема будет стабильной, если эта функция не включает в себя полюсов правой полуплоскости. В общем случае справедливо предположить, что усилитель с разомкнутой петлей — стабильный, так что A_0 не включает в себя полюсов правой полуплоскости. То же допущение обычно справедливо для цепи обратной связи. Следовательно, нестабильность должна обуславливаться нулями правой полуплоскости в знаменателе приведенного выше уравнения усиления. Таким образом, задача исследования стабильности цепи обратной связи сводится к рассмотрению нулей от $1 - \beta A_0$.

На первый взгляд может показаться, что определить стабильность усилителя с обратной связью указанным методом относительно легко. Однако простота здесь скорее кажущаяся, чем действительная, так как нули или корни от $1 - \beta A_0$ должны быть известны, а определение их — очень трудный и громоздкий процесс. В большинстве практических случаев требуется, чтобы для различных элементов цепи были заданы номинальные значения. Тогда после определения нулей и установления нестабильности системы распределение нулей не даст ключа к тому, как устранить нестабильность с помощью регулировки параметров схемы.

Анализ систем с обратной связью при идеальной методике должен:

- 1) показать относительную стабильность;
- 2) показать границы стабильности и как нужно изменить режим, чтобы обеспечить стабильность;
- 3) не быть полностью зависимым от численных методов исследования.

Существуют два метода, которые частично удовлетворяют этим требованиям: 1) критерий Найквиста, 2) критерий Рута — Гурвица. Оба эти метода кратко рассматриваются в следующих двух разделах.

7.13. КРИТЕРИЙ СТАБИЛЬНОСТИ НАЙКВИСТА

Доказательство критерия Найквиста опущено, так как его можно найти в соответствующей литературе. Оно требует математических методов, пользоваться которыми затруднительно. Однако здесь будут разъяснены основные принципы.

Для примера предположим, что имеется специальная функция

$$F(s) = 1 - \beta(s) A_0(s) = \frac{s - a_0}{s + a_0}. \quad (7.116)$$

Эта функция имеет полюс в точке $-a_0$ и нуль в точке $+a_0$ (рис. 7.20). Такая система нестабильна вследствие наличия нуля в правой полуплоскости.

Перепишем теперь уравнение 7.116, выразив его через частоту в установившемся режиме:

$$F(j\omega) = \frac{j\omega - a_0}{j\omega + a_0} = 1 \left| \text{arc tg} \frac{\omega}{-a_0} - \text{arc tg} \frac{\omega}{a_0} \right|. \quad (7.117)$$

Если эту функцию построить графически в полярных координатах как функцию частоты, то мы получим рис. 7.21. При построении графика величина функции отложена под нужным углом. Из

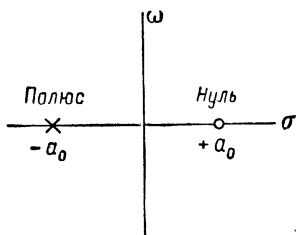


Рис. 7.20. Нуль в правой полуплоскости

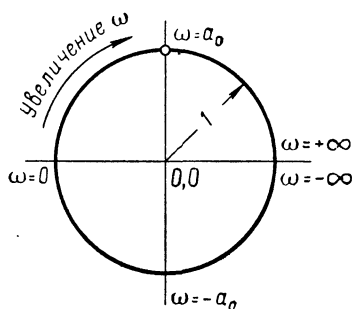


Рис. 7.21. Полярная диаграмма $F(j\omega)$ в функции частоты

рис. 7.21 ясно, что результирующий контур окружает начало координат один раз в направлении по часовой стрелке при изменении частоты от $-\infty$ до $+\infty$.

Получение окружности обуславливается нулем в правой полуплоскости. Общее правило, которое можно доказать, состоит в том, что полярная кривая $F(j\omega)$ окружает начало координат один раз в направлении по часовой стрелке для каждого нуля правой полуплоскости.

Рассмотрим теперь обратный случай, когда функция имеет полюс в правой полуплоскости. Итак, пусть

$$F(s) = 1 - \beta(s) A_0(s) = \frac{s + a_0}{s - a_0} \quad (7.118)$$

и поэтому

$$F(j\omega) = 1 \left| \text{arc tg} \frac{\omega}{a_0} - \text{arc tg} \frac{\omega}{-a_0} \right|. \quad (7.119)$$

На рис. 7.22 показаны диаграмма полюсов и нулей и соответствующая полярная диаграмма. В этом случае начало координат окру-

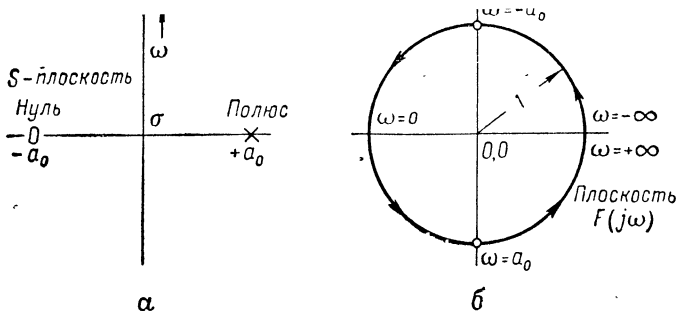


Рис. 7.22. Влияние полюса в правой полуплоскости:
 а — диаграмма полюсов и нулей; б — полярная диаграмма

жается один раз в направлении против часовой стрелки для каждого полюса правой полуплоскости.

Поэтому число полюсов и нулей правой полуплоскости можно подсчитать, определив число и направление окружностей относительно начала координат, образуемых полярной диаграммой $1 - \beta A_0$. Конечно, для определения стабильности интерес представляют только нули правой полуплоскости этой функции. С ними и связан критерий стабильности Найквиста.

Полярная диаграмма $1 - \beta(j\omega)A_0(j\omega)$ называется диаграммой Найквиста. Критерий Найквиста можно выразить следующим образом. Если полярная диаграмма $1 - \beta(j\omega)A_0(j\omega)$ окружает начало координат в направлении по часовой стрелке от $\omega = -\infty$ до $+\infty$, то система нестабильна.

На практике построение диаграммы Найквиста можно упростить с помощью преобразования, показанного на рис. 7.23. Во-первых, полярная диаграмма $1 - \beta(j\omega)A_0(j\omega)$ преобразуется в диаграмму $-\beta(j\omega)A_0(j\omega)$ путем переноса начала координат вправо на единичный отрезок. Затем подсчитывается число оборотов относительно точки $-1 + j0$. Если всю плоскость повернуть на 180° , как показано на рис. 7.23, б, то получим диаграмму $+\beta(j\omega)A_0(j\omega)$ и

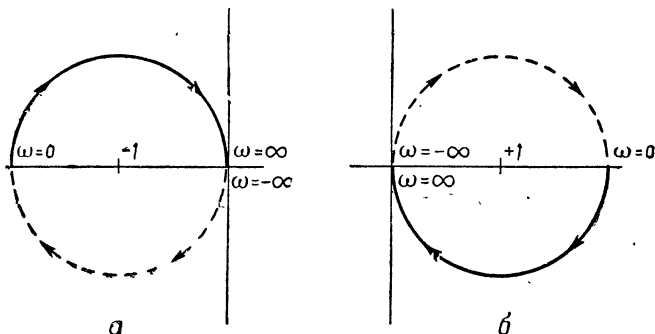


Рис. 7.23. Преобразование диаграммы Найквиста:
 а — полярная диаграмма $-\beta(j\omega)A_0(j\omega)$; б — полярная диаграмма $+\beta(j\omega)A_0(j\omega)$

стабильность определится путем подсчета окружностей относительно точки $(1 + j0)$.

Особенно ценное преимущество критерия Найквиста ясно из рис. 7.23, б. Здесь необходимо только определить передаточную функцию разомкнутой петли $A_0(j\omega)$ и $\beta(j\omega)$ при каскадном соединении. Это можно проделать аналитически или экспериментально. Тогда строится полярная диаграмма и ответ относительно стабильности может быть дан путем подсчета окружностей для точки $+1$. Таким образом, для системы с разомкнутой петлей требуется относительно простой ряд подсчетов или измерений, а стабильность системы с замкнутой петлей может быть установлена вполне определенно. Более подробное рассмотрение можно встретить в литературе [7].

Остается один практический вопрос. В главе 2 было указано, что почти все обычные усилители имеют минимальный сдвиг фазы. Разработаны методы определения фазовой характеристики на основе амплитудной характеристики. Следовательно, необходимо лишь определить амплитудную характеристику, так как фазовая характеристика может быть определена из нее и из построения диаграммы Найквиста.

7.14. КРИТЕРИЙ РУТА — ГУРВИЦА

При применении критерия Найквиста обнаруживаются два основных недостатка [8]. Наиболее важный из них тот, что критерий Найквиста связан с численным методом исследования. Прежде чем построить или экспериментальным путем определить диаграмму Найквиста, необходимо знать номинальные значения параметров цепи. Далее, проблема стабилизации нестабильной цепи представляет собой в основном задачу определения границ стабильности методом последовательных приближений. Большим преимуществом метода является то, что он позволяет производить расчеты и анализ на основе данных, полученных экспериментальным путем, и этим преимуществом часто компенсируются все недостатки.

Метод, разработанный Руттом и Гурвицем независимо друг от друга, в основном аналитический и обычно не может оперировать с данными, определенными экспериментально. Наоборот, он зависит от соотношений между коэффициентами в знаменателе передаточной функции системы.

Выше было показано, что передаточные функции всех цепей имеют общую форму отношения двух полиномов:

$$F(s) = K \frac{b_n s^n + b_{n-1} s^{n-1} + \dots + b_1 s + b_0}{a_n s^n + a_{n-1} s^{n-1} + \dots + a_1 s + a_0}. \quad (7.120)$$

Характеристическое уравнение можно получить, если полином в знаменателе приравнять нулю. Ясно, что корни характеристического уравнения представляют собой полосы передаточной функции системы и тем самым определяют характер реакции.

Для применения метода Рута — Гурвица необходимо написать два ряда коэффициентов характеристического уравнения:

1-й ряд	s^n	a_n	a_{n-2}	a_{n-4}	\dots	и т. д.
2-й ряд	s^{n-1}	a_{n-1}	a_{n-3}	a_{n-5}	\dots	и т. д.

Третий ряд образуется перекрестным умножением членов в первых двух рядах:

1-й ряд	s^n	a_n	a_{n-2}	a_{n-4}
2-й ряд	s^{n-1}	a_{n-1}	a_{n-3}	a_{n-5}
3-й ряд	s^{n-2}	$a_{n-1}a_{n-2} - a_n a_{n-3}$	$a_{n-1}a_{n-4} - a_n a_{n-5}$	и т. д.
		a_{n-1}	a_{n-1}	

Аналогичным образом можно получить четвертый ряд, пользуясь вторым и третьим рядами. Третий и четвертый ряды используются для образования пятого ряда и т. д. Последний ряд должен соответствовать s^0 , так что получается $(n + 1)$ рядов.

При образовании рядов, следующих за первыми двумя, могут возникнуть два специальных случая. Так, например, в характеристическом уравнении может не хватать степени s . Тогда в таблицу нужно ввести нуль для учета недостающего члена. Если этот нуль является первым членом какого-либо ряда, а основные члены — не нули, то следующий ряд нельзя образовать, иначе все члены будут иметь бесконечное значение. Это затруднение можно обойти следующим образом. Нужно заменить нуль дифференциально малой величиной, которую обозначим ϵ . Тогда коэффициенты составляются, как обычно. Члены, включающие ϵ^2 , можно не оставлять.

Другой специальный случай возникает тогда, когда все члены в данном ряду равны нулю. Любая попытка образовать в этом случае следующий ряд терпит неудачу. Методика состоит в следующем:

1) Составляется вспомогательное уравнение с коэффициентами последнего не исчезающего ряда, начинающееся степенью s , определяемой этим рядом. Корни этого уравнения являются также корнями характеристического уравнения.

2) Вспомогательное уравнение дифференцируется относительно s и коэффициенты результирующего уравнения вносятся в таблицу вместо нулей.

После составления с помощью только что указанных методов полного определителя Рута — Гурвица анализируются коэффициенты в первом столбце. Число отсчетов, когда знаки коэффициентов изменяются, численно равно числу корней характеристического уравнения правой полуплоскости. Следовательно, стабильная система не будет давать каких-либо изменений знака в первом столбце коэффициентов и никакие корни не попадут на вертикальную ось. Параметры физической системы должны быть отрегулированы так, чтобы это условие выполнялось.

Для примера рассмотрим физическую систему, имеющую следующее характеристическое уравнение:

$$a_3s^3 + a_2s^2 + a_1s + a_0 = 0.$$

Легко составить определитель Рунга — Гурвица следующим образом:

1-й ряд	s^3	a_3	a_1
2-й ряд	s^2	a_2	a_0
3-й ряд	s^1	$\frac{a_1a_2 - a_3a_0}{a_2}$	0
4-й ряд	s^0	a_0	0

Если этому соответствует физическая система, то сами коэффициенты положительны. Если система должна быть стабильной, то знак в первом столбце не может изменяться, так что $a_1a_2 > a_3a_0$. Это и есть условие стабильности; оно определяет также границы стабильности.

ЗАДАЧИ

7.1. Усиление напряжения усилителя на средней частоте при отсутствии обратной связи составляет 46,2 лоджитов напряжения. Определить усиление для замкнутой петли усилителя при введении отрицательной обратной связи, при которой $\beta = 0,01$.

7.2. Усиление напряжения усилителя в исходном случае без обратной связи составляет 35 лоджитов напряжения. В случае применения обратной связи усиление уменьшается до 25 лоджитов напряжения. Определить β .

7.3. Выходное напряжение усилителя без обратной связи составляет 125 в при 15% нелинейных искажениях. Напряжение входного сигнала 65 мв. Частотная характеристика усилителя плоская в интересующем нас диапазоне. Определить результирующие нелинейные искажения на выходе и новое значение входного напряжения, требуемое для поддержания выходного сигнала на уровне 125 в, если подвести на вход 1% выходного напряжения для получения отрицательной обратной связи.

7.4. Без обратной связи и при номинальном напряжении источника питания данный усилитель с плоской частотной характеристикой дает усиление напряжения 25 лоджитов напряжения. Когда напряжение источника питания падает на 25%, то усиление усилителя падает до 24 лоджитов напряжения. Для стабилизации усилителя используется отрицательная обратная связь. Определить усиление замкнутой петли, если $\beta = 0,01$ при номинальном напряжении источника питания и при падении напряжения источника питания на 25%.

7.5. Для однокаскадного усилителя реостатной связи заземленного типа $g_m = 4000$ мкмо; $r_p = 10\,000$ ом, $R_L = 6000$ ом; $C_c = 0,001$ мкф, $C_T = 30$ пф, $R_g = 500\,000$ ом, $C_{pk} = 4$ пф. Определить исходное усиление, а также верхнюю и нижнюю критические частоты.

7.6. Несунтированное катодное сопротивление 600 ом добавляется в схему усилителя, рассмотренного в задаче 7.5. Определить новые значения исходного усиления и критических частот.

7.7. Данные, приведенные в задаче 7.5, можно отнести к катодному повторителю с реостатной связью. Определить исходное усиление и критические частоты этой схемы.

7.8. Пусть лампы в усилителях, рассмотренных в задачах 7.5—7.7, заменены лампами с крутизной 3500 мкмо. Определить изменения в величинах исходного усиления, предполагая, что все остальные параметры остаются постоянными.

7.9. Определить выходные полные сопротивления трех усилителей, рассмотренных в задачах 7.5—7.7. Предполагается при этом работа на средней частоте.

7.10. Рассчитать пару каскадов обратной связи, имеющую такие же полюса, какие имеет усилитель с параллельной коррекцией при $m = 0,5$. Предполагается, что используется та же лампа и что общая шунтирующая емкость для всех каскадов составляет 15 нф . Пусть $g_m = 4000 \text{ мкмо}$, R_L (параллельная коррекция) $= 2000 \text{ ом}$, $r_p = 700\,000 \text{ ом}$, $R_g = 1 \text{ Мом}$. Определить G_{12} и A_r .

7.11. Определить время нарастания и величину выброса усилителя, рассмотренного в задаче 7.10. Сравнить эти цифры с соответствующими цифрами для усилителя с параллельной коррекцией при $m = 0,5$. В чем причина получающейся разницы?

7.12. Рассчитать пару каскадов обратной связи с максимально плоской характеристикой, имеющую общую полосу пропускания 2 Мгц относительно средней частоты 30 Мгц . Можно принять, что $g_{m1} = g_{m2} = 4500 \text{ мкмо}$, $C_T = 15 \text{ нф}$. Предполагается также, что g_{m2} значительно больше G_{12} . Определить требуемые значения G_{12} , R и L . Определить A_r . Какие практические задачи могут возникнуть при проектировании этого усилителя?

7.13. Повторить задачу 7.12, рассчитав схему, состоящую из пары каскадов обратной связи и одного одноконтурного каскада и имеющую такую же характеристику, как и у тройки взаимно расстроенных каскадов с максимально плоской характеристикой.

7.14. Задан ряд характеристических уравнений. Пользуясь критерием Рута — Гурвица, определить, соответствуют ли эти уравнения стабильным системам. Определить число корней в правой полуплоскости.

а) $s^4 + 5s^3 + 13s^2 + 19s + 10 = 0$.

б) $s^3 + s^2 + s + 1 = 0$.

в) $s^4 + 2s^3 + 4s^2 - 2s - 5 = 0$.

г) $s^5 + 4s^4 + 7s^3 + 8s^2 + 6s + 4 = 0$.

д) $s^4 + 2s^3 + s + 2 = 0$.

е) $s^5 - 9s^3 - 22s^2 - 22s - 8 = 0$.

Г Л А В А 8

УСИЛИТЕЛИ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ

Несмотря на то что полупроводниковый триод разработан сравнительно недавно, он уже довольно широко применяется в самых различных схемах. Для анализа цепей и вывода расчетных формул разными авторами используются различные методы. Каждый метод [9] имеет свои преимущества и недостатки. Один из методов представлен в настоящей книге. Его преимущества выявятся позже, при анализе и расчете усилителей на полупроводниковых триодах и генераторов с обратной связью. В настоящей главе будет показано, что усиление напряжения усилителя на полупроводниковых триодах может быть определено выражением

$$A = \pm g'_t Z_m,$$

где g'_t — эффективная крутизна усилительной схемы на полупроводниковых триодах;

Z_m — полное сопротивление пассивной цепи в эквивалентной схеме анодной цепи.

Поэтому, как и при исследовании ламповых усилителей, можно рассматривать отдельно: 1) факторы, влияющие на g'_t , и 2) факторы, влияющие на Z_m . Настоящая глава имеет соответствующие подразделы. Заканчивается она выводами относительно каскадных соединений.

8.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЧКИ Q

Полупроводниковый триод будет работать удовлетворительно только в том случае, если цепи эмиттера и коллектора составляют замкнутый путь по постоянному току (рис. 8.1). Как видно, база заземлена. Поэтому такой усилитель называется усилителем с заземленной базой.

Обозначения, приведенные на рис. 8.1, стандартные:

- U_{ee} — напряжение смещения эмиттера;
- U_{cc} — напряжение смещения коллектора;
- I_c — общий ток эмиттера, равный $i_e + I_{ee}$;
- I_c — общий ток коллектора, равный $i_c - I_{cc}$.

Токи эмиттера и коллектора содержат по две составляющие: составляющие смещения, или постоянного тока, I_{ee} и I_{cc} и переменные, или сигнальные, составляющие i_e и i_c .

Контурные уравнения напряжения по цепям эмиттера и коллектора в состоянии покоя, т. е. при отсутствии сигнала, составляют

$$U_{ee} = I_{ee}R_e + U_e;$$

$$U_{cc} = I_{cc}R_c + U_c$$

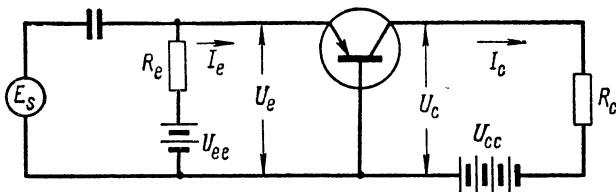


Рис. 8.1. Простейший усилитель на полупроводниковом триоде. Схема с заземленной базой

или, при перестановке членов,

$$U_e = U_{ee} - I_{ee}R_e; \quad (8.1)$$

$$U_c = U_{cc} - I_{cc}R_c. \quad (8.2)$$

Мы получили уравнение нагрузочной линии для цепей эмиттера и коллектора. Они используются для построения нагрузочных линий на входных и выходных характеристиках полупроводникового триода точно так же, как для построения нагрузочных линий на статических анодных характеристиках электронных ламп.

Завод-изготовитель полупроводниковых триодов обычно рекомендует значения U_c и I_{ee} . Это поляризующие потенциалы и токи, которыми определяется желательное положение точки покоя полупроводникового триода. В действительности получаются две точки Q : одна на выходных характеристиках, другая — на входных. Однако выбором значений U_c и I_{ee} автоматически определяются значения U_e и I_{cc} .

Ниже будут рассмотрены другие схемные соединения, используемые для получения необходимых потенциалов и токов.

Анализ работы усилителя на полупроводниковых триодах можно провести непосредственно, пользуясь графиками нагрузочных линий на статических характеристиках, когда все элементы цепи имеют чисто омический характер. Однако элементы цепи полупроводникового триода и в особенности цепи нагрузки редко представляют собой простые активные сопротивления. В этом случае предпочтительно аналитическое рассмотрение вопроса.

Полупроводниковый триод может работать либо в режиме класса А, либо в прерывистом режиме при соответствующей регулировке точек Q и амплитуды сигнала. В этой главе будет рассмо-

трена только работа в режиме класса А. Поэтому можно использовать эквивалентную схему класса А, полученную в главе 1 и показанную на рис. 1.16, б.

8.2. ТИПЫ УСИЛИТЕЛЕЙ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТРИОДАХ

Предположим, что точка Q и амплитуда сигнала отрегулированы так, что данный полупроводниковый триод работает в классе А.

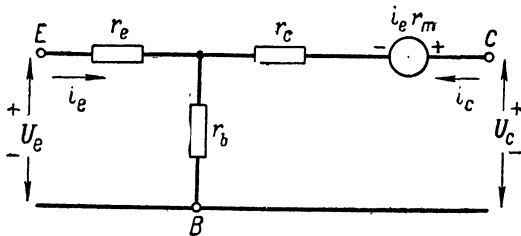


Рис. 8.2. Эквивалентная схема полупроводникового триода в классе А. Показаны принятые полярность напряжений и направление тока

Тогда эквивалентную схему полупроводникового триода можно представить так, как показано на рис. 8.2. Ниже в таблице приводятся значения четырех сопротивлений полупроводникового триода:

Сопротивление	Триод с точечным контактом	Плоскостной триод
r_e	250 Ом	25 Ом
r_b	300 Ом	250 Ом
r_c	20 ком	10 Мом
r_m	35 ком	9,75 Мом

Эквивалентная схема, приведенная на рис. 8.2, может быть использована для полупроводниковых триодов как типа *n*, так и типа *p*. Принятые обозначения токов и напряжений указаны на схеме. Конечно, в реальном полупроводниковом триоде один из токов всегда будет иметь другое направление, так что на характеристиках он будет отрицательным. Действительные направления тока, связанные с эквивалентными схемами, приведены на рис. 8.3 для полупроводниковых триодов как *n*-типа, так и *p*-типа.

При рассмотрении одиночных усилительных каскадов принятое при анализе направление тока не влияет на результаты. Однако при наличии более одного каскада, вообще говоря, желательно показать истинное направление тока. Хорошая иллюстрация этого принципа дана в главе 11 при анализе двухтактного усилителя.

С точки зрения переменных составляющих, как можно видеть из приведенных эквивалентных схем, полупроводниковый триод

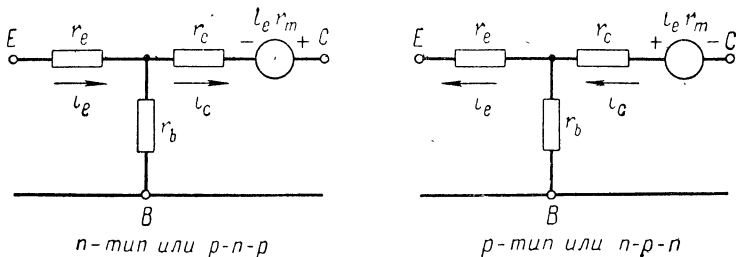


Рис. 8.3. Действительные направления тока двух типов полупроводниковых триодов

представляет собой трехполюсный элемент. Тремя электродами являются эмиттер, база и коллектор. Любой из трех «сигнальных» электродов может быть использован как исходный или заземленный зажим для токов сигнала. Поэтому существуют три основных типа усилительной схемы: 1) усилитель с заземленной базой, 2) усилитель с заземленным эмиттером, 3) усилитель с заземленным коллектором.

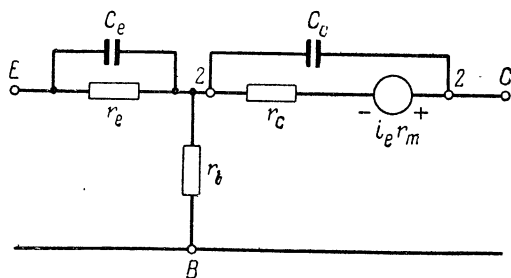
Когда говорят, что электрод заземлен, то под этим имеют в виду заземление только для переменных составляющих. Заземленный электрод может иметь высокий постоянный потенциал относительно постоянного потенциала земли.

В настоящей главе будут рассмотрены все три основные усилительные схемы.

8.3. МЕЖЭЛЕКТРОДНЫЕ ЕМКОСТИ

На рис. 8.4 приведена эквивалентная схема класса А для полупроводникового триода, на которой показаны емкости эмиттера и коллектора. Хотя мы будем рассматривать эти емкости как постоянные, однако в действительности этого нет. Каждая емкость зависит от напряжения на электроде, обычно уменьшаясь при повышении напряжения.

Схему можно упростить. Обозначим параллельную комбинацию r_e и C_e через Z_e , так что



$$Z_e = r_e \frac{\omega_e}{s + \omega_e},$$

$$\text{где } \omega_e = \frac{1}{r_e C_e}.$$

Построим теперь эквивалентную схему коллекторной цепи между зажимами 2—2 с эквивалентным источником напряжения. Легко видеть, что

Рис. 8.4. Межэлектродные емкости полупроводникового триода

эта схема состоит из генератора и последовательного сопротивления:

$$E_{0c} = I_e r_m \frac{\omega_c}{s + \omega_c} = I_e Z_m; \quad (8.3)$$

$$Z = Z_c = r_c \frac{\omega_c}{s + \omega_c}, \quad (8.4)$$

где

$$\omega_c = \frac{1}{r_c C_c} = \text{Предельная частота коллектора.} \quad (8.5)$$

Поэтому измененная эквивалентная схема полупроводникового триода, учитывающая межэлектродные емкости, имеет вид, показанный на рис. 8.5, а.

Если даже C_e и C_c почти равны между собой, то ω_e всегда значительно больше ω_c , так как r_e всегда значительно меньше r_c .

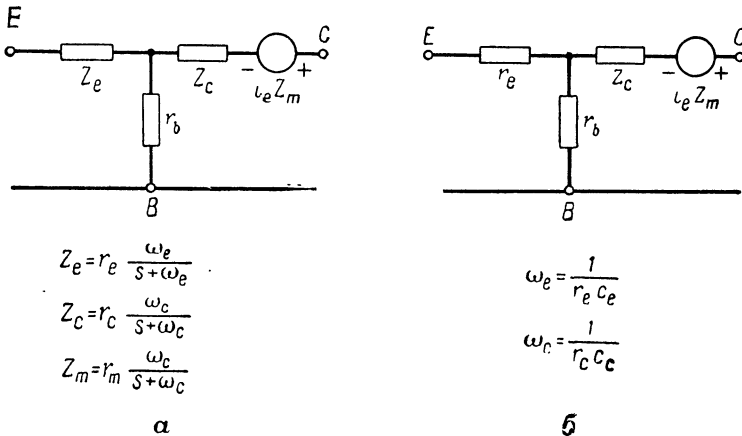


Рис. 8.5. Эквивалентные схемы с учетом влияния межэлектродной емкости:

а — влияние емкости эмиттера и коллектора; б — в случае пренебрежения емкостью эмиттера

Поэтому емкость коллектора приобретает важное значение на значительно меньших частотах, чем емкость эмиттера, и значением C_e обычно пренебрегают. Результирующая эквивалентная схема приведена на рис. 8.5, б. Она используется в последующем изложении.

8.4. МЕТОД АНАЛИЗА

В главе 3 был дан анализ трех основных типов ламповых усилителей и нескольких вариантов. Для настоящего анализа удобно принять эквивалентную схему, показанную на рис. 8.6. Как видно из рисунка, усилитель представлен изолированными входной и выходной цепями. Входная цепь состоит из генератора сигнала, его

внутреннего сопротивления R_s и входного сопротивления Z_i усилителя. Выходная цепь состоит из источника тока $\pm g'_m E_i$, шунтированного сопротивлением z_p , и произвольной нагрузочной трехполюсной цепи с входным сопротивлением Z_L . Указанные на рисунке обозначения определяются следующим образом:

$\pm g'_m$ — эффективная крутизна усилителя;

z_p — параллельная комбинация r_p и C_{pk} (или C_0 для пентода);

Z_L — входное сопротивление цепи нагрузки.

Общая пассивная цепь выходной цепи, состоящая из z_p и соответствующей нагрузки, сохраняется всегда постоянной независимо от типа исследуемого усилителя. Другими словами, эта пассивная цепь остается одной и той же безотносительно к тому, при-

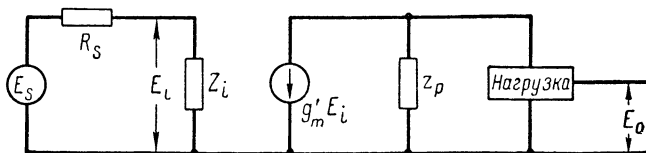


Рис. 8.6. Общая эквивалентная схема лампового усилителя напряжения, полученная в главе 3

надлежит ли усилитель к типу с заземленным катодом, заземленной сеткой или заземленным анодом. Изменение в характеристиках этих усилителей компенсируется использованием различных значений g'_m и Z_i .

Особое преимущество этого метода заключается в том, что все ламповые усилители напряжения в этом случае имеют функции усиления каскада:

$$A = \pm g'_m Z_m = \frac{E_o}{E_i},$$

где Z_m — полное сопротивление пассивной цепи, состоящей из z_p и присоединенной нагрузки.

Это позволяет свести исследование ламповых усилителей напряжения к анализу факторов, влияющих на g'_m и Z_m .

Необходимо уяснить себе, что предыдущее уравнение представляет собой функцию усиления только для выходной цепи. В выходной цепи мы имеем делитель напряжения, так что

$$A(\text{вход}) = \frac{E_i}{E_s} = \frac{Z_i}{R_s + Z_i}.$$

Поэтому функция общего усиления каскада представляется в виде

$$\begin{aligned} A(\text{общая}) &= A(\text{вход}) \cdot A(\text{выход}) = \\ &= \frac{E_o}{E_s} = \left(\frac{Z_i}{R_s + Z_i} \right) g'_m Z_m. \end{aligned}$$

В некоторых случаях может оказаться необходимым воспользоваться этим соотношением.

В данном случае возникает серьезная проблема. При применении общей функции усиления характеристики усилителя становятся зависимыми от полного сопротивления источника сигнала. Вследствие этого сравнение различных типов усилителей затрудняется, если не задаться определенным значением полного сопротивления источника сигнала.

В ламповых цепях эта трудность преодолевается одним из двух методов:

1) Принимается, что источник сигнала имеет нулевое внутреннее сопротивление.

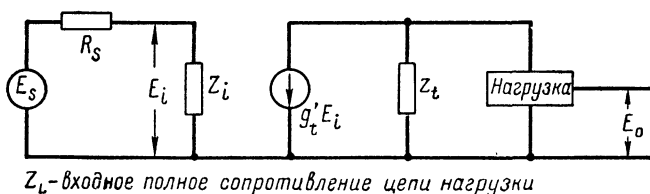


Рис. 8.7. Эквивалентная схема полупроводникового триода

2) Входная цепь делается частью выходной цепи задающей системы и рассматривается как отдельный усилительный каскад.

Второй метод — лучший и наиболее распространенный. Он более пригоден для исследования усилителей на полупроводниковых триодах. Так, на практике довольно часто функции усиления выходной цепи используются только при рассмотрении характеристик усилителей. Входная цепь тогда рассматривается как другой каскад выходной схемы.

Такой же метод анализа можно применить к усилителям напряжения на полупроводниковых триодах. Можно предложить эквивалентную схему, показанную на рис. 8.7. Она в точности аналогична эквивалентной ламповой схеме. Необходимо лишь определить значения параметров цепи для различных типов усилителей на полупроводниковых триодах. Тогда усиление напряжения выходной цепи для любого усилителя на полупроводниковых триодах определится выражением

$$A = \pm g'_t Z_m,$$

где g'_t — эффективная крутизна усилителя на полупроводниковых триодах;

Z_m — полное сопротивление цепи, состоящее из z_t и присоединенной нагрузки.

Можно видеть, что g'_t для полупроводникового триода соответствует g_m для электронной лампы. Аналогично g_t (без штриха) должно соответствовать g_m (без штриха). Здесь g_m — крутизна

электронной лампы. Она равна эффективной крутизне недегенеративного усилителя с заземленным катодом. Для ламповых усилителей это представляет собой исходный случай.

Соответствующий исходный случай существует для полупроводниковых усилителей. Катод служит эмиттером для электронных ламп. Таким образом, полупроводниковым аналогом для лампового усилителя с заземленным катодом является полупроводниковый усилитель с заземленным эмиттером. Поэтому g_t означает фактическую крутизну самого полупроводникового триода, которая должна численно равняться эффективной крутизне недегенеративного усилителя с заземленным эмиттером.

В эквивалентной ламповой схеме z_p представляет собой полное выходное сопротивление недегенеративного усилителя с заземленным катодом. По аналогии z_i — это полное выходное сопротивление недегенеративного усилителя с заземленным эмиттером.

Здесь Z_i будет всегда означать действительное входное полное сопротивление усилительной схемы.

Таким образом, недегенеративный усилитель с заземленным эмиттером — это исходный случай при исследовании усилителей на полупроводниковых триодах. Эта схема рассматривается в следующем разделе.

8.5. УСИЛИТЕЛЬ С ЗАЗЕМЛЕННЫМ ЭМИТТЕРОМ БЕЗ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

На рис. 8.8 приведена обычная эквивалентная схема усилителя с заземленным эмиттером. Контурное уравнение напряжений по входной цепи составляет

$$E_s = I_b(R_s + r_b + r_e) + I_c r_e.$$

В этом уравнении член $I_c r_e$, очевидно, указывает на наличие обратной связи, в противном случае между входной и выходной цепями не было бы связи. Поэтому обратная связь в этом случае может быть предотвращена, если сопротивление эмиттера r_e равно нулю.

Условие отсутствия обратной связи, получаемое при равенстве r_e нулю, на практике невыполнимо, хотя иногда к нему можно

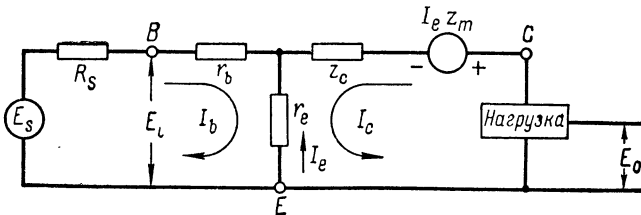


Рис. 8.8. Усилитель с заземленным эмиттером (представление в обычно принятой форме)

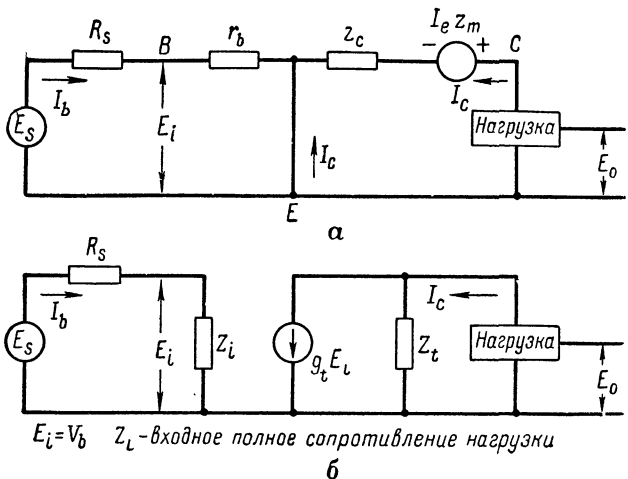


Рис. 8.9. Эквивалентные схемы для усилителя с заземленным эмиттером без обратной связи:

а — обычная форма представления; б — предлагаемая схема

подойти довольно близко. В любом случае это будет наша исходная схема, так как недегенеративный ($Z_k = 0$) усилитель с заземленным катодом является исходным случаем для ламповых усилителей.

В гипотетическом случае нулевой обратной связи обычная эквивалентная схема усилителя принимает вид, показанный на рис. 8.9, а. Она получается из рис. 8.8 при замене r_e коротким замыканием. Предлагаемая эквивалентная схема приведена на рис. 8.9, б. Необходимо теперь вывести формулы для определения параметров g_t , z_t и Z_i предлагаемой схемы, выразив их через параметры обычной схемы.

Контурное уравнение напряжений по входной цепи обычной эквивалентной схемы (рис. 8.9, а) составляет

$$U_b = I_b r_b.$$

Следовательно, полное входное сопротивление

$$Z_i = \frac{U_b}{I_b} = r_b. \quad (8.6)$$

Определим теперь полное выходное сопротивление z . Для этого отключим цепь нагрузки от зажимов $C - E$ обычной эквивалентной схемы. Включим параллельно тем же зажимам генератор напряжения E_x с нулевым внутренним сопротивлением. Затем заменим источник входного сигнала E_s коротким замыканием. Для такой схемы контурное уравнение по входной цепи принимает вид $0 = I'_b (R_s + r_b)$, так что $I'_b = 0$. Контурное уравнение по выходной цепи теперь составляет

$$E_x = I'_c z_c + I'_e z_m.$$

Однако, как видно из рис. 8.9, *a*,

$$I'_e = -(I'_b + I'_c).$$

Но так как I'_b равно нулю, то $I'_e = -I'_c$, а первое контурное уравнение имеет вид

$$E_x = I'_c(z_c - z_m).$$

Поэтому полное выходное сопротивление

$$z_t = \frac{E_x}{I'_c} = z_c - z_m. \quad (8.7)$$

Выше было показано, что

$$z_c = r_c \frac{\omega_c}{s + \omega_c} \quad \text{и} \quad z_m = r_m \frac{\omega_c}{s + \omega_c}.$$

Поэтому полное выходное сопротивление

$$z_t = (r_c - r_m) \left(\frac{\omega_c}{s + \omega_c} \right) = r_c \left(1 - \frac{r_m}{r_c} \right) \left(\frac{\omega_c}{s + \omega_c} \right).$$

Коэффициент усиления по току полупроводникового триода

$$a = \frac{r_m + r_b}{r_c + r_b}.$$

Почти во всех полупроводниковых триодах как r_m , так и r_c значительно больше r_b , так что $a \approx r_m/r_c$. Поэтому полное выходное сопротивление

$$z_t \approx r_c (1 - a) \frac{\omega_c}{s + \omega_c}. \quad (8.8)$$

Это полное сопротивление представляет собой параллельную комбинацию следующих элементов цепи:

$$r_t \approx r_c (1 - a); \quad (8.9)$$

$$C_t = \frac{C_c}{1 - a}. \quad (8.10)$$

Теперь остается лишь определить крутизну полупроводникового триода. Из рис. 8.9, *b* видно, что если зажимы *C* — *E* замкнуты накоротко, то будет протекать ток, т. е.

$$I_{sc} = g_t U_b$$

или

$$g_t = \frac{I_{sc}}{U_b}. \quad (8.11)$$

Поэтому для определения g необходимо лишь найти отношение I_{sc} к U_b в обычной эквивалентной схеме рис. 8.9, *a*, когда зажимы

замкнуты накоротко. При коротком замыкании зажимов два контурных уравнения принимают вид

$$\begin{aligned} U_b &= I_b r_b; \\ 0 &= I_{sc} z_b + I_e z_m. \end{aligned} \quad (8.12)$$

Однако

$$I_e = -(I_b + I_{sc}).$$

Таким образом, второе контурное уравнение принимает вид

$$0 = I_{sc} (z_c - z_m) - I_b z_m = I_{sc} z_t - I_b z_m$$

Поэтому

$$I_b = I_{sc} \frac{z_t}{z_m}.$$

Подставим это выражение в уравнение 8.12:

$$U_b = I_{sc} \frac{z_t r_b}{z_m}.$$

Следовательно, крутизна полупроводникового триода

$$g_t = \frac{I_{sc}}{U_b} = \frac{z_m}{z_t r_b} = \frac{r_m}{r_t r_b} \quad (8.13)$$

или, в другой, практически более полезной форме,

$$g_t = \frac{1}{r_b} \cdot \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{r_m}{r_b (r_c - r_m)}. \quad (8.14)$$

Легко определить типичные значения g_t . Так, например, типичный плоскостной полупроводниковый триод может иметь $r_m = 9,75 \text{ Мом}$, $r_c = 10 \text{ Мом}$, $r_b = 250 \text{ ом}$. Следовательно,

$$g_t = \frac{9,75}{250 \cdot 0,25} = 156\,000 \text{ мкмо.}$$

Мы получили чрезвычайно большую цифру по сравнению со значениями g_m для обычных электронных ламп. Однако, как будет показано ниже, полупроводниковые триоды очень чувствительны к дегенеративному действию, так что фактически крутизна не будет такой большой.

Полупроводниковый триод с точечным контактом может иметь следующие параметры: $r_m = 35\,000 \text{ ом}$, $r_c = 20\,000 \text{ ом}$, $r_b = 300 \text{ ом}$, так что

$$g_t = \frac{-35}{300 \cdot 15} = -7777 \text{ мкмо.}$$

Мы получили такой же порядок величины, как и для g_m электронных ламп.

Любое заметное уменьшение сопротивления базы вызовет соответствующее увеличение крутизны. Для новых схем на полупро-

водниковых триодах характерны низкие значения r_b . С первого взгляда может показаться желательным сделать α почти равным единице, чтобы получить бесконечные значения g_t . Однако это преимущество сводится на нет, так как шунтирующее сопротивление $r_t = r_c (1 - \alpha)$ становится равным нулю.

Если через Z_m обозначить полное сопротивление между генератором $g_t U_b$ и выходными зажимами усилителя, то выходное напряжение будет равно $E_0 = -g_t U_b Z_m$, а усиление напряжения $A = E_0 / U_b = -g_t Z_m$. Минус указывает на обращение фазы в усилителе. Иногда g_t само по себе может быть отрицательным, так что функция усиления положительна. При этом обращения фазы не происходит.

8.6. УСИЛИТЕЛЬ С ЗАЗЕМЛЕННЫМ ЭМИТТЕРОМ

Схема, рассмотренная в предыдущем разделе, представляет собой чисто гипотетический случай, когда сопротивление эмиттера принято равным нулю. Здесь будет рассмотрен практический случай, когда r_e не равно нулю.

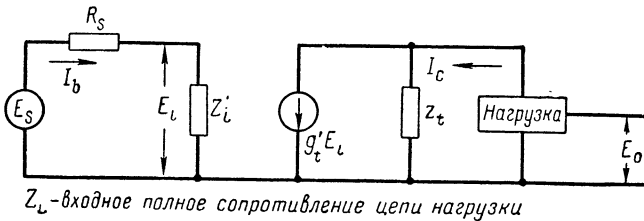


Рис. 8.10. Эквивалентная схема для практического усилителя с заземленным эмиттером

На рис. 8.10 приведена эквивалентная схема практического усилителя с заземленным эмиттером. Следует заметить, что пассивная импедансная цепь в выходной цепи, состоящая из z_t и присоединенной нагрузки, в точности такая же, как и в предыдущем случае, так что Z_m остается без изменений. Схема отличается от предыдущей только величиной эффективной крутизны и новым значением полного входного сопротивления Z'_i .

Усиление напряжения усилителя, очевидно, равно $A = -g'_t Z_m$. Необходимо определить лишь g'_t и Z'_i . Оба эти параметра можно получить из контурных уравнений напряжений для обычных Т-образных эквивалентных схем, приведенных выше, на рис. 8.8. Вначале определим g'_t , а затем Z'_i .

Контурное уравнение напряжения по второму контуру обычной эквивалентной схемы (рис. 8.8) составляет

$$0 = I_c (r_e + z_c + Z_L) + I_e z_m + I_b r_e.$$

Однако $I_e = -(I_b + I_c)$, так что предыдущее контурное уравнение принимает вид

$$0 = I_c(r_e + z_c - z_m + Z_L) + I_b(r_e - z_m). \quad (8.15)$$

Таким образом, контурный ток I_b равен

$$I_b = I_c \frac{r_e + z_c - z_m + Z_L}{z_m - r_e}. \quad (8.16)$$

Контурное уравнение напряжений по входной цепи рис. 8.8 составляет

$$E_i = I_b(r_b + r_e) + I_c r_e. \quad (8.17)$$

Подставим уравнение 8.16 в уравнение 8.17:

$$E_i = I_c \left[r_e + \frac{(r_e + z_c - z_m + Z_L)(r_b + r_e)}{z_m - r_e} \right].$$

Приведем это уравнение к общему знаменателю, разложим числитель в ряд и исключим члены $z_m r_e$ и r_e^2 . Затем решим уравнение относительно I_c .

В результате получим

$$I_c = E_i \frac{z_m - r_e}{r_b(z_i + Z_L) + r_e(r_b + z_c + Z_L)}.$$

Обычно z_m и z_c значительно больше r_e и r_b . Тогда

$$I_c \approx E_i \frac{z_m}{r_b(z_i + Z_L) + r_e(z_c + Z_L)}. \quad (8.18)$$

Если схема на рис. 8.10 действительно эквивалентна обычной Т-образной схеме, то ток I_c должен быть равен току, определяемому уравнением 8.18. Для предложенной схемы

$$I_c = g_t' E_i \frac{z_i}{z_i + Z_L}.$$

Приравняем это уравнение к уравнению 8.18 и решим его относительно g_t' :

$$g_t' = \frac{z_m/z_i}{r_b + r_e(z_c + Z_L)/(z_i + Z_L)}.$$

Разделим числитель и знаменатель на r_b и будем считать, что

$$g_t = \frac{z_m}{r_b z_i}.$$

Отсюда эффективная крутизна практического усилителя с заземленным эмиттером равна

$$g_t' \approx \frac{g_t}{1 + \frac{r_e}{r_b} \left(\frac{z_c + Z_L}{z_i + Z_L} \right)}. \quad (8.19)$$

Мы получили требуемый результат.

Проиллюстрируем влияние сопротивления эмиттера на крутизну усилителя. Пусть Z_L — чистое омическое сопротивление 20 000 ом. Полупроводниковый триод относится к плоскостному типу и имеет $r_e = 25$ ом, $r_m = 9,75$ Мом, $r_b = 250$ ом, $r_c = 10$ Мом. Поэтому на низких частотах, при которых можно пренебречь емкостями коллектора, $g_t = 156\,000$ мкмо и $g'_t = g_t / (1 + 3,7) = 33\,190$ мкмо. Это иллюстрирует заметное дегенеративное действие, сказывающееся в плоскостных полупроводниковых триодах даже в том случае, когда сопротивление эмиттера довольно мало. Указанное значение крутизны больше получаемого для электронных ламп. Уменьшение можно свести к минимуму, если выбрать Z_L того же порядка, что и z_c . Однако это потребует таких больших напряжений питания коллектора, что практически неосуществимо.

Несколько иное положение характерно для полупроводниковых триодов с точечным контактом. В этих устройствах $r_m > r_c$, так что z_t отрицательно. Вследствие этого обратная связь по эмиттерной цепи может иметь дегенеративный или регенеративный характер в зависимости от соотношения между z_t и Z_L . Так, например, если ω значительно меньше ω_c и $R_L = 20\,000$ ом, $r_m = 35\,000$ ом, $r_c = 20\,000$ ом, $r_e = 250$ ом, $r_b = 300$ ом, то $g_t = -7777$ мкмо и $g'_t = g_t / (1 + 6,67) = -1014$ мкмо. Если $R_L = 30\,000$ ом, то эффективная крутизна становится равной -2047 мкмо. Если $R_L = 10\,000$ ом, то эффективная крутизна становится равной $+1944$ мкмо. Первые два случая — дегенеративные, а последний — регенеративный.

Легко подсчитать полное внутреннее сопротивление. Пользуясь уравнением 8.16, можно написать:

$$I_c = I_b \frac{z_m - r_e}{r_e + z_c - z_m + Z_L}. \quad (8.20)$$

Подставив это уравнение в уравнение 8.17, получим

$$E_i = I_b \left[r_b + r_e + \frac{r_e (z_m - r_e)}{r_e + z_t + Z_L} \right],$$

где $z_t = z_c - z_m$.

После некоторых преобразований это уравнение можно использовать для определения полного входного сопротивления:

$$Z'_i = \frac{E_i}{I_b} = r_b \left[1 + \frac{r_e (z_c + Z_L)}{r_b (r_e + z_t + Z_L)} \right]. \quad (8.21)$$

Очевидно, $Z_i = r_b$, так что

$$Z'_i = Z_i \left[1 + \frac{r_e (z_c + Z_L)}{r_b (r_e + z_t + Z_L)} \right]. \quad (8.22)$$

Изменение полного входного сопротивления усилителя можно выразить проще, так как член, заключенный в скобки, равен знаменателю выражения для эффективной крутизны. Поэтому

$$\frac{g_t}{g'_t} = 1 + \frac{r_e (z_c + Z_L)}{r_b (r_e + z_t + Z_L)},$$

В результате получим

$$Z'_i = r_b \frac{g_t}{g'_t}. \quad (8.23)$$

Выше было показано, что g'_t может быть отрицательным в случае применения точно-контактных или плоскостных полупроводниковых триодов. Вследствие этого, как можно видеть из уравнения 8.23, отрицательным будет Z'_i и результирующая цепь будет представлять собой нестабильный усилитель с положительной обратной связью. Таким образом, чтобы сопротивление Z'_i было положительным, g'_t должно иметь тот же знак, что и g_t , т. е. должно выполняться неравенство

$$1 + \frac{r_e(z_c + Z_L)}{r_b(r_e + z_t + Z_L)} > 0.$$

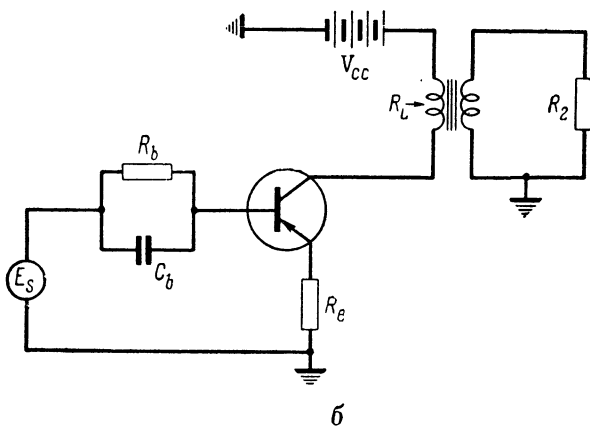
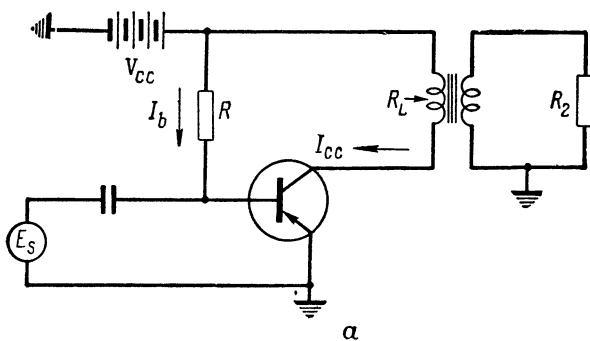


Рис. 8.11. Соединения в схеме усилителя с заземленным эмиттером:

a — один метод применения поляризирующих потенциалов; b — другое устройство смещения. Вследствие действия R_e и $R_b - C_b$ уменьшается I_{CC}

Переставив члены, найдем, что Z_i будет положительным, если

$$\left(1 + \frac{Z_L}{z_c}\right)\left(1 + \frac{r_e}{r_b}\right) > \alpha.$$

Поэтому, если коэффициент усиления по току полупроводникового триода равен или меньше единицы, то полное входное сопротивление усилителя с заземленным эмиттером всегда будет положительным.

На рис. 8.11 приведены две схемы усилителей с заземленным эмиттером, иллюстрирующие некоторые применяемые устройства для смещения. В схеме, изображенной на рис. 8.11, *а*, коллекторный ток может оказаться чрезмерным. На рис. 8.11, *б* показаны два метода его уменьшения. Один метод требует увеличения дегенерации путем увеличения общего сопротивления эмиттера при помощи внешнего сопротивления R_e . При этом для точечно-контактных типов триодов могут возникнуть затруднения, связанные с регенерацией.

8.7. УСИЛИТЕЛЬ С ЗАЗЕМЛЕННОЙ БАЗОЙ

На рис. 8.12 показаны обычная и предлагаемая эквивалентные схемы усилителя с заземленной базой, имеющего произвольную трехполюсную нагрузку. Если обе схемы действительно эквивалентны, то в них будут протекать одинаковые эмиттерный и коллекторный токи. Как и раньше, это дает основу для вывода уравнений, определяющих g'_t и Z_i . Пассивная цепь выходной цепи остается неизменной, так что усиление напряжения равно $A = -g_t z_m$.

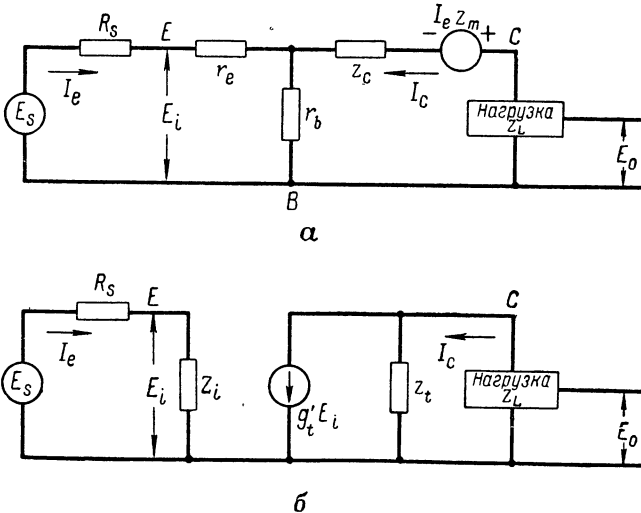


Рис. 8.12. Эквивалентные схемы усилителя с заземленной базой:

а — обычная; *б* — предлагаемая

Два контурных уравнения для обычной эквивалентной схемы рис. 8.12, *a* имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} E_i &= I_e(r_e + r_b) + I_c r_b; \\ 0 &= I_c(r_b + z_c + Z_L) + I_e(r_b + z_m). \end{aligned}$$

Почти всегда справедливы неравенства

$$z_m \gg r_b \text{ и } Z_c \gg r_b.$$

Поэтому второе контурное уравнение приближенно составляет

$$0 \approx I_c(z_c + Z_L) + I_e z_m. \quad (8.24)$$

Следовательно, ток эмиттера

$$I_c \approx -I_e \frac{z_c + Z_L}{z_m}. \quad (8.25)$$

Подставим это значение в уравнение для первого контура обычной Т-образной эквивалентной схемы:

$$E_i \approx I_c \left[r_b - \frac{(r_e + r_b)(z_c + Z_L)}{z_m} \right].$$

Определим общий знаменатель, разложим числитель и сгруппируем члены, тогда

$$E_i \approx -I_c \frac{r_b(z_t + Z_L) + r_e(z_c + Z_L)}{z_m},$$

где $(z_c - z_m)$ заменено на z_t . Следовательно, коллекторный ток

$$I_c \approx -E_i \frac{z_m}{r_b(z_t + Z_L) + r_e(z_c + Z_L)}.$$

Коллекторный ток предполагаемой эквивалентной схемы

$$I_c \approx g'_t E_i \frac{z_t}{z_t + Z_L}.$$

Применим это выражение к приведенному выше уравнению для I_c и решим уравнение относительно g'_t . Разделим на $r_b(z_t + Z_L)$. Тогда, так как

$$g_t = \frac{z_m}{r_b z_t},$$

уравнение для эффективной крутизны усилителя с заземленной базой примет вид

$$g'_t \approx - \frac{g_t}{1 + \frac{r_e}{r_b} \left(\frac{z_c + Z_L}{z_t + Z_L} \right)}. \quad (8.26)$$

За исключением знака минуса, эффективная крутизна усилителя с заземленной базой в точности равна эффективной крутизне усилителя с заземленным эмиттером.

Усиление напряжения усилителя остается равным

$$A = -g'_t z_m,$$

или

$$A \approx + \frac{g_t z_m}{1 + \frac{r_e}{r_b} \left(\frac{z_c + Z_L}{z_t + Z_L} \right)}. \quad (8.27)$$

В противоположность усилителю с заземленным эмиттером в усилителе с заземленной базой нет обращения фазы, кроме специальных случаев, когда усиление катода больше единицы и относительные значения других параметров таковы, что эффективная крутизна становится отрицательной. Полное входное сопротивление определяется из двух контурных уравнений. Решим уравнение 8.25 относительно I_c и подставим результат в уравнение для первого контура обычной эквивалентной Т-образной схемы. Тогда полное входное сопротивление будет равно

$$Z'_i = \frac{E_i}{I_e} \approx r_e \left(1 + \frac{r_b}{r_e} \cdot \frac{z_t + Z_L}{z_c + Z_L} \right). \quad (8.28)$$

Второй член в скобках представляет собой величину, обратную второму члену знаменателя уравнения 8.27. Следовательно, входное сопротивление можно определить выражением

$$Z'_i = r_e \frac{g_t}{g_t - g'_t}. \quad (8.29)$$

Полное входное сопротивление будет положительным, если

$$g_t - g'_t > 0.$$

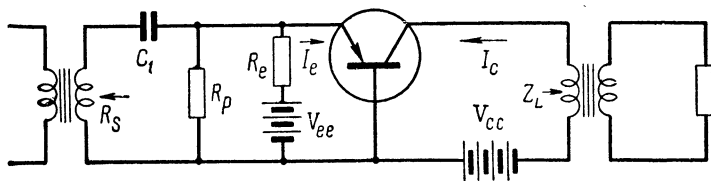


Рис. 8.13. Усилитель на полупроводниковом триоде с трансформаторной связью с заземленной базой. Цепь эмиттера питается от шунтирующего сопротивления. Цепь коллектора имеет трансформаторное питание. При желании можно использовать питание через шунтирующее сопротивление или дроссель. C_1 — разделительный конденсатор постоянного тока; R_p — гасящее сопротивление эмиттера; R_p — защитное сопротивление для C_1 ; поддерживает напряжение на уровне безопасного значения при снятии полупроводникового триода

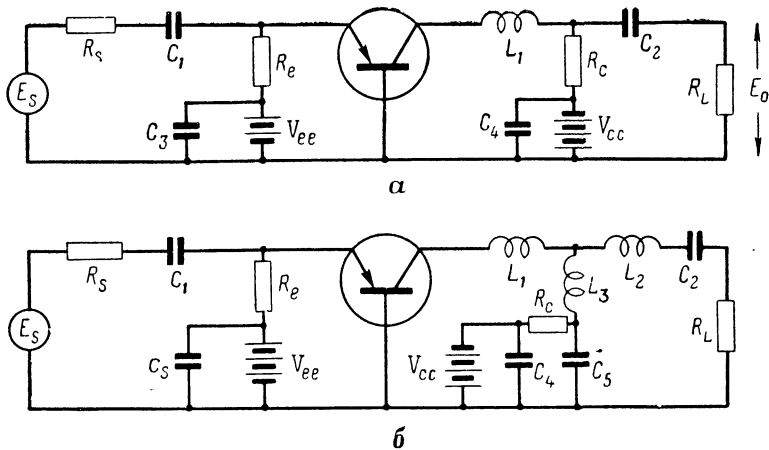


Рис. 8.14. Резонансные полосовые усилители с заземленной базой (C_1 и C_2 — блокирующие конденсаторы; C_3 , C_4 и C_5 — шунтирующие конденсаторы; R_e и R_c — гасящие сопротивления; L_1 , L_2 и L_3 — настраиваемые катушки индуктивности);
 а — одноконтурная схема; б — двухконтурная схема

Исходя из этого, легко доказать, что для получения положительного входного сопротивления необходимо выполнение неравенства

$$\left(1 + \frac{r_e}{r_b}\right) \left(1 + \frac{Z_L}{z_c}\right) > \alpha. \quad (8.30)$$

Мы получили такое же неравенство, как и для усилителя с заземленным эмиттером.

На рис. 8.13 и 8.14 показаны некоторые типичные усилители с заземленной базой.

8.8. УСИЛИТЕЛЬ С ЗАЗЕМЛЕННЫМ КОЛЛЕКТОРОМ

Методика, используемая при выводе уравнений для g'_t и Z'_i усилителя с заземленным коллектором, в точности такая же, как и для усилителя с заземленной базой. На рис. 8.15 приведены необходимые эквивалентные схемы. Читателю предоставляется возможность доказать правильность следующих приближенных уравнений:

$$g'_t \approx - \frac{g_t}{\alpha + g_t \left(\frac{r_e + Z_L}{z_t + Z_L} \right) z_t}, \quad (8.31)$$

$$Z'_i \approx r_b + \frac{z_c (r_e + Z_L)}{r_e + z_t + Z_L} \quad (8.32)$$

или

$$Z'_i \approx - \frac{1}{(1 - \alpha) g'_t}. \quad (8.33)$$

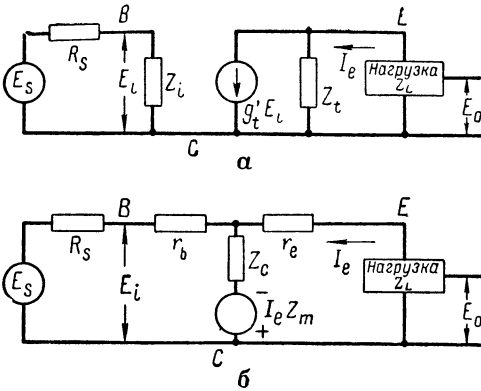


Рис. 8.15. Эквивалентные схемы усилителя с заземленным коллектором:
а — предлагаемая; б — обычная

Чтобы Z'_i было положительным, необходимо выполнить условие

$$\left[1 + \frac{r_e + Z_L}{r_b} \left(1 + \frac{r_b}{z_c} \right) \right] > \alpha.$$

Усиление по напряжению усилителя с заземленным коллектором всегда меньше единицы. Из функции усиления усилителя, имеющей вид

$$A = + \frac{g_t z_m}{\alpha + g_t \left(\frac{r_e + Z_L}{z_t + Z_L} \right) z_t},$$

это непосредственно не вытекает, однако если разложить числитель и принять, что $Z_{вх} = z_i Z_L / (z_i + Z_L)$ — полное входное сопротивление пассивной цепи, то уравнение для усиления по напряжению можно написать в виде

$$A = \frac{g_t z_m}{\alpha + g_t Z_{вх} + g_t r_e z_i / (z_t + Z_L)}$$

или

$$A = \frac{g_t z_m}{\alpha + g_t Z_{вх} (1 + r_e / Z_L)}. \quad (8.34)$$

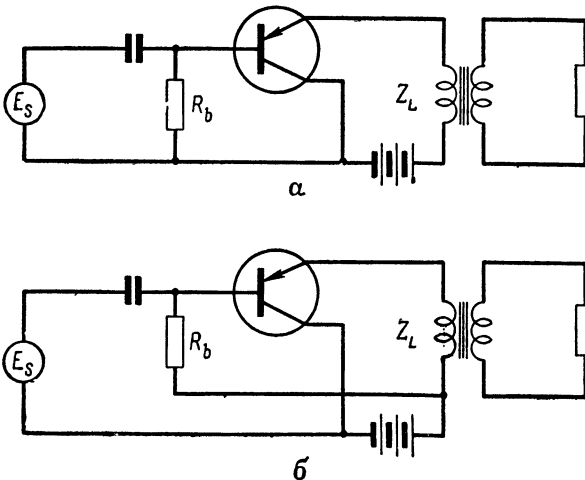


Рис. 8.16. Усилители с заземленным коллектором; показаны устройства смещения:
а — больший коллекторный ток; б — меньший коллекторный ток

Если цепь нагрузки представляет собой двухполюсник, то

$$z_m = Z_{вх} \text{ и } A = \frac{g_t Z_{вх}}{\alpha + g_t Z_{вх} (1 + r_e/Z_L)}.$$

Отсюда легко видеть, что усиление по напряжению будет меньше единицы, если g_t положительно.

На рис. 8.16 для иллюстрации цепей смещения приведены некоторые типичные схемы усилителя с заземленным коллектором.

8.9. СРАВНЕНИЕ ТИПОВ УСИЛИТЕЛЕЙ

В табл. 11 приведены результаты предыдущих выводов. Дается также наиболее близкий для каждого типа аналог лампового усилителя.

Таблица 11

Характеристики усилителей на полупроводниковых триодах

Тип полупроводникового усилителя	Эффективная крутизна	Входное полное сопротивление	Ламповый аналог
С заземленным эмиттером $r_e = 0$	$g_t = \frac{\alpha}{r_b (1 - \alpha)}$	r_b	С заземленным катодом $Z_k = 0$
С заземленным эмиттером $r_e \neq 0$	$\frac{g_t}{1 + \frac{r_e}{r_b} \left(\frac{z_c + Z_L}{z_t + Z_L} \right)}$	$r_b \frac{g_t}{g_t'}$	С заземленным катодом $Z_k \neq 0$
С заземленной базой	$\frac{-g_t}{1 + \frac{r_e}{r_b} \left(\frac{z_c + Z_L}{z_t + Z_L} \right)}$	$r_e \frac{g_t}{g_t - g_t'}$	С заземленной сеткой
С заземленным коллектором	$\frac{-g_t}{\alpha + g_t \left(\frac{r_e + Z_L}{z_t + Z_L} \right) z_t}$	$\frac{1}{(1 - \alpha) g_t'}$	С заземленным анодом или катодный повторитель

8.10. УСИЛИТЕЛЬ С РЕОСТАТНОЙ СВЯЗЬЮ. ИСХОДНЫЙ СЛУЧАЙ

Однокаскадные полупроводниковые триоды могут работать с чисто омическими нагрузками или с обычной цепью RC -связи. Мы будем здесь рассматривать случай RC -связи, так как чистая омическая нагрузка — это специальный случай RC -связи.

На рис. 8.17 приведена эквивалентная схема полупроводникового усилителя с реостатной связью. Выходная емкость полупроводникового триода составляет $C_c/(1 - \alpha)$. Это было доказано в уравнении 8.10. Распределенная емкость монтажа обозначена

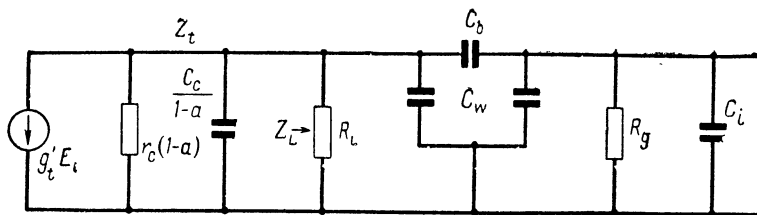


Рис. 8.17. Эквивалентная схема полупроводникового усилителя с реостатной связью

через C_w , а входная емкость нагрузочной цепи — через C_i . Через C_b обозначен обычный блокировочный конденсатор постоянной составляющей. Тип применяемого усилителя не определен, для эффективной крутизны используется обычный символ g'_t .

Эта схема слишком сложна для обычного анализа. Поэтому, как и при анализе соответствующего лампового усилителя, рассматриваются отдельно три специальных случая:

1) Случай низкой частоты. Частота настолько мала, что реактивные сопротивления шунтирующих емкостей чрезвычайно велики по сравнению с шунтирующими сопротивлениями.

2) Случай высокой частоты. Частота настолько велика, что реактивное сопротивление конденсатора связи C_b фактически равно нулю по сравнению с сопротивлением R_g .

3) Случай средней частоты. Частота лежит в пределах между граничными, так что все шунтирующие конденсаторы представляют собой фактически разомкнутые цепи, а конденсатор связи — короткое замыкание.

На рис. 8.18 приведены три эквивалентные схемы, соответствующие указанным трем частотным диапазонам. Как видно, они в точности соответствуют схемам для ламповых усилителей.

Для проведения дальнейшей аналогии с электронными лампами рассмотрим полупроводниковый усилитель с заземленным эмиттером без обратной связи. При этом $g'_t = g_t$. Поэтому функции уси-

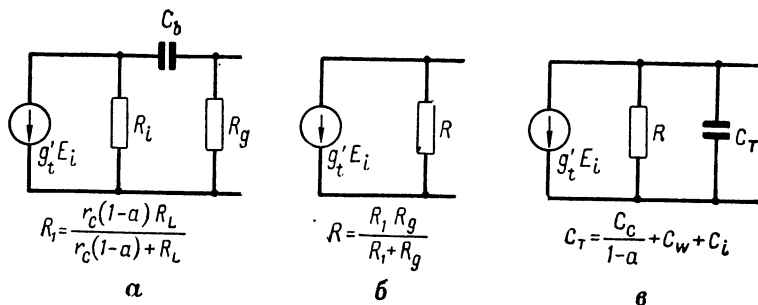


Рис. 8.18. Эквивалентные схемы полупроводниковых усилителей с реостатной связью:

а — низкочастотный случай; **б** — среднечастотный случай; **в** — высокочастотный случай

ления для трех схем рис. 8.18 имеют такой же вид, как и полученные в главе 4 для лампового усилителя с реостатной связью. При этом g_m заменяется на g_t . Таким образом,

$$A \text{ (средняя частота)} = -g_t R = -A_r; \quad (8.35)$$

$$A \text{ (низкая частота)} = -A_r \frac{s}{s + \omega_1}; \quad (8.36)$$

$$A \text{ (высокая частота)} = -A_r \frac{\omega_2}{s + \omega_2}, \quad (8.37)$$

где

$$\omega_1 = \text{нижняя критическая частота} = \frac{1}{(R_1 + R_g) C_c}; \quad (8.38)$$

$$\omega_2 = \text{верхняя критическая частота} = \frac{1}{RC_T}. \quad (8.39)$$

Поэтому характеристики усилителя с заземленным эмиттером и реостатной связью без обратной связи будут в точности такими же, как для недегенеративного лампового усилителя с заземленным катодом. Все данные, относящиеся к времени нарастания, спаду, показателю качества, определяются на основании формул, приведенных в главе 4. Показатель качества этого усилителя по высокой частоте составляет

$$F_a = A_r \omega_2 = \frac{g_t}{C_T}. \quad (8.40)$$

Это выражение в точности соответствует выражению для показателя качества ламповых усилителей.

Как и в случае электронных ламп, показатель качества для полупроводников можно определить следующим образом:

$$F_t = \frac{g_t}{C_t},$$

где C_t — емкость полупроводникового триода, равная $C_c/(1 - \alpha)$.

Отсюда показатель качества полупроводникового триода

$$F_t = \frac{g_t(1 - \alpha)}{C_c} = \frac{\alpha}{r_b C_c}. \quad (8.41)$$

Это выражение может служить полезным критерием для сравнения полупроводниковых триодов. Для F_t характерны величины примерно $500 \times 10^6 \text{ рад/сек}$ или больше. Такой же порядок величины имеют показатели качества электронных ламп.

8.11. ПРАКТИЧЕСКИЕ УСИЛИТЕЛИ С РЕОСТАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Только что полученные характеристики — гипотетические, так как было сделано допущение, что сопротивление $r_e = 0$. Если учесть сопротивление эмиттера, то получится новое семейство характеристик, аналогично тому, как катодная дегенерация изменяет характеристики лампового усилителя с заземленным катодом.

Для практического усилителя с заземленным эмиттером общее усиление напряжения

$$A' = - \frac{g_t z_m}{1 + \frac{r_e}{r_b} \left(\frac{z_c + Z_L}{z_t + Z_L} \right)}. \quad (8.42)$$

Для средней частоты, как видно из рис. 8.18, б,

$$z_m = R; \quad z_c = r_c; \\ Z_L = R_2 = R_L R_g / (R_L + R_g); \quad z_t = r_c (1 - \alpha) = r_t.$$

Таким образом, усиление напряжения по средней частоте

$$A'_r = - \frac{A_r}{1 + \frac{r_e}{r_b} \left(\frac{r_c + R_2}{r_t + R_2} \right)}, \quad (8.43)$$

где

$$A_r = g_t R.$$

Для высокой частоты, как видно из рис. 8.18, в,

$$Z_L = R_2 \frac{\omega_L}{s + \omega_L}, \quad \text{где } \omega_L = \frac{1}{R_2 (C_w + C_i)}; \\ z_m = \frac{Z_L z_t}{Z_L + z_t}; \quad \omega_c = \frac{1}{r_c C_c}; \\ z_t = z_c (1 - \alpha); \quad z_c = r_c \frac{\omega_c}{s + \omega_c}.$$

Подставим эти соотношения в общее уравнение усиления 8.42. Умножим числитель и знаменатель на $r_b (z_t + Z_L)$. Пусть

$$g_t = \frac{r_m}{r_b r_c (1 - \alpha)}.$$

Умножим числитель и знаменатель на $(s + \omega_c) \times (s + \omega_L)$.

В результате получится

$$A' = - \frac{r_m R_2 \omega_L \omega_c}{\omega_c \omega_L [(r_e + r_b) (r_c + R_2) - \alpha r_c r_b] + s [(r_e + r_b) (r_c \omega_c + R_2 \omega_L) - \alpha r_c r_b \omega_c]}.$$

Разделим числитель и знаменатель на первый член знаменателя:

$$A' (\text{высокая частота}) = - A'_r \frac{1}{1 + s/\omega_H} = - A'_r \frac{\omega_H}{s + \omega_H}, \quad (8.44)$$

где

$$A'_r = \frac{r_m R_2}{(r_e + r_b) (r_c + R_2) - \alpha r_c r_b}; \quad (8.45)$$

$$\omega_H = \frac{\omega_r \omega_L [(r_e + r_b) (r_c + R_2) - \alpha r_c r_b]}{(r_e + r_b) (r_c \omega_c + R_2 \omega_L) - \alpha r_c r_b \omega_c} = \\ = \text{верхняя критическая частота.} \quad (8.46)$$

Легко доказать, что исходное усиление, определяемое уравнением 8.45, равно усилению для средней частоты.

Для упрощения уравнения, определяющего верхнюю критическую частоту, требуется провести некоторые алгебраические действия. Во-первых, числитель уравнения для ω_H содержит член, в точности соответствующий знаменателю выражения 8.45 для усиления по средней частоте. Поэтому

$$\omega_H = \frac{r_m R_2}{A_r'} \cdot \frac{\omega_c \omega_L}{(r_e + r_b)(r_c \omega_c + R_2 \omega_L) - \alpha r_c r_b \omega_c}.$$

Разделим числитель и знаменатель на $\omega_c \omega_L$:

$$\omega_H = \frac{r_m R_2}{A_r'} \cdot \frac{1}{(r_e + r_b)(r_c/\omega_L + R_2/\omega_c) - \alpha r_c r_b/\omega_L}, \quad (8.47)$$

где

$$\omega_L = \frac{1}{R_2(C_w + C_i)}.$$

Верхняя критическая частота при отсутствии обратной связи составляет

$$\omega_2 = \frac{1}{RC_T} = \frac{R_2 + r_t}{R_2 r_t [C_c/(1 - \alpha) + C_w + C_i]} = \frac{R_2 + r_t}{R_2/\omega_c + r_t/\omega_L}.$$

Таким образом,

$$\frac{R_2}{\omega_c} + \frac{r_t}{\omega_L} = \frac{R_2 + r_t}{\omega_2}, \quad \text{или} \quad \frac{R_2}{\omega_c} + \frac{r_t}{\omega_L} = \frac{R_2 + r_t}{\omega_2} + \frac{\alpha r_c}{\omega_L}.$$

Подставим это выражение во вторые скобки уравнения 8.47. Умножим числитель и знаменатель на ω_2 и затем разделим на $r_b(R_2 + r_t)$. Результат получится следующий:

$$\omega_H = \omega_2 \frac{A_r}{A_r'} \left[1 + \frac{r_e}{r_b} \left(1 + \alpha \frac{r_c}{r_t + R_2} \cdot \frac{\omega_2}{\omega_L} \right) \right]^{-1}.$$

Упростим последний член:

$$\omega_H = \omega_2 \frac{A_r}{A_r'} \frac{1}{1 + \frac{r_e}{r_b} \left(1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \cdot \frac{C_w + C_i}{C_T} \right)}. \quad (8.48)$$

Это значение будет меньше значения ω_2 .

Показатель качества усилителя

$$F_a = A_r' \omega_H = \frac{F_a}{1 + \frac{r_e}{r_b} \left(1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \cdot \frac{C_w + C_i}{C_T} \right)}. \quad (8.49)$$

Выражение показывает, что обратная связь эмиттера обычно ухудшает показатель качества усилителя.

Аналогичный анализ можно провести для низкой частоты. Из рис. 8.18, а видно, что

$$Z_L = R_2 \left(\frac{s + \omega_g}{s + \omega_x} \right) \text{ и } z_m = R \left(\frac{s}{s + \omega_1} \right),$$

где

$$\omega_g = \frac{1}{R_g C_b}; \quad \omega_x = \frac{1}{(R_L + R_g) C_b}; \quad \omega_1 = \frac{1}{(R_1 + R_g) C_b};$$

$$R_2 = \frac{R_L R_g}{R_L + R_g}; \quad R_1 = \frac{r_t R_L}{r_t + R_L}; \quad R = \frac{R_1 R_g}{R_1 + R_g}.$$

Поэтому функция усиления по низкой частоте составляет

$$A' (\text{низкая частота}) = -A_r \frac{s/(s + \omega_1)}{1 + \frac{r_e}{r_b} \frac{r_c + R_2 (s + \omega_g)/(s + \omega_x)}{r_t + R_2 (s + \omega_g)/(s + \omega_x)}}. \quad (8.50)$$

После довольно громоздких алгебраических действий получим

$$A' (\text{низкая частота}) = -A_r \frac{1}{1 + \omega_L/s} = -A_r \frac{s}{s + \omega_L}, \quad (8.51)$$

где A_r — исходное усиление, определяемое уравнением 8.43;

ω_L — нижняя критическая частота,

$$\omega_L = \frac{\omega_x (r_b r_t + r_e r_c) + \omega_g (r_e + r_b) R_2}{(r_b r_t + r_e r_c) + (r_e + r_b) R_2}. \quad (8.52)$$

Это выражение можно упростить, пользуясь уравнением 8.43 для исходного усиления и уравнением для нижней критической частоты без обратной связи в цепи эмиттера. Таким образом,

$$\omega_1 = \frac{\omega_x r_t + \omega_g R_2}{r_t + R_2}. \quad (8.53)$$

После упрощения уравнение для нижней критической частоты принимает вид

$$\omega_L = \omega_1 \frac{A_r'}{A_r} \left[1 + \frac{r_e}{r_b} \left(1 - \alpha \frac{\omega_x}{\omega_1} \cdot \frac{R}{R_2} \right) \right]. \quad (8.54)$$

Подставив значения ω_x , R , ω_1 и R_2 в последний, заключенный в скобки член, получим

$$\omega_L = \omega_1 \frac{A_r'}{A_r} \left[1 + \frac{r_e}{r_b} \left(1 - \frac{\alpha}{1 + R_L/r_t} \right) \right]. \quad (8.55)$$

Расчеты показывают, что ω_L всегда меньше ω_1 . Таким образом, результат аналогичен получаемому для лампового усилителя с заземленным катодом при наличии катодной дегенерации.

В точности такие же результаты получатся для усилителя с заземленной базой, поскольку эффективная крутизна определяется таким же уравнением.

Резко отличается от описанных усилителей усилитель с заземленным коллектором. Однако метод анализа остается одинаковым. Чтобы избежать ненужных повторений, этот анализ здесь не дается. Приведем лишь результаты его:

$$A'_r = \frac{A_r}{\alpha + \frac{r_m}{r_b} \left(\frac{r_e + R_2}{r_t + R_2} \right)}; \quad (8.56)$$

$$\omega_H = \omega_2 \frac{A_r}{A'_r} \left[\frac{1}{\alpha + \frac{r_e}{r_b} \left(\frac{\alpha}{1-\alpha} \cdot \frac{C_w + C_i}{C_T} \right)} \right]; \quad (8.57)$$

$$\omega_L = \omega_1 \frac{A'_r}{A_r} \left[\alpha + \frac{r_m}{r_b} \left(\frac{r_e + R_L}{r_t + R_L} \right) \right]; \quad (8.58)$$

$$F_a = \frac{F_a}{\alpha + \frac{r_e}{r_b} \left(\frac{\alpha}{1-\alpha} \cdot \frac{C_w + C_i}{C_T} \right)}. \quad (8.59)$$

8.12. УСИЛИТЕЛЬ С ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ КОРРЕКЦИЕЙ

На рис. 8.19 приведена высокочастотная эквивалентная схема полупроводникового усилителя с параллельной коррекцией. Реактивное сопротивление корректирующей индуктивности L_b пренебрежимо мало по сравнению с R_L в диапазонах низкой и средней

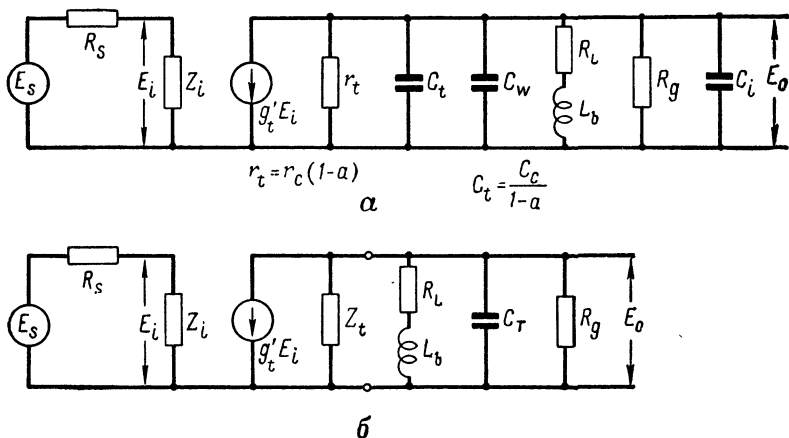


Рис. 8.19. Эквивалентные схемы полупроводникового усилителя с параллельной коррекцией:
а — полная схема; б — другой вид

частот. Таким образом, эквивалентные схемы усилителя в этих диапазонах такие же, как для усилителя с реостатной связью.

Тип усилителя — с заземленными эмиттером, базой или коллектором — на рис. 8.19 не определяется. Применяется просто общий символ для эффективной крутизны. Поскольку в любом случае нагрузка представляет собой двухполюсник, то

$$z_m = \frac{z_t Z_L}{z_t + Z_L};$$

$$Z_L = \frac{1}{C_g} \left[\frac{s + \omega_0}{s^2 + (\omega_0 + \omega_g) s + \omega_0 \omega_g R_g / R_2} \right];$$

$$\omega_0 = \frac{R_L}{L_b}; \quad \omega_g = \frac{1}{R_g (C_w + C_i)}; \quad C_g = C_w + C_i.$$

Усиление по напряжению усилителя с заземленным эмиттером составляет

$$A' = - \frac{g_t z_m}{1 + \frac{r_e}{r_b} \left(\frac{z_c + Z_L}{z_t + Z_L} \right)} = - \frac{z_m Z_L}{(r_b + r_e) Z_L + r_b z_t + r_e z_c}. \quad (8.60)$$

Подставим значения Z_L , z_t , z_m и z_c и умножим числитель и знаменатель на $(s + \omega_0)$. Приведем функцию усиления к общему знаменателю, в результате получим

$$A' = - \frac{\omega_c r_m (s + \omega_0)}{(s + \omega_0) (s + \omega_c) (r_b + r_e) + \omega_c r_c C_g [r_b (1 - a) + r_e] [s^2 + (\omega_0 + \omega_g) s + \omega_0 \omega_g R_g / R_2]}.$$

Перемножим все члены уравнения и объединим коэффициенты с одинаковыми степенями s в знаменателе. Разделим выражение на коэффициент s^2 . В результате получим

$$A(\text{высокая частота}) = -K \frac{s + \omega_0}{s^2 + b_1 s + b_0}, \quad (8.61)$$

где

$$K = \frac{\omega_c r_m}{(r_b + r_e) + (r_b + r_e - a r_b) C_g / C_c}; \quad (8.62)$$

$$b_1 = \frac{(\omega_0 + \omega_c) (r_b + r_e) + (\omega_0 + \omega_g) (r_b + r_e - a r_b) C_g / C_c}{(r_b + r_e) + (r_b + r_e - a r_b) C_g / C_b}; \quad (8.63)$$

$$b_0 = \frac{\omega_0 \omega_c (r_b + r_e) + \omega_0 \omega_g (R_g / R_2) (r_b + r_e - a r_b) C_g / C_c}{(r_b + r_e) + (r_b + r_e - a r_b) C_g / C_c}. \quad (8.64)$$

Вынесем за скобки ω_0 в уравнении 8.64. Прделав ряд алгебраических действий, сгруппируем члены и, пользуясь уравнением 8.46, докажем, что

$$b_0 = \omega_0 \omega_H, \quad (8.65)$$

где ω_H — верхняя критическая частота усилителя при равенстве нулю индуктивности корректирующей катушки.

Аналогичным и, пожалуй, более сложным путем можно доказать, что

$$b_1 = \omega_0 + \omega_H \left[\frac{R_L}{R_g} + \frac{g'_t}{g_t} \cdot \frac{(1 + r_e/r_b)}{(1 + r_t/R_2)} \right]. \quad (8.66)$$

Это справедливо только в тех случаях, когда R_g значительно больше R_L . Уравнение получилось настолько сложным, что желательно его по возможности упростить.

Для плоскостных полупроводниковых триодов r_t составляет доли мегомма, R_2 почти равно R_L , составляя обычно лишь несколько тысяч ом. Поэтому можно считать, что r_t значительно больше R_2 . Кроме того, для плоскостного полупроводникового триода g'_t будет во много раз больше g_t . Это было доказано в предыдущем разделе. Таким образом, второй член в уравнении 8.66 имеет небольшую величину. Первый член также мал, и обычно можно пренебречь всем множителем, так что

$$b_1 \approx \omega_0. \quad (8.67)$$

Аналогичный анализ приводит к тем же результатам для полупроводникового триода с точечным контактом, хотя приближение получается менее точным.

Определим теперь корректирующий параметр:

$$m = \frac{\omega_H L b}{R_L} = \frac{\omega_H}{\omega_0}. \quad (8.68)$$

Поэтому

$$\omega_0 = \frac{\omega_H}{m}. \quad (8.69)$$

В результате функция усиления полупроводникового усилителя с параллельной коррекцией принимает вид

$$A = -K \frac{s + \omega_H/m}{s^2 + \omega_H s/m + \omega_H^2/m}. \quad (8.70)$$

Из уравнения 4.38 для лампового усилителя с параллельной коррекцией можно было видеть, что функции усиления этого усилителя и соответствующего полупроводникового усилителя одинаковы в определенных пределах. Для полупроводникового усилителя мы просто имеем ω_H , а для недегенеративной электронной лампы ω_2 . Поэтому, и это очень важно, все расчетные графики для времени нарастания, выброса и верхней критической частоты, полученные для усилителя с параллельной коррекцией, могут быть использованы для полупроводникового усилителя с параллельной коррекцией. Необходимо лишь заменить ω_2 на этих графиках на ω_H . При этом ω_H определяется уравнением 8.46.

Следовательно, методику расчета, приведенную в разделе 4.9, можно применить и здесь.

Характеристики усилителя с заземленной базой и параллельной коррекцией в точности совпадают с характеристиками усилителя с заземленным эмиттером, за исключением знака плюса в функции усиления.

8.13. ОДНОКОНТУРНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ

На рис. 8.20 приведены принципиальная схема одноконтурного усилителя и эквивалентная схема для переменной составляющей. Другой, более практический тип одноконтурного усилителя был показан на рис. 8.14, а. Хотя на рисунке показан усилитель с заземленной базой, однако эквивалентная схема относится также к усилителям с заземленным эмиттером.

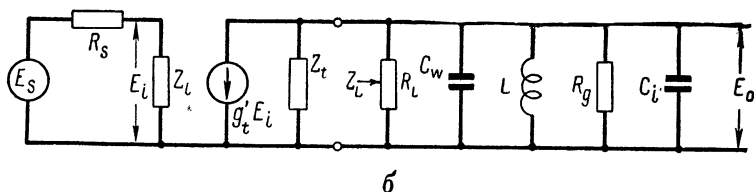
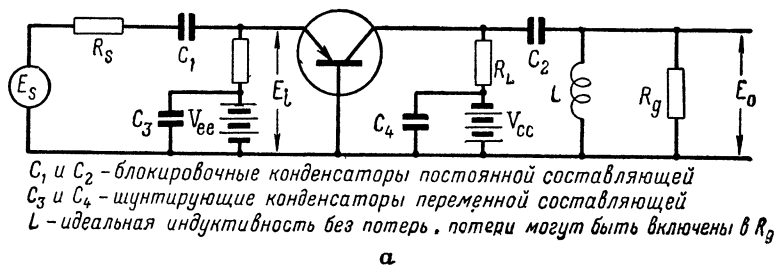


Рис. 8.20. Одноконтурный полупроводниковый усилитель:

а — принципиальная схема усилителя с заземленной базой; *б* — эквивалентная схема для усилителя с заземленной базой или для усилителя с заземленным эмиттером

Эта схема подобна усилителю с параллельной коррекцией в том смысле, что полное сопротивление пассивной цепи равно полному входному сопротивлению. Поэтому функция усиления усилителя определяется уравнением 8.60:

$$A' = \pm \frac{z_m Z_L}{Z_L (r_b + r_e) + r_b z_t + r_e z_c}. \quad (8.71)$$

Из эквивалентной схемы рис. 8.20, б нетрудно видеть, что

$$Z_L = \frac{1}{C_L} \left[\frac{s}{s^2 + \omega_L s + \omega_r^2} \right], \quad (8.72)$$

где

$$C_L = C_w + C_i; \quad R_2 = \frac{R_L R_g}{R_L + R_g};$$

$$\omega_L = \frac{1}{R_2 C_L}; \quad \omega_r^2 = \frac{1}{LC_L}.$$

Параметры полупроводникового триода z_c , z_m и z_t определяются, как и обычно, для высокой частоты.

Подставим все приведенные выражения в уравнение 8.71 для усиления напряжения. Освободимся от дробей в числителе и знаменателе, и тогда уравнение усиления окончательно примет вид

$$A' = \pm K \frac{s}{s^2 + a_1 s + a_0}, \quad (8.73)$$

где

$$K = \frac{\omega_c \omega_L r_m R_2}{R_2 \omega_L (r_e + r_b) + \omega_c (r_c r_e + r_t r_b)}; \quad (8.74)$$

$$a_1 = \omega_c \omega_L \frac{R_2 (r_e + r_b) + (r_c r_e + r_t r_b)}{R_2 \omega_L (r_e + r_b) + \omega_c (r_c r_e + r_t r_b)}; \quad (8.75)$$

$$a_0 = \omega_r^2 \omega_c \frac{r_c r_e + r_t r_b}{R_2 \omega_L (r_e + r_b) + \omega_c (r_c r_e + r_t r_b)}. \quad (8.76)$$

На этом полезно остановиться и рассмотреть функцию усиления одноконтурного лампового усилителя.

Из уравнения 5.87

$$A(\text{лампа с одним контуром}) = -F_a \frac{s}{s^2 + Bs + \omega_0^2},$$

где F_a — произведение усиления на полосу пропускания;

B — полоса пропускания одноконтурного усилителя, равная верхней критической частоте усилителя при отсутствии настройки;

ω_0^2 — квадрат резонансной частоты.

Сравнение этой функции усиления с уравнением 8.73 для полупроводникового одноконтурного усилителя показывает, что $F_a = K$ — это показатель качества полупроводникового усилителя, $B = \omega_H = a_1$ — полоса пропускания полупроводникового усилителя, $\omega_0^2 = a_0$ — резонансная частота, возведенная в квадрат. Пользуясь уравнениями 8.45 и 8.46, легко показать, что полученное соотношение между указанными членами справедливо.

Уравнение 8.76 можно несколько упростить:

$$\omega_0^2 = a_0 = \omega_r^2 \frac{C_L (r_e + r_b - \alpha r_b)}{C_L (r_e + r_b - \alpha r_b) + (r_e + r_b) C_c}. \quad (8.77)$$

В результате функция усиления напряжения полупроводникового усилителя с заземленной базой или заземленным эмиттером может быть представлена в виде

$$A'(s) = \pm F_a \frac{s}{s^2 + Bs + \omega_0^2}, \quad (8.78)$$

где F_a определяется из уравнения 8.49 или 8.74, B — из уравнения 8.46 или 8.75, ω_0^2 — из уравнения 8.77.

Поскольку функция усиления этого усилителя такая же, как и для соответствующего лампового усилителя, то методика расчета обоих усилителей одинакова. Данный полупроводниковый усилитель практически не совсем пригоден, особенно в каскадных схемах, потому что низкое входное сопротивление следующего каскада может значительно перегрузить резонансный контур.

8.14. ПРЕДЕЛЬНАЯ ЧАСТОТА, СООТВЕТСТВУЮЩАЯ ВЕЛИЧИНЕ α

Во всех приводимых до сих пор выводах предполагалось, что коэффициент усиления по току α полупроводникового триода не зависит от частоты. На практике это далеко не соответствует действительности, и при расчете

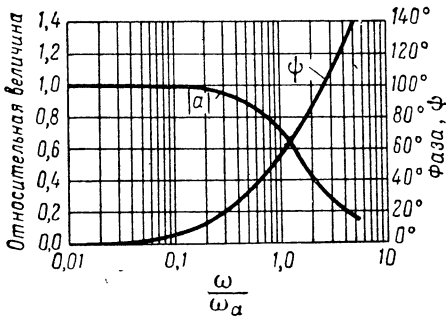


Рис. 8.21. Теоретическое изменение величины и фазы α в функции частоты согласно уравнению 8.79

любого широкополосного усилителя необходимо учитывать изменение α . Поэтому выведенные до сих пор уравнения применимы только на тех частотах, когда α в сущности не зависит от частоты.

Если характер изменения α с частотой можно было бы выразить аналитически, то задача получения расчетных формул оказалась бы трудной, но все же выполнимой. При этом используются те же методы и принципы, что и приведенные

выше. Мы только имеем другой частотно-зависимый член первоначальной функции усиления.

Коэффициент усиления по току изменяется как по величине, так и по фазе в зависимости от частоты ω в установившемся режиме (рис. 8.21). Через α_0 обозначен коэффициент усиления по току для низкой частоты.

Уменьшение α в функции частоты, очевидно, обуславливается рядом факторов, в общем случае связанных с временем пробега неосновных носителей. Некоторые из этих факторов рассматриваются ниже.

1. Линии тока неосновных носителей от эмиттера к коллектору обычно не прямые. Вследствие этого различные заряды проходят разные расстояния и достигают коллектора немного не в фазе. Это вызывает частичную нейтрализацию их действия на коллекторе.

2. Вследствие дисперсии во времени пробега неосновных носителей некоторые из них уравнивают действие других носителей.

3. Влияние обоих предыдущих факторов в некоторой степени зависит от толщины базы, зазора между контактами и сопротивления полупроводника.

Изменение α с частотой обычно бывает сложной функцией. Однако иногда его можно выразить приближенно как

$$\alpha = \alpha_0 \frac{\omega_x}{s + \omega_x}, \quad (8.79)$$

где α_0 — значение α для низкой частоты;

ω_x — соответствующая α критическая частота, равная частоте, при которой α равно $0,707 \alpha_0$.

Таким образом, эффект изменения α с частотой можно выразить приближенно, если подставить уравнение 8.79 для α во все ранее выведенные расчетные уравнения для высокой частоты. Выводы здесь не приводятся из-за своей громоздкости.

8.15. УСИЛЕНИЕ ПО ТОКУ И МОЩНОСТИ

Усиление усилителя по току легко определяется следующим образом:

$$K = \text{Усиление по току} = \frac{I(\text{выходная цепь})}{I(\text{входная цепь})}.$$

Усиление по току особенно важно тогда, когда нагрузкой усилителя служит чисто омическое сопротивление и можно считать, что $Z_L = R_L$. Для любого усилителя усиление по току легко определить непосредственно из контурных уравнений для Т-образной эквивалентной схемы. Здесь приводятся только результаты выводов для трех основных типов усилителей:

$$K(\text{с заземленным эмиттером}) \approx + \frac{\alpha}{1 - \alpha + R_L/r_c}; \quad (8.80)$$

$$K(\text{с заземленной базой}) \approx - \frac{\alpha}{1 + R_L/r_c}; \quad (8.81)$$

$$K(\text{с заземленным коллектором}) \approx - \frac{1}{1 - \alpha + R_L/r_c}. \quad (8.82)$$

Полупроводниковые триоды используются как усилители напряжения в тех случаях, когда они должны запускать устройства, возбуждаемые напряжением, например, электронные лампы, сетки электронно-лучевой трубки или отклоняющую пластину электронно-лучевой трубки с электростатическим управлением. Во многих других случаях полупроводниковый триод можно использовать непосредственно как усилитель мощности, работающий в условиях согласованной нагрузки при максимальном усилении мощности. Типичен для такого применения радиоприемник или усилитель звуковой частоты на полупроводниковых приборах.

Усиление усилителя по мощности определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} W = \text{Усиление по мощности} &= \\ &= \frac{\text{мощность, развиваемая на нагрузке}}{\text{входная мощность усилителя}} = \frac{P_L}{P_i}. \end{aligned}$$

Мощность на сопротивлении нагрузки составляет

$$P_L = E_0^2 R_L,$$

где E_0 — выходное напряжение на сопротивлении R_L ;

R_L — сопротивление нагрузки.

Входная мощность усилителя

$$P_i = E_i^2 R_i = \frac{E_s^2}{R_i} \left(\frac{R_i}{R_i + R_s} \right)^2 = \left(\frac{E_s}{R_i + R_s} \right)^2 R_i,$$

где E_i — входное напряжение усилителя;

E_s — напряжение холостого хода источника сигнала;

R_i — входное сопротивление усилителя;

R_s — внутреннее сопротивление источника сигнала.

Поэтому усиление по мощности любого усилителя составляет

$$W = \left(\frac{E_0}{E_s} \right)^2 \frac{(R_i + R_s)^2}{R_i R_L}.$$

Однако

$$\frac{E_0}{E_s} = \frac{E_0}{E_i} \cdot \frac{E_i}{E_s} = A \text{ (выходная цепь)} A \text{ (входная цепь)}.$$

Для полупроводникового усилителя

$$A \text{ (выходная цепь)} =$$

$$= \pm g'_i R = \text{усиление по напряжению выходной цепи,}$$

$$A \text{ (входная цепь)} = R_i / (R_i + R_s) = \text{Усиление входной цепи,}$$

$$R = r_i R_L / (r_i + R_L).$$

Поэтому усиление по мощности любого полупроводникового усилителя составляет

$$W = (g'_i R)^2 R_i / R_L. \quad (8.83)$$

Уравнением 8.83 можно воспользоваться для определения усиления по мощности любого полупроводникового усилителя, подставив соответствующие значения эффективной крутизны g'_i и входного сопротивления R_i . Необходимые данные можно получить из табл. 10.

Усиление мощности можно определить при согласовании источника сигнала с усилителем. Для этого необходимо выполнить условие $R_i = R_s$. Поэтому усиление мощности

$$W_a = (g'_i R)^2 R_s / R_L. \quad (8.84)$$

Условие получения максимального усиления мощности можно определить, найдя максимум W_a относительно R_L стандартным методом, известным из курса математики. Однако после этого надо подставить значения g'_i и $R_s = R_i$ из табл. 10 для данного усилителя. Процесс этот очень громоздкий, требующий множества алге-

браических действий. В конечном счете этим методом можно найти, что максимальное усиление мощности получается при следующих условиях:

$$R_L \text{ (с заземленным эмиттером)} \approx r_t \sqrt{\frac{r_b(1-\alpha) + r_e}{(r_b + r_e)(1-\alpha)}}; \quad (8.85)$$

$$R_L \text{ (с заземленной базой)} \approx r_c \sqrt{\frac{r_b(1-\alpha) + r_e}{r_b + r_e}}; \quad (8.86)$$

$$R_L \text{ (с заземленным коллектором)} \approx r_t \sqrt{\frac{r_b(1-\alpha) + r_e}{r_t}}. \quad (8.87)$$

Эти сопротивления обычно очень большие, особенно для схем с заземленным эмиттером и заземленной базой. Входные же сопротивления этих схем обычно очень низкие. Поэтому при соединении каскадов в схему требуется включать межкаскадные трансформаторы полного сопротивления. Для приближенного выполнения условия согласования полных сопротивлений необходимо рассчитать практические схемы усилителей мощности. Тогда получится максимальное усиление мощности.

8.16. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ О КАСКАДНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ

Теоретически в каскадную схему можно соединить самые различные типы полупроводниковых усилителей (рис. 8.22). Однако при этом встречается ряд практических затруднений. В показанной на рисунке каскадной схеме, очевидно, входное сопротивление второго каскада составляет часть нагрузочной цепи первого каскада.

Вследствие этого определить Z_L и Z_m для первого каскада очень сложно. Кроме того, за исключением случая с заземленным коллектором, полное входное сопротивление полупроводниковых усилителей бывает весьма низким — в большинстве случаев в несколько сотых ома. Это затрудняет каскадное соединение усилителей с параллельной коррекцией или усилителей с параллельными резонансными контурами.

Указанные практические соображения очень важны, однако они не должны смущать разработчиков. Более того, если проанализировать проблему более тщательно, то можно убедиться в возможности увеличения входного сопротивления, хотя это и вызывает ухудшение рабочих характеристик в других отношениях.

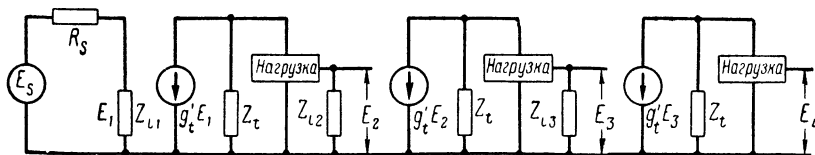


Рис. 8.22. Эквивалентная схема трехкаскадного усилителя

Кроме указанных только что соображений, принципы каскадного соединения полупроводниковых усилителей остаются в общем такими же, как и для ламповых усилителей. Для расчета усилителей с заданными функциями усиления можно использовать метод синтеза с помощью разложения.

ЗАДАЧИ

Для двух различных типов полупроводниковых триодов имеются следующие данные для решения задач:

Параметр	Триод	
	с точечным контактом	плоскостного типа
r_e	250 ом	25 ом
r_b	300 ом	250 ом
r_c	20 000 ом	10 Мом
r_{π}^{μ}	15 000 ом	9,75 Мом
C_c	1 пф	8 пф

8.1. Определить исходное напряжение, ток и усиление мощности, а также входное сопротивление усилителя на полупроводниковом триоде с точечным контактом и заземленным эмиттером, если $R_s = 500$ ом и $R_L = 20\,000$ ом.

8.2. Решить задачу 8.1 для усилителя с заземленной базой.

8.3. Решить задачу 8.1 для усилителя с заземленным коллектором, но при $R_s = 20\,000$ ом и $R_L = 10\,000$ ом.

8.4. Составить таблицу результатов задач 8.1—8.3 и сравнить полученные значения.

8.5. Решить задачу 8.1 для плоскостного полупроводникового триода при $R_s = 25$ ом и $R_L = 200\,000$ ом.

8.6. Определить критические частоты плоскостного полупроводникового триода, соединенного по схеме усилителя с реостатной связью и заземленной базой. Определить исходное усиление и показатель качества. Принять, что $R_L = 10\,000$ ом, $C_b = 0,01$ мкф, $R_c = 50$ ком, $C_i = 0$ и $C_w = 2$ пф.

8.7. Вывести уравнение 8.61 для одноконтурного усилителя.

8.8. Разработать методику расчета полупроводниковых усилителей с реостатной связью, чтобы получить номинальный ряд критических частот и исходное усиление. Вывести расчетные формулы для всех интересующих нас параметров.

8.9. Распространить методику расчета, разработанную при решении задачи 8.8, на случай полупроводникового усилителя с параллельной коррекцией.

8.10. Рассчитать полупроводниковый усилитель с параллельной коррекцией, имеющий время нарастания 0,2 мксек при выбросе не более 2% и усилении не меньше 10. Усилитель возбуждает сетку, управляющую яркостью электронно-лучевой трубки. Входная емкость трубки 10 пф. Емкость монтажа 2 пф. Задача представляет собой скорее исследование возможности расчета, чем непосредственный расчет определенной схемы. Обсудите некоторые проблемы, возникающие при выборе полупроводникового триода для применения в усилителе.

8.11. Какие проблемы могут встретиться, если расчетные требования при решении задачи 8.10 обуславливают получение времени нарастания 0,05 мксек?

Г Л А В А 9

ШУМЫ

Шумовые помехи — обычное для связи явление. Почти всякому обмену информацией, например нормальному разговору, мешают другие разговоры, работа машин, завывание ветра и т. д. Успешная связь может быть установлена только в том случае, когда интенсивность речи или сигнала достаточно велика для преодоления действия шумов. Таким образом, отношением сигнала к шумам определяется объем информации.

9.1. ТЕПЛОВЫЕ ШУМЫ

Общее действие скопления микроскопических частиц отображается почти всеми основными физическими законами, известными инженеру. Эти законы относятся только к тем случаям, когда количество дискретных частиц в массе настолько велико, что можно использовать методы статистических средних величин. Они редко применимы к случаю одиночного элемента массы.

Здесь уместно провести сравнение с таблицами страховых обществ. Такие таблицы довольно точно предсказывают процент смертельных случаев в определенном году для лиц определенной возрастной группы. Однако невозможно указать дату смерти определенных лиц статистической группы.

Электротехника основывается на законах подобного же типа. Установлено, что электрический заряд не может быть бесконечно делимым. Имеется наименьшая единица электрического заряда — заряд электрона. Основные законы электротехники описывают свойства массы электронных зарядов, не определяя действие какого-то конкретного элемента массы. Таким образом, вопреки закону Ома, если приложить его к данному случаю, свободные электроны в проводнике при отсутствии приложенного электрического поля не находятся в покое, а претерпевают чрезвычайно быстрые движения чисто случайного характера. Получаемый эффект аналогичен броуновскому движению частиц и тепловому движению молекул газа. Относительная активность электронов зависит от температуры проводника.

Электрический ток

$$i = dq/dt.$$

Таким образом, случайными движениями электронов в проводнике обуславливается распределение зарядов в зависимости от времени, вызывающее появление чисто случайного тока в проводнике. Поскольку этот ток случайный и вызывается тепловым действием, составляющая его носит название тепловых шумов.

Было найдено, что эффективное напряжение и ток шумов в проводнике можно определить следующими формулами:

$$\bar{I}_n = \sqrt{\frac{2}{\pi} kT\beta G} \text{ эфф. ампер;} \quad (9.1)$$

$$\bar{E}_n = \sqrt{\frac{2}{\pi} kT\beta R} \text{ эфф. вольт,} \quad (9.2)$$

где $R = 1/G$ — сопротивление проводника;
 k — постоянная Больцмана, равная $1,38 \times 10^{-23}$ джоуль/° К;
 T — абсолютная температура проводника;
 β — полоса пропускания шумов в рад/сек для цепи, в которую включен проводник.

Полоса пропускания шумов β не совпадает со значением 0,707 полосы пропускания. Это будет показано ниже.

Тепловые шумы во входной цепи усилителя усиливаются вместе с сигналом. Таким образом, конечная чувствительность усилителя определяется величиной введенных шумов. В дополнение к шумам входной цепи шумы также вводятся усилительной лампой. Этот вопрос рассматривается в следующих двух разделах.

9.2. ДРОБОВЫЙ ЭФФЕКТ

Тепловые шумы обуславливаются чисто случайным, беспорядочным движением электронов в проводнике. Шумы, генерируемые в электронной лампе, возникают по другой, внутренне присущей ей причине, так как движение электронов одностороннее — от катода к аноду. Случайные движения, описанные при анализе явлений в проводнике, отсутствуют. Но так как электроны приходят на анод лампы не в строго одинаковые моменты времени и поэтому неоднородны, то на аноде создается шумовая составляющая тока. Она называется дробовым шумом. Подобно тепловому шуму, этот шум обуславливается грануляционным характером электрического заряда.

Дробовые шумы возникают даже тогда, когда электроны эмитируются катодом через одинаковые промежутки времени. Однако этого не происходит, так как существует распределение вероятности времени эмиссии, способствующее увеличению дробовых шумов над теоретически минимальным уровнем. Пространственный заряд до некоторой степени способствует подавлению этого эффекта.

Дробовые шумы в анодной цепи удобно учитывать, предполагая, что они создаются идеальным генератором напряжения, включен-

ным последовательно с сеткой лампы. Напряжение холостого хода этого фиктивного генератора равно

$$\bar{E}_{sn} = \sqrt{\frac{2}{\pi} kT\beta R_{sn}}, \quad (9.3)$$

где R_{sn} — параметр дробовых шумов $= 2,5/g_m$;

T — температура окружающей среды в градусах Кельвина.

Приближение для параметра дробовых шумов относится к лампам с оксидными катодами.

9.3. ШУМЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И ШУМЫ, НАВОДИМЫЕ В ЦЕПИ СЕТКИ

Обычно дробовые шумы возникают во всех электронных лампах — диодах, тетродах, пентодах. Однако в пентодах и тетродах имеются два электрода, которые отбирают ток из электронного луча, анода и экранирующей сетки. Так как разделение тока между двумя этими электродами происходит чисто случайно, то кажущиеся дробовые шумы в пентоде будут больше, чем в триоде. Это увеличение дробовых шумов определяется так называемыми шумами распределения. Предполагается, что они, как и дробовые шумы, образуются фиктивным генератором напряжения, включенным последовательно с сеткой лампы. Напряжение холостого хода этого генератора составляет

$$\bar{E}_{pn} = \sqrt{\frac{2}{\pi} kT\beta R_{pn}} \text{ в эфф.},$$

где R_{pn} — параметр шумов распределения, приблизительно равный $20I_d/[g_m(I_b + I_d)]$;
 g_m — крутизна лампы;
 I_b — анодный ток через лампу;
 I_d — ток экранирующей сетки лампы.

Таким образом, эквивалентное сопротивление шумов $R_{экв}$ представляет собой просто фиктивный параметр, являясь суммой параметров дробовых шумов и шумов распределения. Следовательно,

$$R_{экв} \text{ (триоды)} = R_{sn} \approx \frac{2,5}{g_m}; \quad (9.4)$$

$$R_{экв} \text{ (пентоды)} = R_{sn} + R_{pn} \approx \frac{2,5}{g_m} + \frac{20I_d}{g_m(I_b + I_d)}. \quad (9.5)$$

Совместный эффект дробовых шумов и шумов распределения может быть представлен генератором, соединенным последовательно с сеткой лампы и имеющим напряжение холостого хода

$$\bar{E}_{np} = \sqrt{\frac{2}{\pi} kT\beta R_{экв}}. \quad (9.6)$$

В табл. 12 приведены характерные значения эквивалентного сопротивления шумов различных электронных ламп. Важно, чтобы сопротивление шумов пентода было значительно больше сопротивления триода. К значениям, указанным в таблице, необходимо подходить не слишком буквально, так как они значительно изменяются от лампы к лампе. Это объясняется разностью в величинах g_m , I_b и I_d , допустимой при существующих условиях изготовления.

Таблица 12

Эквивалентное сопротивление шумов электронных ламп

Лампа	Схема соединения	$R_{\text{экв}}, \text{ом}$
6AC7	Пентод	650
6AC7	Триод	214
6AG5	Пентод	1900
6AG5	Триод	380
6AK5	Пентод	1900
6AK5	Триод	380
6BA6	Пентод	3800
6BA6	Триод	410
6BJ6	Пентод	3800
6BJ6	Триод	485
6J4	Триод	210
6SK7	Пентод	11600
6SK7	Триод	970

В триодах и пентодах существует другой тип дробовых шумов — шумы, наведенные в цепи сетки. Они обуславливаются флюктуациями дробовых шумов, наведенных в цепи сетки лампы в результате неодинакового распределения зарядов на каждой стороне сетки. Наведенные шумы в цепи сетки связаны с электронной входной проводимостью лампы. Эта проводимость G_T определяется приближенно следующим уравнением:

$$G_T = \frac{g_m (\omega t)^2}{20} = 1,92 g_m f^2 t^2, \quad (9.7)$$

где f — частота; t — время пролета.

В табл. 13 приведены приближенные значения этой проводимости, связанной с временем пролета, для частоты 30 Мгц. Так как значение G_T зависит от квадрата частоты, то для других частот G_T можно определить приближенно с помощью простых соотношений на основе данных таблицы.

Предполагается, что наведенные шумы в цепи сетки обуславливаются тепловыми шумами проводимости, связанной с временем пролета, при температуре в γ раз выше окружающей температуры. Поэтому наведенные шумы в цепи сетки можно представить генератором тока при коротком замыкании

$$\bar{I}_{ng} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} k \gamma T \beta G_T \text{ а эфф.} \quad (9.8)$$

и внутренним сопротивлением G_T . Для ламп с оксидными катодами величина γ обычно берется приблизительно равной 5.

Таблица 13

**Проводимость, связанная с временем пролета
электронных ламп**

Лампа	G_T Мом на частоте 30 Мгц
6AC7	156
6AG5	27
6AK5	12
6BA6	52
6BJ6	26
6J6	18
6SK7	40

9.4. ПОЛОСА ПРОПУСКАНИЯ ШУМОВ

Полоса пропускания шумов входит во все приведенные выше выражения для расчета эффективных значений напряжений и токов шумов. Она определяется как ширина идеализированной прямоугольной широкополосной характеристики, имеющей ту же площадь и пиковое значение, что и характеристика усиления по мощности в зависимости от частоты. Общий характер полосы пропускания по шумам ясен из рис. 9.1.

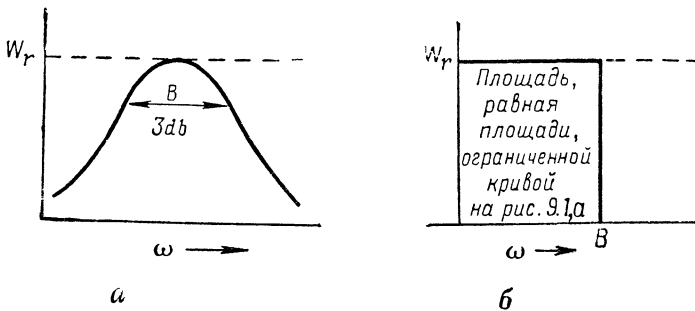


Рис. 9.1. Иллюстрация к понятию полосы пропускания шумов:
а — усиление мощности в зависимости от частоты; б — идеализированная кривая, показывающая полосу пропускания шумов В

Необходимость определения ширины полосы пропускания по шумам вытекает из того, что спектр шумов однороден при значениях частоты от нуля до бесконечности. Так как напряжение и ток шумов пропорциональны общей мощности шумов, то эту мощность шумов можно определить площадью, ограниченной характеристикой усиления усилителя по мощности. Очевидно, если усилитель имеет идеализированную частотную характеристику, показанную на рис. 9.1, б, то развивается такая же мощность шумов.

Приведенное выше определение полосы пропускания шумов может быть математически выражено следующим образом:

$$\beta = \int_0^{\infty} \frac{W(\omega)}{W_r} d\omega, \quad (9.9)$$

где $W(\omega)$ — усиление по мощности в функции частоты;
 W_r — исходное значение усиления по мощности.

Если входное и выходное сопротивления усилителя не зависят от частоты, то усиление по мощности можно выразить в единицах напряжения:

$$W(\omega) = \frac{P_0(\omega)}{P_i(\omega)} = \left| \frac{E_0(\omega)}{E_i(\omega)} \right|^2 \frac{R_i}{R_0} = \left| A(\omega) \right|^2 \frac{R_i}{R_0},$$

$$W_r = \left| \frac{E_0(\omega_r)}{E_i(\omega_r)} \right|^2 \frac{R_i}{R_0} = A_r^2 \frac{R_i}{R_0}.$$

Следовательно, полоса пропускания по шумам

$$\beta = \int_0^{\infty} \left| \frac{A(\omega)}{A_r} \right|^2 d\omega. \quad (9.10)$$

Интеграл в уравнении 9.10 довольно легко определить для видеопередатчиков, но расчет широкополосных усилителей затруднителен. Задача немного упрощается при переходе к нормированной частотной функции усиления. Для случая широкополосной характеристики это означает, что всем каскадным схемам синхронно настроенных усилителей и усилителей из взаимно расстроенных каскадов с максимально плоской характеристикой соответствует следующая функция усиления:

$$\left| \frac{A(y)}{A_r} \right| = \left(\frac{1}{\sqrt{1 + y^{2n}}} \right)^m,$$

где n — число связанных контуров; одна группа из n контуров соответствует одному каскаду;
 m — число каскадов.

Так как частота в этом уравнении приведена к нормированному виду, то аналогично нормируется полоса пропускания по шумам, так что

$$\frac{\beta}{B_n} = \int_0^{\infty} \left(\frac{1}{1 + y^{2n}} \right)^m dy \quad (9.11)$$

для любого усилителя с синхронной настройкой и усилителя из взаимно расстроенных каскадов с плоской характеристикой. В этом выражении B_n — полоса пропускания группы из n контуров. Несколько примеров могут пояснить применение этого уравнения.

Для определения полосы пропускания шумов однокаскадного усилителя с высоким значением Q примем, что в уравнении 9.11 $n = 1$, $m = 1$ и $B_n = 0,707$ полосы пропускания каскада. Тогда

$$\frac{\beta}{B_n} = \int_0^{\infty} \frac{1}{1+y^2} dy = (\text{arc tg } y)_0^{\infty} = \frac{\pi}{2} = 1,571.$$

Рассмотрим теперь двухкаскадную схему с синхронной настройкой. В этом случае $n = 1$, $m = 2$ и

$$B_n = \frac{B_m}{\sqrt{2^{1/n} - 1}} = \frac{B_m}{0,643} = 0,707 \text{ полосы пропускания каскада;}$$

$$B_m = 0,643 B_n = 0,707 \text{ полосы пропускания схемы.}$$

Поэтому для двух каскадов с синхронной настройкой

$$\frac{\beta}{B_n} = \frac{0,643 \beta}{B_m} = \int_0^{\infty} \frac{1}{(1+y^2)^2} dy = \frac{\pi}{4}.$$

Таким образом,

$$\frac{\beta}{B_m} = \frac{\pi}{4(0,643)} = 1,222.$$

Если воспользоваться той же методикой для трехкаскадной схемы с синхронной настройкой, то в результате получим $\beta/B_m = 1,155$. Легко вывести результат и для других случаев. Он всегда представляет собой отношение полосы пропускания шумов к общему значению 0,707 от полюсы пропускания усилительной схемы.

Рассмотрим теперь случай одной пары взаимно расстроенных каскадов. В этом случае $n = 2$, $m = 1$ и $B_m = B_n$.

$$\frac{\beta}{B_m} = \int_0^{\infty} \frac{1}{1+y^4} dy.$$

Интеграл можно определить, разложив функцию на простейшие дроби и затем почленно определив интеграл. В результате получаем $\beta/B_m = 1,11$.

9.5. ДРУГИЕ ИСТОЧНИКИ ШУМОВ

Шумы в электронных лампах вызываются дробовым эффектом, эффектом распределения и наведением шумов в цепи сетки. Имеются также другие, дополнительные источники шумов. К ним относятся эффект мерцания катода, шумы, обусловленные положительными ионами, вторичной эмиссией и микрофонным эффектом.

Замечено, что на звуковых частотах действительные шумы, создаваемые лампами с оксидными катодами, значительно сильнее шумов, полученных по теоретической формуле для дробового эффекта, и шумов, наведенных в цепи сетки. Это справедливо при ограничивающем действии пространственного заряда или при температурном насыщении. Это наблюдается также на очень низких

частотах для ламп с вольфрамовой нитью накала. Указанное явление называется мерцанием катода (фликкер-эффект). Причиной его считают изменение эмиссионной способности катода под влиянием посторонних атомов или молекул, приходящих (уходящих) к поверхности катода. Получающееся в результате увеличение шумов в лампе, очевидно, изменяется обратно пропорционально квадрату частоты и пропорционально квадрату тока эмиссии.

Другой вид дополнительных шумов создается током положительных ионов в лампе. Эти ионы могут эмиттироваться катодом или возникать вследствие ионизации остаточных газов в лампе. Возникающие шумы малы, поскольку ток положительных ионов мал по сравнению с электронным током.

Вторичная эмиссия вызывает расхождение между значением действительных шумов в лампе и значением, определенным на основе учёта дробового эффекта. Однако это расхождение обычно мало, и часто им пренебрегают.

К микрофонным шумам относятся шумы, вызываемые механическими вибрациями конструкции ламп. Чаще всего они возникают на низких частотах и не имеют случайного характера других шумов, указанных выше. Этот эффект в значительной степени преодолен благодаря созданию в последнее время жестких конструкций. Однако необходимо принять меры предосторожности во избежание ненужных вибраций лампы, так как микрофонный эффект может оказаться очень серьезным.

Кроме шумов лампы и тепловых шумов во входной цепи, шумы могут быть также введены источником сигнала, возбуждающего усилитель. Эти шумы могут представлять собой тепловые шумы проводимости источника в сочетании с другими шумами, например атмосферными статистическими помехами, шумами от медицинских приборов, намеренными помехами, шумами от систем зажигания и т. п.

9.6. ФОРМА ВЫРАЖЕНИЯ ШУМОВ

Источники шумов, как и любые другие источники энергии в электрической цепи, можно анализировать различными методами. Но при всех них обычно предполагается, что имеются генератор какого-либо типа и некоторое полное внутреннее сопротивление или полная проводимость. Например, источник шума удобно представить эквивалентным генератором Тевенина или Нортона (рис. 9.2). Такой способ пригоден для любого вида источника шума, если уделить особое внимание определению составляющих эквивалентной схемы. Иначе говоря, каждая из этих двух схем пригодна как эквивалентная схема источника тепловых шумов, в которой

$$\bar{E}_n \text{ — напряжение холостого хода} = \sqrt{\frac{2}{\pi} kT\beta R v \text{ эфф.};}$$

$$\bar{I}_n \text{ — ток короткого замыкания} = \sqrt{\frac{2}{\pi} kT\beta G} \text{ а эфф.};$$

$$R = 1/G \text{ — сопротивление шумов.}$$

Таким образом, эквивалентная схема источника тепловых шумов является очевидной.

Для источников дробового шума эквивалентное представление является несколько менее очевидным. Действительно, нужно использовать преобразование из двух операций:

1. Источник дробового шума заменяется гипотетическим источником тепловых шумов, генерирующим той же величины шумы, что и первоначальный источник дробовых шумов.

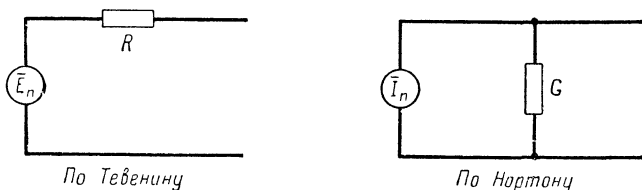


Рис. 9.2. Эквивалентные схемы источников шумов

2. Фиктивный источник теплового шума описывается затем элементами эквивалентных схем (рис. 9.2).

Таким образом, одна и та же эквивалентная схема используется для описания любого источника шумов. Разница между формами представления тепловых и дробовых шумов состоит только в том, что R или G в эквивалентной схеме и уравнениях в случае теплового шума является действительным омическим сопротивлением элемента, а в случае дробового шума — фиктивным сопротивлением или параметром.

9.7. ЭКВИВАЛЕНТНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ УСИЛИТЕЛЯ ШУМАМИ

В предыдущем разделе было показано, что любой источник шума можно заменить эквивалентным генератором Нортон или Тевенина. Этот метод будет теперь использован для анализа изолированного усилительного каскада.

Шумы поступают на вход усилителя от следующих источников: генератора сигналов, от которого подается желаемый входной сигнал, содержащего шум, обусловленные тепловым возбуждением в его внутреннем сопротивлении;

омических элементов входной цепи, в которых возникают тепловые шум;

ламп, имеющих эквивалентное сопротивление шумов, соединенное последовательно с сеткой, и шум, наводимые в цепи сетки.

Таким образом, эквивалентная схема усилителя содержит следующие источники шумов:

Источник шума	Ток или напряжение	Внутреннее G
Источник сигнала	$\bar{I}_{ns} = \sqrt{\frac{2}{\pi} kT\beta G_s}$	G_s
Входная цепь	$\bar{I}_{n1} = \sqrt{\frac{2}{\pi} kT\beta G_1}$	G_1
Наведенные шумы в цепи сетки	$\bar{I}_{ng} = \sqrt{\frac{2}{\pi} kT\gamma\beta G_T}$	G_T
Дробовые шумы и шумы распределения	$\bar{E}_{np} = \sqrt{\frac{2}{\pi} kT\beta R_{эв}}$	0

Если учитывать источник сигнала, то полная эквивалентная схема усилителя будет иметь вид, показанный на рис. 9.3. Так как все источники шума удалены из лампы и элементов схемы, то все пассивные элементы на рис. 9.3 бесшумные.

Эту эквивалентную схему можно немного упростить и построить в более удобном виде, если воспользоваться эквивалентной схемой Нортона для всей цепи слева от указанных на рис. 9.3 зажимов. Это довольно легко сделать, так как эквивалентный генератор Нортона дает ток, равный току при коротком замыкании зажимов 1—1. Следовательно,

$$\bar{I}_{sc}^2 = \bar{I}_s^2 + \bar{I}_{ns}^2 + \bar{I}_{n1}^2 + \bar{I}_{ng}^2 + \bar{E}_{np}^2 (G_s + G_1 + G_T)^2. \quad (9.12)$$

Последний член этого уравнения удобно определить так:

$$\bar{I}_{np}^2 = \bar{E}_{np}^2 (G_s + G_1 + G_T)^2. \quad (9.13)$$

Таким образом, эквивалентный генератор Нортона представляет собой параллельную комбинацию пяти отдельных генераторов тока:

$$\bar{I}_{sc}^2 = \bar{I}_s^2 + \bar{I}_{ns}^2 + \bar{I}_{n1}^2 + \bar{I}_{ng}^2 + \bar{I}_{np}^2. \quad (9.14)$$

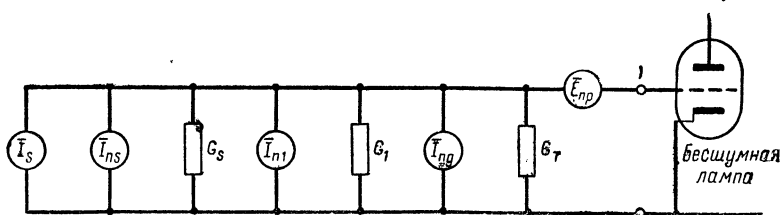


Рис. 9.3. Эквивалентная схема усилителя, когда все источники шумов отнесены к сеточной цепи

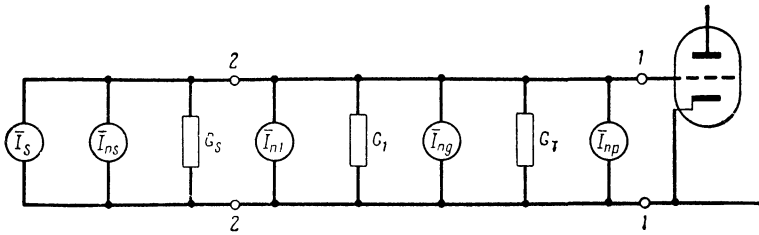


Рис. 9.4. Окончательный вид эквивалентной схемы, когда все источники шумов отнесены к сеточной цепи

Полная внутренняя проводимость представляет собой сумму отдельных проводимостей. Значит, окончательная эквивалентная схема будет иметь вид, показанный на рис. 9.4. При этом

$$\bar{I}_s = \text{эфф. ток сигнала}; \quad (9.15)$$

$$\bar{I}_{ns} = \sqrt{\frac{2}{\pi} kT\beta G_s}; \quad (9.16)$$

$$\bar{I}_{n1} = \sqrt{\frac{2}{\pi} kT\beta G_1}; \quad (9.17)$$

$$\bar{I}_{ng} = \sqrt{\frac{2}{\pi} kT\gamma\beta G_T}; \quad (9.18)$$

$$\bar{I}_{np} = \sqrt{\frac{2}{\pi} kT\beta R_{\text{эКВ}} (G_s + G_1 + G_T)}. \quad (9.19)$$

9.8. ШУМОВОЕ ЧИСЛО УСИЛИТЕЛЬНОГО КАСКАДА

Конечной целью построения приведенной выше эквивалентной схемы является разработка метода определения шумовых характеристик данного усилителя. Прежде чем продолжить изложение, необходимо дать некоторые определения.

Очень важный термин «максимальная отдаваемая мощность». Это мощность, которую можно получить от согласованного генератора. Рассмотрим, например, случай генератора напряжения E с внутренним сопротивлением R , к которому присоединена согласованная нагрузка R . Мощность, поступающая в эту нагрузку, как показано на рис. 9.5, представляет собой максимальную отдаваемую мощность, определяемую выражением

$$W = \frac{\bar{E}^2}{4R} = \frac{\bar{I}^2}{4G}, \quad (9.20)$$

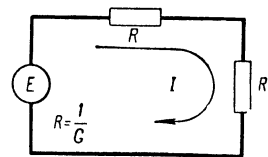


Рис. 9.5. Определение максимальной отдаваемой мощности

где \bar{E} и \bar{I} — эффективные значения.

Это уравнение может быть использовано

для определения максимальной отдаваемой мощности некоторого источника шумов, как, например, входной цепи. В этом случае

$$W = \text{Максимальная отдаваемая мощность шумов} = \frac{\bar{I}_{n1}^2}{4G_1} = \frac{2kT\beta G_1/\pi}{4G_1}.$$

Теперь можно определить другой важный коэффициент — отношение сигнал/шум:

$$\begin{aligned} S/N &= \text{отношение сигнал/шум} = \\ &= \frac{\text{Максимальная отдаваемая мощность сигнала}}{\text{Максимальная отдаваемая мощность шумов}}. \end{aligned} \quad (9.21)$$

Например, отношение сигнал/шум, измеренное на зажимах 2—2 (рис. 9.4), может быть подсчитано следующим образом:

$$S_2 = \text{Максимальная отдаваемая мощность сигнала на зажимах} \\ 2-2 = \bar{I}_s^2/4G_s;$$

$$N_2 = \text{Максимальная отдаваемая мощность шумов на зажимах} \\ 2-2 = \bar{I}_{ns}^2/4G_s.$$

Откуда

$$\frac{S_2}{N_2} = \left(\frac{S}{N}\right)_2 = \frac{\bar{I}_s^2}{\bar{I}_{ns}^2}. \quad (9.22)$$

Теперь определим коэффициент, называемый шумовым числом:

$$F = \text{шумовое число} = \frac{(S/N) \text{ в идеальном случае}}{(S/N) \text{ в реальном случае}}. \quad (9.23)$$

Применив это определение к усилителю, показанному на рис. 9.4, можно убедиться, что шумовое число каскада

$$F = \frac{(S/N) \text{ на зажимах } 2-2}{(S/N) \text{ на зажимах } 1-1} = \frac{(S/N)_2}{(S/N)_1}. \quad (9.24)$$

Теперь можно определить шумовое число усилителя, изображенного на рис. 9.4. Так как $(S/N)_2$ определено уравнением 9.22, то необходимо только найти $(S/N)_1$:

$$\begin{aligned} S_1 &= \text{Максимальная отдаваемая мощность сигнала на зажимах } 1-1 = \\ &= \frac{\bar{I}_s^2}{4(G_s + G_1 + G_T)}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} N_1 &= \text{Максимальная отдаваемая мощность шумов на зажимах } 1-1 = \\ &= \frac{\bar{I}_{ns}^2 + \bar{I}_{n1}^2 + \bar{I}_{ng}^2 + \bar{I}_{np}^2}{4(G_s + G_1 + G_T)}. \end{aligned}$$

Отсюда отношение сигнал/шум на зажимах 1—1 составляет

$$\left(\frac{S}{N}\right)_1 = \frac{S_1}{N_1} = \frac{\bar{I}_s^2}{\bar{I}_{ns}^2 + \bar{I}_{n1}^2 + \bar{I}_{ng}^2 + \bar{I}_{np}^2}. \quad (9.25)$$

Следовательно, шумовое число усилительного каскада равно

$$F = \frac{(S/N)_2}{(S/N)_1} = \frac{\bar{I}_{ns}^2 + \bar{I}_{n1}^2 + \bar{I}_{ng}^2 + \bar{I}_{np}^2}{\bar{I}_{ns}^2}. \quad (9.26)$$

Соотношения для четырех токов шумов, входящих в уравнение 9.26, были приведены выше. Если подставить их в уравнение для шумового числа, то общий множитель $2kT\beta/\pi$ исключится и останется

$$F = \frac{G_s + G_1 + \gamma G_T + R_{экв} (G_s + G_1 + G_T)^2}{G_s}. \quad (9.27)$$

Переставив члены, получим

$$F = 1 + \frac{G_1 + \gamma G_T}{G_s} + \frac{R_{экв}}{G_s} (G_1 + G_s + G_T)^2. \quad (9.28)$$

Хотя в данном случае шумовое число дается как отношение, однако обычно оно выражается в лоджитах напряжения или в децибелах.

Шумовое число усилительного каскада можно определить по этой формуле, если известны проводимости. Далее, если все величины в формуле известны, кроме одной, то можно найти эту неизвестную величину.

Уравнение шумового числа показывает, каким образом различные составляющие влияют на шумовое число, что позволяет сделать определенные рекомендации относительно шумового числа. Так, например, формула показывает, что шумовое число линейно зависит от эквивалентного сопротивления шумов $R_{экв}$ лампы. Поэтому для получения небольшого шумового числа следует выбрать лампу с небольшим значением $R_{экв}$. Очевидно, у триодных усилителей шумовое число будет меньше, чем у пентодных усилителей.

9.9. ОБЩЕЕ ШУМОВОЕ ЧИСЛО СОЕДИНЕННЫХ В СХЕМУ КАСКАДОВ

В разделе 9.8 было показано, что шумовое число изолированного усилительного каскада определяется уравнением 9.26. Разделим числитель и знаменатель этого уравнения на $4(G_s + G_1 + G_T)$. Тогда

$$F = \left[\frac{\bar{I}_{ns}^2 + \bar{I}_{n1}^2 + \bar{I}_{ng}^2 + \bar{I}_{np}^2}{4(G_s + G_1 + G_T)} \right] : \left[\frac{\bar{I}_{ns}^2}{4(G_s + G_1 + G_T)} \right].$$

Числитель и знаменатель этого выражения приобретают теперь специальный смысл: числитель N_{1-1} (факт.) — это фактическая отдаваемая мощность шумов на зажимах $1-1$, а знаменатель N_{1-1} (мин.) — это минимальная отдаваемая мощность шумов на зажимах $1-1$. Поэтому шумовое число усилительного каскада

$$F = \frac{N_{1-1}(\text{факт.})}{N_{1-1}(\text{мин.})}. \quad (9.29)$$

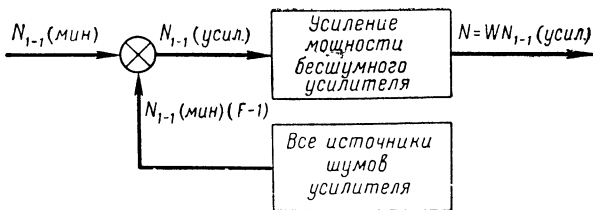


Рис. 9.6. Эквивалентная схема шумов изолированного усилительного каскада

Минимальная отдаваемая мощность представляет собой мощность шумов, когда усилитель является бесшумным и шумовое число его равно единице. Таким образом, относительно легко определить шумы, вызванные самим усилителем. Иначе говоря, для цепи усилителя

$$\left(\begin{array}{c} \text{Шумы, обусловленные} \\ \text{усилителем} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{Фактические шумы} \\ \text{на зажимах } I-I \end{array} \right) - \left(\begin{array}{c} \text{Минимальные шумы} \\ \text{на зажимах } I-I \end{array} \right),$$

или, в символическом обозначении,

$$N_{1-1}(\text{усил.}) = N_{1-1}(\text{факт.}) - N_{1-1}(\text{мин.}),$$

или

$$N_{1-1}(\text{усил.}) = N_{1-1}(\text{мин.})(F - 1). \quad (9.30)$$

Мы получили уравнение для максимальной отдаваемой мощности шумов, развиваемой всей усилительной схемой относительно входной цепи. Результаты этого краткого анализа можно уяснить себе наилучшим образом из эквивалентной схемы шумов усилительного каскада (рис. 9.6). Эквивалентная схема такого типа чрезвычайно полезна при подсчете общего шумового числа нескольких усилительных каскадов, соединенных в схему (рис. 9.7).

Шумовые числа каскада a , каскадов a и b , соединенных в схему, или трехкаскадной схемы легко определить из этой эквивалентной схемы, если воспользоваться определением шумового числа, данным в уравнении 9.29. Необходимо только помнить, что шумовое

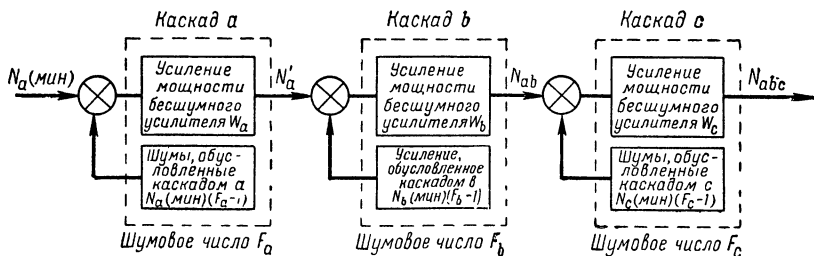


Рис. 9.7. Эквивалентная схема шумов трех усилительных каскадов, соединенных в схему

число в идеальном случае равно единице. Поэтому шумовое число каскада a равно

$$F_a = \frac{N'_a(\text{факт.})}{N'_a(\text{мин.})} = \frac{[N_a(\text{мин.}) + N_a(\text{мин.})(F-1)] W_a}{N_a(\text{мин.}) W_a}.$$

Аналогичным образом общее шумовое число каскадов a и b , соединенных в схему, равно

$$F_{ab} = \frac{N_{ab}(\text{факт.})}{N_{ab}(\text{мин.})},$$

где

$$\begin{aligned} N_{ab}(\text{факт.}) &= [N_a + N_b(\text{мин.})(F_b - 1)] W_b = \\ &= N_a(\text{мин.}) F_a W_a W_b + N_b(\text{мин.})(F_b - 1) W_b; \\ N_{ab}(\text{мин.}) &= N_a(\text{мин.}) W_a W_b. \end{aligned}$$

Поэтому общее шумовое число двухкаскадной схемы составляет

$$F_{ab} = F_a + \frac{N_b(\text{мин.})}{N_a(\text{мин.})} \cdot \frac{(F_b - 1)}{W_a}. \quad (9.31)$$

Если усилительные каскады идентичны, так что $N_a(\text{мин.}) = N_b(\text{мин.})$, то выражение для общего шумового числа можно упростить:

$$F_{ab} = F_a + \frac{F_b - 1}{W_a}. \quad (9.32)$$

Мы получили уравнение, которое обычно приводится в литературе, хотя условие идентичности каскадов редко оговаривается.

Аналогичный метод можно применить к трехкаскадной схеме. В результате получим

$$F_{abc} = F_a + \frac{F_b - 1}{W_a} + \frac{F_c - 1}{W_a W_b}. \quad (9.33)$$

Таким же образом легко определяется общее шумовое число n -каскадной схемы.

Уравнения для общего шумового числа каскадных усилителей очень важны. Они показывают, что общее шумовое число никогда не может быть меньше шумового числа первого каскада. Далее, если значения усиления по мощности каскадов сравнительно велики или шумовые числа отдельных каскадов приближаются к единице, то общее шумовое число каскадной схемы определяется главным образом первым каскадом усилителя. Это положение исключительно важно для расчета. Оно показывает, что входной каскад с большим усилением лучше рассчитывать на минимальное шумовое число, чем на максимальное усиление. Метод уменьшения шумового числа первого усилительного каскада будет рассмотрен в разделе 9.10.

Иногда определение шумового числа усилительной каскадной схемы затрудняется тем, что возникают сомнения относительно метода анализа проводимости анодной нагрузки первого каскада. Иначе говоря, вопрос состоит в том, нужно ли рассматривать проводимость анодной нагрузки $G_L = 1/R_L$ как часть проводимости источника G_s или его нужно включить в потери входной цепи G_1 ? Очевидно, физическое состояние не изменяется из-за метода анализа. Шумовое число определяется физическими факторами, и результат получается одинаковым независимо от метода анализа. Однако оба метода анализа G_L приводят к различным значениям F_b . Но это в точности компенсируется изменением W_a , так что F_{ab} остается неизменным.

9 10. УСИЛЕНИЕ МОЩНОСТИ В СРЕДНЕЙ ПОЛОСЕ

При определении общего шумового числа усилительной каскадной схемы в предыдущем разделе было показано, что полученный результат частично определяется значениями усиления по мощности усилительных каскадов. Ниже излагается метод определения усиления по мощности.

Усиление мощности усилителя

$$W = \frac{\text{Максимальная мощность, поступающая в сопротивление нагрузки}}{\text{Максимальная мощность от источника сигнала}} = \\ = \frac{P_L (\text{макс})}{P_s (\text{макс})}.$$

Если от источника сигнала к проводимости G_s поступает ток сигнала \bar{I}_s , то мощность сигнала на входе усилителя

$$P_s (\text{макс}) = \frac{\bar{I}_s^2}{4G_s}.$$

Этот ток течет через полное входное сопротивление Z_i усилителя и вызывает появление сеточного напряжения \bar{E}_g . Так как

$$Z_i = \frac{1}{G_s + G_1 + G_T},$$

то

$$\bar{E}_g = \bar{I}Z_i = \bar{I}_s \frac{1}{G_s + G_1 + G_T} \text{ в эфф.}$$

Тогда выходное напряжение на нагрузке усилителя

$$\bar{E}_0 = A\bar{E}_g,$$

где A — усиление по напряжению.

Подставив сюда значение напряжения на сетке, получим

$$\bar{E}_0 = A\bar{I}_s \frac{1}{G_s + G_1 + G_T}.$$

Отсюда выходная мощность

$$P_L = \bar{E}_0^2 (G_L + G_g) = A^2 I_s^2 \frac{G_L + G_g}{(G_s + G_1 + G_T)^2}.$$

В главе 4 было показано, что усиление напряжения усилителя с заземленным катодом в исходном случае составляет

$$A_r = g_m R = \frac{g_m}{G_p + G_L + G_g},$$

где

$$G_p = \frac{1}{r_p}; \quad G_L = \frac{1}{R_L}; \quad G_g = \frac{1}{R_g}.$$

Таким образом, усиление мощности каскада

$$W = g_m^2 \frac{4(G_L + G_g)G_s}{(G_p + G_L + G_g)^2 (G_s + G_1 + G_T)^2}.$$

Выходная мощность и усиление мощности будут максимальными, когда $G_p = G_L + G_g$. Следовательно,

$$W = \frac{P_L(\text{макс})}{P_s(\text{макс})} = g_m^2 \frac{G_s r_p}{(G_s + G_1 + G_T)^2}$$

или

$$W = \mu g_m \frac{G_s}{(G_s + G_1 + G_T)^2}. \quad (9.34)$$

9.11. ОПТИМАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ИСТОЧНИКА

Шумовое число для изолированного усилительного каскада может быть выражено уравнением 9.28, показывающим, что шумовое число представляет собой относительную комплексную функцию проводимости источника сигнала G_s . Значит, предполагается существование некоторого оптимального значения G_s , обуславливающего получение минимального шумового числа. Это предположение можно исследовать, продифференцировав F относительно G_s , приравняв результат нулю и решив уравнение относительно G_s . Подобный стандартный метод определения минимума дает уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial G_s} = 0 = & -\frac{G_1 + \gamma G_T}{G_s(\text{опт})^2} + \\ & + \frac{R_{\text{экв}}}{G_s(\text{опт})^2} \{ 2G_s(\text{опт}) [G_1 + G_s(\text{опт}) + G_T] - [G_1 + \\ & + G_s(\text{опт}) + G_T]^2 \}. \end{aligned}$$

Решим это уравнение относительно G_s (опт):

$$G_s(\text{опт}) = \sqrt{\frac{G_1 + \gamma G_T}{R_{\text{экв}}} + (G_1 + G_T)^2}. \quad (9.35)$$

При такой проводимости источника получается минимальное шумовое число для усилительного каскада с заземленным катодом.

В большинстве случаев источник присоединяется к входу усилителя через какой-либо трансформатор полных сопротивлений. Вследствие этого можно использовать трансформаторные свойства полного сопротивления цепи для получения оптимальной проводимости источника.

9.12. ШУМЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТРИОДАХ [10, 11]

Шумы в массивных полупроводниках значительно больше, чем рассчитанные по формулам для тепловых шумов. Более того, в данном случае спектр получается не постоянным, а изменяющимся обратно пропорционально частоте в соответствии с приближенным соотношением K/f^n , где f — частота, n — постоянная, равная 1,1 или 1,2. Зависимость по закону $1/f$, очевидно, сохраняется довольно точно до частот около 50 кГц. Но на более высоких частотах отклонение от этого закона бывает обычным.

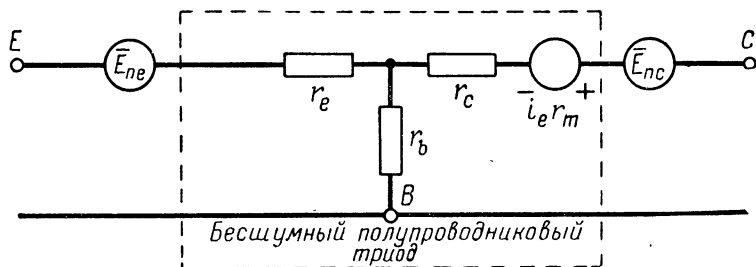


Рис. 9.8. Эквивалентная схема полупроводникового триода, показывающая фиктивные эквивалентные источники шумов \bar{E}_{ne} и \bar{E}_{nc}

Избыточные шумы в полупроводниках, т. е. мощность шумов, превышающих расчетные значения, найденные по формуле для тепловых шумов, имеют некоторые специальные свойства: они мало зависят от температуры, а также увеличиваются приблизительно пропорционально квадрату среднего тока.

Установлено, что полупроводниковые триоды с точечными контактами обладают значительно большими шумами, чем плоскостные полупроводниковые триоды.

Шумы полупроводникового триода в настоящее время принято представлять добавлением двух источников напряжения шумов в эквивалентной схеме полупроводникового триода (рис. 9.8). Оба генератора имеют эффективные напряжения \bar{E}_{ne} и \bar{E}_{nc} . Один включается последовательно с эмиттером, другой — последователь-

но с коллектором. Предполагается, что остальные элементы схемы полупроводникового триода бесшумные. Если два эквивалентных шумовых генератора не зависят один от другого, то их выходы не связаны между собой и могут складываться непосредственно по среднеквадратичному закону. Однако в действительности генераторы бывают взаимно связаны и прибавлять обуславливаемые ими составляющие к общим шумам нужно с учетом этой корреляции. Сложение с учетом корреляции обозначается знаком «+», заключенным в кружок.

Механизм возникновения шумов в полупроводниковых триодах здесь рассматриваться не будет. В настоящее время этот вопрос еще тщательно не выяснен. Однако теоретически установлено, что изменения в концентрации неосновных носителей (электронов в p -материале и дырок в n -материале) распределяются по всему веществу, вызывая флуктуации проводимости вещества, модулирующие средний ток или ток смещения и создающие напряжение шумов. Предполагается, что активность неосновных носителей изменяется по неизвестной местной причине. Измерения корреляции шумов подтверждают эту точку зрения, так же как и тот факт, что шумы не зависят от среднего тока.

9.13. ШУМОВОЕ ЧИСЛО УСИЛИТЕЛЕЙ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТРИОДАХ

Шумовое число какой-либо схемы было определено формулой 9.23. В специальных случаях (некоторые из них рассматриваются в настоящем разделе) максимальная отдаваемая мощность сигнала одинакова как в бесшумном, так и в реальном усилителе. Таким образом, шумовое число

$$F = \frac{N(\text{факт.})}{N(\text{мин.})} = \frac{\text{Фактическая мощность шумов}}{\text{Мощность шумов в идеальном случае}}.$$

Рассмотрим для примера общий случай усилителя на полупроводниковых триодах, питаемого источником сигнала E_g с внутренним сопротивлением R_g и присоединенной нагрузкой R_L (рис. 9.9). Общие шумы, измеренные на зажимах нагрузки, обуславливаются тепловыми шумами в сопротивлении R_g и шумами от полупроводникового усилителя. Ясно, что если полупроводниковый триод бесшумный, то мощность на выходе представляет собой тепловые шумы

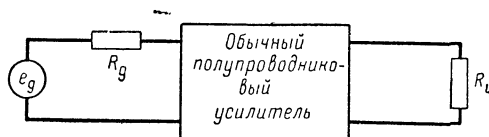


Рис. 9.9. Общая схема полупроводникового усилителя

в сопротивлении R_g , умноженные на квадрат усиления по напряжению усилителя, т. е.

$$N(\text{мин}) = \frac{2kT\beta R_g/\pi}{4R_L} A^2. \quad (9.36)$$

При тех же условиях отдаваемая мощность сигнала

$$S(\text{мин}) = \frac{\bar{E}_g^2}{4R_L} A^2. \quad (9.37)$$

Отсюда

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{мин}} = \frac{\bar{E}_g^2}{2kT\beta R_g/\pi}. \quad (9.38)$$

В реальных условиях мощность шумов, измеренная на сопротивлении R_L , будет больше минимального значения под влиянием шумов, вводимых полупроводниковым усилителем. Таким образом, если ввести новый параметр \bar{E}_{nc}^2 — среднеквадратичное значение напряжения шумов на R_L , то фактическая отдаваемая мощность шумов составит

$$N(\text{факт.}) = \frac{\bar{E}_{nc}^2}{4R_L}, \quad (9.39)$$

а соответствующая отдаваемая мощность сигнала будет такая же, как и определенная раньше уравнением 9.37. Отсюда

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{факт}} = \frac{\bar{E}_g^2}{E_{nc}^2} A^2. \quad (9.40)$$

Следовательно, шумовое число полупроводникового усилителя

$$F = \frac{(S/N)_{\text{мин}}}{(S/N)_{\text{факт}}} = \frac{\bar{E}_{nc}^2}{2kT\beta R_g A^2/\pi}. \quad (9.41)$$

Это уравнение общее и может быть использовано для определения шумового числа любого усилителя на полупроводниковых триодах. Необходимо лишь для каждого вида схемы усилителя определить \bar{E}_{nc} и A . Рассмотрим для примера усилитель с заземленной базой.

На рис. 9.10, а приведена схема с эквивалентным источником шумов. Как и в случае ламповых усилителей, удобно отнести все источники шумов к входной цепи. На схеме \bar{E}_{nc} включено во входную цепь, а шумовое сопротивление R_g заменено бесшумным сопротивлением R_g , включенным последовательно с источником напряжения шумов $\bar{E}_{ng} = \sqrt{2kT\beta R_g/\pi}$. Это показано на рис. 9.10, б.

Генератор шума \bar{E}_{nc} в цепи коллектора заменен источником шума \bar{E}_{nx} в цепи эмиттера (рис. 9.10, б). Если оба генератора, \bar{E}_{nc} и \bar{E}_{nx} , должны быть действительно эквивалентными, то они должны давать на клеммах X—X одно и то же напряжение холостого хода. Напряжение холостого хода, обусловленное \bar{E}_{nc} , легко определить из рис. 9.10, а:

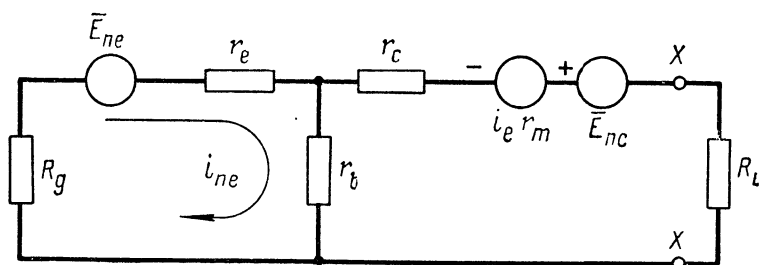
$$\bar{E}_{oc} = \bar{E}_{nc}.$$

Напряжение холостого хода, обусловленное \bar{E}_{nx} , определяется из рис. 9.10, б путем замены \bar{E}_{ng} и \bar{E}_{ne} их внутренними сопротивлениями, являющимися в этом случае короткозамкнутыми. Для разомкнутой коллекторной цепи

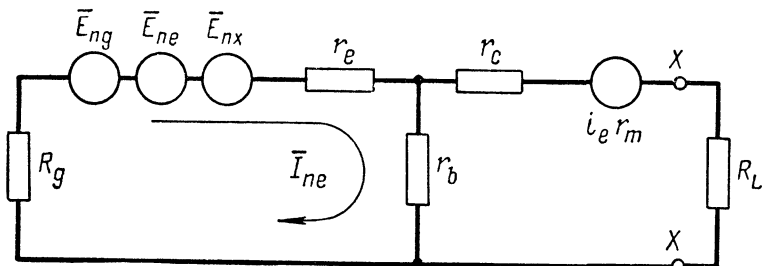
$$\bar{E}_{oc} = \bar{I}_{ne} (r_b + r_m) \quad (9.42)$$

и

$$\bar{I}_{ne} = \frac{\bar{E}_{nx}}{R_g + r_b + r_e}. \quad (9.43)$$



а



б

Рис. 9.10. Полупроводниковый усилитель с заземленной базой; эквивалентные схемы шумов:

а — непосредственная эквивалентная схема с источниками шумов полупроводниковых триодов; б — эквивалентная схема со всеми источниками шумов относительно входа

Поэтому

$$\bar{E}_{0c} = \bar{E}_{nx} \frac{r_b + r_m}{R_g + r_b + r_e}. \quad (9.44)$$

Приравняем друг другу оба выражения для \bar{E}_{0c} . Решим уравнение относительно \bar{E}_{nx} :

$$\bar{E}_{nx} = \bar{E}_{nc} \frac{R_g + r_b + r_e}{r_b + r_m}. \quad (9.45)$$

Таким образом, общее напряжение шумов на выходе

$$E_{nc} = \sqrt{\bar{E}_{ng}^2 + (\bar{E}_{ne} \oplus \bar{E}_{nx}^2)} A, \quad (9.46)$$

где A — усиление напряжения усилителя.

Если это значение для \bar{E}_{nc} и соответствующие выражения для \bar{E}_{ng} , \bar{E}_{ne} и \bar{E}_{nx} подставить в общую формулу шумового числа, то для схемы с заземленной базой получим

$$F_{gb} = 1 + \frac{\pi}{2kT\beta R_g} \left[\bar{E}_{ne}^2 \oplus \bar{E}_{nc}^2 \left(\frac{R_g + r_b + r_e}{r_b + r_m} \right)^2 \right]. \quad (9.47)$$

Аналогичный анализ, примененный для двух других типов полупроводниковых усилителей, дает

$$F_{ge} = 1 + \frac{\pi}{2kT\beta R_g} \left[\bar{E}_{ne}^2 \left(\frac{R_g + r_b + r_m}{r_m - r_e} \right)^2 \oplus \bar{E}_{nc}^2 \left(\frac{R_g + r_e + r_b}{r_m - r_e} \right)^2 \right]; \quad (9.48)$$

$$F_{gc} = 1 + \frac{\pi}{2kT\beta R_g} \left[\bar{E}_{ne}^2 \left(\frac{R_g + r_e + r_b}{r_c} \right)^2 \oplus \bar{E}_{nc}^2 \left(\frac{R_g + r_b}{r_c} \right)^2 \right], \quad (9.49)$$

где \oplus показывает, что сложение производится с учетом любого соотношения, которое может существовать между \bar{E}_{ne} и \bar{E}_{nc} .

Тот факт, что шумовое число не зависит от R_L , очень важен. Так как F зависит от R_g , то минимальное шумовое число можно получить, пользуясь номинальным значением R_g . Соответствующее значение для R_g можно определить обычной операцией нахождения минимума. После обычных приближений для полупроводниковых триодов получим:

1) Для усилителей с заземленной базой и заземленным эмиттером

$$R_g(\text{опт}) \approx \sqrt{(r_e + r_b)^2 + \frac{\bar{E}_{ne}^2}{\bar{E}_{nc}^2} (r_m + r_b)^2}. \quad (9.50)$$

2) Для усилителя с заземленным коллектором

$$R_g(\text{опт}) \approx \sqrt{r_b^2 + \frac{\bar{E}_n^2}{\bar{E}_{nc}^2} r_c^2}. \quad (9.51)$$

Минимум шумового числа, обусловленный изменениями R_g , лежит в широких пределах, так что зависимость шумового числа от R_g не критична.

ЗАДАЧИ

9.1. Определить эффективные значения напряжения шумов и тока в сопротивлении $10\ 000\ \text{ом}$ при температуре 20°С . Напряжение шумов измеряется прибором, имеющим полосу пропускания по шумам $5\ \text{Мгц}$.

9.2. Определить $R_{\text{экв}}$ для пентода 6SJ7.

9.3. Определить $R_{\text{экв}}$ для лампы 6J5.

9.4. Определить эффективное значение наведенного тока шумов в цепи сеток ламп 6АС7 и 6АК5 на частоте $60\ \text{Мгц}$ при комнатной температуре и полосе пропускания по шумам $5\ \text{Мгц}$.

9.5. Определить полосу пропускания по шумам:

а) для двухкаскадной схемы с синхронными одноконтурными усилителями, имеющими общую полосу пропускания $3\ \text{Мгц}$;

б) для пары взаимно расстроенных каскадов, отрегулированной для получения максимальной плоскостности и полосы пропускания $3\ \text{Мгц}$.

9.6. Определить шумовое число усилительной схемы на пентоде 6АК5 с одноконтурной входной цепью. Известны следующие данные: $C_{\text{вх}} = 4\ \text{пф}$, $g_m = 4500\ \text{мкмо}$, $R_L = 2000\ \text{ом}$, $C_w = 2\ \text{пф}$, $r_p = 400\ 000\ \text{ом}$, $f_0 = 30\ \text{кГц}$, $C_0 = 3\ \text{пф}$, $R_s = 450\ \text{ом}$. Полоса пропускания входной цепи должна составлять по меньшей мере $6\ \text{Мгц}$.

9.7. Определить оптимальную проводимость источника для усилителя, рассмотренного в задаче 9.6, и определить затем новое значение шумового числа. Объяснить получаемое улучшение.

9.8. Определить усиление мощности в средней полосе усилителя, рассмотренного в задаче 9.6.

9.9. Определить общее шумовое число на частоте $9\ \text{Мгц}$ для двухкаскадного усилителя, в котором используются лампы 6АК5, имеющие параметры, приведенные в задаче 9.6. Полоса пропускания двух одноконтурных цепей связи не меньше $6\ \text{Мгц}$.

9.10. Решить задачу 9.9, пользуясь оптимальной проводимостью источника для входной цепи.

9.11. Решить задачу 9.6 для схемы на триоде 6АК5.

9.12. Решить задачу 9.7 для триодной схемы 6АК5.

9.13. Решить задачу 9.9 для триодной схемы 6АК5.

9.14. Сформулировать выводы, которые можно сделать на основе произведенных расчетов при решении задач 9.6, 9.7, 9.9, 9.11—9.13.

ОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ И ГЕНЕРАТОРЫ КЛАССА А

Генератором * называется устройство, которое преобразует мощность постоянного тока, подводимую от источника питания, в мощность сигнала или переменного тока. Усилители выполняют, вообще говоря, ту же задачу, однако происходящий в них процесс преобразования мощности управляется некоторым входным сигналом, называемым часто сигналом возбуждения. Для работы генератора, в отличие от усилителя, не требуется сигнала возбуждения.

Генераторы применяются во всех радиовещательных, радиосвязных, радиолокационных и телевизионных передатчиках и приемниках, а также в телефонных системах с высокой несущей частотой. На практике редко можно встретить радиотехнические устройства, в которых в том или ином варианте не использовались бы генераторы.

Всякий раз, когда мы говорим о радиоэлектронной схеме, способной генерировать незатухающие колебания, надо иметь в виду, что составной частью статической или динамической характеристики этой схемы является отрицательное сопротивление. Нельзя, конечно, утверждать, что это справедливо во всех случаях. Однако всякий раз, когда создаются незатухающие колебания, в схеме имеется отрицательное сопротивление. Таким образом, разработка основ теории генераторов может базироваться на этом положении. Для общности выводов весь анализ нужно построить так, чтобы он мог быть применен к любым генераторам независимо от того, какой тип устройства, обладающего отрицательным сопротивлением, в них использован: газонаполненные или электровакуумные лампы, полупроводниковые приборы или схемы обратной связи.

В различных трудах генераторы классифицируются по-разному, причем каждая система классификации имеет свои положительные и отрицательные стороны. В этой книге генераторы подразделяются на две основные группы: генераторы, работающие в режиме класса А, и генераторы, работающие в прерывистом режиме. В этой главе мы рассмотрим только генераторы класса А.

* Этим термином автор обозначает только генераторы с самовозбуждением (автогенераторы); генераторы с независимым (внешним) возбуждением относятся к усилителям (прим. переводчика).

10.1. ТЕОРИЯ ГЕНЕРАТОРОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

Основными элементами генератора с отрицательным сопротивлением (рис. 10.1) являются устройство или схема с отрицательным сопротивлением и соединенная с этим устройством или схемой нагрузка. Часть генератора, заключающая в себе отрицательное сопротивление, представлена на рисунке эквивалентной схемой, состоящей из переменного сопротивления R , которое может изменяться как по величине, так и по знаку, и включенного параллельно этому сопротивлению источника тока $i(t)$. Этот источник создает

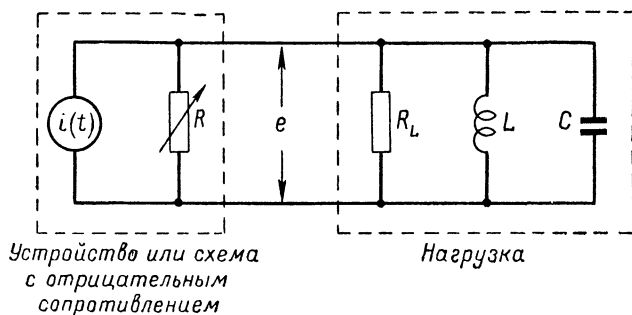


Рис. 10.1. Основные элементы генератора с отрицательным сопротивлением

первоначальное возбуждение для возникновения колебаний и может быть отключен от схемы, как только они возникнут. Хотя в дальнейшем мы будем считать источник тока включенным в схему постоянно, легко убедиться в том, что продолжительность его подключения к схеме может быть любой, вплоть до самого небольшого периода времени, как обычно и бывает в реальных схемах. В реальных схемах этим источником тока может быть импульс тока, вызываемый температурными колебаниями или любыми другими изменениями режима схемы, носящими неустановившийся характер.

Интегрально-дифференциальное уравнение для схемы, изображенной на рис. 10.1, имеет вид

$$C \frac{de}{dt} + \left(\frac{1}{R_L} + \frac{1}{R} \right) e + \frac{1}{L} \int e dt = i(t). \quad (10.1)$$

Предположим, что конденсатор вначале разряжен и ток через катушку индуктивности не течет. Применяя приведенные в главе 2 методы, легко написать преобразование Лапласа для уравнения 10.1 и найти преобразование Лапласа для напряжения $E(s)$. В результате получим

$$E(s) = \frac{I(s)}{C} \frac{1}{s^2 + (R_L + R) s / R_L RC + 1/LC}. \quad (10.2)$$

Таким образом, характеристическое уравнение будет иметь вид

$$s^2 + \frac{R_L + R}{R_L R} \cdot \frac{s}{C} + \frac{1}{LC} = 0. \quad (10.3)$$

Корнями этого уравнения являются полюса преобразования реакции; эти корни находятся по формулам, применяемым для решения квадратного уравнения:

$$s_1 = -\frac{1}{2C} \frac{R_L + R}{R_L R} + j \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{1}{2C}\right)^2 \left(\frac{R_L + R}{R_L R}\right)^2}; \quad (10.4)$$

$$s^2 = -\frac{1}{2C} \frac{R_L + R}{R_L R} - j \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{1}{2C}\right)^2 \left(\frac{R_L + R}{R_L R}\right)^2}. \quad (10.5)$$

Полюса преобразования реакции будут комплексно сопряженными, и процесс будет иметь колебательный характер только в том случае, если величины, стоящие под корнем, будут положительными. Это необходимое условие, которое должно быть выполнено, если желают получить любые колебания.

Существует и второе важное условие. Если вещественная часть полюса положительна, амплитуда колебаний с течением времени будет увеличиваться. Если вещественная часть отрицательна, амплитуда колебаний с течением времени будет убывать. Постоянной амплитуда колебаний будет в том случае, если вещественная часть полюса равна нулю. Объяснение этого приведено в главе 2. Опираясь на вышеуказанные соотношения, легко заметить, что колебания будут существовать только в том случае, если

$$\left(\frac{1}{2C}\right)^2 \left(\frac{R_L + R}{R_L R}\right)^2 < \frac{1}{LC}.$$

Это неравенство должно выполняться все время, пока существуют колебания. Однако в начальный период возникновения колебаний их амплитуда имеет крайне небольшую величину и должна увеличиваться. Следовательно, вещественная часть полюсов должна быть положительной, для чего должно выполняться следующее условие:

$$-\frac{R_L + R}{R_L R} > 0.$$

Это условие может быть выполнено лишь в том случае, если сопротивление R отрицательно. При этом, если $R = -|R|$, то неравенство будет выполняться только при условии, что $R_L > |R|$. В течение периода нарастания амплитуды колебаний частота колебаний генератора, определяемая соотношением

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{1}{2C}\right)^2 \left(\frac{R_L - |R|}{R_L |R|}\right)^2}, \quad (10.6)$$

будет изменяться, так как в связи с нелинейностью характеристики отрицательного сопротивления схемы величина $|R|$ изменяется,

Наконец, чтобы получить колебания с постоянной амплитудой, вещественная часть полюса должна равняться нулю. Это условие удовлетворяется только тогда, когда

$$R_L = |R|. \quad (10.7)$$

В таком случае частота колебаний генератора станет постоянной, равной

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}. \quad (10.8)$$

Таким образом, частота колебаний определяется в этом случае параметрами цепи нагрузки, если только схема или устройство, обладающее отрицательным сопротивлением, не содержит индуктивных или емкостных составляющих.

Теперь можно подвести итог всему вышеизложенному, перечислив основные элементы генераторов с указанием их функций:

1. Отрицательное сопротивление. При работе в установившемся режиме уменьшает вещественную часть полюсов преобразования реакции до нуля.

2. Нелинейный элемент схемы. Чтобы амплитуда колебаний могла увеличиться до некоторого установленного уровня и затем остановиться на нем, сопротивления R_L или $|R|$ должны быть переменными.

3. Элемент, определяющий частоту колебаний. Функцию его выполняет обычно цепь нагрузки. Требование к этому элементу схемы заключается в том, чтобы при нормальных условиях работы он поддерживал частоту генератора постоянной.

4. Возбудитель колебаний. Неустановившиеся колебания тока, необходимые для возникновения колебаний, создаются обычно изменениями температуры или любыми другими причинами, выводящими схему из состояния равновесия.

Совершенно очевидно, что значительная часть последующего анализа работы генераторов будет посвящена методам получения отрицательного сопротивления. Значительный интерес представляют также свойства отрицательного сопротивления; этому вопросу будут посвящены следующие два раздела.

10.2. ТИПЫ ХАРАКТЕРИСТИК ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

Схемы или устройства, обладающие отрицательным сопротивлением, имеют в большинстве случаев характеристики отрицательного сопротивления (падающие характеристики) лишь в пределах некоторой ограниченной части всей характеристики. Сопротивление, измеряемое на зажимах устройства или схемы, бывает обычно положительным при работе в пределах определенной части характеристики, затем становится отрицательным и снова положительным. Существуют два типа таких характеристик (рис. 10.2 и 10.3), получивших соответственно названия характеристики с устойчивым со-

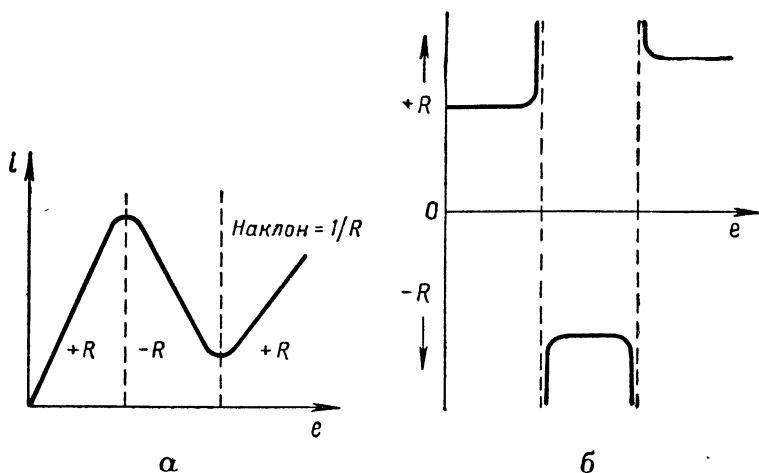
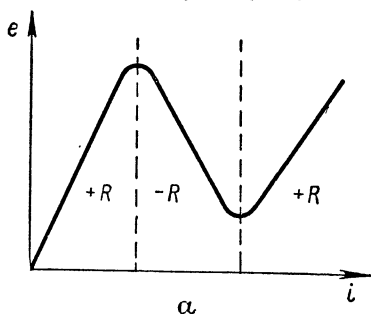


Рис. 10.2. Характеристика схем или устройств с отрицательным сопротивлением, обладающих устойчивым состоянием при короткозамкнутой цепи:

α — вольтамперная характеристика; β — зависимость сопротивления от напряжения



стоянием при короткозамкнутой цепи и характеристики с устойчивым состоянием при разомкнутой цепи. Объяснение этих названий будет приведено несколько ниже.

С первого взгляда может показаться, что между этими двумя типами характеристик существует лишь небольшая разница. Однако если обратиться к рис. 10.2, б и 10.3, б, то легко заметить, что, изменяясь от $+R$ до $-R$, сопротивление R :

1) в случае характеристики с устойчивым состоянием при короткозамкнутой цепи становится в некоторых точках кривой равным бесконечности;

2) в случае характеристики с устойчивым состоянием при разомкнутой цепи становится в некоторых точках кривой равным нулю.

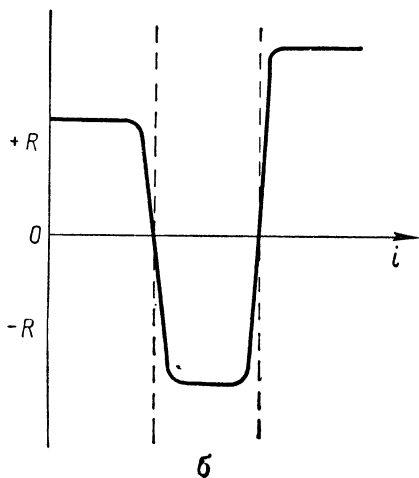


Рис. 10.3. Характеристика схем или устройств с отрицательным сопротивлением, обладающих устойчивым состоянием при разомкнутой цепи: α — вольтамперная характеристика; β — зависимость сопротивления от тока

Статическую рабочую точку схемы, состоящей из последовательно включенных отрицательного сопротивления, сопротивления нагрузки и источника питания, можно определить достаточно просто. Для примера рассмотрим случай, когда схема состоит из сопротивления нагрузки R_L , включенного последовательно с источником питания, напряжение которого равно E_{bb} , и с элементом, обладающим отрицательным сопротивлением, причем этот элемент имеет устойчивое состояние при короткозамкнутой цепи. Рабочую точку для такой схемы можно найти, если на вольтамперной характеристике элемента с отрицательным сопротивлением вычертить линию нагрузки применительно к величинам E_{bb} и R_L и определить точку или точки пересечения линии нагрузки с вольтамперной характеристикой.

Определение рабочей точки для случая, когда значение R_L меньше, чем абсолютное значение отрицательного сопротивления, показано на рис. 10.4, а. Как видно из рисунка, в этом случае возможна только одна рабочая точка. Когда сопротивление нагрузки превышает абсолютное значение отрицательного сопротивления, возможны три рабочие точки (рис. 10.4, б). Анализ этой схемы с целью определения относительной устойчивости и неустойчивости рабочих точек дан в следующем разделе.

10.3. УСТОЙЧИВЫЕ И НЕУСТОЙЧИВЫЕ РАБОЧИЕ ТОЧКИ

Принципиальная схема генератора с отрицательным сопротивлением, на которой указаны цепи постоянного тока, приведена на

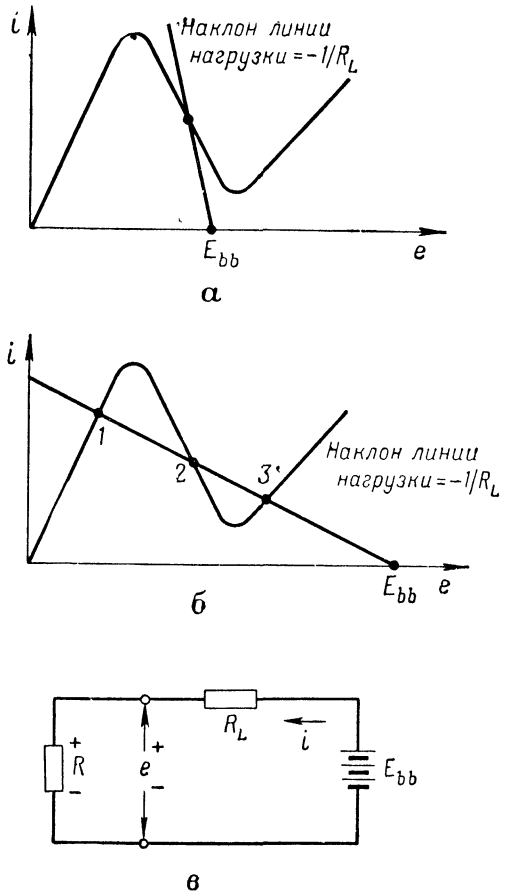


Рис. 10.4. Различные рабочие условия, определяемые различным положением линии нагрузки для системы, обладающей устойчивым состоянием при короткозамкнутой цепи: а — сопротивление нагрузки меньше абсолютного значения отрицательного сопротивления; б — сопротивление нагрузки больше абсолютного значения отрицательного сопротивления; в — принципиальная схема

рис. 10.5, а. Как следует из рисунка, элемент с отрицательным сопротивлением этого генератора обладает устойчивым состоянием при короткозамкнутой цепи. На рисунке показаны две линии нагрузки, соответствующие двум возможным соотношениям между сопротивлением нагрузки и отрицательным сопротивлением. Эквивалентная схема генератора показана на рис. 10.5, в. Знаком $i(t)$ здесь обозначен фиктивный генератор тока, которым учитываются действие колебаний температуры на схему и возникновение в связи с этим импульса тока. Схема аналогична рассмотренной в разд. 10.1 (см. рис. 10.1). Поэтому в соответствии с ранее сделанными выводами можно написать формулу для полюсов преобразования реакции:

$$s_{1,2} = -\frac{1}{2C} \cdot \frac{R_L + R}{R_L R} \pm j \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{1}{2C}\right)^2 \left(\frac{R_L + R}{R_L R}\right)^2}.$$

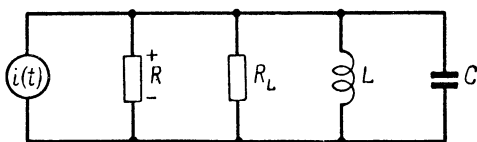
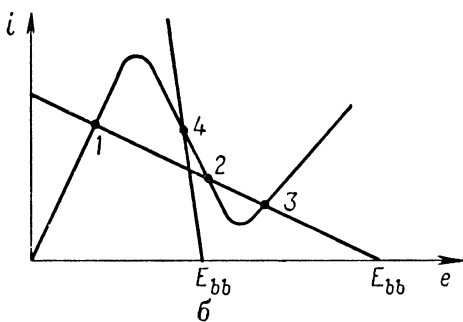
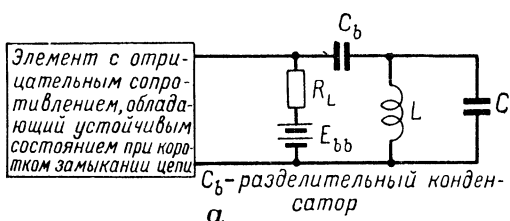


Рис. 10.5. Система с отрицательным сопротивлением, обладающая устойчивым состоянием при короткозамкнутой цепи:

а — принципиальная схема генератора с отрицательным сопротивлением; б — характеристика отрицательного сопротивления и возможные устойчивые рабочие точки; в — эквивалентная схема системы, изображенной на рис. 10.5, а

Предположим теперь, что сопротивление нагрузки R_L меньше абсолютной величины отрицательного сопротивления. Тогда статическая рабочая точка будет лежать в точке 4 кривой (рис. 10.5, б). При принятых нами условиях полюса преобразования реакции будут находиться в левой части комплексной плоскости s , в связи с чем любые случайные возмущения, возникающие в схеме, будут затухать. Совершенно очевидно, что такая рабочая точка устойчива.

Теперь предположим, что схема отрегулирована так, что R_L превышает абсолютное значение отрицательного сопротивления и статическая рабочая точка находится в точке 1 или 3 кривой. В этом случае сопротивление включенного в схему элемента положительно и полюса преобразования реакции находятся в левой части плоскости s . Система снова получается устойчивой.

Не изменяя выбранных нами условий работы схемы, примем, что статическая рабочая точка находится в точке 2. В этом случае значение сопротивления нагрузки превышает абсолютное значение отрицательного сопротивления и полюса преобразования реакции находятся в правой части плоскости. Следовательно, любое самое незначительное и кратковременное возмущение, создающееся в системе, будет приводить к возникновению неустойчившегося процесса, при котором сигнал будет увеличиваться по экспоненциальному закону до тех пор, пока он не будет ограничен схемой. Таким образом, точка 2 — это неустойчивая рабочая точка.

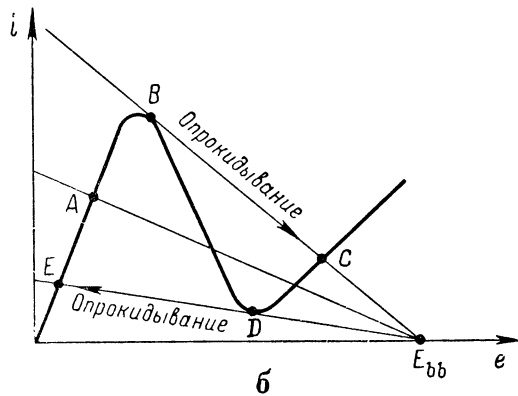
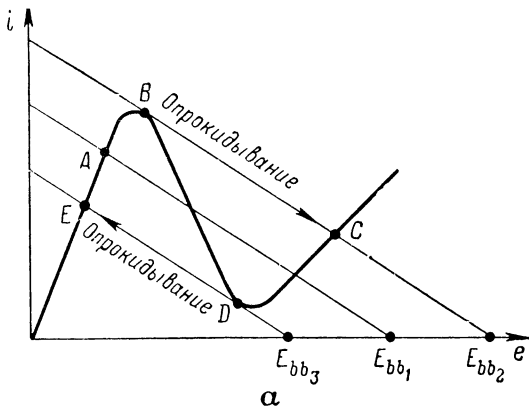
Если предположить, что в некоторый начальный момент времени рабочая точка находилась в точке 2, то любое кратковременное уменьшение или увеличение тока будет приводить схему в неустойчивое состояние и смещать рабочую точку в одну из двух устойчивых точек. Положительный импульс тока будет перебрасывать рабочую точку в точку 1 кривой, отрицательный импульс — в точку 3.

Совершенно очевидно, что, когда сопротивление нагрузки равно нулю (т. е. при коротком замыкании цепи), схема такого типа будет работать устойчиво. Поэтому она и получила название схемы с отрицательным сопротивлением, обладающей устойчивым состоянием при короткозамкнутой цепи. Нестабильный режим работы такой схемы можно получить, применив в ней сопротивление нагрузки, величина которого превышает абсолютное значение отрицательного сопротивления. Проведя аналогичные рассуждения для схемы, устойчиво работающей при разомкнутой цепи, мы получим противоположные выводы об относительных величинах R_L и отрицательного сопротивления.

10.4. ТРИГГЕРНЫЕ РЕЖИМЫ РАБОТЫ

В предыдущем разделе мы рассмотрели случай последовательного соединения сопротивления нагрузки R_L , источника питания и элемента с отрицательным сопротивлением, обладающего устойчивым режимом работы при короткозамкнутой цепи. При этом установили, что в случае, когда значение R_L превышает абсолютное значение отрицательного сопротивления, существуют три возможные рабочие точки. Рабочие точки на участках характеристики с положительным сопротивлением устойчивы, а точки на участке с отрицательным сопротивлением неустойчивы. Поэтому при выборе рабочей точки на отрицательном участке характеристики любое незначительное изменение напряжения или тока в цепи приводит к тому, что рабочая точка смещается к одной из двух устойчивых рабочих точек. Такое резкое изменение положения рабочей точки называется часто «опрокидыванием» схемы, а схемы такого типа называют обычно «опрокидывающимися», «триггерными», или «пусковыми».

На практике такие схемы в статических условиях всегда находятся в одном из устойчивых состояний. Это совершенно естественно, так как флюктуации e или i , необходимые для опрокидывания



Фиг. 10.6. Методы опрокидывания схемы с отрицательным сопротивлением, обладающей устойчивым состоянием при короткозамкнутой цепи: *a* — опрокидывание схемы при изменении питающего напряжения; *б* — опрокидывание схемы при изменении сопротивления нагрузки

станет точка *C*. Если теперь напряжение источника питания вновь уменьшить до E_{bb3} , рабочая точка переместится в точку *D*. Но эта точка неустойчивая, поэтому произойдет следующее опрокидывание и рабочей точкой станет точка *E*.

На рис. 10.6, *б* показан процесс смещения рабочих точек и опрокидывания схемы при изменении наклона линии нагрузки, обусловливаемого в свою очередь изменением сопротивления нагрузки R_L . Режим, при котором происходит опрокидывание схемы от одной устойчивой рабочей точки к другой, можно также получить путем вертикального или горизонтального смещения вольтамперной характеристики или изменения ее формы.

Аналогичные явления происходят и в схеме, обладающей устойчивым состоянием при разомкнутой цепи. Метод анализа процессов, происходящих при опрокидывании такой схемы, подобен только что описанному и поэтому нами не рассматривается.

схемы и перехода от неустойчивой рабочей точки к одной из устойчивых точек, возникают все время под действием различных случайных факторов, таких, как, скажем, колебания окружающей температуры.

Допустим, что в статических условиях рабочая точка схемы лежит в точке *A* кривой (рис. 10.6, *a*). Предположим теперь, что с изменением напряжения источника питания от E_{bb1} до E_{bb2} линия нагрузки сместилась параллельно самой себе. Рабочая точка переместится при этом из *A* в *B*. Но точка *B* находится на участке с отрицательным сопротивлением и является поэтому неустойчивой рабочей точкой. Следовательно, как только рабочая точка переместится в точку *B*, произойдет опрокидывание схемы и рабочей точкой

10.5. КЛАССИФИКАЦИЯ ГЕНЕРАТОРОВ

Когда схема с отрицательным сопротивлением обладает способностью самопрокидывания, она является генератором в самом строгом смысле этого слова. Такая схема может преобразовывать мощность постоянного тока источника питания в мощность периодических колебаний или пульсирующего сигнала без применения какого-либо внешнего сигнала. Рабочая точка перемещается в пределах трех участков характеристики, и для исследования свойств схемы потребуется прибегнуть к эквивалентным схемам, в которых одним из основных элементов служит переключающее устройство. Такие эквивалентные схемы будут рассмотрены в третьей части книги, посвященной работе схем в прерывистом режиме.

В этой главе мы ограничимся анализом только тех схем, которые работают в непрерывном режиме или в режиме класса А. При этом режиме работы рабочая точка перемещается только в пределах участка характеристики с отрицательным сопротивлением, в связи с чем такое устройство может быть представлено простой эквивалентной схемой, состоящей из отрицательного сопротивления и эквивалентного источника напряжения (напряжения приведения). В условиях установившегося режима работа будет происходить в границах и при параметрах, указанных на рис. 10.7, так что преграждающее напряжение будет примерно равно напряжению источника питания. Это несколько упрощает анализ работы генератора, так как соответствующая эквивалентная схема — в принципе такая же, как и использованная при простейшем анализе в разделе 10.1.

Пока работа происходит в пределах отмеченного на рис. 10.7 участка, схема линейна. Значительные нелинейные искажения возникают при переходе схемы в прерывистый режим работы.

Рассматриваемые в этой главе линейные генераторы* можно классифицировать по-разному. В частности, их можно классифицировать по следующим признакам:

1. В соответствии с типом используемого в них электронного устройства:

- а) генераторы на электронно-вакуумных лампах;
- б) генераторы на полупроводниковых приборах;
- в) генераторы на газонаполненных лампах;
- г) генераторы на термисторах.

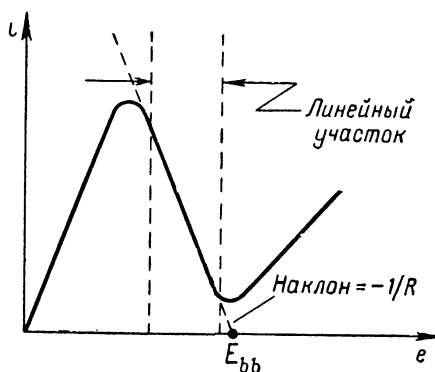


Рис. 10.7. Режим работы для линейного усилителя класса А

* В этой главе автогенераторы или генераторы с самовозбуждением мы будем называть для краткости просто генераторами (прим. переводчика).

2. В соответствии с назначением:

а) мощные генераторы, т. е. назначение которых создавать мощные колебания (см. главу 12);

б) генераторы, основное назначение которых создавать колебания требуемой частоты.

3. В соответствии с формой генерируемых колебаний:

а) генераторы синусоидальных колебаний;

б) генераторы прямоугольных колебаний;

в) генераторы пилообразных колебаний;

г) генераторы трапецеидальных колебаний и т. д.

4. В соответствии с типом элемента, определяющего частоту генерируемых колебаний:

а) генераторы с колебательными контурами из R , L и C ;

б) генераторы с реостатно-емкостной настройкой (с RC -элементом);

в) пьезоэлектрические генераторы;

г) магнитострикционные генераторы.

5. В соответствии с положением отрицательного сопротивления:

а) на статической характеристике (характеристике постоянного тока) — генераторы с отрицательным сопротивлением;

б) на динамической характеристике — генераторы с обратной связью.

В этой книге отдается предпочтение классификации по последнему методу, который и будет рассмотрен более подробно в последующих разделах.

10.6. КЛАССИФИКАЦИЯ УСТРОЙСТВ, ОБЛАДАЮЩИХ ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

В предыдущем разделе уже упоминалось, что генераторы можно классифицировать в соответствии с положением отрицательного сопротивления. По такому методу все генераторы можно подразделить на два основных типа: генераторы с отрицательным сопротивлением и генераторы с обратной связью.

1. Генераторы с отрицательным сопротивлением. В этих генераторах отрицательное сопротивление является частью статической характеристики устройства или схемы. Такие характеристики можно получить двумя способами:

а) применением электронно-вакуумных приборов, специфическим качеством которых является отрицательное сопротивление (динаatronный эффект в лампах);

б) применением специальных внешних схемных соединений, обеспечивающих появление отрицательного сопротивления (транзистронный эффект) *.

* Термин «транзистронный генератор» принято обычно применять для обозначения схемы определенного типа. Однако использование внешних схемных соединений для получения отрицательного сопротивления по постоянному току характерно для целой группы схем. Здесь этот термин применяется в общем смысле и характеризует целую группу схем, хотя такая терминология и не общепринятая.

2. Генераторы с обратной связью. В этих генераторах для получения отрицательного сопротивления как части динамической характеристики всей схемы применяются специальные внешние цепи.

Существует еще одна группа генераторов, называемых генераторами с большим временем пролета электронов. Однако эти генераторы представляют собой особую группу и по принципу, лежащему в основе их работы,* существенно отличаются от рассматриваемых нами генераторов. Применяются эти генераторы, как правило, для получения колебаний сверхвысоких частот. Поэтому в данной книге, в которой вопросы ультракоротковолновой техники не затрагиваются, такие генераторы не описываются. Читателям, интересующимся этими вопросами, мы рекомендуем обратиться к книгам, посвященным технике сверхвысоких частот.

Реальные схемы и устройства, входящие в состав генераторов этих двух типов, рассматриваются в двух следующих разделах.

10.7. ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В ХАРАКТЕРИСТИКЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Термисторы, газоразрядные лампы и некоторые типы магнетронов являются устройствами, значительная часть статических характеристик которых имеет отрицательное сопротивление. Электронно-вакуумный прибор (тетрод) при определенных соотношениях напряжений, подводимых к его электродам, также обладает отрицательным сопротивлением, обусловливаемым вторичной эмиссией электронов. Следовательно, все эти устройства в сочетании с соответствующим образом настроенным колебательным контуром могут быть динатронными генераторами. Требуемые при этом соотношения между элементами таких генераторов можно получить при помощи формул, выведенных в разделе 10.1.

Тетрод как прибор с отрицательным сопротивлением получил небольшое практическое применение. Величина его отрицательного сопротивления настолько велика и так непостоянна, что в схеме генератора приходится применять слишком большие, практически неприемлемые величины R_L и E_{cb} . Кроме того, рабочий участок характеристики настолько мал и отличается такой нелинейностью, что при работе генератора возникают очень большие нелинейные искажения, а выходной сигнал имеет небольшую амплитуду.

Колебания динатронного типа, возникающие в магнетронах, представляют, как правило, лишь теоретический интерес, так как при этом не используются основные положительные качества этих приборов.

Генераторы дугового типа как источники колебаний в настоящее время также не имеют широкого применения. Однако самопроизвольные колебания, возникающие при газовых разрядах, весьма часто создают в практических схемах большие трудности.

Генераторы на термисторах могут найти широкую область применения, особенно на низких частотах. В схемах такого типа тепловая инерция термистора заменяет электрическую индуктивность ко-

лебательного контура. Так как тепловая инерция такого прибора обычно весьма невелика, эффективная индуктивность термистора может быть очень большой, что позволяет получить колебания низкой частоты.

Характеристики постоянного тока некоторых приборов приобретают свойства отрицательного сопротивления при подключении этих приборов к схемам специального типа. Так, например, при определенных условиях полупроводниковые приборы имеют отрицательное сопротивление, если коэффициент усиления по току α больше 1. В большинстве случаев в цепь базы полупроводникового прибора необходимо включать сопротивление; если выходные зажимы замкнуть накоротко, входное сопротивление прибора в пределах некоторой части характеристики будет отрицательным. Аналогично этому при коротком замыкании входных зажимов отрицательным сопротивлением будет обладать некоторый участок выходной характеристики прибора. Отсюда следует, что при подключении соответствующего колебательного контура к двум электродам полупроводникового прибора, сопротивление между которыми отрицательно, можно получить колебания транзитронного типа.

На рис. 10.8 схематически изображена схема оригинального транзитронного генератора, основным элементом которого является электронная лампа. Такой генератор называется также генератором с отрицательной крутизной характеристики. В нем используется пентод, в котором экранирующая и защитная сетки связаны между собой, причем экранирующая сетка находится под более высоким положительным потенциалом, чем анод. Соотношение между напряжениями на электродах выбирается таким, что около защитной сетки создается действующий катод, откуда электроны поступают как на экранирующую сетку, так и на анод. Если напряжение на экранирующей сетке увеличить, повысится и напряжение на защитной сетке пентода. Положительное приращение напряжения защитной сетки позволяет пройти к аноду большему числу электронов и тем самым уменьшить ток экранирующей сетки. Таким образом, при соответствующих рабочих условиях увеличение напряжения на экранирующей сетке приводит к уменьшению тока

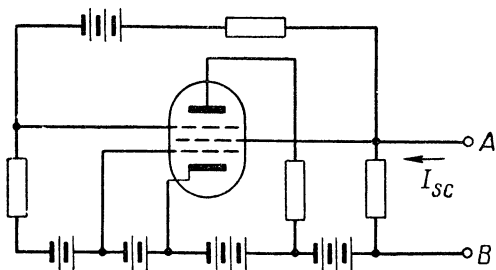


Рис. 10.8. Генератор с отрицательной крутизной характеристики

этой сетки. Следовательно, можно сказать, что цепь экранирующей сетки лампы обладает отрицательным сопротивлением. Поэтому, подключив к точкам *A* и *B* схемы колебательный контур, можно получить незатухающие колебания.

Другая схема на электронных лампах, определенная часть статической

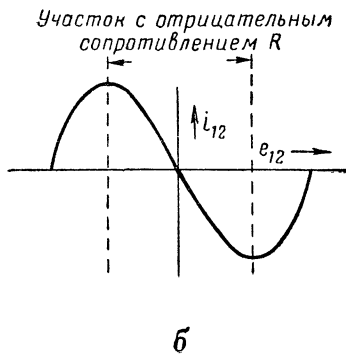
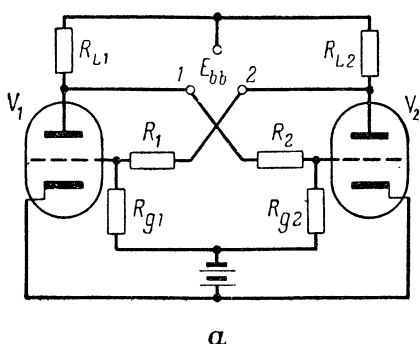


Рис. 10.9. Генератор Икклса—Джордана:
а — принципиальная схема; *б* — вольтамперная характеристика

характеристики которой обладает отрицательным сопротивлением, изображена на рис. 10.9. Эта схема относится также к генераторам транзитронного типа. Отрицательное сопротивление образуется в ней между точками 1 и 2. Для линейных генераторов эта схема обычно не применяется. Она находит очень широкое применение в генераторах, работающих в прерывистом режиме.

10.8. МЕТОД ИЗОКЛИН

В разделе 10.1 было показано, что генератор с отрицательным сопротивлением обязательно должен иметь нелинейный элемент схемы, так как иначе амплитуда колебаний не будет увеличиваться в первый период их возникновения и поддерживаться на определенном уровне в течение всей дальнейшей работы генератора. Было установлено, что для этого необходимо, чтобы в начальный период колебаний, характеризующийся увеличением амплитуды сигнала, комплексно сопряженные полюса находились в правой половине плоскости s . По мере увеличения амплитуды колебаний эти полюса должны перемещаться влево; когда режим работы генератора установится, полюса должны находиться на оси мнимых чисел. Совершенно очевидно, что в период времени, когда полюса перемещаются, система должна быть нелинейной. Поэтому приведенный в разделе 10.1 анализ линейной схемы можно применить лишь к установившемуся режиму работы, когда положение полюсов не меняется. Когда же необходимо проанализировать работу генератора в начальный, неустановившийся период, приходится прибегать к решению нелинейных дифференциальных уравнений. Ниже описывается широко применяемый на практике метод анализа, получивший название метода изоклин [12, 13, 14].

Метод изоклин, в сущности, графический, имеющий все недостатки, присущие этим методам анализа. Однако он может быть применен при практических расчетах и исследованиях схем, а это основной критерий, по которому следует судить о качестве того или

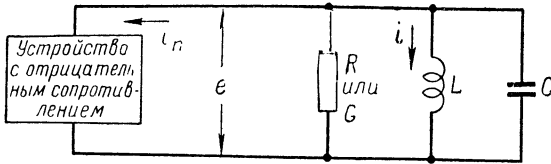


Рис. 10.10. Схема генератора с отрицательным сопротивлением

иного метода. Можно ожидать, что этот метод найдет в самом недалеком будущем большое практическое применение при анализе генераторов с отрицательным сопротивлением, собранных на полупроводниковых приборах.

Основные элементы и эквивалентная схема генератора с отрицательным сопротивлением показаны на рис. 10.10. В соответствии с первым законом Кирхгофа можно написать для этой схемы

$$i_n + Ge + i + C \frac{de}{dt} = 0. \quad (10.9)$$

Ток, протекающий через устройство с отрицательным сопротивлением, представляет сложную функцию напряжения e :

$$i_n = f(e). \quad (10.10)$$

Кривые, показывающие типичные зависимости между током и напряжением, были приведены в начале этой главы на рис. 10.2, *a* и 10.3, *a*. Используя соотношение 10.10, дифференциальное уравнение для рассматриваемой схемы можно написать в несколько измененном виде:

$$f(e) + Ge + i + C \frac{de}{dt} = 0. \quad (10.11)$$

Для дальнейшего анализа из этого уравнения желательно исключить переменную времени, используя следующее тождество производных:

$$\frac{de}{dt} = \frac{de}{di} \cdot \frac{di}{dt}. \quad (10.12)$$

Соотношение это можно несколько упростить, применив хорошо известную формулу

$$e = L \frac{di}{dt}. \quad (10.13)$$

Производная тока

$$\frac{di}{dt} = \frac{e}{L},$$

так что

$$\frac{de}{dt} = \frac{e}{L} \cdot \frac{de}{di}. \quad (10.14)$$

Таким образом, дифференциальное уравнение 10.11 можно привести к виду

$$f(e) + Ge + i + \frac{C}{L} e \frac{de}{di} = 0. \quad (10.15)$$

Переменная времени из этого уравнения исключена. Введем в уравнение параметр

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (10.16)$$

после чего уравнение 10.15 примет вид

$$f(e) + Ge + i + \frac{1}{Z_c^2} e \frac{de}{di} = 0. \quad (10.17)$$

Введем теперь в это уравнение новую переменную, чтобы выполнялось условие

$$e = Z_c u. \quad (10.18)$$

Так как Z_c в рассматриваемой схеме — постоянная величина и имеет размерность сопротивления, u имеет размерность тока. Подставив выражение 10.18 в 10.17, получим

$$[f(Z_c u) + GZ_c u] + i + u \frac{du}{di} = 0. \quad (10.19)$$

Поскольку G и Z_c — постоянные колебательного контура схемы, то заключенный в квадратные скобки член уравнения является функцией переменной u :

$$F(u) = f(Z_c u) + GZ_c u \quad (10.20)$$

или

$$F(u) = f(e) + Ge. \quad (10.21)$$

Следовательно, уравнение 10.19 можно привести к виду

$$F(u) + i + u \frac{du}{di} = 0 \quad (10.22)$$

или окончательно

$$\frac{di}{du} = - \frac{u}{i + F(u)}. \quad (10.23)$$

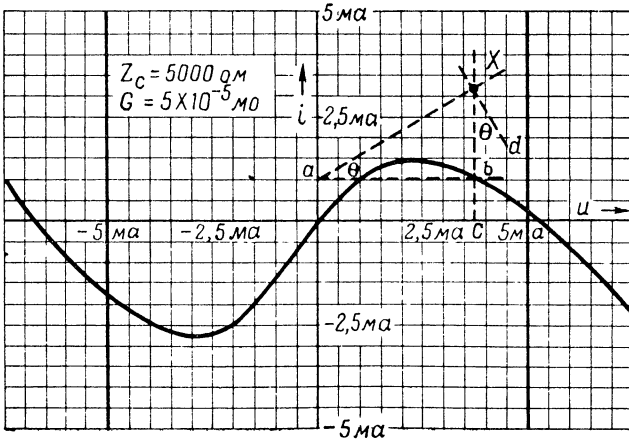
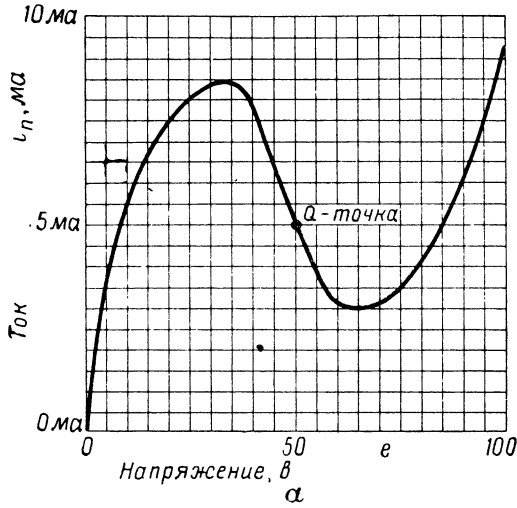
Цель выполненных нами преобразований, по-видимому, еще не ясна читателю, но вскоре мы объясним их назначение. Сейчас же только укажем, что уравнение 10.23 важно для графических построений, с которыми встретимся в следующем разделе.

Функция — $F(u)$ должна быть вычерчена в системе координат, в которой по ординате откладываются значения i , а по абсциссе —

значения u . Это построение осуществляется в такой последовательности:

1. Вычерчивается вольтамперная характеристика устройства, имеющего отрицательное сопротивление. Возможный вид этой кривой приведен на рис. 10.11, а.

2. Определяется примерный центр участка с отрицательным сопротивлением и отмечается на кривой точкой. Эта точка принимается за рабочую точку. Все малые приращения напряжения измеряются относительно этой точки.



б

Рис. 10.11. Графические построения для получения графика изоклипп:

а — характеристика $f(e)$ отрицательного сопротивления; б — кривая $-F(u)$ и определение изоклипп

3. Берется серия значений Δe . Для каждого из них:

а) вычисляется $\Delta u = \Delta e / Z_c$;

б) по вольтамперной характеристике (п. 1) определяется $\Delta f(e) = \Delta i_n$;

в) вычисляется $G\Delta e$;

г) вычисляется $\Delta F(u) = \Delta f(e) + G\Delta e$;

д) вычерчивается кривая $-F(u)$ как функция u (рис. 10.11, б).

При построении этой кривой масштаб по оси ординат и оси абсцисс выбирается одинаковым.

После вычерчивания кривой производят следующие дополнительные графические построения:

1. Через некоторую произвольно взятую на оси абсцисс точку c проводят вертикальную линию. Эта линия пересекает кривую $-F(u)$ в точке b .

2. Через точку b проводят горизонтальную линию до пересечения с осью ординат. Точку пересечения обозначают буквой a .

3. Выбирают любую произвольную точку x на первоначально построенной вертикальной линии и проводят линию ax .

4. Через точку x проводят отрезок dx , перпендикулярный к линии ax . Таким образом, отрезок dx будет касательной к дуге окружности, проходящей через x и имеющей центр в точке a . Следовательно, dx является изоклиной.

Из предыдущих построений следует, что

$$ab = u; \quad cb = -F(u);$$

$$cx = i; \quad bx = cx - cb = i + F(u).$$

$$\text{Наклон изоклины} = -\frac{1}{\text{tg } \theta}.$$

Но

$$\text{tg } \theta = \frac{bx}{ab}.$$

Таким образом, наклон изоклины

$$-\frac{ab}{bx} = -\frac{u}{i + F(u)}. \quad (10.24)$$

Из отношений 10.23 и 10.24 со всей очевидностью вытекает, что наклон изоклины равен di/du . Другими словами, изоклина является наклоном кривой i как функции u в точке x .

График изоклин вычерчивается простым построением ряда вертикальных линий, проведенных через точки на оси абсцисс, соответствующие производным значениям u . Затем для каждой из этих линий определяют положения точек b и a . Из каждой точки a циркулем проводится серия небольших дуг окружности, пересекающих соответствующую вертикальную линию. Эти дуги являются изоклинами. Получающийся при этом график изоклин аналогичен графику, изображенному на рис. 10.12,

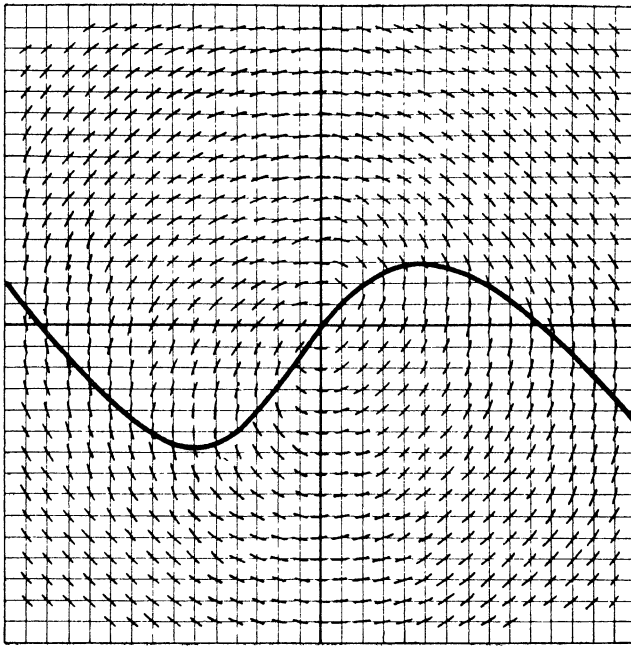


Рис. 10.12. График изоклин, построенный с помощью кривой, изображенной на рис. 10.11

График изоклин используется для построения циклограммы, метод вычерчивания которой описывается в следующем разделе. Циклограмма применяется при изучении свойств и характеристик генератора как при начальном периоде колебаний, так и при установившемся режиме работы.

10.9. ЦИКЛОГРАММЫ

Полная характеристика работы генератора, охватывающая момент возникновения колебаний (или начинающаяся с любого другого момента времени), период их нарастания и установившийся режим работы, может быть представлена в виде кривых, носящих название циклограмм. Циклограммы — это кривые, показывающие изменение тока и напряжения генератора во времени. Вычерчиваются они на графике изоклин. Типичная форма циклограммы приведена на рис. 10.13.

Направление движения вдоль этой кривой, соответствующее увеличению времени, можно определить из соотношения

$$L \frac{di}{dt} = e = Z_c u.$$

Используя понятие о бесконечно малых приращениях, это соотношение можно написать в следующем виде:

$$\Delta t = \frac{L}{Z_c} \cdot \frac{\Delta i}{u}.$$

Таким образом, для положительного приращения времени требуется, чтобы правая часть равенства также была положительной. Это возможно лишь в том случае, если при положительном значении u приращение i положительно, а при отрицательных значениях u — отрицательно. Следовательно, увеличение времени соответствует движению по циклограмме в направлении, противоположном вращению часовой стрелки.

Построение циклограммы не представляет сложности:

1. На графике изоклин выбирают произвольную или отмечают некоторую заданную начальную точку.

2. От этой точки, характеризующей начальные условия, в направлении, противоположном вращению часовой стрелки, проводят непрерывную кривую, которая в любой точке должна быть параллельна соответствующей изоклине.

Постепенно витки кривой сближаются и затем окончательно совпадают друг с другом, указывая, что наступил установившийся режим работы.

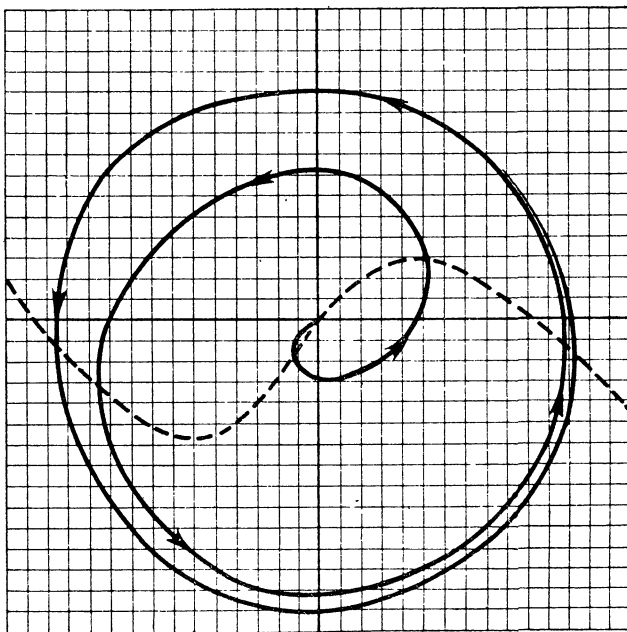


Рис. 10.13. Циклограмма, характеризующая процесс установления колебаний в генераторе, начиная с момента их возникновения (построена для изоклины, изображенной на рис. 10.12)

Начальные витки кривой в зависимости от начальных условий работы, а следовательно, и от положения начальной точки могут иметь различную форму и проходить по различным участкам графика изоклин, но та часть кривой, которая относится к установившемуся режиму работы, всегда будет проходить через одни и те же точки графика изоклин.

Целесообразность применения циклограммы для анализа условий работы схемы очевидна. Циклограмма позволяет весьма просто и при любых начальных условиях определить количество периодов, требуемых для нарастания колебаний и наступления установившегося режима работы генератора. Вычислав скорость движения циклограммы, можно определить формы кривой тока и напряжения. Этот вопрос рассматривается в следующем разделе.

Циклограмма показывает изменение i в зависимости от $u = e / Z_c$, причем это изменение является функцией времени. Угол Φ может быть определен как

$$\Phi = \arctg \frac{i}{u}.$$

Скорость вращения циклограммы определяется скоростью изменения этого угла во времени. Следовательно,

$$\omega = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{u(di/dt) - i(du/dt)}{u^2 + i^2}. \quad (10.25)$$

Согласно формуле 10.14

$$\frac{di}{dt} = \frac{e}{L} = \frac{uZ_c}{L} = \frac{u}{\sqrt{LC}}. \quad (10.26)$$

Кроме того, как уже установлено при составлении основного дифференциального уравнения 10.11,

$$[f(e) + Ge] + i + C \frac{de}{dt} = 0$$

или

$$F(u) + i + Z_c C \frac{du}{dt} = 0.$$

Следовательно,

$$\frac{du}{dt} = - \frac{i + F(u)}{CZ_c} = - \frac{i + F(u)}{\sqrt{LC}}. \quad (10.27)$$

Введем теперь параметр $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, определяющий частоту свободных колебаний системы. При этом уравнения 10.26 и 10.27 приводятся к виду

$$\frac{di}{dt} = \omega_0 u; \quad \frac{du}{dt} = - \omega_0 [i + F(u)].$$

Подставив эти соотношения в уравнение 10.25, после несложных преобразований получим

$$\omega = \omega_0 \left[1 + \frac{iF(u)}{u^2 + i^2} \right]. \quad (10.28)$$

При высоком Q колебательного контура вторым членом в выражении 10.28 можно пренебречь и считать, что $\omega_0 = \omega$. Поэтому, когда частота колебаний равна частоте свободных колебаний контура, циклограмма становится почти окружностью, а скорость вращения циклограммы — постоянной. Генератор создает при этом синусоидальные колебания.

В тех случаях, когда вторым членом в выражении 10.28 нельзя пренебречь, скорость вращения циклограммы становится переменной. Изменяется также форма кривой, и ее уже нельзя принимать за окружность. В результате создаются колебания, форма которых значительно отличается от синусоиды. Однако в любом случае выражение 10.28 можно использовать для калибровки циклограммы в единицах времени.

10.10. ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ, СОЗДАВАЕМОЕ СХЕМОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

Генераторы с обратной связью — по-видимому, наиболее простые из всех генераторов класса А. Принцип действия такого генератора поясняется рис. 10.14, который в равной мере относится

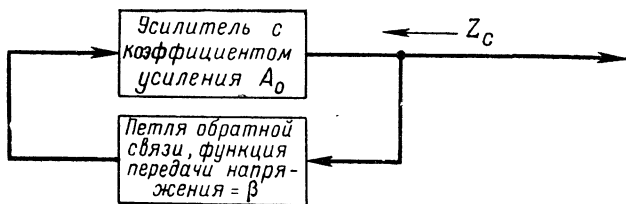


Рис. 10.14. Схема с обратной связью

к случаям применения в усилителе как электронной лампы, так и полупроводникового прибора. В главе 7 было показано, что полное выходное сопротивление такой схемы можно определить по формуле

$$Z_{\text{вых}} = Z_c = \frac{Z_0}{1 - \beta A_0} = \frac{R_0 \pm jX_0}{1 - \beta A_0},$$

где A_0 — коэффициент усиления усилителя по напряжению при разомкнутой петле обратной связи;

β — функция передачи напряжения петли обратной связи;

Z_0 — полное выходное сопротивление усилителя при разомкнутой петле.

Из этой формулы следует, что, применив положительную обратную связь, можно в полном выходном сопротивлении усилителя с обратной связью получить составляющую, обладающую отрицательным сопротивлением. Для этого необходимо только, чтобы положительная обратная связь имела величину, при которой βA_0 больше 1. Из этой формулы следует также, что полное выходное сопротивление будет содержать реактивные составляющие, если полное выходное сопротивление усилителя с разомкнутой петлей реактивное или если βA_0 — комплексная величина. Если это так, то частота колебаний будет частично определяться реактивной составляющей полного выходного сопротивления.

10.11. СХЕМЫ ГЕНЕРАТОРОВ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Любой генератор с обратной связью независимо от его типа содержит следующие основные элементы: 1) усилитель, 2) ограничитель амплитуды или элемент, определяющий амплитуду колебаний, 3) схему обратной связи и 4) элемент, определяющий частоту генерируемых колебаний.

В схеме усилителя может быть применена электронная лампа или полупроводниковый прибор, а поскольку и то и другое из этих устройств обладает нелинейным участком характеристики, они применяются также и для ограничения амплитуды возникающих колебаний. В других случаях для ограничения амплитуды колебаний могут быть применены другие нелинейные элементы.

Функции элемента, определяющего частоту колебаний, и петли обратной связи выполняет часто одна и та же схема, особенно в ламповых генераторах.

В настоящей книге генераторы с обратной связью классифицируются прежде всего по типу элемента, на котором собран усилитель. С этой точки зрения они делятся на ламповые генераторы и на генераторы на полупроводниковых приборах. Каждая из этих групп генераторов в свою очередь подразделяется в соответствии с типом схемы, определяющей частоту колебаний. Основные схемы генераторов показаны на рис. 10.15 — 10.17. Для упрощения на рисунках не показаны цепи постоянного тока, а из цепей переменного тока оставлены лишь основные. Цепи постоянного тока, необходимые для работы каждой из схем, при желании легко могут быть восстановлены читателем, так как они аналогичны цепям постоянного тока усилителей соответствующего типа.

В ламповом усилителе с заземленным катодом и активной нагрузкой происходит сдвиг фазы усиливаемого синусоидального сигнала на 180° . Поэтому, чтобы однокаскадный ламповый усилитель преобразовать в генератор, необходимо в цепи обратной связи создать дополнительный сдвиг фазы на 180° , тогда общий сдвиг фазы составит 360° . В действительности сдвиг фазы сигнала в усилителе редко составляет точно 180° , и в соответствии с этим схема обратной связи должна рассчитываться так, чтобы общий сдвиг фазы сигнала все же составлял 360° .

При применении некоторых схем усилителей на полупроводниковых приборах, работающих с заземленной базой, задача получения необходимого сдвига фазы несколько упрощается, так как в этих схемах изменения фазы усиливаемого сигнала на обратную

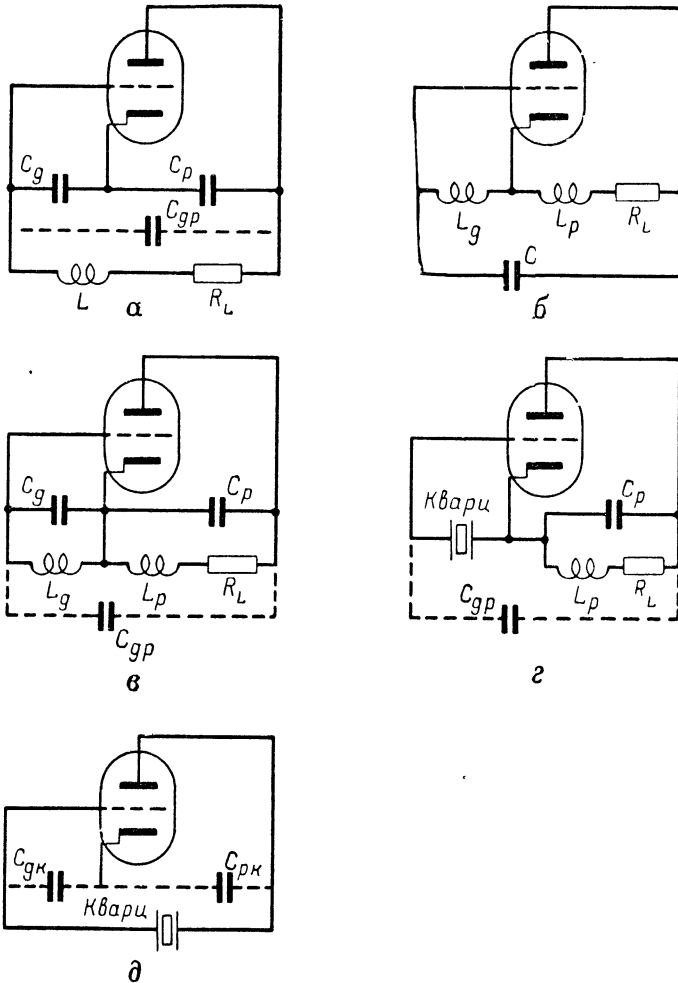


Рис. 10.15. Ламповые генераторы, частота колебаний которых определяется резонансными элементами:
а — генератор Колпица; *б* — генератор Хартлея; *в* — генератор с колебательными контурами в цепи анода и сетки; *г* — генератор с колебательным контуром в цепи анода и кварцем в цепи сетки; *д* — генератор Пирса

не наблюдается. Поэтому к схемам обратной связи таких усилителей не предъявляется требований создания сдвига фазы.

При рассмотрении рис. 10.15 может показаться, что существует множество различных типов ламповых генераторов, в которых

в качестве элемента, определяющего частоту колебаний, применяется колебательный контур. Однако это не так. Достаточно просто можно показать, что все эти схемы являются, в сущности, только несколько видоизмененными схемами генераторов Хартлея или Колпица. Для примера рассмотрим рис. 10.15, в. Чтобы схема обратной связи создавала требуемый фазовый сдвиг, знаки реак-

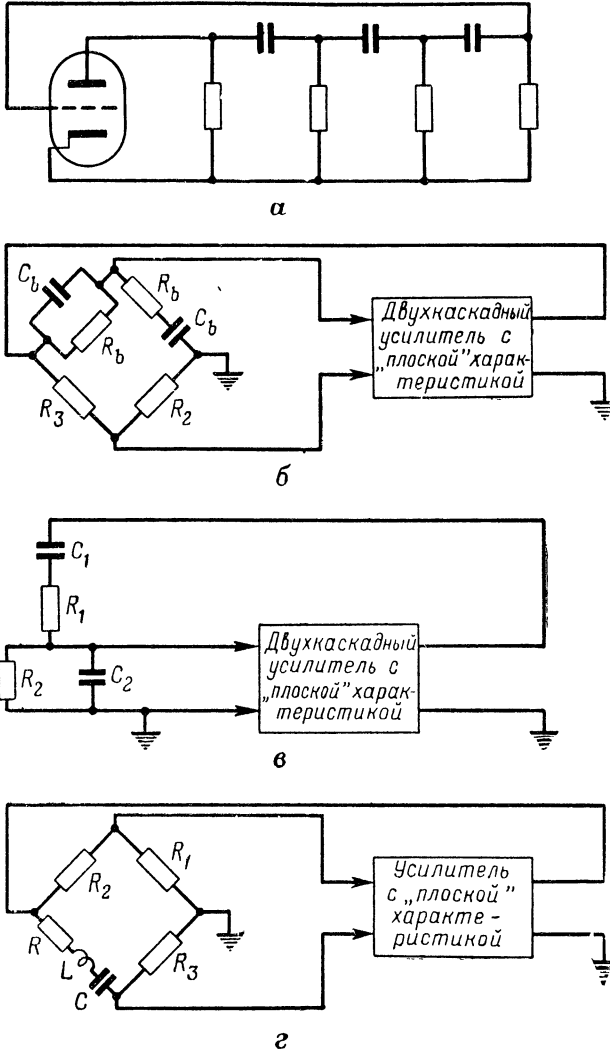


Рис. 10.16. Ламповые генераторы, частота колебаний в которых определяется реостатно-емкостными схемами:

а — генератор с фазосдвигающей цепочкой или линией задержки;
б — генератор по схеме мостика Вина; *в* — генератор с видоизмененным мостиком Вина; *г* — генератор по схеме *RLC*-мостика

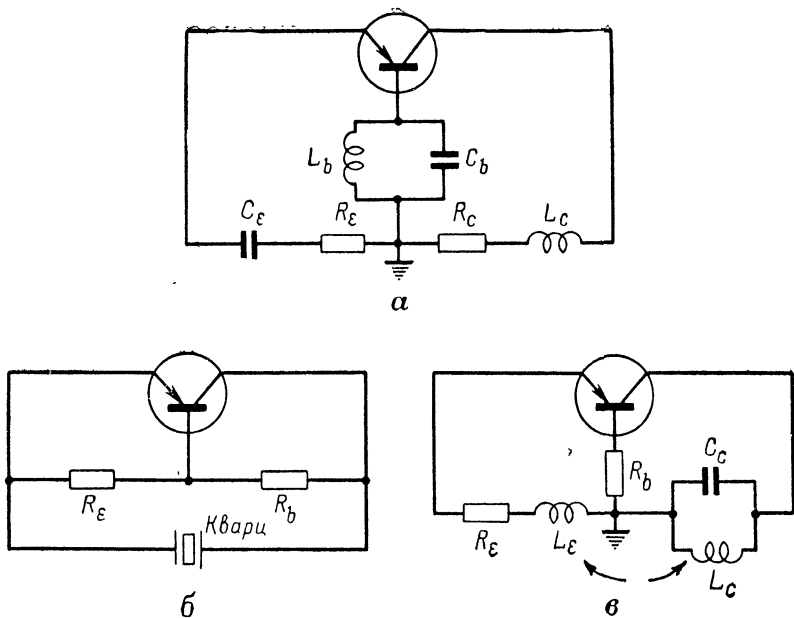


Рис. 10.17. Схемы генераторов на полупроводниковых триодах:
а — генератор с колебательным контуром в цепи базы; *б* — кварцевый генератор; *в* — генератор с колебательным контуром в цепи коллектора

тивных сопротивлений двух контуров должны быть одинаковы между собой, но противоположны знаку реактивного сопротивления цепи, включенной параллельно контурам. Следовательно, сопротивления этих двух параллельных колебательных контуров должны иметь индуктивный характер, в связи с чем их резонансные частоты должны быть выше частоты колебаний генератора. Очевидно, что если эти контуры заменить индуктивностями, схема рассматриваемого нами генератора немедленно превратится в схему генератора Хартлея.

Аналогичные преобразования можно осуществить и со схемой кварцевого генератора, показанного на рис. 10.15, *г*. Заменяв кварц параллельным колебательным контуром, эквивалентным по своим свойствам кварцу, получим схему генератора с колебательными контурами в цепи сетки и анода. Но такой генератор, как только что убедились, легко преобразовать в генератор Хартлея. Подобные рассуждения показывают, что генератор Пирса является, в сущности, лишь несколько видоизмененным генератором Колпица.

Необходимый фазовый сдвиг для получения положительной обратной связи можно получить и без применения колебательных контуров, при помощи других радиотехнических схем самого различного типа. Четыре характерные схемы ламповых генераторов, в которых в качестве элемента, определяющего частоту колебаний, используются реостатно-емкостные схемы, изображены на рис. 10.16.

10.12. АНАЛИЗ ГЕНЕРАТОРОВ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Анализ генераторов с обратной связью и вывод соответствующих расчетных формул основан на применении обычных методов и выводов, рассмотренных нами в предыдущих главах. В первую очередь этот анализ базируется на следующих двух положениях:

1. Как следует из главы 2, для возникновения в схеме колебаний необходимо, чтобы полюса функции передачи были комплексно сопряженными. Колебания будут иметь постоянную амплитуду, если вещественные части этих полюсов равны нулю.

2. В соответствии с выводами главы 7 усиление по напряжению, или функция передачи усилителя с обратной связью по напряжению, составляет

$$A_c = \frac{A_0}{1 - \beta A_0}.$$

Совершенно очевидно, что полюсами этой функции являются корни уравнения $\beta A_0 - 1 = 0$.

Базируясь на эти положения, можно предложить следующий метод анализа работы и расчета генераторов с обратной связью:

1. Вычертите полную эквивалентную схему для режима класса А:

а) исключите из схемы разделительные конденсаторы и замкните в этих местах цепи накоротко;

б) исключите из схемы дроссели высокой частоты и разомкните в этих местах цепи;

в) вычертите на схеме межэлектродные емкости электронной лампы или полупроводникового прибора;

г) вычертите схему в виде усилителя с разомкнутой петлей обратной связи; если в усилителе использована электронная лампа, то эквивалентный генератор анодной цепи следует обозначить через $g_m E_g$, а выходное напряжение — через E_g .

2. Определите общее усиление схемы с разомкнутой петлей как функцию частоты s . Оно будет равно коэффициенту обратной связи βA_0 .

3. Напишите уравнение $\beta A_0 - 1 = 0$. Произведите все возможные упрощения.

4. В окончательном виде это уравнение должно иметь вид многочлена величины s , причем коэффициент у члена, содержащего s высшей степени, должен быть равен единице.

5. Найдите корни этого уравнения:

а) чтобы возникли колебания, необходимо наличие двух комплексно сопряженных корней, вещественные части которых равны нулю; эти два условия позволят получить два расчетных уравнения;

б) если решение полученного в п. 4 уравнения оказывается слишком сложным, целесообразно применить критерий Рута — Гурвица или Найквиста.

Более подробно этот метод можно пояснить на конкретном примере. Для этого в трех следующих разделах мы рассмотрим несколько относительно простых схем.

10.13. АНАЛИЗ ГЕНЕРАТОРА КОЛПИЦА

Для облегчения анализа на рис. 10.18, б показаны только цепи и элементы переменного тока генератора Колпица. Переход от схемы рис. 10.18, а к схеме рис. 10.18, б осуществлялся в последовательности, указанной в п. 1 предыдущего раздела. Сопротивление R_L характеризует потери в колебательном контуре генератора и мощность, отдаваемую в нагрузку. Эквивалентная схема для режима класса А вычерчивается, как показано на рис. 10.18, в; внешние емкости C_1 и C_2 объединяются при этом с межэлектродными емкостями

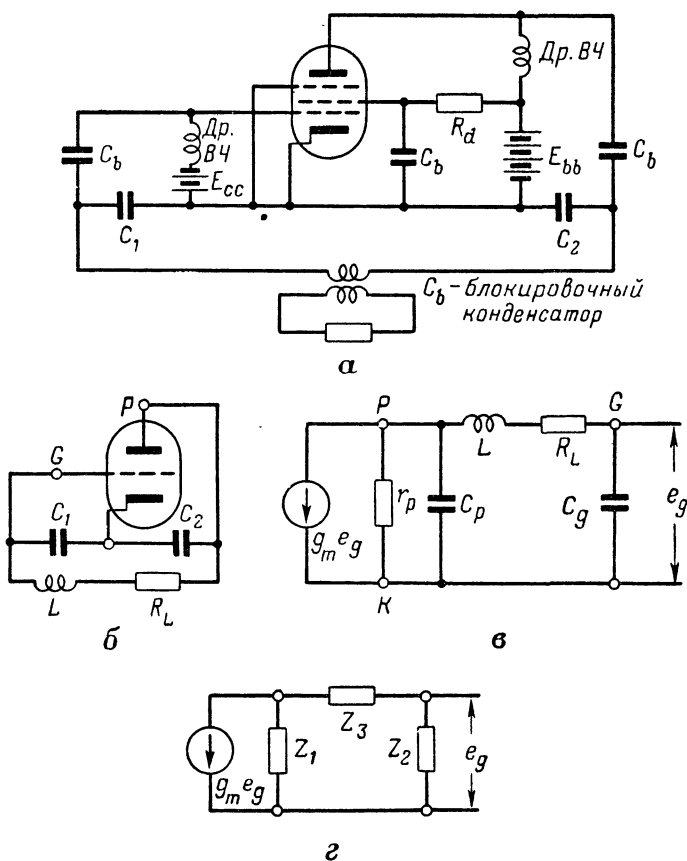


Рис. 10.18. Анализ генератора Колпица:

а — принципиальная схема; б — принципиальная схема (цепи постоянного тока опущены); в — эквивалентная схема с разомкнутой петлей для режима класса А; з — упрощенная эквивалентная схема

стями лампы, так что $C_g = C_1 + C_{gk}$ и $C_p = C_2 + C_{pk}$. При построении этой схемы предполагается, что влияние C_{gp} на рабочую частоту ω_0 генератора незначительно и может не приниматься в расчет. Такое предположение не обязательно, так как влияние C_{gp} легко определить. Однако оно упрощает задачу и вполне оправдано при низких рабочих частотах, когда в генераторах применяются пентоды.

В окончательном виде эквивалентная схема усилителя с разомкнутой петлей обратной связи показана на рис. 10.18, г. Она представляет собой эквивалентную схему усилителя, рассмотренного в главе 4. В этой схеме элементы ненагруженной П-образной секции определяются соотношениями

$$Z_1 = \frac{r_p}{s(r_p C_p) + 1}; \quad Z_2 = \frac{1}{sC_g}; \quad Z_3 = sL + R_L.$$

Коэффициент усиления системы

$$\beta A_0 = \frac{E_o}{E_i} = \frac{E_g}{E_g} = 1 = -g_m Z_m. \quad (10.29)$$

Однако, как было показано в главе 4,

$$Z_m = \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2 + Z_3}.$$

Поэтому коэффициент усиления системы

$$\beta A_0 = 1 = -g_m \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2 + Z_3}. \quad (10.30)$$

Если в эту формулу подставить выражения для трех полных сопротивлений, то после ряда обычных алгебраических преобразований придем к следующему результату:

$$\beta A_0 = 1 = \frac{\mu}{r_p C_p L C_g} \cdot \frac{1}{s^3 + \left(\frac{R_m}{L} + \frac{1}{r_p C_p}\right) s^2 + \left(\frac{1}{L C_p} + \frac{1}{L C_g} + \frac{R_L}{L C_p r_p}\right) s + \frac{1}{r_p C_p L C_g}}. \quad (10.31)$$

Вычтя из левой и правой частей равенства по единице, получим характеристическое уравнение $\beta A_0 - 1 = 0$. Произведя необходимые умножения и объединив соответствующие члены, получим уравнение

$$s^3 + (R_L/L + 1/r_p C_p) s^2 + (1/L C_p + 1/L C_g + R_L/r_p C_p L) s + (\mu + 1)/r_p C_p L C_g = 0. \quad (10.32)$$

Это кубическое уравнение, которое в общей форме можно написать в виде

$$s^3 + a_2 s^2 + a_1 s + a_0 = 0.$$

Определение корней кубического уравнения — довольно сложная задача. Для ее решения можно применить критерий Рута — Гурвица (см. главу 7).

Напишем определитель Рута — Гурвица:

$$\begin{array}{c|cc} s^3 & 1 & a_1 \\ s^2 & a_2 & a_0 \\ s^1 & (a_2 a_1 - a_0)/a_2 & 0 \\ s^0 & a_0 & 0 \end{array}$$

В период нарастания амплитуды колебаний два полюса должны лежать в правой половине плоскости, для чего в первой колонке определителя должно быть два изменения знака. Из этого следует, что в период нарастания амплитуды колебания должно удовлетворяться неравенство

$$a_2 a_1 < a_0. \quad (10.33)$$

При установившемся режиме колебаний третий ряд определителя должен быть равен нулю, для чего должно выполняться условие

$$a_2 a_1 = a_0. \quad (10.34)$$

Этими двумя соотношениями определяются условия колебаний через коэффициенты кубического характеристического уравнения. Частоту колебаний легко найти при помощи коэффициентов последнего оставшегося ряда определителя. Частота колебаний при установившемся режиме работы определяется корнями уравнения $a_2 s^2 + a_0 = 0$ или $s^2 + a_0/a_2 = 0$. Корни этого уравнения равны

$$s_{1,2} = \pm j \sqrt{\frac{a_0}{a_2}} = \pm j \omega_0,$$

и частота колебаний определяется из соотношения

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{a_0}{a_2}}. \quad (10.35)$$

Подставив значения коэффициентов в уравнения 10.34 и 10.35, найдем, что частота колебаний в установившемся режиме равна

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\mu + 1}{LC_g + R_L C_g r_p C_p}}, \quad (10.36)$$

а условием получения колебаний является соблюдение равенства

$$\frac{C_g}{C_p} \left(1 + \frac{C_p}{C_g} + \frac{R_L}{r_p} \right) = \frac{\mu + 1}{R_L r_p C_p / L + 1}. \quad (10.37)$$

В некоторых частных случаях допустимо предположить, что

$$\mu \gg 1; \quad r_p \gg R_L; \quad \frac{R_L r_p C_p}{L} \ll 1.$$

При выполнении этих условий приведенные выше выражения преобразуются в следующую приближенную формулу:

$$\omega_0 \approx \sqrt{\frac{\mu}{LC_g}} = \sqrt{\frac{1}{LC_p}}. \quad (10.38)$$

Условия колебаний определяются при этом соотношением

$$\frac{C_g}{C_p} \approx \mu. \quad (10.39)$$

При проведении этого анализа мы получили только два уравнения. Следовательно, для того чтобы довести анализ до конца, нужно знать все переменные параметры генератора, за исключением любых двух.

Изложенные здесь метод и последовательность расчета даны в общем виде и могут быть применены к любой выбранной схеме.

10.14. ГЕНЕРАТОР ВИНА С МОСТИКОВОЙ РЕОСТАТНО-ЕМКОСТНОЙ СХЕМОЙ

Из всех генераторов, в которых элементами, определяющими частоту колебаний, служат реостатно-емкостные цепи, один из самых распространенных — генератор Вина с мостиковой реостатно-емкостной схемой (рис. 10.19). Метод анализа его работы и вывода формул для частоты и условий получения колебаний идентичен методу, рассмотренному нами в предыдущем разделе. Таким образом, расчет цепей этого генератора, который мы сейчас проведем, будет дальнейшей иллюстрацией описанного выше метода.

Эквивалентная схема с разомкнутой петлей для режима класса А, построенная для генератора с реостатно-емкостной схемой, приведена на рис. 10.19, б. Сопротивления всех переходных конденсаторов C_c на интересующих нас частотах колебаний приняты равными нулю. Поэтому при построении эквивалентной схемы эти конденсаторы из всех цепей исключены, а цепи в этих местах замкнуты накоротко. При анализе предполагается, что амплитудно-частотная характеристика первого каскада усилителя имеет плоский участок в пределах всего диапазона частот генератора, так что

$$A_1 = A_{r1} = -g_{m1}R, \quad (10.40)$$

где

$$R = \frac{1}{1/r_{p1} + 1/R_{L1} + 1/R_g}. \quad (10.41)$$

Для определения коэффициента усиления по напряжению второго каскада требуются довольно кропотливые расчеты, так как цепь нагрузки этого каскада весьма сложна. В связи с наличием схемы катодной дегенерации (отрицательной обратной связи по

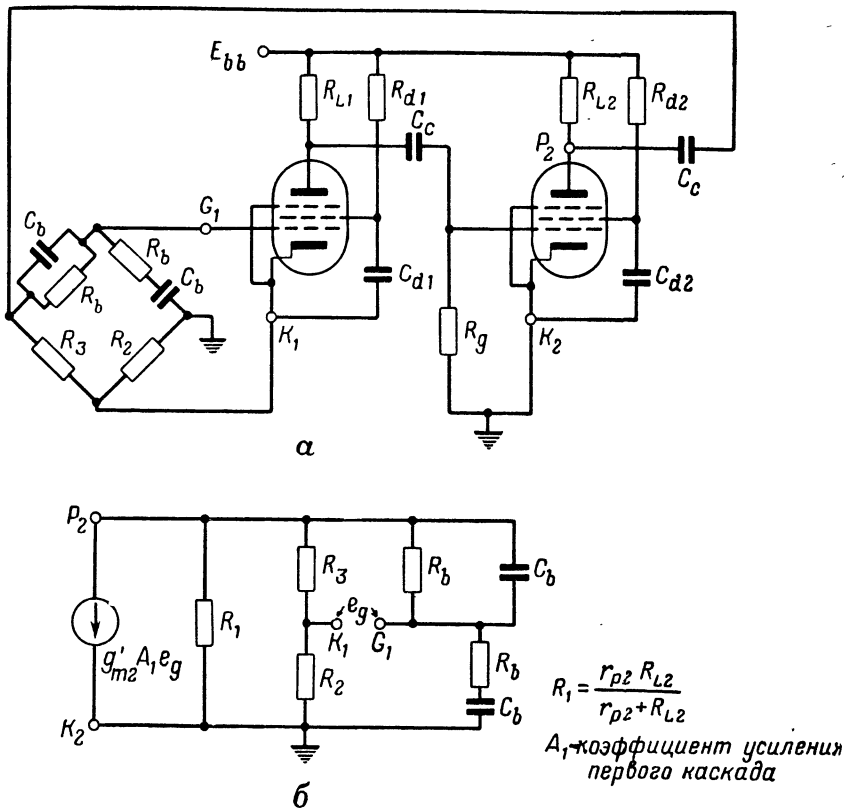


Рис. 10.19. Генератор Вина с мостиковой реостатно-емкостной схемой:
 а — принципиальная схема; б — эквивалентная схема с разомкнутой петлей для режима класса А

катоду) коэффициент усиления усилителя в общем виде будет определяться соотношением

$$A_2 = -g'_{m2} Z_{mv}$$

где

$$g'_{m2} = g_{m2} \frac{1}{1 + R_k (\mu + 1) / (r_p + Z_L)}$$

В схеме использован пентод, поэтому почти всегда можно считать, что r_p значительно больше Z_L . Тогда приближенная формула для эффективной крутизны лампы будет иметь вид

$$g'_{m2} \approx \frac{g_{m2}}{1 + R_k (\mu + 1) / r_p} \tag{10.42}$$

Определение величины Z_m и общего усиления требует значительного времени и труда. Поэтому мы не будем описывать весь

процесс вычисления и приведем здесь лишь окончательную формулу:

$$A_2 = -g_{m2} R' \frac{s^2 + a_1 s + a_0}{s^2 + b_1 s + b_0}, \quad (10.43)$$

где

$$R' = \frac{R_b R_x}{R_b + R_x} \cdot \frac{R_3}{R_2 + R_x}; \quad (10.44)$$

$$R_x = \frac{R_{L2} (R_2 + R_3)}{R_{L2} + R_2 + R_3}; \quad (10.45)$$

$$\omega_b = \frac{1}{R_b C_b}; \quad (10.46)$$

$$a_1 = \omega_b (2 - R_2/R_3); \quad (10.47)$$

$$a_0 = \omega_b^2; \quad (10.48)$$

$$b_1 = \omega_b \frac{3R_b + R_x}{R_b + R_x}; \quad (10.49)$$

$$b_0 = \omega_b^2 \frac{R_b}{R_b + R_x}. \quad (10.50)$$

Произведение коэффициентов усиления двух каскадов равно коэффициенту обратной связи, т. е. $\beta A_0 = A_1 A_2$. Для возникновения колебаний необходимо, чтобы удовлетворялось условие $\beta A_0 - 1 = 0$. Поэтому, чтобы определить условия, при которых в генераторе будут возникать колебания, следует, определив величины A_1 и A_2 , подставить значение их произведения в это соотношение вместо βA_0 . Затем, найдя общий знаменатель и осуществив все необходимые сокращения, мы получим следующую формулу:

$$s^2 + c_1 s + c_0 = 0, \quad (10.51)$$

где

$$c_1 = \omega_b \left[\frac{A_{r1} A_{r2}}{A_{r1} A_{r2} - 1} \left(2 - \frac{R_2}{R_3} \right) - \frac{1}{A_{r1} A_{r2} - 1} \cdot \frac{3R_b + R_x}{R_b + R_x} \right];$$

$$c_0 = \omega_b^2 \left(\frac{A_{r2} A_{r1}}{A_{r1} A_{r2} - 1} - \frac{1}{A_{r1} A_{r2} - 1} \cdot \frac{1}{R_b + R_x} \right);$$

$$A_{r1} = g_{m1} R; \quad A_{r2} = g_{m2} R'.$$

Обычно произведение $A_{r1} A_{r2}$ значительно больше 1. Следовательно, приведенные выше формулы для коэффициентов уравнения можно упростить:

$$c_1 = \omega_b \left(2 - \frac{R_2}{R_3} - \frac{1}{A_{r1} A_{r2}} \cdot \frac{3R_b + R_x}{R_b + R_x} \right); \quad (10.52)$$

$$c_0 = \omega_b^2. \quad (10.53)$$

Корни уравнения 10.51, являющиеся полюсами функции передачи замкнутой петли обратной связи, определяются по формуле

$s_{1,2} = -c_1/2 \pm j\sqrt{c_0 - (c_1/2)^2}$. Мы уже знаем, что синусоидальные колебания будут создаваться только в том случае, если c_1 равно нулю. Когда этот коэффициент равен нулю, частота колебаний

$$\omega_0 = \omega_b = \frac{1}{R_b C_b}. \quad (10.54)$$

Но для того чтобы c_1 равнялось нулю, должно выполняться следующее соотношение (см. формулу 10.52):

$$\frac{R_2}{R_3} + \frac{1}{A_{r1}A_{r2}} \cdot \frac{3R_b + R_x}{R_b + R_x} = 2. \quad (10.55)$$

Это является условием возникновения незатухающих колебаний. Если схема спроектирована так, что

$$\frac{1}{A_{r1}A_{r2}} \cdot \frac{3R_b + R_x}{R_b + R_x} \ll 1,$$

а это обычно так и бывает, то условием создания колебаний будет выполнение равенства

$$\frac{R_2}{R_3} = 2. \quad (10.56)$$

Из этого соотношения следует, что либо R_2 , либо R_3 должно быть переменным. Это необходимо потому, что в период нарастания амплитуды колебаний отношение R_2/R_3 может превышать 2, но в течение всего последующего времени соотношение 10.56 должно выполняться. Совершенно очевидно, что в тех случаях, когда в связи с каким-либо изменением в схеме амплитуда колебаний резко увеличивается, для стабилизации амплитуды требуется, чтобы равенство 10.56 нарушилось и отношение R_2/R_3 стало меньше 2. Для этого необходимо, чтобы уменьшилось R_2 или увеличилось R_3 до величины, при которой амплитуда колебаний становится постоянной. Поэтому переменной величиной может быть R_2 или R_3 , но их температурные коэффициенты сопротивления должны иметь противоположные знаки.

Одним из основных достоинств описываемого генератора с мостиковой реостатно-емкостной схемой является его широкий диапазон настройки. Это связано главным образом с тем, что частота генерируемых колебаний обратно пропорциональна величине настроечной емкости, а не квадратному корню из нее. Следовательно, в таком генераторе при заданных пределах изменения емкости частота генерируемых колебаний изменяется в широком диапазоне. Диапазон колебаний можно изменять также достаточно просто, следует только изменить сопротивление настройки. При наличии такого сопротивления конденсатор настройки применяется для плавной настройки генератора, что дает возможность десятикратной перестройки частоты колебаний в пределах одного диапазона.

Благодаря высоким селективным свойствам генератора с мостиковой реостатно-емкостной схемой его выходной сигнал совершенно не имеет гармонических составляющих. В этом заключается второе очень важное для практики преимущество таких генераторов.

10.15. КВАРЦЕВЫЙ ГЕНЕРАТОР НА ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ПРИБОРЕ

Метод расчета ламповых генераторов с обратной связью применим без каких бы то ни было принципиальных изменений и к генераторам с обратной связью, собранным на полупроводниковых приборах. Для иллюстрации последовательности расчета таких генераторов приведем небольшой пример.

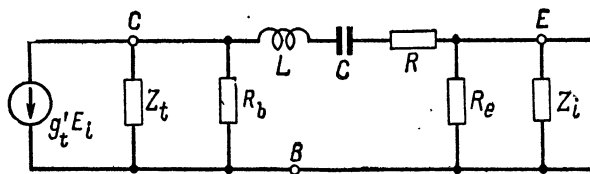


Рис. 10.20. Эквивалентная схема с разомкнутой петлей для кварцевого генератора на полупроводниковом триоде (рис. 10.17, б)

Рассмотрим собранный на полупроводниковом триоде кварцевый генератор (см. рис. 10.17, б). Исходя из этой схемы, вычертим эквивалентную схему с разомкнутой петлей для режима класса А (рис. 10.20). Кварц в этой схеме заменен последовательным колебательным контуром. Из схемы видно, что кварц должен работать в режиме последовательного резонанса, так как при параллельном резонансе выходное напряжение практически отсутствовало бы и цепь обратной связи не обеспечила бы создания незатухающих колебаний.

Как и для ламповых генераторов коэффициент усиления по напряжению этого усилителя равен коэффициенту обратной связи βA_0 генератора. Чтобы генерируемые колебания имели постоянную амплитуду, произведение βA_0 должно равняться 1.

Коэффициент усиления по напряжению для усилителя определяется из известной уже нам формулы

$$\beta A_0 = -g'_t Z_m = -g'_t \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2 + Z_3}. \quad (10.57)$$

Буквами Z_1 , Z_2 и Z_3 обозначены в этой схеме три обычных полных сопротивления ненагруженной П-образной схемы, характерной для усилителей. В главе 8 было показано, что для усилителей с заземленной базой

$$g'_t = - \frac{g_t}{1 + \frac{r_e}{r_b} \left(\frac{z_c + Z_L}{z_t + Z_t} \right)}; \quad (10.58)$$

$$Z_i = r_e \left(1 + \frac{r_b}{r_e} \cdot \frac{z_t + Z_L}{z_c + Z_L} \right), \quad (10.59)$$

где z_c и z_t обозначают то же, что и в главе 8. В интересах проводимого нами анализа работы этой схемы будем считать также частоту генератора ниже предельной частоты на достаточную величину, что позволит считать α постоянной. Буква Z_L обозначает в этой формуле полное входное сопротивление пассивной нагруженной схемы.

Таким образом, коэффициент усиления схемы с разомкнутой петлей

$$\beta A_0 = + \frac{g_t Z_m}{1 + \frac{r_e}{r_b} \left(\frac{z_c + Z_L}{z_t + Z_L} \right)}. \quad (10.60)$$

Дальнейший анализ затрудняется тем, что величина Z_L зависит частично от Z_i и, наоборот, Z_i частично зависит от Z_L . Пока такая зависимость существует, рассчитать схему не удастся. Однако имеется метод, позволяющий разрешить эту задачу. Так как общее усиление усилителя составляет только единицу, полное входное сопротивление Z_L нагруженной схемы почти всегда значительно меньше z_c или z_t . В результате коэффициент усиления и полное входное сопротивление можно определить с достаточным приближением по следующим формулам:

$$\beta A_0 = + \frac{g_t Z_m}{1 + r_e z_c / r_b z_t} = + \frac{g_t Z_m}{1 + r_e / [r_b (1 - \alpha)]}; \quad (10.61)$$

$$Z_i = r_e \left(1 + \frac{r_b z_t}{r_e z_c} \right) = r_e + r_b (1 - \alpha) = R_i. \quad (10.62)$$

Крутизна полупроводникового прибора

$$g_t = \frac{Z_m}{r_b z_t} = \frac{\alpha}{r_b (1 - \alpha)}, \quad (10.63)$$

отсюда коэффициент усиления по напряжению

$$\beta A_0 = \frac{\alpha Z_m}{r_e + r_b (1 - \alpha)} = \frac{\alpha Z_m}{R_i}. \quad (10.64)$$

Для определения трех полных сопротивлений ненагруженной П-образной секции используется эквивалентная схема, изображенная на рис. 10.20. Результаты получаются следующие:

$$Z_1 = \frac{R_b z_t}{R_b + z_t} = r_t \frac{\omega_c}{s + \omega_b}; \quad (10.65)$$

$$Z_2 = \frac{R_e R_i}{R_e + R_i} = R_2; \quad (10.66)$$

$$Z_3 = \frac{L}{s} (s^2 + Bs + \omega_x^2), \quad (10.67)$$

где

$$r_t = r_c (1 - \alpha); \quad (10.68)$$

$$\omega_b = \omega_c (1 + r_t/R_b); \quad (10.69)$$

$$\omega_x^2 = (\text{резонансная частота кварца})^2 = \frac{1}{LC}; \quad (10.70)$$

$$B = \frac{R}{L}. \quad (10.71)$$

Добротность Q кварцев настолько велика, что потерями можно фактически пренебречь. В связи с этим

$$Z_3 = \frac{L}{s} (s^2 + \omega_x^2). \quad (10.72)$$

Подставим теперь три полученные нами формулы для полных сопротивлений в формулу для коэффициента усиления. Затем приравняем βA_0 единице и умножим числитель и знаменатель на $s(s + \omega_b)/L$. В результате получим

$$\beta A_0 = 1 = \frac{\alpha R_2 \omega_c r_t s / R_i L}{(s + \omega_b)(s^2 + \omega_x^2) + s(s + \omega_b) R_2 / L + s \omega_c r_t / L}. \quad (10.73)$$

Раскроем в знаменателе скобки и объединим члены, содержащие s в одинаковой степени. Перемножим крест-накрест левую и правую части равенства и напишем уравнение $\beta A_0 - 1 = 0$. В результате этого получим уравнение

$$s^3 + a_2 s^2 + a_1 s + a_0 = 0, \quad (10.74)$$

где

$$a_2 = \omega_b + \frac{R_2}{L}; \quad (10.75)$$

$$a_1 = \omega_x^2 + \frac{1}{LC_c} \cdot \frac{R_2}{r_c} \left(1 + \frac{r_t}{R_b}\right) + \frac{1 - \alpha}{LC_c} \left(1 - \alpha \frac{R_2}{R_i}\right); \quad (10.76)$$

$$a_0 = \omega_b \omega_x^2. \quad (10.77)$$

Так как мы получили кубическое уравнение, можно, используя определитель Рунта — Гурвица, показать, что частота генератора при установившемся режиме колебаний будет равна

$$\omega_{\text{кол}}^2 = \frac{a_0}{a_2} \quad (10.78)$$

и что для получения незатухающих колебаний необходимо, чтобы удовлетворялось равенство

$$a_1 = \frac{a_0}{a_2}. \quad (10.79)$$

Подставим в эти две формулы выражения для коэффициентов кубического уравнения. После алгебраических преобразований получим

$$\omega_{\text{кол}}^2 = \omega_x^2 \frac{\omega_b L}{R_2 + \omega_b L}, \quad (10.80)$$

где L — действующая индуктивность кварца;

ω_x — частота колебаний кварца при последовательном резонансе;

ω_b — определяется соотношением 10.69, а R_2 — соотношением 10.66.

Условия для получения незатухающих колебаний будут определяться соотношением

$$\frac{r_c}{R_b} + \frac{r_c}{R_2} + \frac{r_m}{R_i} = \frac{1}{\alpha - 1} \left\{ 1 + \frac{\omega_{osc}}{\omega_c [1 - r_c (\alpha - 1) / R_b]} \right\}. \quad (10.81)$$

Последняя формула позволяет выявить некоторые свойства, присущие этой схеме. Так, если значение α составляет около 2, а r_c значительно больше R_b , колебательный режим может наступить только в том случае, когда

$$\omega_{\text{кол}} < \omega_c \left[1 - \frac{r_c}{R_b} (\alpha - 1) \right]. \quad (10.82)$$

Если α меньше 1, а r_c значительно больше R_b , то колебательный режим в такой схеме не возникнет ни при каких условиях. Следовательно, в такой схеме могут использоваться только полупроводниковые приборы, коэффициент усиления которых по току превышает 1.

10.16. ГЕНЕРАТОРЫ УКВ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Генераторы, конструируемые для получения колебаний ультравысоких частот, образуют две резко различающиеся между собой группы:

а) генераторы с большим временем пролета электронами межэлектродного пространства;

б) генераторы с обратной связью*.

Обе эти группы генераторов рассматриваются подробно в книгах, посвященных технике ультракоротких волн. В настоящей книге ультракоротковолновая техника не рассматривается. Однако мы кратко ознакомимся с работой генератора с обратной связью и постараемся показать, что, несмотря на значительное отличие их по конструкции и внешнему виду от генераторов, работающих в диапазоне более низких частот, физические процессы в генераторах этих двух типов идентичны.

* К этой группе генераторов автор относит генераторы с обратной связью и небольшим временем пролета (прим. переводчика).

Чтобы генератор работал в диапазоне ультравысоких частот и обладал при этом требуемыми техническими характеристиками, необходимо в первую очередь выполнить два следующих условия:

1. Время пролета электронами межэлектродного пространства должно быть небольшим по сравнению с периодом колебаний.
2. Так как частота колебаний равна приблизительно $\sqrt{1/LC}$, где L и C — постоянные параллельного колебательного контура, то значения L и C в генераторах УКВ должны быть очень небольшими. Кроме того, чтобы избежать влияния параметров лампы на частоту генерируемых колебаний, индуктивности выводов и межэлектродные емкости лампы должны составлять лишь небольшую часть общей емкости и индуктивности схемы.

При проектировании генератора, выборе его схемы, элементов и конструкции исходят главным образом из необходимости уменьшить время пролета, индуктивность выводов и межэлектродную емкость без существенного уменьшения мощности, отдаваемой лампой в нагрузку.

Поскольку требуемые для работы генератора величины L и C очень невелики, размеры обычных катушек индуктивности и конденсаторов были бы так малы, что отдаваемая генератором мощность была бы незначительна. Поэтому вместо обычных колебательных контуров с сосредоточенными постоянными в генераторах УКВ применяются резонансные передающие линии.

Как видно из рис. 10.21, входное сопротивление зависит от длины βd передающей линии и может обладать свойствами индуктивности, емкости, последовательного или параллельного колебательного контура. В связи с этим такие короткозамкнутые передающие линии могут применяться в диапазоне ультракоротких волн вместо обычных колебательных контуров с сосредоточенными постоянными. Большие по сравнению с обычными контурами размеры передающих линий позволяют получать от генераторов большую мощность.

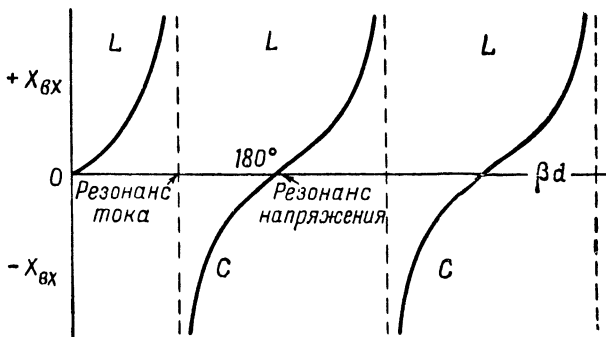


Рис. 10.21. Зависимость полного входного сопротивления резонансной передающей линии без потерь от электрической длины линии

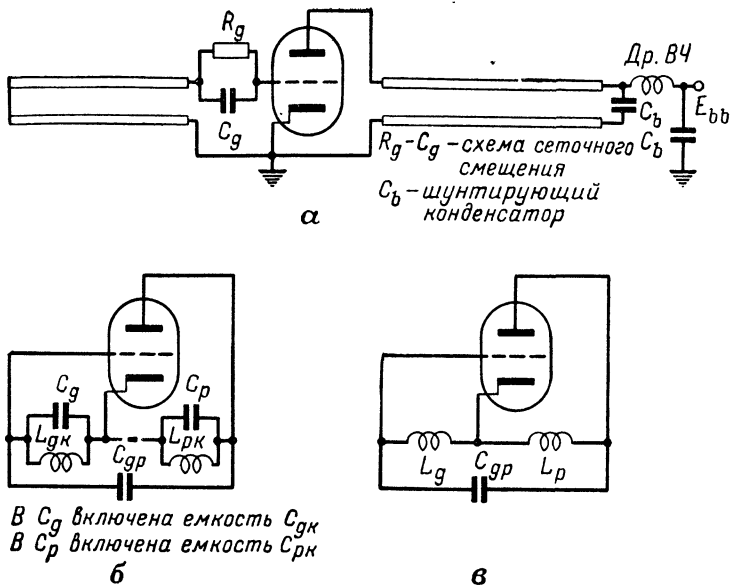


Рис. 10.22. Генератор УКВ с колебательными контурами в цепи анода и сетки:
а — принципиальная схема; **б** — эквивалентная схема для токов высокой частоты;
в — преобразованная эквивалентная схема

Типовая схема генератора УКВ с обратной связью изображена на рис. 10.22, *а*. Так как в этой схеме резонансные передающие линии используются как в анодной цепи, так и в цепи сетки, этот генератор является, конечно, не чем иным, как генератором с колебательными контурами в цепи анода и сетки. Таким образом, эквивалентная схема этого генератора будет иметь вид, показанный на рис. 10.22, *б*, причем передающие линии могут быть заменены в ней параллельными колебательными контурами. Межэлектродные емкости C_{gk} и C_{pk} объединены на этой схеме с емкостями эквивалентных колебательных контуров, а емкость сетка — анод показана на схеме отдельно. Как мы уже знаем из раздела 10.11, параллельные колебательные контуры в таком генераторе должны обладать свойствами индуктивности, в связи с чем длина передающих линий должна быть несколько меньше четверти длины волны ($\beta d = 90^\circ$). Отсюда следует, что этот генератор является не чем иным, как генератором Хартлея, схема которого приведена на рис. 10.22, *в*.

Аналогичные преобразования можно проделать и при построении эквивалентных схем любых других генераторов УКВ с обратной связью.

10.17. ПАРАЗИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Паразитными колебаниями называются нежелательные побочные колебания, возникающие в электрических цепях. Они часто возникают в усилителях и генераторах по самым различным причи-

нам. Паразитные колебания всегда нежелательны и должны устраняться, так как они могут приводить к перегрузке и сокращению в связи с этим срока службы различных элементов схемы, к снижению коэффициента полезного действия, уменьшению стабильности и т. п. Кроме того, иногда такие колебания могут излучаться схемой, вызывая связанные с этим нежелательные последствия.

Благодаря специальным мерам, принимаемым при проектировании и изготовлении аппаратуры, особенно благодаря рациональному размещению отдельных элементов схемы, возможность возникновения паразитных колебаний значительно уменьшается. Правда, полностью устранить их при конструировании аппаратуры практически никогда не удастся, и очень часто паразитные колебания приходится устранять или уменьшать в уже готовой аппаратуре, что в ряде случаев бывает чрезвычайно трудно.

Наиболее часто паразитные колебания вызываются произвольным образованием генераторой схемы с колебательными контурами в цепях сетки и анода. Для примера рассмотрим ламповый усилитель с колебательными контурами в цепях сетки и анода. Схема такого усилителя, на которой для наглядности показаны только цепи переменного тока, показана на рис. 10.23, а. Эту схему можно начертить несколько иначе (рис. 10.23, б); так, чтобы она стала идентичной схеме генератора с колебательными контурами в сеточной и анодной цепях. Поэтому в ряде случаев при определенных условиях в такой схеме могут возникнуть колебания. Следует заметить, что предотвратить паразитные колебания в усилителях высокой и промежуточной частоты бывает очень трудно.

Точно такие же явления могут возникнуть в двухтактных усилителях с трансформаторной связью — схемах, часто встречающихся на практике. Лампы в этих усилителях работают в режиме класса AB_2 или B_2 (см. главу 12). Типовая принципиальная схема такого усилителя, на которой цепи постоянного тока не показаны, приведена на рис. 10.23, в. В такой схеме индуктивность трансформаторов в сочетании с межэлектродной емкостью ламп и емкостью обмоток образует параллельные колебательные контуры. Средние точки обмоток каждого из трансформаторов оказываются заземленными по переменному току, в связи с чем эквивалентная схема цепи каждой из ламп, построенная применительно к работе в режиме класса А, будет аналогична эквивалентной схеме генератора с колебательными контурами в цепях анода и сетки.

Паразитные колебания, возникающие при указанных выше случаях, обычно можно устранить, применив демпфирование одного из контуров. Лучше демпфировать цепь сетки, для чего последовательно с сеточным выводом лампы чаще всего включают небольшое сопротивление.

Из предыдущего материала мы уже знаем, что одновременное применение высокочастотных дросселей в цепях анода и сетки усилительных или генераторных ламп, как правило, не рекомендуется. Дроссели в сочетании с различными емкостями схемы могут образовывать в этих двух цепях колебательные контуры, что создает усло-

вия для возникновения колебаний на некоторой случайной частоте, определяемой параметрами этих контуров. Поэтому в тех случаях когда дроссели все же должны быть введены в обе цепи, возможность появления паразитных колебаний следует уменьшить применением дросселей, значения индуктивностей которых разнятся между собой примерно в 100 раз.

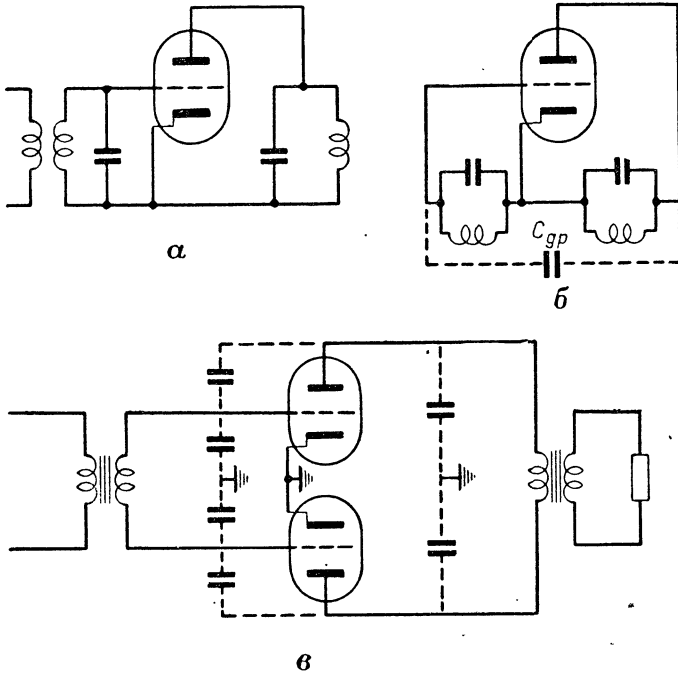


Рис. 10.23. Условия, ведущие к преобразованию усилителя в генератор с колебательным контуром в цепи анода и сетки:
а — схема лампового полосового усилителя; *б* — видоизмененное изображение схемы *а*; *в* — схема двухтактного усилителя с трансформаторной связью (показаны распределенные и межэлектродные емкости)

Резонансные цепи могут создаваться самыми непредвиденными способами. Конденсаторы, применяемые в схемах нейтрализации, а также блокировочные конденсаторы могут создать на некоторой частоте последовательные колебательные контуры. На более высоких частотах эти контуры будут обладать свойствами индуктивности и образовывать в сочетании с различными паразитными емкостями параллельные колебательные системы. Кроме того, если провода между лампами имеют слишком большую длину, они могут образовать резонансные передающие линии, в связи с чем в схеме могут возникнуть колебания ультравысоких частот (вследствие образования колебательных контуров в цепях сетки и анода).

Во многих случаях условия, необходимые для создания колебаний, могут возникнуть из-за появления положительной обратной

связи, причины которой могут быть самыми различными. В полосовых усилителях с большим усилением одной из причин этого может быть волноводный эффект. Шасси усилителя выполняет роль волноводного предельного ослабителя, однако ослабление может оказаться меньше, чем коэффициент усиления усилителя.

В многокаскадных усилителях с высоким усилением паразитные колебания часто возникают под влиянием обратной связи через сопротивление источников питания.

В высокочастотных схемах обратная связь может возникнуть также и при применении многократных заземлений схемы по высокой частоте. В тех случаях, когда это возможно, следует применять только одно заземление схемы по высокой частоте. Появление электромагнитных связей или цепей обратной связи может быть связано с неудачным или близким расположением элементов схемы относительно друг друга. Конденсаторы настройки нужно крепить в аппаратуре так, чтобы их роторы были заземлены. Контакты, которые по тем или иным соображениям не должны припаиваться, а также контакты в различных переключателях и выводы катушек индуктивности должны быть чистыми.

Перечисленные выше причины — это лишь небольшая часть всех тех причин, которые могут вызвать паразитные колебания.

ЗАДАЧИ

10.1. Потери в параллельном колебательном контуре и мощность, отдаваемая в нагрузку генератором Колпица, могут быть представлены сопротивлением в 6000 ом , включенным параллельно индуктивности контура. Известно, что $L = 20 \text{ мкГн}$, $C_g = C_p = 500 \text{ пф}$ и $r_p = 30\,000 \text{ ом}$. Определите рабочую частоту генератора и крутизну лампы, необходимую для получения незатухающих колебаний. При расчетах следует помнить, что эта схема отличается от рассмотренной в данной главе. Используйте любые допустимые упрощения и приближения.

10.2. Рассчитайте генератор Колпица, работающий на лампе 6С5, имеющей следующие параметры: $C_{gk} = 3 \text{ пф}$, $r_p = 10\,000 \text{ ом}$, $C_{pk} = 11 \text{ пф}$, $g_m = 2000 \text{ мкмо}$, $C_{gp} = 2 \text{ пф}$, $\mu = 20$. При полной нагрузке рабочая частота генератора должна составлять 10 МГц . Наиболее подходящая из имеющихся в распоряжении конструктора катушек индуктивности для колебательного контура имеет на частоте 10 МГц индуктивность 10 мкГн и добротность Q , равную 100. Чтобы получить устойчивые колебания, добротность Q нагруженного контура не должна быть меньше 20 (иначе колебания будут затухающими). Предполагается, что потери в цепи учтены сопротивлением, включенным последовательно с катушкой индуктивности. При расчете можно применять любые допустимые приближения.

Необходимо определить:

а) значения емкостей, которые должны быть введены в сеточную и анодную цепи;

б) максимальное сопротивление, которое можно внести в колебательный контур.

10.3. Трехкаскадный усилитель на сопротивлениях, имеющий одинаковые каскады, питается от общего источника питания, полное внутреннее сопротивление которого составляет $R_0 \text{ ом}$. Известно, что $R_L = 25\,000 \text{ ом}$, $r_p = 500\,000 \text{ ом}$, $R_g = 500\,000 \text{ ом}$, $g_m = 1800 \text{ мкмо}$. Определите максимальное сопротивление R_0 , при котором самовозбуждения усилителя еще не происходит. При расчете предположите, что все три усилителя работают на одной, средней частоте полосы пропускания.

10.4. В генераторе с реостатно-емкостным элементом настройки (см. рис. 10.16, в) $R_1 = R_2 = 10\,000$ ом, а $C_1 = C_2$. В первом усилительном каскаде $R_L = 30\,000$ ом и $g_m = 1000$ мкмо. Во втором усилительном каскаде R_L неизвестно, но $g_m = 1000$ мкмо. Влиянием r_p и R_g можно пренебречь. Предполагая, что усилители работают на средней частоте полосы:

а) определите частоту генератора как функцию C_1 ;

б) вычислите минимальную допустимую величину R_L второго каскада, при которой еще возможен колебательный режим.

10.5. Три одинаковых усилителя на сопротивлениях, собранные на пентодах, включены последовательно и питаются от общего источника питания, полное внутреннее сопротивление которого равно нулю. Выходное напряжение последнего каскада подано непосредственно на вход первого каскада. Определите частоту колебаний и крутизну g_m ламп, необходимую для появления незатухающих колебаний. Влиянием межэлектродных емкостей можно пренебречь.

10.6. На рис. 10.17, в показана схема кварцевого генератора, собранного на полупроводниковом триоде. В каком режиме работает кварц — режиме параллельного или последовательного резонанса? Поясните ваш ответ.

10.7. Выведите формулы для работы в режиме незатухающих колебаний и для частоты колебаний применительно к схеме усилителя на полупроводниковом триоде (см. рис. 10.17, в).

Г Л А В А 11

НЕЛИНЕЙНЫЕ СХЕМЫ КЛАССА А

Как мы установили, многие радиоэлектронные схемы линейны. Это значительно облегчает работу радиоинженера и конструктора, так как при расчете и анализе работы этих схем можно применять эквивалентные схемы, рассмотренные нами в главе 1.

Но не все схемы, используемые в радиоэлектронике, линейны. Свойства многих из них существенно зависят от нелинейных характеристик электронных приборов, используемых в этих схемах.

Хотя электронные приборы с нелинейными характеристиками широко применяются и на их использовании нередко бывает основана работа всей схемы, расчет таких схем затруднителен. При анализе их уже нельзя непосредственно применять выведенные выше формулы и графики. Кроме того, хотя в схемах класса А и желательно использовать только линейные области характеристик, но по ряду причин в этих схемах очень часто умышленно используют и нелинейные участки характеристик. В таких случаях электронные приборы вносят нежелательные нелинейные искажения.

Таким образом, нелинейные свойства электронных приборов могут либо служить определенным целям, либо ухудшать работу схем. При анализе таких схем в формулы, рассмотренные в предыдущей главе, требуется внести поправки. Это и будет основной задачей настоящей главы. Кроме того, в ней мы приведем примеры практического применения описываемых методов анализа. Следует отметить, что хотя основные положения и формулы выводятся здесь для электронных ламп, метод анализа остается общим для всех схем и может быть применен к любым нелинейным устройствам.

11.1. ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕДАЧИ, ТРИОДЫ И ПЕНТОДЫ

Свойства электронных ламп характеризуются обычно статическими анодными характеристиками. Эти характеристики целесообразно применять при числовых расчетах, но они крайне неудобны при анализе свойств цепей и схем. В этих случаях лучше использовать динамическую характеристику передачи. Метод ее построения был рассмотрен в разделе 3.3.

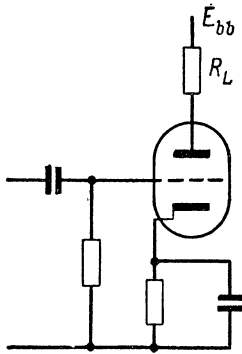


Рис. 11.1. Усилитель класса А на триоде

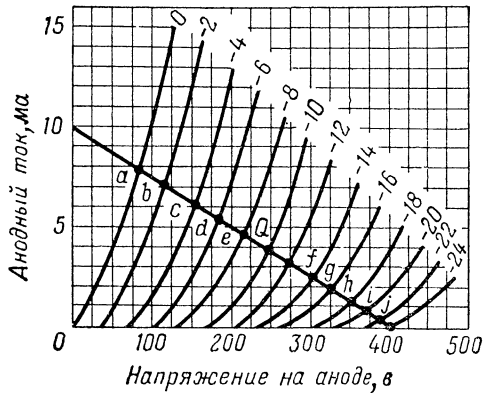


Рис. 11.2. Линия нагрузки на графике статических характеристик триода

Руководствуясь общими принципами графического анализа, изложенными в главе 3, нанесем на семейство статических характеристик триода (рис. 11.1) линию нагрузки (рис. 11.2).

Динамическая характеристика передачи представляет собой кривую зависимости анодного тока i_b от сеточного напряжения e_c , вычерченную для определенных значений сопротивления нагрузки R_L и напряжения источника анодного питания лампы E_{bb} .

Эту характеристику строят на основе графика рис. 11.2, последовательно перенося на другой рисунок ординаты рабочих точек a, b, c, d, e, Q, f, g и т. д., лежащих на линии нагрузки. Каждая такая точка показывает значение анодного тока при определенном напряжении на сетке. Поэтому по таким точкам можно построить кривую зависимости анодного тока от сеточного напряжения, т. е. динамическую характеристику передачи (рис. 11.3).

Рис. 11.3 позволяет установить одно важное свойство такой схемы: характеристика передачи триода с активной нагрузкой нелинейна.

Линия на этом рисунке имеет определенную кривизну. Отсюда следует, что форма кривой анодного тока не будет точно соответствовать форме приложенного к сетке лампы входного сигнала. Получающееся искажение синусоидального сеточного сигнала показано на рис. 11.4. Легко заметить, что результирующий анодный

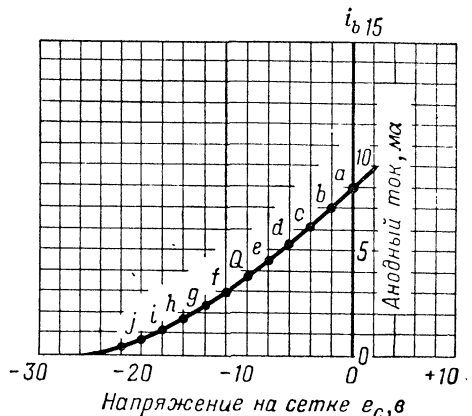


Рис. 11.3. Динамическая характеристика передачи, построенная применительно к данным на рис. 11.2

ток не синусоидален — нижняя часть кривой сильно сжата. Выходной сигнал значительно искажается, отличаясь от сигнала, подаваемого на вход схемы.

Это искажение вызвано нелинейностью характеристики лампы, почему и называется нелинейным.

Изучение кривых рис. 11.3 и 11.4 показывает, что нелинейность ламповых характеристик сильно влияет на работу схемы в двух случаях:

1. Когда амплитуда сигнала настолько велика, что рабочая точка перемещается в пределах значительной части характеристики передачи.

2. Когда характеристика передачи обладает очень большой нелинейностью и даже незначительные колебания сигнала около

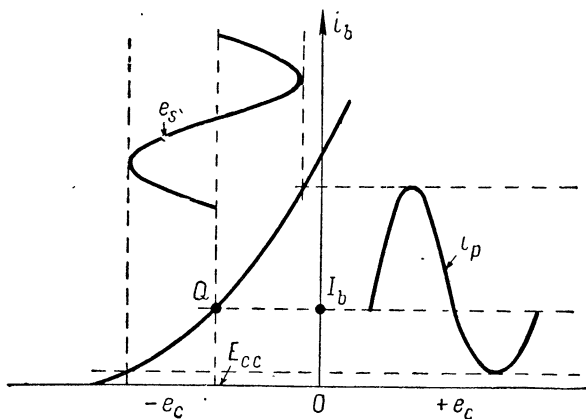


Рис. 11.4. Искажение проходящего через триод сигнала нелинейной характеристикой

Q -точки приводят к перемещению рабочей точки по нелинейной части кривой.

При анализе линейных схем класса А в предыдущих главах мы считали, что оба эти явления в таких схемах отсутствуют. Мы описывали только те из схем, у которых общая динамическая характеристика передачи имеет очень небольшую кривизну, и применяли сигналы с небольшой амплитудой. В результате этого ту часть характеристики передачи, в пределах которой перемещалась рабочая точка, мы с большой степенью точности могли аппроксимировать отрезком прямой линии и считать величины g_m и r_p постоянными.

Динамическую характеристику передачи триода можно довольно точно аппроксимировать параболической кривой. Математическое выражение для параболической функции содержит члены во второй степени, а члены более высоких степеней отсутствуют. Ниже будет показано, что при нелинейных характеристиках такого типа подача напряжения чисто синусоидальной формы на сетку лампы

вызывает в анодной цепи лампы переменный ток, содержащий две составляющие. Частота одной из них равна частоте подводимого сигнала и поэтому называется основной. Частота другой составляющей в два раза выше частоты входного сигнала и называется второй гармоникой. Искажения, вносимые лампами с параболическими характеристиками, называются нелинейными искажениями, вызываемыми второй гармоникой.

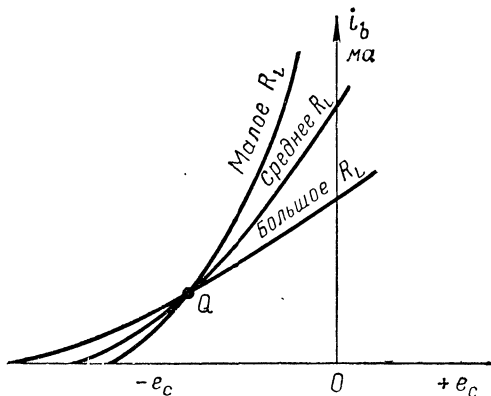


Рис. 11.5. Влияние величины сопротивления нагрузки на форму характеристики передачи триода

Величина этих искажений значительно зависит от сопротивления нагрузки. Динамические характеристики передачи для триода с тремя различными сопротивлениями нагрузки и той же самой Q -точкой приведены на рис. 11.5. Легко заметить, что с увеличением сопротивления нагрузки уменьшается кривизна характеристики передачи. Вполне закономерно предположить, что это должно также уменьшить нелинейные искажения, вызываемые второй гармоникой. И это действительно так.

Динамическая характеристика передачи для пентода (рис. 11.6) строится так же, как и для триода, однако отличается от последней. Для аналитического выражения такой функции передачи необходимо применить по меньшей мере кубическую функцию. Подав на вход лампы чисто синусоидальный сигнал одной частоты, мы получим переменную составляющую анодного тока, содержащую не менее трех составляющих: 1) основную, частота которой равна частоте входного сигнала, 2) вторую гармонику, частота которой равна удвоенной частоте входного сигнала, и 3) третью гармонику, частота которой в три раза больше частоты входного сигнала. При анализе выходного сигнала пентода необходимо учитывать эти гармоники.

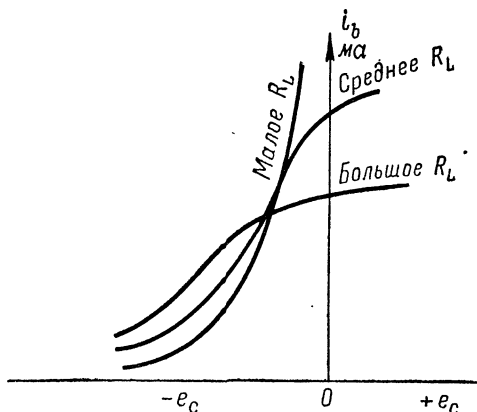


Рис. 11.6. Влияние величины сопротивления нагрузки на форму характеристики передачи пентода

Из рис. 11.6 следует, что с увеличением сопротивления нагрузки увеличивается

кривизна той части характеристики, которая соответствует большим значениям тока. В результате нелинейные искажения, вызываемые третьей гармоникой, возрастают. Зависимость искажений, вызываемых второй гармоникой, от сопротивления нагрузки в этом случае определить сразу не удастся. Этот вопрос будет рассмотрен подробно несколько ниже.

11.2. НЕЛИНЕЙНОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДА

Диоды ламповые и полупроводниковые имеют нелинейные характеристики, но методы построения их динамических характеристик передачи несколько отличаются от рассмотренных в предыдущем разделе.

Схема с диодом, работающим в режиме класса А и имеющим активную нагрузку, показана на рис. 11.7. Порядок включения в эту схему генераторов, диода и нагрузки произвольный, он не влияет на методы и результаты анализа. Генератор переменной э. д. с. e_{bb} отражает изменение величины напряжения, подводимого к диоду. Когда требуется нелинейная характеристика диода, обе составляющие анодного напряжения нужно выбирать так,

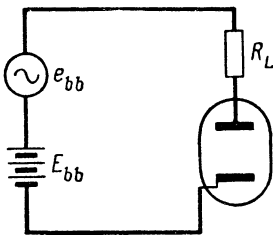


Рис. 11.7. Схема с диодом, работающим в режиме класса А

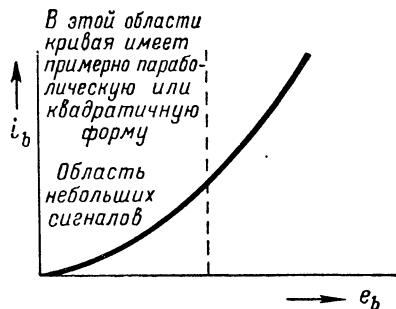


Рис. 11.8. Участок характеристики диода, который обычно используется при работе в режиме класса А

чтобы работа происходила в области небольших токов, где нелинейность характеристики наиболее ярко выражена. На рис. 11.8 показан участок кривой характеристики диода, соответствующий работе с небольшими сигналами.

Так как диод имеет только единственную характеристическую кривую и сопротивление нагрузки постоянно, изменение напряжения, подводимого к диоду, приводит к тому, что линия нагрузки перемещается параллельно самой себе, сохраняя тот же наклон (рис. 11.9). На рис. 11.9 параболическая, или квадратичная, часть характеристики изображена в увеличенном масштабе, чтобы показать в крупном плане только ту область кривой, которая используется при работе с небольшими сигналами. Когда вследствие изменения напряжения сигнала действующая величина напряжения источника питания изменяется относительно величины E_{bb} (т. е.

относительно напряжения при отсутствии сигнала), рабочая точка перемещается вдоль характеристики лампы. Поэтому динамическая характеристика передачи получается простым построением кривой зависимости анодного тока диода от величины общего анодного напряжения. Такая характеристика для трех значений сопротивления нагрузки приведена на рис. 11.10.

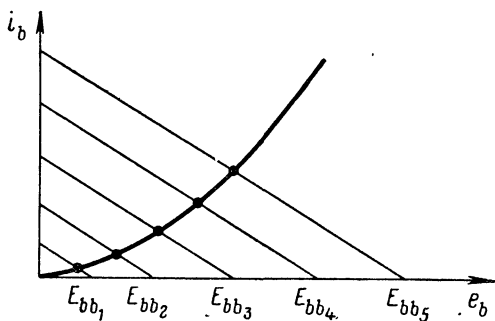


Рис. 11.9. Влияние изменения напряжения сигнала на положение линии нагрузки и рабочей точки диода

Анализируя характеристику диода, мы приходим к выводам, аналогичным тем, которые были сделаны для триода: 1) характеристика является в сущности параболой и может быть представлена квадратичной функцией, 2) кривизна характеристики при увеличении сопротивления нагрузки уменьшается. Следовательно, увеличение сопротивления нагрузки будет уменьшать нелинейные искажения, вызываемые второй гармоникой.

Полупроводниковый диод (варистор) обладает в основном аналогичными характеристиками, хотя его статическая характеристика (рис. 11.11) несколько отличается от характеристики лампового диода.

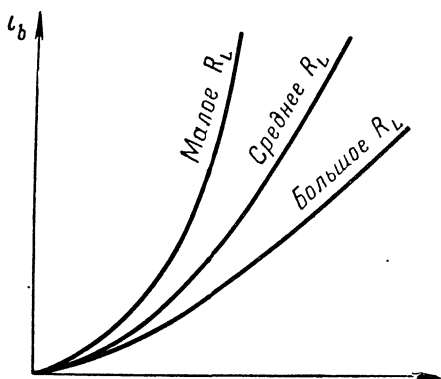


Рис. 11.10. Динамические характеристики передачи диода при различных сопротивлениях нагрузки

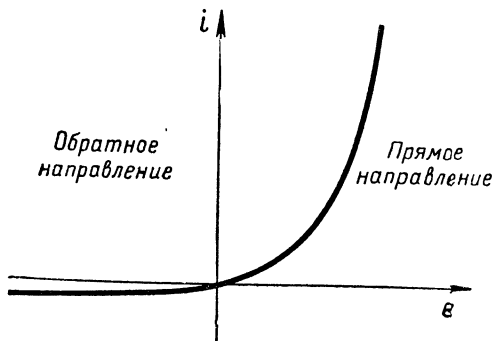


Рис. 11.11. Характеристика варистора

11.3. АНАЛИЗ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ ПРИ ПОМОЩИ СТЕПЕННЫХ РЯДОВ

Итак, характеристики передачи электронных устройств всегда нелинейны. Поэтому очень важно уметь определять влияние, которое оказывает нелинейность характеристики на передаваемый сигнал.

Решить эту задачу независимо от того, будет ли характеристика линейной или нелинейной, можно графическими методами. К сожалению, такими методами нельзя вывести общие законы и формулы, характеризующие основные свойства различных электронных устройств. Действительно, каждое графическое решение позволяет определить интересующие нас величины только для вполне определенных условий работы устройства. Это обычно не удовлетворяет исследователя, так как не удается установить закон изменения характеристик различных нелинейных цепей и, подобрав соответствующие рабочие условия, добиться нужных характеристик. Поэтому в тех случаях, когда чисто аналитические методы анализа нелинейных цепей не позволяют найти нужные решения, а графические методы не дают необходимой общности, следует применять комбинацию этих двух методов.

Почти любую плавную, физически определяемую кривую можно представить степенным рядом [15]. Так, например, функцию $f(x)$ переменной величины x можно разложить в степенный ряд относительно некоторой точки b следующим образом:

$$f(x) = a_0 + a_1(x - b) + a_2(x - b)^2 + a_3(x - b)^3 + \dots \quad (11.1)$$

Здесь $a_0 = f(b)$ — значение функции в точке, где $x = b$;

$a_1 = \frac{df(b)}{dx}$ — первая производная в точке, где $x = b$;

$a_2 = \frac{d^2 f(b)}{dx^2} \cdot \frac{1}{2}$ — вторая производная в точке, где $x = b$, и т. д.

По аналогии с выражением 11.1 можно составить следующее выражение для анодного тока:

$$i_p = a_0 + a_1 e_s + a_2 e_s^2 + a_3 e_s^3 + \dots \quad (11.2)$$

Так как через i_p и e_s обозначены соответственно сигналы на выходе и входе лампы, то результирующая переменная составляющая на выходе устройства i_p должна быть равна нулю, если входной сигнал e_s равен нулю. Следовательно, $a_0 = 0$ и выражение для анодного тока принимает вид

$$i_p = a_1 e_s + a_2 e_s^2 + a_3 e_s^3 + \dots \quad (11.3)$$

Применим теперь эту формулу к случаю, когда входной сигнал чисто синусоидальный и содержит только одну частоту. Примем, что $e_s = E_s \cos \omega t$. Тогда переменная составляющая анодного тока, обусловленная появлением сигнала на входе лампы, будет равна

$$i_p = a_1 E_s \cos \omega t + a_2 (E_s \cos \omega t)^2 + \\ + a_3 (E_s \cos \omega t)^3 + \dots$$

Это выражение можно представить в несколько иной, более удобной форме, если проделать следующие тригонометрические преобразования:

$$\cos^2 \omega t = \frac{1}{2} (1 + \cos 2\omega t);$$

$$\cos^3 \omega t = \frac{1}{4} (3 \cos \omega t + \cos 3\omega t);$$

$$\cos^4 \omega t = \frac{1}{4} \left(2 \cos 2\omega t + \frac{1}{2} \cos 4\omega t + \frac{3}{2} \right)$$

и т. д.

Подставив эти соотношения в выражение для i_p и сгруппировав подобные члены, мы получим следующий ряд для анодного тока:

$$i_p = A_0 + A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t + A_3 \cos 3\omega t + \dots \quad (11.4)$$

Эта формула определяет ток на выходе схемы, возникающий при подаче на ее вход синусоидального сигнала. Анализируя эту формулу, можно сделать три следующих вывода:

1. На выходе устройства создается постоянная составляющая тока A_0 .

2. Выходной сигнал содержит переменную составляющую, частота изменения которой равна частоте входного сигнала. Эта составляющая называется составляющей основной частоты или основной переменной составляющей.

3. Выходной сигнал содержит бесконечное множество членов высших частот, кратных основной частоте. Эти члены называются гармониками.

Чтобы нелинейное устройство при анализе можно было заменить эквивалентной схемой, в знакомые нам линейные эквивалентные схемы потребуется внести лишь незначительные изменения в соответствии с формулой 11.4. Вместо одного генератора тока основной частоты, применяемого в линейной эквивалентной схеме, в нелинейную схему приходится вводить бесконечное множество генераторов тока, воспроизводящих постоянную составляющую, составляющую основной частоты и гармоники. Такая схема показана на рис. 11.12. В соответствии с теоремой наложения свойства та-

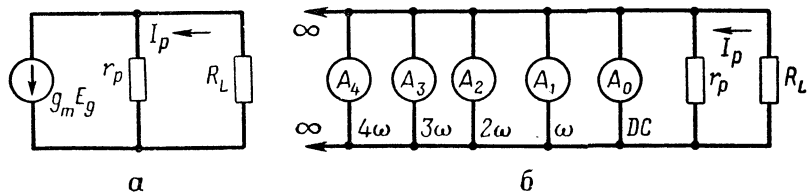


Рис. 11.12. Эквивалентная схема для триодов и пентодов, работающих в режиме класса А:

а — эквивалентная схема анодной цепи для линейного триода или линейного пентода;
б — эквивалентная схема анодной цепи нелинейного триода или нелинейного пентода

кой схемы можно исследовать для каждого генератора тока в отдельности, а затем получить общее решение, суммируя все отдельные решения.

Выражение 11.4 очень полезно для определения влияния нелинейности характеристики. К сожалению, в настоящем виде оно непригодно для практического использования, поскольку коэффициенты A_0, A_1, A_2 и т. д. неизвестны. Правда, их можно выразить через коэффициенты a_1, a_2, a_3 и т. д. первоначального степенного ряда. Однако это не облегчит задачи, так как измерение всех производных, кроме первой, очень сложно. Более удобный и применяемый на практике метод мы рассмотрим в следующем разделе.

11.4. ВЫЧИСЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ГАРМОНИЧЕСКОГО РЯДА

Если напряжение сигнала на входе нелинейного элемента схемы синусоидально, то ток, вызываемый этим сигналом, содержит постоянную составляющую, основную переменную составляющую и бесконечное количество гармоник. Таким образом, если $e_s = E_s \cos \omega t$, то соответствующий этому напряжению ток определяется выражением

$$i_p = A_0 + A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t + A_3 \cos 3\omega t + \dots,$$

коэффициенты которого мы должны найти.

Для этого требуются некоторые навыки и знание основных свойств нелинейного элемента схемы. В частности, для определения коэффициентов ряда, относящегося к реальной схеме, этот ряд из бесконечного нужно превратить в конечный, чтобы количество неизвестных постоянных стало конечным.

В большинстве случаев характеристики ламповых и полупроводниковых диодов и ламповых триодов можно достаточно точно описать рядом, содержащим только три члена. При анализе характеристик тетродов и пентодов обычно приходится применять ряды, содержащие пять членов. Таким образом, кривую тока сигнала можно аппроксимировать достаточно точно следующим конечным рядом:

$$i_p \approx A_0 + A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t + A_3 \cos 3\omega t + A_4 \cos 4\omega t. \quad (11.5)$$

Уравнение содержит теперь пять неизвестных. Поэтому с целью определения постоянных мы должны написать пять независимых уравнений для i_p . Чтобы составить такие уравнения, на практике используют кривую зависимости i_p от ωt . На этой кривой выбирают пять отдельных точек и затем находят такие значения пяти постоянных коэффициентов, при которых расчетная кривая тока будет проходить через пять выбранных точек реальной кривой. При этом предполагается, что отклонение расчетной кривой от реальной на других участках, лежащих между выбранными точками, будет пренебрежимо мало. Если расхождения окажутся слишком боль-

шими, следует выбрать несколько дополнительных точек и по числу их ввести в ряд добавочные члены. Таким образом, при вычислении коэффициентов ряда выбирают пять довольно произвольных значений ωt . Затем для каждого из них определяют величину i_p и подставляют ее в уравнение 11.5. При этом получается пять уравнений, совместное решение которых позволяет найти пять неизвестных коэффициентов

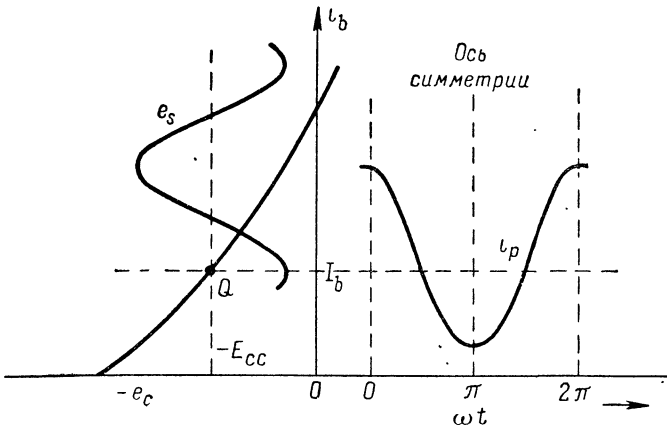


Рис. 11.13. Симметричность переменной составляющей анодного тока

Как следует из рис. 11.13, кривая тока сигнала симметрична относительно вертикальной линии. Поэтому все пять точек должны выбираться в пределах одного из двух полупериодов, иначе точки не будут различными. Это наводит на мысль о целесообразности определения значений i_p для углов $0, 60, 90, 120$ и 180° . Однако выбор этих точек сделан произвольно и не обязателен. С равным успехом можно выбрать и другие удобные для расчета углы; если же какой-либо участок кривой представляет наибольший интерес, то все точки можно сгруппировать ближе к нему.

Дальнейшее обобщение описываемого метода встречает значительные трудности. Поэтому ниже мы опишем порядок определения коэффициентов ряда для конкретного нелинейного устройства — триода. Однако этот метод сам по себе отличается достаточной общностью и может применяться к любому нелинейному устройству схемы. Кратко этот метод сводится к следующему:

1. На статической анодной характеристике лампы вычерчивается линия нагрузки и определяется Q -точка.

2. Выбирается амплитуда сигнала на сетке лампы.

3. Применительно к выбранному значению E_g для каждого из пяти принятых значений ωt определяются $e_g = E_g \cos \omega t$ и соответствующее мгновенное значение i_p .

4. Выбранные значения ωt и соответствующие им найденные значения i_p подставляются в уравнение 11.5.

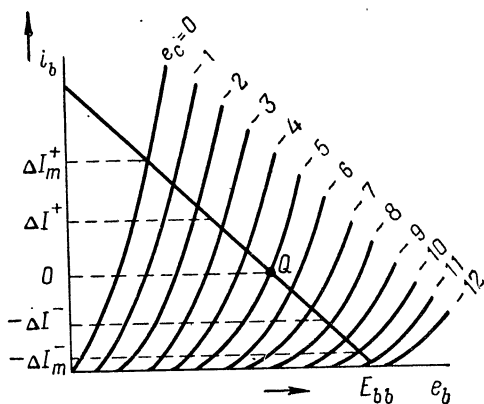


Рис. 11.14. Графическое построение и обозначения, используемые при определении гармоник. Амплитуда сигнала на сетке принята равной 5 в.

Графические построения показаны на рис. 11.14. Получаются пять уравнений:

для $\omega t = 0^\circ$

$$\Delta I_m^+ = A_0 + A_1 + A_2 + A_3 + A_4;$$

для $\omega t = 60^\circ$

$$\Delta I^+ = A_0 + \frac{1}{2}(A_1 - A_2) - A_3 - \frac{1}{2}A_4;$$

для $\omega t = 90^\circ$

$$0 = A_0 + 0 - A_2 + 0 + A_4;$$

для $\omega t = 120^\circ$

$$-\Delta I^- = A_0 - \frac{1}{2}(A_1 + A_2) + A_3 - \frac{1}{2}A_4;$$

для $\omega t = 180^\circ$

$$-\Delta I_m^- = A_0 - A_1 + A_2 - A_3 + A_4.$$

Совместно решив эти уравнения, получаем следующие выражения для пяти неизвестных коэффициентов:

$$A_0 = \frac{1}{6}(\Delta I_m^+ - \Delta I_m^-) + \frac{1}{3}(\Delta I^+ - \Delta I^-); \quad (11.6)$$

$$A_1 = \frac{1}{3}(\Delta I_m^+ + \Delta I_m^-) + \frac{1}{3}(\Delta I^+ + \Delta I^-); \quad (11.7)$$

$$A_2 = \frac{1}{4}(\Delta I_m^+ - \Delta I_m^-); \quad (11.8)$$

$$A_3 = \frac{1}{6}(\Delta I_m^+ + \Delta I_m^-) - \frac{1}{3}(\Delta I^+ + \Delta I^-); \quad (11.9)$$

$$A_4 = \frac{1}{12}(\Delta I_m^+ - \Delta I_m^-) - \frac{1}{3}(\Delta I^+ - \Delta I^-). \quad (11.10)$$

Таким образом, используя эти выражения и графические построения, аналогичные приведенным на рис. 11.14, можно достаточно просто вычислить амплитуды различных составляющих анодного тока.

На практике величины гармонических составляющих той или иной кривой обычно принято определять отношением амплитуды гармоник к амплитуде составляющей основной частоты. Выражая это отношение в процентах, можно, следовательно, написать:

процентное содержание 2-й гармоники

$$D_2 = \frac{A_2}{A_1} \cdot 100\%;$$

процентное содержание 3-й гармоники

$$D_3 = \frac{A_3}{A_1} \cdot 100\%;$$

процентное содержание 4-й гармоники

$$D_4 = \frac{A_4}{A_1} \cdot 100\%$$

и т. д.

Формулы для определения процентного содержания гармоник можно несколько изменить, используя выражения 11.6—11.10:

$$D_2 = \frac{3}{4} \frac{(\Delta I_m^+ - \Delta I_m^-)}{(\Delta I_m^+ + \Delta I_m^-) + (\Delta I^+ + \Delta I^-)} \cdot 100\%; \quad (11.11)$$

$$D_3 = \frac{1}{2} \frac{(\Delta I_m^+ + \Delta I_m^-) - 2(\Delta I^+ + \Delta I^-)}{(\Delta I_m^+ + \Delta I_m^-) + (\Delta I^+ + \Delta I^-)} \cdot 100\%; \quad (11.12)$$

$$D_4 = \frac{1}{4} \frac{(\Delta I_m^+ - \Delta I_m^-) - 4(\Delta I^+ - \Delta I^-)}{(\Delta I_m^+ + \Delta I_m^-) + (\Delta I^+ + \Delta I^-)} \cdot 100\%. \quad (11.13)$$

Иногда общее содержание гармоник определяют одним коэффициентом по формуле

$$D_{\text{общ}} = \sqrt{D_2^2 + D_3^2 + D_4^2 + \dots}$$

Однако часто нежелательное действие различных гармоник может оказаться неодинаковым и понадобится найти амплитуду каждой гармоники, так как при помощи коэффициента, определяющего общее процентное содержание всех гармоник, нельзя будет получить нужные исходные данные о качестве схемы. Поэтому в большинстве случаев лучше определять процентное содержание каждой гармоники отдельно.

При выводе формул в этом разделе предполагалось, что характеристику нелинейного устройства можно достаточно точно аппроксимировать пятью первыми членами бесконечного ряда.

Если в действительности при таком конечном ряде не получается требуемой точности, можно выбрать большее число точек на кривой. Изменяя число точек, можно добиться любой точности. Однако, когда требуется высокая точность, характеристическую кривую, приводимую в паспорте на лампу, нельзя брать за исходную расчетную кривую, потому что она не отражает возможных разбросов параметров, обуславливаемых производственными допусками. В этом случае характеристики ламп, которые будут исполь-

зованы в аппаратуре, следует определять экспериментально. Если же имеется анализатор гармоник необходимого класса точности, то экспериментально можно выполнить всю работу, а не только определение характеристик ламп.

11.5. НЕКОТОРЫЕ ПРАКТИЧЕСКИЕ ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ УСТРОЙСТВ

Нелинейность характеристик передачи многих электронных устройств может представлять значительный практический интерес. Иногда она служит основной причиной возникновения ряда нежелательных явлений; в других случаях на нелинейности характеристики передачи основывается работа электронного устройства и всей схемы в целом.

Нелинейные элементы могут применяться в самых различных целях. Например, благодаря тому, что при подаче чисто синусоидального сигнала на вход такого элемента, на его выходе образуются сигналы более высоких кратных частот, нелинейные элементы можно использовать как умножители частоты. Так, подав на вход нелинейного элемента синусоидальный сигнал частотой 1000 *гц*, мы получим на выходе сигнал, содержащий составляющие частотой 1000, 2000, 3000 *гц* и т. д. Включив на выходе этого элемента фильтр, пропускающий только одну гармоническую составляющую, мы получим умножение частоты.

Наличие в выходном сигнале гармонических составляющих указывает, конечно, на появление нелинейных искажений. При необходимости обеспечить точность передачи входного сигнала качество соответствия выходного сигнала входному можно определить через значения появившихся искажений. Ниже будет показано, что при выборе рабочей точки и сопротивления нагрузки усилителей мощности руководствуются в первую очередь величиной возникающих при этом нелинейных искажений.

Рассмотрим теперь случай, когда входной сигнал синусоидален и не содержит постоянной составляющей. Мы уже знаем, что ток на выходе нелинейного элемента обязательно содержит постоянную составляющую A_0 . Это важно по двум причинам:

1. Появление постоянной составляющей при подаче на вход нелинейной схемы синусоидального сигнала приводит к смещению Q -точки и увеличению тока до значения $I_b + A_0$, где I_b — ток, проходящий через нелинейный элемент при отсутствии входного сигнала. Это явление носит название динамического смещения Q -точки.

2. Поскольку при подаче на вход синусоидального сигнала в нелинейном элементе создается постоянный ток, этот элемент можно использовать для преобразования сигналов высокой частоты в постоянный ток. Если напряжение на входе нелинейной схемы изменяется с небольшой скоростью по сравнению с частотой сигнала, то постоянная составляющая выходного сигнала будет изменяться относительно среднего значения примерно так же, как и входной

сигнал. Устройства, работающие по этому принципу, используются как детекторы для преобразования модулированных по амплитуде колебаний в сигналы звуковой частоты. Такие устройства часто называются квадратичными детекторами, потому что постоянная составляющая выходного сигнала создается главным образом квадратичным членом степенного ряда.

До сих пор мы рассматривали случаи, когда сигнал на входе нелинейного элемента представлял собой одну синусоиду. Предположим теперь, что на вход этого элемента подается не один, а два синусоидальных сигнала различной частоты, в связи с чем на входе создается напряжение $e_s = E_1 \cos \omega_1 t + E_2 \cos \omega_2 t$. Подставим это выражение в степенной ряд для анодного тока. Умножим члены выражения и упростим его, используя тригонометрические формулы из раздела 11.3 и формулу

$$\cos \omega_1 t \cos \omega_2 t = \frac{1}{2} \cos (\omega_1 - \omega_2) t + \frac{1}{2} \cos (\omega_1 + \omega_2) t.$$

После упрощения, используя только первые два члена степенного ряда, получим следующее выражение:

$$i_p = B_0 + B_1 \cos \omega_1 t + B_2 \cos \omega_2 t + B_3 \cos 2\omega_1 t + B_4 \cos 2\omega_2 t + B_d \cos (\omega_1 - \omega_2) t + B_s \cos (\omega_1 + \omega_2) t.$$

Из него следует, что кроме ожидавшихся нами постоянной составляющей, составляющих двух основных частот и составляющих удвоенных частот двух сигналов, анодный ток содержит составляющие двух новых частот, равных сумме и разности частот двух входных сигналов. Если рассматривать степенной ряд, состоящий не из двух, а из большего числа членов, то после некоторых тригонометрических преобразований можно убедиться, что выходной сигнал содержит еще более сложные составляющие. Составляющие суммарной и разностной частот называются составляющими комбинационных частот, или составляющими перекрестной модуляции, потому что они образуются в результате перекрестного умножения двух частот, входящих в квадратичный член степенного ряда. Комбинационные частоты в общем случае — не гармоники и не кратны частотам любого из входных сигналов.

Перекрестная модуляция находит практическое применение. Так как суммарные и разностные частоты показывают смещение частоты одного сигнала вверх или вниз по шкале частот на величину, равную частоте другого сигнала, то при перекрестной модуляции происходит преобразование частоты. Это явление используется во всех супергетеродинных приемниках.

Преобразование частоты широко применяется в реальных системах. На нем основана работа квадратичных модуляторов, смесителей и преобразователей. Однако в большинстве реальных устройств, применяемых для преобразования частоты, электронные приборы работают не в квадратичном, а в прерывистом режиме.

До сих пор мы говорили о тех схемах, в которых входные сигналы имеют большую амплитуду, в связи с чем и возникают нели-

нейные искажения. Существуют и другие схемы, амплитуды сигналов в которых достаточно малы и нелинейные искажения незначительны; характеристики этих схем можно считать практически линейными. На практике нелинейные характеристики передачи находят еще одну область применения. При помощи лампы специальной конструкции можно получить статическую характеристику передачи с большой кривизной. Наклон этой кривой в любой точке определяет крутизну g_m лампы. Благодаря большой кривизне характеристики передачи крутизна g_m изменяется в очень больших пределах. Лампы такого типа называются лампами с удаленной отсечкой, или варимю.

Изменение крутизны g_m , свойственное лампам с удаленной отсечкой, исключительно широко применяется для регулировки усиления в линейных усилителях, особенно в схемах автоматической регулировки усиления. В главе 3 было показано, что коэффициент усиления любого усилителя напряжения можно определить соотношением $A = -g'_m Z_m$. Поэтому изменение g_m , а следовательно, и g'_m вызывает соответствующее изменение коэффициента усиления по напряжению. Таким образом, применяя лампы варимю, мы получаем удобный способ регулировки усиления: для этого надо только соответствующим образом изменить положение Q-точки лампы. Этот метод широко применяется в широкополосных радиоприемниках в схемах автоматической регулировки громкости (АРУ).

11.6. ИДЕАЛИЗИРОВАННЫЙ ЛАМПОВЫЙ УСИЛИТЕЛЬ МОЩНОСТИ КЛАССА А

Коэффициент нелинейных искажений — одна из основных характеристик усилителя мощности класса А — обязательно учитывается при его расчете и конструировании. Эти искажения вызваны применением сигналов с большой амплитудой в усилителях мощности. Необходимость применения таких сигналов мы сейчас покажем.

Для лампового усилителя мощности класса А типична схема, изображенная на рис. 11.1. Соответствующая эквивалентная схема анодной цепи усилителя, работающего в режиме класса А, приведена на рис. 11.12. При анализе мы можем применить метод наложения и вычислить основную переменную составляющую тока нагрузки независимо от гармонических составляющих. Основная составляющая анодного тока

$$I_p = g_m E_g \left(\frac{r_p}{r_p + R_L} \right) = g_m E_g \left(\frac{1}{1 + R_L/r_p} \right). \quad (11.14)$$

Мощность, выделяемая на сопротивлении нагрузки,

$$P_L = \frac{1}{2} I_p^2 R_L = g_m^2 E_g^2 \left(\frac{1}{1 + R_L/r_p} \right)^2 \cdot \frac{R_L}{2}. \quad (11.15)$$

Заменяв одну величину g_m на μ/r_p , получим

$$P_L = \mu g_m \frac{R_L/r_p}{(1 + R_L/r_p)^2} \cdot \frac{E_g^2}{2}. \quad (11.16)$$

Эта формула весьма важна, несмотря на то, что ее практическое применение несколько ограничено. Она показывает, что выходную мощность можно увеличить путем увеличения μ и g_m . Произведение μg_m можно рассматривать как критерий, определяющий качество лампы, в связи с чем оно часто называется показателем качества лампы. Этот коэффициент позволяет сравнивать между собой различные мощные усилительные лампы.

Формула 11.16 показывает также, что выходная мощность пропорциональна квадрату напряжения сигнала E_g на сетке лампы. Эта зависимость показана графически на рис. 11.15. Отсюда очевидна целесообразность применения сеточных сигналов с большой амплитудой напряжения. В связи с применением таких сигналов усилители мощности называются часто усилителями больших сигналов. Метод определения возникающих нелинейных искажений был рассмотрен несколько раньше.

Из формулы 11.16 следует также, что выходная мощность зависит от отношения сопротивления анодной нагрузки R_L к внутреннему сопротивлению лампы. Если вычислить эту зависимость и результаты расчетов нанести на график, то получится кривая, показанная на рис. 11.16. Из этой кривой видно, что выходная мощность максимальна, когда $R_L = r_p$.

Однако при таком режиме работы могут возникнуть недопустимые нелинейные искажения, поэтому такой режим не всегда может

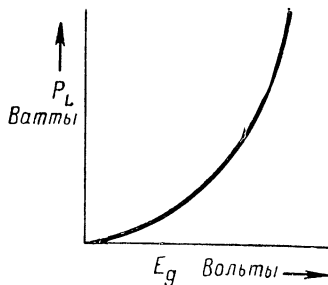


Рис. 11.15. Влияние изменения амплитуды напряжения сигнала на сетке на выходную мощность

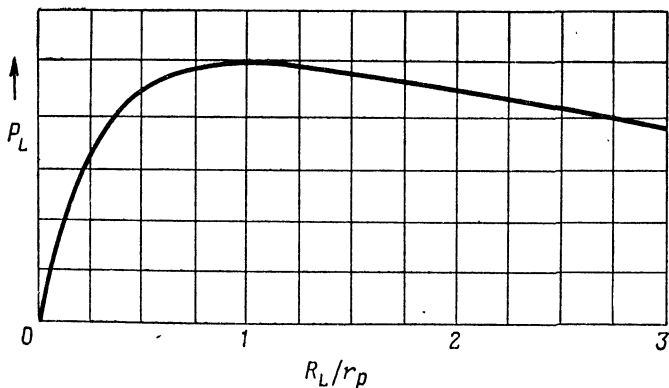


Рис. 11.16. Влияние изменения сопротивления нагрузки на величину выходной мощности

считаться оптимальным. Обычно в реальных схемах применяют сопротивление нагрузки R_L , в два или три раза превышающее r_p . Но это соотношение нельзя вводить в правило и рекомендовать руководствоваться им при конструировании всех усилителей мощности; этот вопрос будет рассмотрен несколько ниже.

Хотя все предыдущие выводы сделаны для триода, они применимы и к пентодам. Но для пентодов r_p значительно больше R_L , поэтому

$$P_L \approx \mu g_m \frac{R_L}{r_p} \cdot \frac{E_g^2}{2}. \quad (11.17)$$

Значит, выходная мощность усилителей на пентодах увеличивается с возрастанием сопротивления нагрузки почти линейно.

11.7. НЕЛИНЕЙНЫЕ ИСКАЖЕНИЯ В ТРИОДАХ И ПЕНТОДАХ

В предыдущем разделе мы установили, что усилители мощности класса А обычно работают с большими входными сигналами, в связи с чем рабочая точка заходит в нелинейный участок характеристики передачи. Так как выходная мощность усилителя зависит от сопротивления нагрузки, очень важно установить, в какой мере изменение сопротивления нагрузки влияет на нелинейные искажения.

Метод определения величины гармоник, вызываемых нелинейными искажениями входного сигнала, был рассмотрен в разделе 11.4, где мы вывели также несколько полезных для расчетов формул. Те же метод и формулы можно применить для определения величины гармоник, возникающих при различных сопротивлениях нагрузки. Необходимые при этом графические построения приведены на рис. 11.17. На этом рисунке показаны три возможные линии нагрузки, проходящие через одну и ту же Q -точку и пересекающие те же самые предельные характеристические кривые. Это значит, что Q -точка и напряжение сигнала на сетке одинаковы при всех значениях сопротивления нагрузки. Методом, изложенным в разделе 11.4, можно вычислить величину гармонических составляющих анодного тока и затем вычертить кривые (рис. 11.18). Общий ход этих кривых остается неизменным как для мощных триодов, так и для лучевых тетродов или пентодов.

Кривые показывают, что нелинейные искажения значительно зависят от сопротивления нагрузки. Следовательно, для окончательного выбора R_L нужно исходить в первую очередь из допустимых нелинейных искажений сигнала, а не из условий получения максимальной выходной мощности. В связи с этим на практике редко встречаются схемы, в которых сопротивление нагрузки выбиралось бы равным внутреннему сопротивлению лампы. В триодных усилителях сопротивление нагрузки часто превышает r_p в два или три раза, поскольку при этом значительно уменьшаются нелинейные искажения без слишком большого сокращения выходной мощности. При использовании пентодов в усилителях мощности

величину R_L также выбирают, исходя из требований получения минимальных нелинейных искажений; при этом R_L оказывается значительно меньше r_p лампы.

На первый взгляд может показаться, что за критерий при выборе сопротивления нагрузки пентода целесообразно принимать

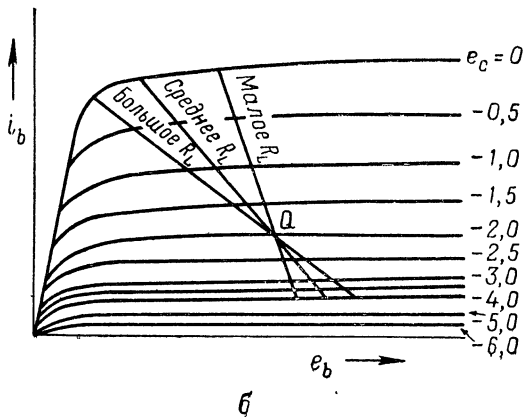
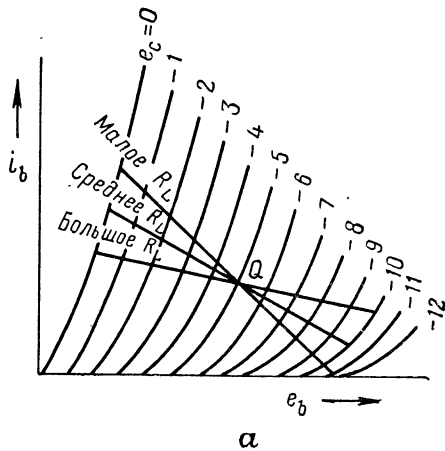


Рис. 11.17. Предварительное графическое построение при определении нелинейных искажений, возникающих при различных сопротивлениях нагрузки:

a — различные линии нагрузки на статических анодных характеристиках триода; *б* — различные линии нагрузки на статических анодных характеристиках пентода

коэффициент нелинейных искажений $D_{\text{общ}}$ и стремиться к его снижению. Однако это не всегда так. Когда усилители мощности работают в диапазоне звуковых частот, появление третьей гармоники обычно более нежелательно, чем второй, и поэтому можно допустить более высокое процентное содержание второй гармоники.

Правильный выбор сопротивления нагрузки — трудная задача. Так как нелинейные искажения зависят также от положения Q -точки, описанные выше расчеты приходится повторять для различных положений рабочей точки. Затем на основании полученных результатов выбирают оптимальные значения R_L и Q -точки.

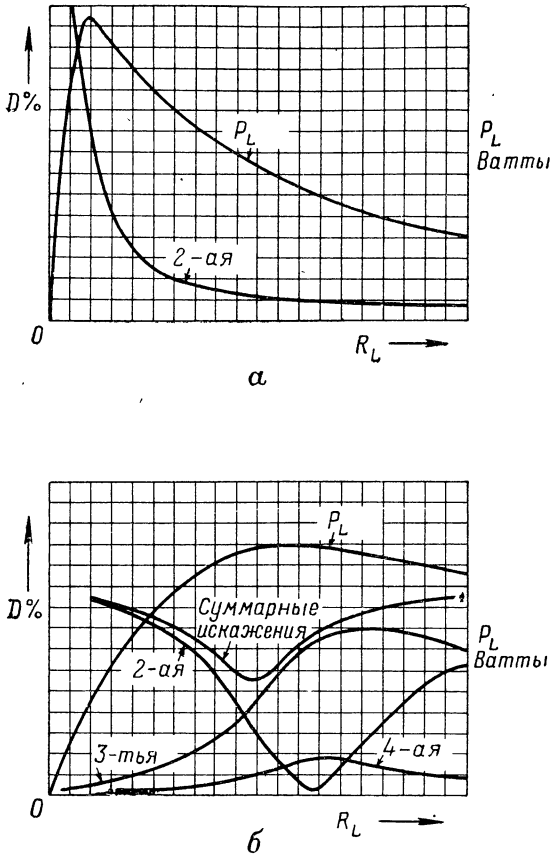


Рис. 11.18. Основные гармоники в триодах и пентодах при различных сопротивлениях нагрузки:

а — кривые выходной мощности и второй гармоники в триоде как функции сопротивления нагрузки; *б* — кривые выходной мощности и нелинейных искажений в пентоде как функции сопротивления нагрузки

Результаты графических и аналитических вычислений можно представить семейством кривых (рис. 11.19), показывающих зависимость величины нелинейных искажений и амплитуды входного сигнала от выходной мощности.

Такой анализ выполняется обычно на заводах — изготовителях радиоламп и публикуется в различных справочниках. При примене-

нии радиоламп конструкторы чаще всего руководствуются этими рекомендациями и нетиповые режимы выбирают только в тех случаях, когда по условиям работы аппаратуры ни один из паспортных режимов применить не удается.

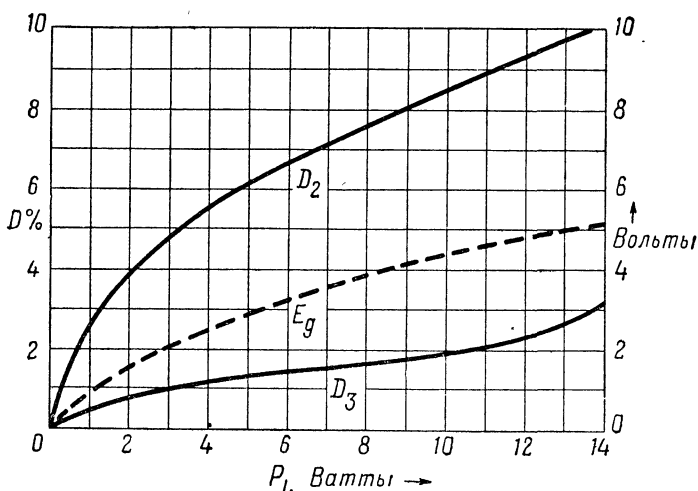


Рис. 11.19. Нелинейные искажения и входной сигнал как функции выходной мощности

11.8. КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ АНОДНОЙ ЦЕПИ

При расчете усилителей мощности всегда приходится учитывать величину получающегося коэффициента полезного действия анодной цепи. Этот коэффициент определяет, какая часть мощности, подводимой в анодную цепь от источника питания, преобразуется в мощность выходного сигнала, выделяемую на нагрузке. Таким образом, к. п. д. анодной цепи

$$\eta_p = \frac{P_{ac}}{P_{dc}}, \quad (11.18)$$

где P_{ac} — мощность выходного сигнала, выделяемая на нагрузке;
 P_{dc} — мощность постоянного тока, подводимая в анодную цепь от источника питания.

При расчете усилителей напряжения на величину этого коэффициента не обращают большого внимания, так как значения подводимой и отдаваемой мощности в этих усилителях невелики. Но в усилителях мощности величина к. п. д. имеет большое значение, потому что как отдаваемая в нагрузку мощность, так и мощность, потребляемая от источника питания, достаточно велики.

В дальнейшем будет показано, что к. п. д. анодной цепи можно существенно повысить, переведя мощную усилительную лампу на прерывистый режим работы. Это одно из наиболее важных преимуществ применения прерывистого режима работы.

Рассмотрим простейший усилитель мощности класса А (см. рис. 11.1). При анализе используем следующие обозначения:

i_b — мгновенное значение анодного тока, равное $I_b + I_p \sin \omega t$;

I_b — анодный ток покоя (т. е. анодный ток при отсутствии напряжения возбуждения на сетке лампы);

I_p — амплитуда переменной составляющей анодного тока;

$e_b + E_p \sin \omega t$; — мгновенное значение напряжения на аноде, равное

E_b — напряжение на аноде лампы при отсутствии напряжения возбуждения на сетке лампы;

E_p — амплитуда переменной составляющей напряжения на аноде;

E_{bb} — напряжение источника анодного питания;

R_L — сопротивление нагрузки.

Мощность выходного сигнала, выделяемая на нагрузке, рассеивается на сопротивлении нагрузки R_L . Следовательно,

$$P_{ac} = \frac{1}{2} I_p^2 R_L = \frac{1}{2} \cdot \frac{E_p^2}{R_L} = \frac{1}{2} E_p I_p. \quad (11.19)$$

Мощность, подводимая в анодную цепь от источника анодного питания, равна

$$P_{dc} = E_{bb} I_b. \quad (11.20)$$

Эта мощность превращается в мощность переменного и постоянного тока, выделяемую на нагрузке и рассеиваемую (в виде тепла) на аноде лампы:

$$P_{dc} = P_{ac} + P_L + P_p.$$

где P_{ac} — мощность выходного сигнала, рассеиваемая на сопротивлении нагрузки R_L ;

P_L — мощность постоянного тока, рассеиваемая на R_L ;

P_p — мощность, теряемая в лампе (рассеиваемая на аноде).

Следовательно, выражение для к. п. д. анодной цепи можно привести к виду

$$\eta_p = \frac{P_{ac}}{P_{ac} + P_L + P_p}. \quad (11.21)$$

Отсюда со всей очевидностью следует, что к. п. д. анодной цепи никогда не может составлять 100%, так как в формулу входят два члена: P_L — мощность постоянного тока, выделяемая в виде тепла на сопротивлении R_L , и P_p — мощность, рассеиваемая на аноде лампы. Уменьшение любой из этих двух величин позволит повысить к. п. д. анодной цепи.

К. п. д. анодной цепи легко вычислить, если в уравнение 11.18 подставить уравнения 11.19 и 11.20. Получится следующая формула:

$$\eta_p = \frac{1}{2} \frac{I_p^2 R_L}{E_{bb} I_b} = 50 \frac{I_p^2 R_L}{E_{bb} I_b} \%. \quad (11.22)$$

Характеристика передачи триода показана на рис. 11.20. Предельно возможный случай работы в режиме класса А соответствует колебаниям анодного тока от 0 до $2I_b$. На рис. 11.21 этот же случай показан применительно к идеализированным статическим анодным характеристикам. Если Q -точка находится посередине между 0 и $2I_b$, то амплитуда переменной составляющей анодного тока должна быть точно равна I_b . Следовательно, $I_p = I_b$ и формула для к. п. д. анодной цепи принимает вид

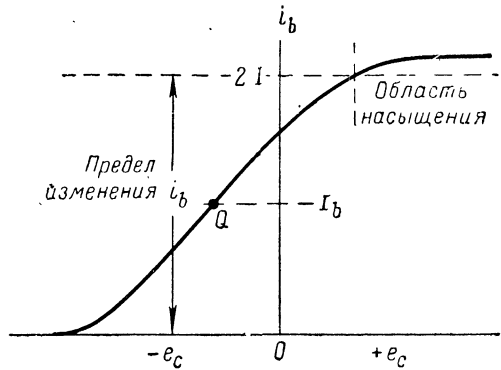


Рис. 11.20. Характеристика передачи триода, показывающая границы рабочей области

$$\eta_p = 50 \frac{I_b R_L}{E_{bb}} \% \quad (11.23)$$

При отсутствии напряжения возбуждения (напряжения сигнала) на сетке лампы

$$E_{bb} = E_b + I_b R_L$$

или

$$I_b R_L = E_{bb} - E_b \quad (11.24)$$

Подставив это уравнение в формулу 11.23 для к. п. д. анодного тока, получим

$$\eta_p = 50 \left(1 - \frac{E_b}{E_{bb}} \right) \% \quad (11.25)$$

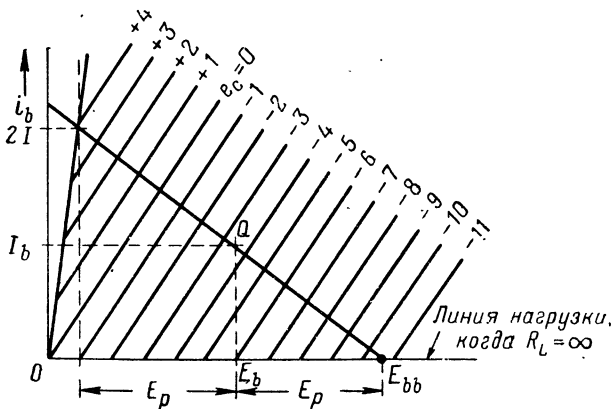


Рис. 11.21. Соотношения между параметрами усилителя мощности, собранного на идеализированном триоде

Чтобы найти теоретически максимальный возможный к. п. д. анодной цепи, необходимо определить условия, при которых отдаваемая в нагрузку мощность сигнала будет максимальной. Мощность выходного сигнала, как известно, равна $P_{ac} = \frac{1}{2} I_p^2 R_L$. Определим максимум этой функции, считая переменной величиной сопротивление нагрузки R_L . Этот максимум будет при $I_p^2 = 0$. Отсюда следует, что выходная мощность будет максимальной в том случае, когда переменная составляющая анодного тока равна нулю, т. е. когда сопротивление нагрузки равно бесконечности и линия нагрузки занимает горизонтальное положение. При этом линия нагрузки совпадает с горизонтальной координатной осью (рис. 11.21), благодаря чему выполняется условие $E_p = E_b = \frac{1}{2} E_{bb}$. Воспользовавшись этим соотношением и формулой 11.25, находим, что теоретическое максимальное значение к. п. д. анодной цепи составляет 25 %.

Такое значение к. п. д. нельзя, конечно, считать высоким. Однако и эта величина чисто теоретическая, получаемая лишь тогда, когда сопротивление нагрузки равно бесконечности. Практически к. п. д. анодной цепи усилителей мощности не превышает 10—12 %.

Величинами, снижающими теоретическое максимальное значение к. п. д. до 25 %, являются мощность постоянного тока, теряемая в нагрузке, и мощность, рассеиваемая на аноде лампы. В следующем разделе будет показано, что теоретический к. п. д. анодной цепи можно повысить до 50 %, если устранить потери мощности постоянного тока в нагрузке.

11.9. СХЕМЫ ПИТАНИЯ, ЛИНИИ НАГРУЗКИ ПОСТОЯННОГО И ПЕРЕМЕННОГО ТОКОВ

Две схемы усилителей, позволяющие устранить потери мощности постоянного тока на сопротивлении R_L , показаны на рис. 11.22. Первая из них называется схемой с параллельным питанием, так как мощность от источника анодного напряжения подводится к аноду лампы по цепи, параллельной цепи нагрузки. Таким образом, в этой схеме постоянный ток подводится к лампе через катушку дросселя L с небольшим омическим сопротивлением. От цепи нагрузки эта цепь отделена по постоянному току разделительным конденсатором C_b , в связи с чем постоянный ток через сопротивление нагрузки не течет. Поэтому потери в цепи питания обуславливаются только небольшим омическим сопротивлением катушки дросселя. Дроссель предотвращает потери мощности основной переменной составляющей анодного тока на внутреннем сопротивлении источника питания и исключает короткое замыкание анодной цепи на землю на частоте усиливаемого сигнала. Полное сопротивление дросселя должно быть высоким на всех полезных усиливаемых частотах, чтобы ток сигнала, протекающий через

этот дроссель, был незначительным. Тогда практически можно будет считать, что весь ток сигнала протекает через сопротивление нагрузки R_L . Термин «схема с параллельным питанием» применяется для отличия таких схем от схем с последовательным питанием. Простейшая схема усилителя с последовательным питанием приведена на рис. 11.1.

Применение трансформаторной связи (рис. 11.22) дает те же результаты, что и применение схемы с параллельным питанием. При трансформаторной связи в отсутствие напряжения возбуждения на сетке лампы между анодом лампы и источником питания оказывается включенным сопротивление, равное омическому сопротивлению первичной обмотки трансформатора. В правильно сконструированном трансформаторе это сопротивление очень невелико и потери мощности постоянного тока незначительны. При подаче напряжения возбуждения на сетку лампы нагрузка оказывается индуктивно связанной с лампой.

Усилитель с параллельным питанием применяется в тех случаях, когда сопротивление нагрузки достаточно велико, а усилитель с трансформаторной связью — когда сопротивление нагрузки невелико по сравнению с внутренним сопротивлением лампы.

При отсутствии потерь мощности постоянного тока в сопротивлении нагрузки к. п. д. анодной цепи

$$\eta_p = \frac{P_{ac}}{P_{dc}} = \frac{P_{ac}}{P_{ac} + P_p}. \quad (11.26)$$

Когда напряжения возбуждения на сетке лампы нет, полное сопротивление анодной цепи равно нулю. Следовательно, линия нагрузки постоянного тока, или нулевого напряжения возбуждения, будет почти вертикальной (рис. 11.23). Точку выбирают на этой линии нагрузки. Полное сопротивление дросселя на частоте усиливаемого сигнала настолько велико, что когда на сетку лампы по-

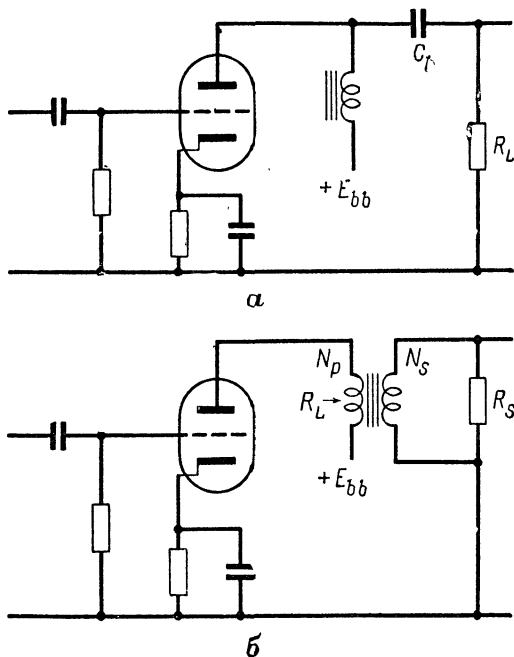


Рис. 11.22. Схемы питания усилителей, применение которых уменьшает потери мощности постоянного тока в цепи нагрузки:
 а — схема с параллельным питанием; б — схема с трансформаторной связью

ступает напряжение возбуждения, цепь дросселя практически размыкается, а разделительный конденсатор превращается, в сущности, в короткозамкнутый отрезок цепи. Таким образом, общее полное сопротивление анодной цепи равняется в этом случае со-

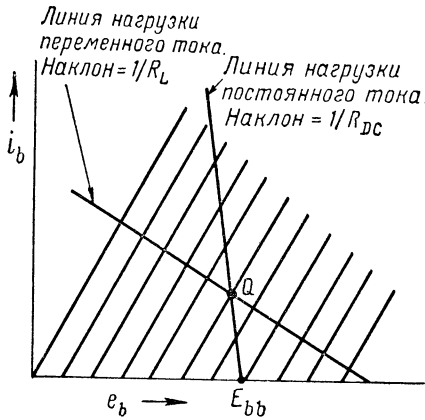


Рис. 11.23. Линии нагрузки переменного и постоянного токов при схемах с параллельным питанием или трансформаторной связью

противлению нагрузки R_L . Следовательно, новую линию нагрузки, называемую линией нагрузки переменного тока, нужно провести через Q -точку так, чтобы ее наклон составлял $1/R_L$. Такая линия показана на рис. 11.23.

К. п. д. анодной цепи определяется выражением 11.26. Если пренебречь напряжением смещения на катодах ламп любого из двух показанных на рис. 11.22 усилителей, то напряжение на анодах ламп будет равно напряжению источников анодного питания, т. е. $E_b = E_{bb}$. Отсюда следует, что мощность постоянного тока, потребляемая от источника анодного питания,

$$P_{ac} = E_{bb} I_b = E_b I_b. \quad (11.27)$$

Мощность выходного сигнала на сопротивлении нагрузки

$$P_{ac} = \frac{1}{2} E_p I_p. \quad (11.28)$$

Таким образом, к. п. д. анодной цепи

$$\eta_p = 50 \frac{E_p I_p}{E_b I_b} \%. \quad (11.29)$$

Если характеристику лампы можно представить параллельными прямыми, расположенными на одинаковых расстояниях, то анодный ток лампы можно будет изменять от нуля до максимального значения, равного $2I$. Когда Q -точка находится посередине между этими двумя предельными значениями, $I_b = I_p = I$. При этом к. п. д. анодной цепи

$$\eta_p = 50 \frac{E_p}{E_b} \%. \quad (11.30)$$

Предположим теперь, что сопротивление нагрузки бесконечно велико. В этом чисто теоретическом случае линия нагрузки переменного тока горизонтальна и проходит через Q -точку. Максимальное значение переменной составляющей напряжения на аноде будет равно при этом E_{bb} , так как при превышении E_{bb} напряжение на аноде станет отрицательным. Значит, если $E_p = E_b = E_{bb}$, то из

формулы 11.30 следует, что теоретический максимальный к. п. д. анодной цепи усилителя с параллельным питанием или трансформаторной связью составляет 50%. Таким образом, применение в усилителях мощности схемы с параллельным питанием или трансформаторной связью позволяет существенно повысить к. п. д. анодной цепи (как мы уже знаем, теоретический максимальный к. п. д. анодной цепи усилителя с последовательным питанием не превышает 25%).

Однако следует заметить, что хотя теоретический максимальный к. п. д. и составляет 50%, практические его значения лежат около 25%.

11.10. МОЩНОСТЬ, РАССЕИВАЕМАЯ НА АНОДЕ ЛАМПЫ

Коэффициент полезного действия анодной цепи усилителя с параллельным питанием или трансформаторной связью можно найти из выражения

$$\eta_p = \frac{P_{ac}}{P_{ac} + P_p} \cdot \quad (11.31)$$

Решим уравнение 11.31 относительно мощности выходного сигнала:

$$P_{ac} = P_p \frac{\eta_p}{1 - \eta_p} \cdot \quad (11.32)$$

Из этого соотношения следует, что мощность выходного сигнала линейно зависит от мощности, рассеиваемой на аноде лампы. При постоянном к. п. д. анодной цепи η_p для получения максимальной возможной выходной мощности стремятся работать при максимальной допустимой рассеиваемой на аноде мощности. Действительно, предельная выходная мощность лампы определяется мощностью, которая может быть рассеяна на аноде.

Мощность, рассеиваемая на аноде, выделяется в лампе. Это приводит к неизбежным потерям мощности, вызываемым передачей быстролетающими электронами своей кинетической энергии частицами материала анода, о которые они ударяются. Для нормальной работы лампы источник питания должен сообщать электронам такую энергию, которая позволяла бы им пересечь межэлектродное пространство. Кинетическая энергия электронов, попадающих на анод, поглощается анодом. Это приводит к повышению температуры анода до значения, определяемого скоростями передачи энергии электронами и отбора ее с анода. В небольших лампах тепло с анода может отбираться исключительно за счет лучеиспускания. Аноды больших ламп могут охлаждаться за счет лучеиспускания и принудительной циркуляции воды или воздуха.

При увеличении мощности, рассеиваемой на аноде, температура анода возрастает. В конце концов она становится настолько высокой, что газ, содержащийся в металле анода (главным образом

водород, окись углерода, азот и двуокись углерода), выделяется в межэлектродное пространство. Атомы газа ионизируются быстро-летящими электронами, и лампа переходит в состояние высокой проводимости благодаря образованию газового разряда. Поэтому для каждого типа ламп обычно устанавливают допустимую рассеиваемую на аноде мощность, при которой температура анода не превышает критической. В соответствии с уравнением 11.32 эта мощность автоматически определяет максимальную допустимую мощность выходного сигнала.

Решим уравнение 11.31 относительно мощности, рассеиваемой на аноде:

$$P_p = P_{ac} \left(\frac{1}{\eta_p} - 1 \right). \quad (11.33)$$

Требуемая мощность выходного сигнала обычно определяется заданием на проектирование усилителя. К. п. д. анодной цепи η_p задается, исходя из различных соображений. По формуле 11.33 вычисляется мощность, которая должна рассеиваться на аноде лампы. Затем в соответствии с этой мощностью выбирается тип лампы для проектируемого усилителя.

11.11. ПАРАЛЛЕЛЬНОЕ СОЕДИНЕНИЕ УСИЛИТЕЛЕЙ МОЩНОСТИ

Исследуем явления, которые могут возникнуть при различных соединениях элементарных усилителей и образовании из них многоламповых усилителей мощности.

Наиболее простая схема соединения ламп — их параллельное соединение (рис. 11.24).

Используя разложение в ряд анодного тока, можно написать, что ток через каждую лампу равен

$$i_b = A_0 + A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t + A_3 \cos 3\omega t + \dots \quad (11.34)$$

В идеальных лампах анодные токи будут одинаковыми и общий ток будет составлять

$$i_T = 2(A_0 + A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t + A_3 \cos 3\omega t + \dots), \quad (11.35)$$

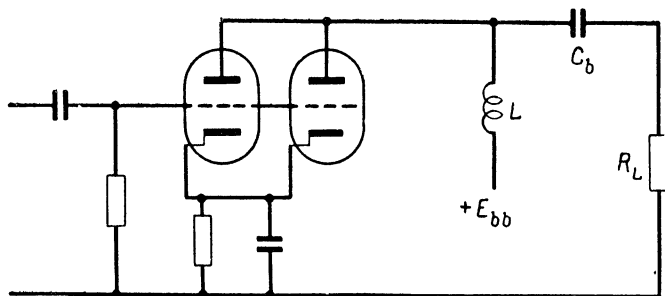


Рис. 11.24. Параллельное соединение усилителей с параллельной схемой питания

т. е. он будет равен удвоенной величине тока, протекающего через одну лампу. Основная переменная составляющая, все гармоники и постоянная составляющая тока тоже удвоятся. Конечно, при параллельном включении двух ламп результирующая нагрузка будет равна половине сопротивления нагрузки одной из них. Следовательно, когда два одинаковых усилительных каскада соединены параллельно, мощность, отдаваемая в нагрузку, удваивается. Процентное содержание гармоник остается без изменения. Таким образом, основное достоинство параллельного включения усилительных каскадов заключается в увеличении мощности выходного сигнала.

Такого же увеличения можно добиться, применив одну лампу с большей допустимой мощностью рассеяния на аноде. Однако в ряде случаев бывает экономически более выгодно применить две небольшие лампы вместо одной большой. Кроме того, параллельное соединение усилителей обычно более надежно: при нем схема будет работать даже в случае выхода из строя одной из ламп. Окончательный вывод о том, что лучше применять — две или больше параллельно работающих ламп или одну лампу с большой мощностью рассеяния на аноде, можно сделать, зная лишь конкретное назначение проектируемого усилителя.

11.12. ДВУХТАКТНЫЕ (ПУШПУЛЬНЫЕ) УСИЛИТЕЛИ

При параллельном соединении ламповых усилителей мощности сеточные напряжения обеих ламп одинаковы. Благодаря совпадению по фазе этих напряжений анодные токи ламп также совпадают по фазе.

Возможно и другое соединение двух усилительных ламп, при котором напряжения возбуждения на сетках этих ламп зеркально отображают одно другое (т. е. противоположны по фазе, когда эти напряжения синусоидальные). Такие усилители получили название двухтактных, или пушпульных, усилителей. Типичная схема двухтактного усилителя с трансформаторной связью показана на рис. 11.25. Единственное различие между этой схемой и схемой па-

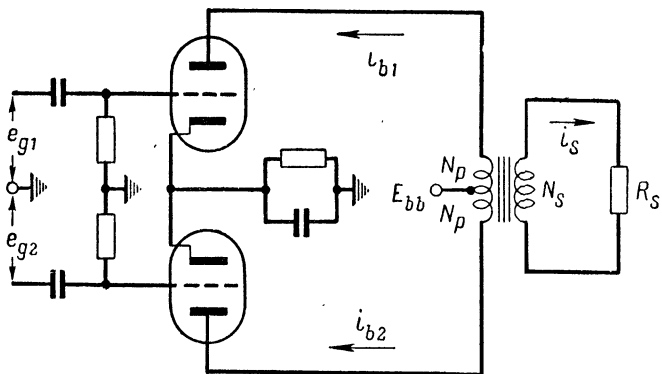


Рис. 11.25 Двухтактное соединение усилителей с трансформаторной связью

параллельного включения двух усилителей с трансформаторной связью заключается в том, что в этой схеме напряжения на сетках ламп не совпадают по фазе, а трансформатор имеет вывод от средней точки обмотки.

В общем случае анодный ток первой лампы

$$i_{b1} = A_0 + A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t + A_3 \cos 3\omega t + \dots \quad (11.36)$$

Если лампы одинаковы, а напряжение на их сетках отличается по фазе на 180° , анодный ток второй лампы можно описать тем же рядом, если ωt заменить на $\omega t + \pi$. Следовательно,

$$i_{b2} = A_0 + A_1 \cos (\omega t + \pi) + A_2 \cos 2(\omega t + \pi) + A_3 \cos 3(\omega t + \pi) + \dots$$

или в более простом виде

$$i_{b2} = A_0 - A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t - A_3 \cos 3\omega t + \dots \quad (11.37)$$

Сравнивая между собой соответствующие члены двух рядов, можно заметить, что основная переменная составляющая и нечетные гармоники анодного тока второй лампы находятся в противофазе с соответствующими составляющими анодного тока первой лампы, а их четные гармоники совпадают по фазе.

Рассмотрим теперь магнитную цепь трансформатора. Если потоком рассеяния пренебречь, то ампер-витки первичной обмотки будут равны ампер-виткам вторичной обмотки. Магнитодвижущая сила первичной обмотки содержит две составляющие, образуемые токами i_{b1} и i_{b2} . Эти токи текут через первичную обмотку трансформатора в противоположных направлениях, создавая магнитодвижущие силы противоположных направлений; следовательно,

$$N_s i_s = N_p i_{b1} - N_p i_{b2}, \quad (11.38)$$

откуда ток вторичной обмотки

$$i_s = \frac{N_p}{N_s} (i_{b1} - i_{b2}). \quad (11.39)$$

Таким образом, ток в нагрузке зависит от отношения витков обмоток трансформатора и разности двух анодных токов ламп. Подставляя в формулу 11.39 токи i_{b1} и i_{b2} , определяемые соотношениями 11.36 и 11.37, получим

$$i_s = 2 \cdot \frac{N_p}{N_s} (A_1 \cos \omega t + A_3 \cos 3\omega t + \dots). \quad (11.40)$$

Из этой формулы следует, что ток нагрузки содержит только основную переменную составляющую и нечетные гармоники; все четные гармоники в результате пушпульного соединения ламп в токе нагрузки исчезают. В этом основное преимущество двухтактных усилителей: в них одновременно с уничтожением четных гармоник, так же как и при параллельном соединении ламп усилителя, увеличивается мощность основной переменной составляющей тока нагрузки.

Нелинейные искажения в триодных усилителях, работающих в режиме класса А, создаются прежде всего второй гармоникой, поэтому они существенно уменьшаются при двухтактном соединении таких усилителей. В усилителях же мощности класса А, собранных на тетрадах и пентодах, нелинейные искажения обусловлены в значительной мере возникновением сильной третьей гармоники и поэтому почти не уменьшаются при двухтактном соединении усилителей. Амплитуду третьей гармоники в данном случае можно уменьшить, применив меньшее сопротивление нагрузки. Правда, при этом увеличится вторая гармоника, но она будет уничтожаться двухтактным соединением усилителей. Таким образом, описанным методом можно уменьшить и третью гармонику, однако это уменьшение не является в сущности свойством, присущим самим двухтактным усилителям.

Указание на полное уничтожение четных гармоник не следует понимать в буквальном смысле этого слова, так как такой случай встречается на практике очень редко. Степень уничтожения четных гармоник зависит от идентичности ламп, установленных в усилителе, а полная идентичность ламп возможна только теоретически. Характеристики реальных ламп изменяются в широких пределах, и одинаковые по параметрам лампы — явление чисто случайное. Таким образом, реальные схемы двухтактных усилителей, уменьшая нелинейные искажения, обуславливаемые четными гармониками, не могут их уничтожить полностью.

Общий ток ламп, протекающий через сопротивление смещения, установленное в цепи катода, представляет собой сумму двух анодных токов: $i_k = i_{b1} + i_{b2}$. Следовательно, напряжение на катодах ламп

$$e_k = i_k R_k = (i_{b1} + i_{b2}) R_k = 2(A_0 + A_2 \cos 2\omega t + A_4 \cos 4\omega t + \dots) R_k. \quad (11.41)$$

Таким образом, нечетные гармоники и основная переменная составляющая напряжения будут уничтожаться в катодном сопротивлении, и напряжение смещения катода будет содержать только постоянную составляющую и четные гармоники. Фаза четных гармонических составляющих напряжения смещения катода такова, что они создают отрицательную обратную связь, уменьшая тем самым нелинейные искажения даже при разбалансировке плеч двухтактного усилителя. Это, конечно, положительное свойство такой схемы, в связи с чем может показаться целесообразным не шунтировать катодное сопротивление конденсатором. Однако, если лампы не идентичны по своим параметрам, нечетные гармоники не будут полностью уничтожаться в сопротивлении R_k . К сожалению, фазы нечетных гармонических составляющих оказываются такими, что эти составляющие создают положительную обратную связь, увеличивая разбалансировку плеч усилителя и увеличивая нелинейные искажения, обуславливаемые нечетными гармониками. Поэтому почти всегда бывает целесообразно полностью шунтировать катод-

ное сопротивление. При этом напряжение смещения на катодах ламп будет составлять $e_k = 2A_0R_k$.

Основное преимущество двухтактного соединения усилителей заключается в уменьшении нелинейных искажений, вызываемых четными гармониками. Другое несомненное преимущество связано с тем, что магнитодвижущие силы, создаваемые постоянными составляющими анодных токов, взаимно уничтожаются в первичной обмотке трансформатора. Это уменьшает постоянное намагничивание сердечника почти до нуля и позволяет использовать в усилителях трансформаторы, размеры которых меньше, чем трансформаторов одноламповых усилителей.

11.13. ЛАМПОВЫЕ УСИЛИТЕЛИ МОЩНОСТИ. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решив, что в проектируемой аппаратуре должен применяться ламповый усилитель мощности класса А, и определив его выходную мощность и допустимые нелинейные искажения, конструктор приступает к выбору типа усилительной лампы. Пользуясь справочником по радиолампам, он постепенно отбирает лампы, имеющие требуемые выходную мощность и нелинейные искажения. При этом приходится учитывать и тип применяемого в проектируемой аппаратуре источника питания. Так, например, лампы 25L6 и 50L6 предназначаются для использования в небольших приборах с источниками питания постоянного или переменного тока. Лампы 3S4 и 3V4 применяются в портативных приборах с батарейным питанием напряжением 90 и 67,5 в.

Дальнейшее ограничение типов ламп осуществляется в соответствии с требованиями к напряжению накала. Например, если для накала ламп в проектируемой аппаратуре должны быть использованы батареи, то можно применить лампы экономичной трехвольтовой серии. В ряде случаев может оказаться более выгодным последовательно включить накалы нескольких ламп и питать их непосредственно от сети переменного тока с напряжением 110 в. При этом не требуется трансформатор накала.

Наконец, на выбор типа ламп может оказать влияние величина подводимого к сетке лампы напряжения возбуждения, а также стоимость лампы. Таким образом, даже при большом разнообразии типов выпускаемых усилительных радиоламп в большинстве случаев оказывается, что в проектируемой аппаратуре можно использовать только несколько типов ламп.

Отобрав несколько типов ламп, следует ознакомиться с рекомендациями заводами-изготовителями схемами и режимами их применения. Всегда, когда это возможно, целесообразно придерживаться рекомендаций завода-изготовителя. Это помогает выбрать оптимальные условия работы лампы, снижает стоимость проектируемой аппаратуры и облегчает расчет усилителя.

В большинстве практических случаев эквивалентная схема анодной цепи ламповых усилителей мощности, работающих в режиме класса А, имеет вид, приведенный на рис. 11.12. Раньше мы

ознакомились с этой схемой только в общих чертах. Теперь можем сказать, что буквы около каждого генератора тока эквивалентной схемы обозначают следующие величины:

A_0 — постоянную составляющую тока, вызывающую динамическое смещение Q -точки;

A_1 — амплитуду полезной составляющей тока (т. е. основной переменной составляющей);

A_2 — амплитуду второй гармоники;

A_3 — амплитуду третьей гармоники.

Эти амплитуды могут быть вычислены по формулам, приведенным в разделе 11.4.

Выходная мощность основной переменной составляющей

$$P_{L1} = A_1^2 \left(\frac{r_p}{r_p + R_L} \right)^2 \cdot \frac{R_L}{2}. \quad (11.42)$$

Подобным же образом можно показать, что мощность, выделяемая на нагрузке второй гармонической составляющей, равна

$$P_{L2} = A_2^2 \left(\frac{r_p}{r_p + R_L} \right)^2 \cdot \frac{R_L}{2}. \quad (11.43)$$

Аналогичные формулы можно получить для каждого генератора эквивалентной схемы. Подставив в эти формулы выражения для амплитуд гармоник, выведенные нами в разделе 11.4, получим

$$P_{L1} = \frac{R_L}{18} [(\Delta I_m^+ + \Delta I_m^-) + (\Delta I^+ + \Delta I^-)]^2 \left(\frac{r_p}{r_p + R_L} \right)^2;$$

$$P_{L2} = \frac{R_L}{32} (\Delta I_m^+ - \Delta I_m^-)^2 \left(\frac{r_p}{r_p + R_L} \right)^2$$

и т. д. для каждой составляющей анодного тока.

11.14. КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ ПО МОЩНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

Эквивалентная схема для различных типов полупроводниковых усилителей с чисто активной нагрузкой была рассмотрена в главе 8. Схема на рис. 11.26 соответствует работе усилителя на

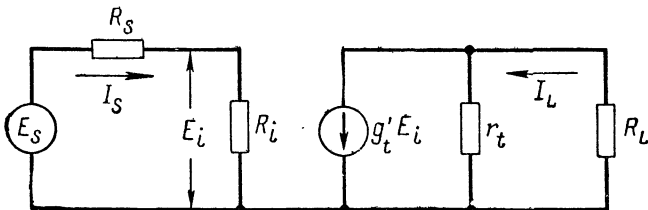


Рис. 11.26. Эквивалентная схема простого линейного полупроводникового усилителя мощности, работающего в режиме класса А

средней частоте полосы пропусканий, поэтому емкостные элементы на ней не показаны. Схема может использоваться для анализа работы любого из трех основных типов усилителей; для этого необходимо лишь применить соответствующие значения R_i и g_i' , выведенные в главе 8.

Хотя проблемы, связанные с нелинейностью характеристики передачи полупроводниковых приборов, сложнее, чем проблемы, возникающие при использовании радиоламп, исследовать эти характеристики можно, вообще говоря, теми же методами. Реальные характеристики полупроводниковых приборов как усилителей мощности, а также свойственные им нелинейные искажения не были хорошо изучены в период написания книги. Отсутствуют и приемлемые эквивалентные схемы. Однако, как только будут изучены характеристики полупроводниковых приборов и разработаны эквивалентные схемы для определения нелинейных искажений, возникающих в полупроводниковых усилителях при больших напряжениях возбуждения, можно будет применить методы, рассмотренные в этой главе.

Коэффициент усиления по мощности для различных полупроводниковых усилителей можно определить по формулам главы 8.

11.15. ДВУХТАКТНЫЕ УСИЛИТЕЛИ МОЩНОСТИ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ

Два одинаковых полупроводниковых усилителя можно преобразовать в двухтактный усилитель в сущности тем же способом, что и ламповые усилители. При этом на входе усилителя необходимо применить фазоопрокидывающую цепь, а на выходе — трансформаторную связь с нагрузкой. По принципу работы такой усилитель почти одинаков с ламповыми двухтактными усилителями.

Наиболее простые и самые оригинальные схемы усилителей получаются при комбинировании полупроводниковых триодов типа $n-p-n$ и $p-n-p$. При этом отпадает необходимость в специальных фазоопрокидывающих цепях, а нагрузку можно присоединить к триодам без выходного трансформатора. На рис. 11.27 показано действительное направление тока в полупроводниковом триоде (см. главу 8). Обратите внимание, что через сопротивление нагрузки токи проходят в противоположных направлениях.

Хотя на вход усилителей подается одно и то же напряжение возбуждения, создаваемые при этом токи коллекторов имеют противоположные направления, поскольку в одном плече стоит полупроводниковый триод n -типа, а в другом — p -типа. Таким образом, токи коллекторов могут быть представлены выражениями

$$\begin{aligned} i_{c1} &= A_0 + A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t + A_3 \cos 3\omega t + \dots, \\ i_{c2} &= A_0 - A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t - A_3 \cos 3\omega t + \dots \end{aligned}$$

Следовательно, ток нагрузки

$$i_L = i_{c1} - i_{c2} = 2(A_1 \cos \omega t + A_3 \cos 3\omega t + \dots).$$

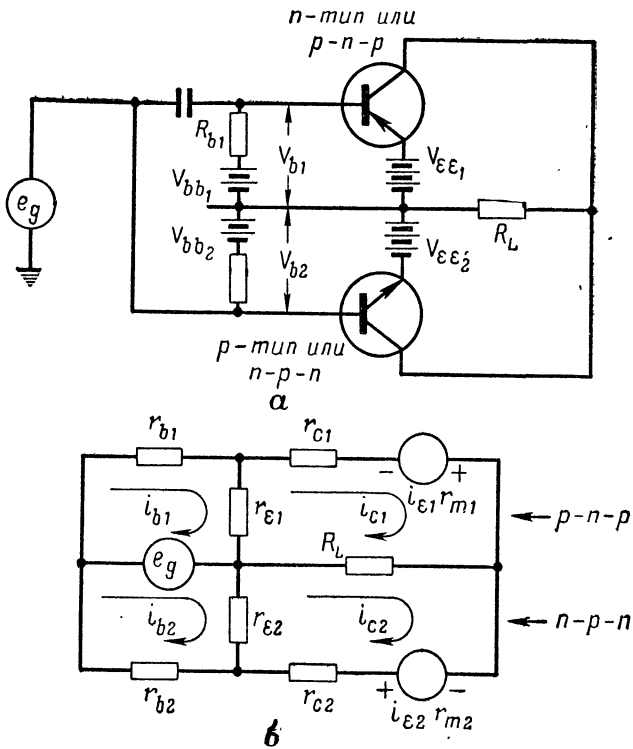


Рис. 11.27. Двухтактный полупроводниковый усилитель по схеме с заземленным эмиттером:

a — принципиальная схема; *б* — эквивалентная схема для режима класса А (показаны действительные направления токов, $i_e = i_c - i_b$)

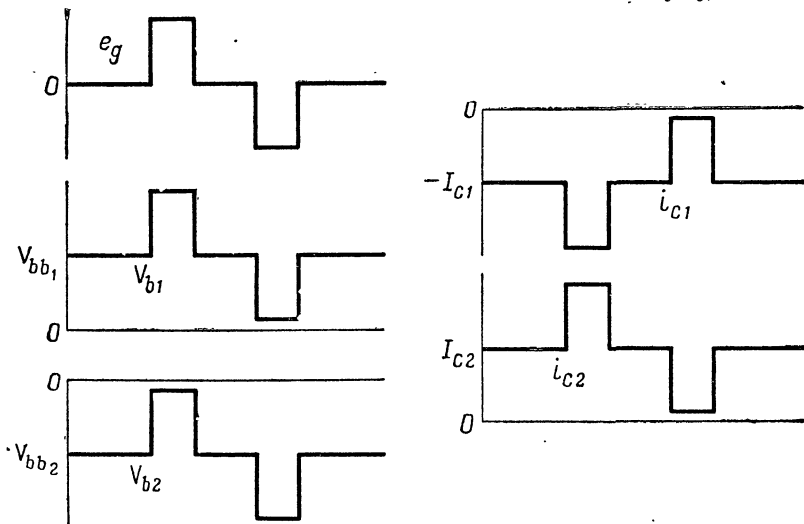


Рис. 11.28. Кривые токов и напряжений в двухтактном полупроводниковом усилителе

Значит, усилитель работает по двухтактной схеме.

Фазоопрокидывающая цепь и выходной трансформатор отсутствуют в этой схеме вследствие применения в одном плече триода типа n , а в другом — типа p , в связи с чем сигналы на выходе этих триодов имеют противоположные фазы (рис. 11.28).

11.16. АМПЛИТУДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПРИ ПОМОЩИ ЛАМПЫ С КВАДРАТИЧНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ ПЕРЕДАЧИ

Модуляция и общие принципы расчета модуляторных устройств мы будем рассматривать подробно на протяжении почти всей главы 13. Однако один из методов модуляции основан на использовании нелинейности характеристики передачи радиоламп. Поскольку явления, связанные с нелинейностью характеристик, мы рассматриваем в этой главе, целесообразно посвятить этому методу модуляции несколько строк здесь.

В главе 13 будет показано, что амплитудно-модулированные колебания могут быть представлены выражением

$$i = I_c \cos \omega_c t + \frac{m_a I_c}{2} [\cos (\omega_c + \omega_m) t + \cos (\omega_c - \omega_m) t],$$

где коэффициент m_a , называемый коэффициентом модуляции, равен

$$m_a = I_m / I_c.$$

Рассмотрим теперь, как получить волну тока такой формы при помощи нелинейной характеристики передачи лампы. Когда сигналы двух различных частот поступают на нелинейное сопротивление, имеющее почти квадратичную характеристику, результирующий ток, как это было показано в разделе 11.5, равен

$$i = B_0 + B_1 \cos \omega_1 t + B_2 \cos \omega_2 t + B_3 \cos 2\omega_1 t + B_4 \cos 2\omega_2 t + B_d \cos (\omega_1 - \omega_2) t + B_s \cos (\omega_1 + \omega_2) t.$$

Обозначим входящие в это выражение величины следующим образом:

$$\omega_1 = \omega_c; B_1 = I_c; B_d = B_s = \frac{m_a I_c}{2};$$

$$\omega_2 = \omega_m; B_2 = I_m.$$

Тогда предыдущее выражение примет вид

$$i = I_c \cos \omega_c t + \frac{m_a I_c}{2} [\cos (\omega_c - \omega_m) t + \cos (\omega_c + \omega_m) t] + B_0 + I_m \cos \omega_m t + B_3 \cos 2\omega_c t + B_4 \cos 2\omega_m t.$$

Совершенно очевидно, что выражение, стоящее в квадратных скобках, полностью идентично выражению для амплитудно-моду-

лированных колебаний. Следовательно, нелинейные элементы, такие как диоды, триоды или пентоды, имеющие почти квадратичную характеристику, можно использовать для амплитудной модуляции. Правда, при этом создается и ряд дополнительных составляющих, но их нежелательное действие на схему можно устранить.

Ламповый модулятор с квадратичной характеристикой передачи называют часто модулятором Ван-дер-Бийля (рис. 11.29). Цепь нагрузки этого модулятора настраивается обычно так, что выходной сигнал содержит фактически только три составляющие, необходимые для получения модулированной волны: составляющую несущей частоты и составляющие суммарной и разностной частот.

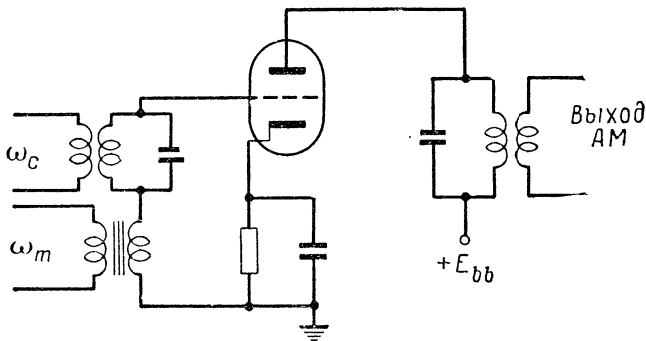


Рис. 11.29. Модулятор Ван-дер-Бийля

Кроме специальных случаев, метод модуляции, основанный на использовании кривизны характеристик передачи ламп, на практике не применяется. Это обусловлено главным образом тем, что форма характеристики передачи, а следовательно, и ее нелинейность изменяются в процессе работы лампы и при изменении окружающих условий. Параметры модулятора могут изменяться также из-за замены ламп, так как характеристики отдельных ламп иногда существенно различаются.

Значит, параметры таких модуляторов нельзя считать постоянными. Поэтому наиболее распространены методы модуляции, основанные на работе ламп в прерывистом режиме.

11.17. КВАДРАТИЧНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Детектированием, или демодуляцией, называется процесс, противоположный процессу модуляции: при детектировании из модулированной волны выделяется сигнал, несущий информацию. Схема, осуществляющая детектирование, называется детектором.

В разделе 11.4 было показано, что при подаче синусоидального сигнала на вход нелинейного элемента схемы ток в нагрузке

$$i = A_0 + A_1 \cos \omega_c t + A_2 \cos 2\omega_c t + A_3 \cos 3\omega_c t + \dots$$

Между величиной постоянной составляющей тока A_0 и амплитудой входного сигнала существует почти прямо пропорциональная зависимость. Следовательно, если амплитуда входного сигнала изменяется со скоростью, небольшой по сравнению с ω_c , то и A_0 будет изменяться по тому же закону. При амплитудной модуляции амплитуда сигнала на входе нелинейного элемента схемы изменяется по закону

$$I_c (1 + m_a \cos \omega_m t).$$

Постоянная составляющая результирующего тока тоже является функцией времени и изменяется аналогичным образом. Поэтому нелинейное сопротивление можно использовать для демодуляции амплитудно-модулированной волны, так как A_0 изменяется с частотой модуляции ω_m .

Амплитудно-модулированная волна содержит три составляющие с частотами, равными несущей частоте ω_c , сумме двух частот $\omega_c + \omega_m$ и их разности $\omega_c - \omega_m$. Эти частоты поступают на вход детектора. Ток, протекающий через детектор, будет содержать следующие составляющие:

1. Основные частоты

$$\omega_c; \omega_c + \omega_m; \omega_c - \omega_m.$$

2. Вторые гармоники этих частот

$$2\omega_c; 2(\omega_c + \omega_m); 2(\omega_c - \omega_m).$$

3. Суммарные и разностные частоты

$$2\omega_c; 2\omega_m; \omega_m; 2\omega_c + \omega_m; 2\omega_c - \omega_m.$$

Нас будет интересовать только составляющая, изменяющаяся с частотой ω_m , поскольку она представляет собой сигнал, содержащий информацию. Все остальные составляющие можно при необходимости отфильтровать. Исключение составляет только вторая гармоника $2\omega_m$ модулирующего сигнала. В литературе [16] показано, что в связи с нелинейными искажениями относительная амплитуда второй гармоники при активной нагрузке детектора составляет $m_a/4$. Если $m_a = 1$, то вторая гармоника будет составлять 25% выходного сигнала детектора. Для большинства случаев такую величину следует считать слишком высокой; отчасти из-за этого квадратичный детектор описанного типа не нашел широкого применения.

11.18. ПРИМЕНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ РЕГУЛИРОВКИ УСИЛЕНИЯ

Лампы, обладающие широким диапазоном изменения крутизны g_m , называются лампами с переменным коэффициентом усиления («варимю»), лампами с удаленной отсечкой или сверхрегулирующими лампами (рис. 11.30).

Пентоды с удаленной отсечкой широко применяются в полосовых усилителях супергетеродинных радиоприемников. При этом они включаются обычно по схеме с заземленным катодом. Лампы с удаленной отсечкой позволяют существенно упростить аппаратуру,

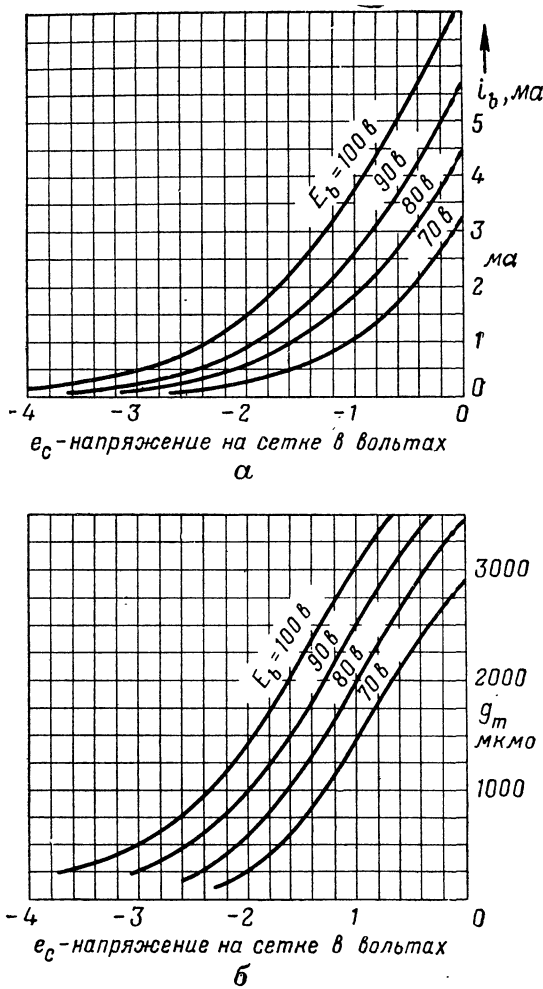


Рис. 11.30. Характеристики ламп с удаленной отсечкой:

a — статические характеристики передачи; *б* — изменение g_m при изменении напряжения на сетке

так как коэффициент усиления каскада $A = -g_m Z_m$ можно изменять в этом случае простым изменением смещения ламп. Однако такой метод регулировки усиления не давал бы заметных преимуществ, если бы он осуществлялся вручную; основное его достоин-

ство заключается в возможности автоматической регулировки усиления.

Автоматическая регулировка усиления (АРУ) достигается применением детектора, который создает напряжение, пропорциональное амплитуде сигнала, усиливаемого лампой с переменным коэффициентом усиления. Напряжение с выхода детектора используется затем как напряжение смещения этой лампы. Усиление каскада изменяется при этом обратно пропорционально силе сигнала. Это позволяет поддерживать амплитуду выходного сигнала усилителя почти постоянной независимо от изменения амплитуды входного сигнала или ухудшения параметров лампы.

Описанный метод регулировки применяется и в звукозаписывающей аппаратуре. В этом случае он называется методом автоматического расширения и сжатия диапазона громкости. Схема, работающая по этому принципу, используется для изменения и восстановления действительного динамического диапазона записываемого звукового сигнала.

Лампы с переменным коэффициентом усиления применяются также в модуляторах с реактивной лампой, которые используются иногда в передатчиках с частотной модуляцией (см. главы 13 и 15). Схема такого типа имеет входное реактивное сопротивление, пропорциональное крутизне g_m лампы. Изменяя крутизну g_m , можно изменять эффективное входное реактивное сопротивление цепи, являющейся составной частью колебательного контура. В связи с этим генерируемая частота будет меняться пропорционально изменению g_m лампы. Подавая сигнал, содержащий информацию (модулирующий сигнал), на сетку лампы и изменяя тем самым ее смещение, можно изменять крутизну g_m и модулировать генерируемые колебания по частоте.

ЗАДАЧИ

11.1. Используя справочные данные об анодных характеристиках лампы 6F6 (для триодного включения), определите мощность основной переменной составляющей выходного сигнала и процентное содержание второй и третьей гармоник при следующих величинах сопротивления нагрузки: 2000, 3000, 4000, 5000, 6000, 7000, 8000 и 9000 *ом*. Найдите положение *Q*-точки при $E_b = 275$ в и $E_{cc} = -20$ в. Амплитуда напряжения возбуждения равна 20 в. Динамическое смещение *Q*-точки при расчетах не учитывайте.

11.2. Проектируется однокаскадный усилитель мощности для небольшого радиоприемника с питанием от источника переменного и постоянного токов. Выходная мощность должна составлять не менее 1,2 вт при коэффициенте нелинейных искажений, не превышающем 10%. Нити накала всех ламп приемника включены последовательно для питания от сети с напряжением 115 в. Кроме лампы проектируемого каскада, в приемнике используются также следующие лампы: 12SA7 в качестве смесителя и местного гетеродина, 12SK7 в качестве усилителя промежуточной частоты (один каскад), 12SQ7 как детектор и усилитель звуковой частоты; выпрямитель собран на лампе 35Z4 — GT. Выберите лампу для усилителя мощности и объясните подробно ваш выбор.

11.3. Из условия задачи 11.2 следует, что токи накала всех ламп должны быть одинаковыми. Имея в виду, что напряжение накала ламп двенадцативольтовой серии составляет 12,6 в, вычислите сопротивление и мощность гасящего сопротивления, которое необходимо включить последовательно в цепь накала ламп.

11.4. Используя условия задачи 11.2, определите коэффициент усиления по напряжению усилителя звуковой частоты, при котором выходной сигнал этого усилителя будет достаточным для такого возбуждения усилителя мощности, чтобы его выходная мощность составляла не менее 1,2 *вт* (при расчете исходите из условия, что выходной сигнал детекторной части лампы 12SQ7 равен 0,25 *в*). Определите требуемую величину сопротивления нагрузки усилителя напряжения, собранного на лампе 12SQ7, если $g_m = 1100$ *мкмо*, $r_p = 91\ 000$ *ом*, а сопротивление смещения в цепи сетки усилителя мощности составляет 500 000 *ом*.

11.5. Вычертите принципиальную схему усилителя мощности с трансформаторной связью между анодной цепью лампы и динамическим громкоговорителем. Полное сопротивление звуковой катушки динамика 3,2 *ом*. Определите необходимое соотношение витков обмоток трансформатора. Найдите минимальный возможный к. п. д. трансформатора, считая, что к звуковой обмотке динамика должен подводиться сигнал мощностью 1 *вт*.

11.6. Используя условия и решение задачи 11.1, вычертите кривые зависимости второй и третьей гармоник и выходной мощности от сопротивления нагрузки. Определите сопротивление нагрузки, при которой суммарный коэффициент нелинейных искажений составляет 5% или меньше. Определите, чему при этом равна выходная мощность.

11.7. Постройте динамическую характеристику передачи для лампы 6F6, используя при этом величину сопротивления нагрузки, найденную вами в задаче 11.6.

11.8. Сравните между собой схемы двухтактных усилителей с параллельным питанием и с трансформаторной связью. Чем выходные параметры схемы с параллельным питанием отличаются от параметров схемы с трансформаторной связью?

11.9. Начертите принципиальную схему и объясните работу двухтактного усилителя на полупроводниковых приборах, когда в одной схеме совместно используются каскады с заземленной базой и эмиттером. Какие предосторожности необходимо предпринять в этом случае?

Ч А С Т Ь III

РАБОТА В ПРЕРЫВИСТОМ РЕЖИМЕ

Г Л А В А 12

РАБОТА ЛАМПОВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ МОЩНОСТИ В ПРЕРЫВИСТОМ РЕЖИМЕ

Эта глава — первая из серии глав, в которых анализируется работа электронных устройств в прерывистом режиме. В ней рассматриваются основные режимы и параметры электронных ламп, работающих в прерывистом режиме в качестве усилителей мощности. Вначале анализ носит весьма приближенный характер, но и в этом случае он тесно связан с проектированием усилителей мощности.

Как и в остальных разделах книги, работа анализируется преимущественно аналитическим, а не графическим методом. Широко применяется разложение в ряд Фурье. В частности, этот метод используется при исследовании формы анодного тока, создаваемого при подаче на управляющую сетку лампы синусоидального сигнала с амплитудой, достаточной для срабатывания переключающего устройства в эквивалентной схеме.

Материал этой главы имеет прямое отношение к конструированию усилителей мощности звуковой частоты, а также резонансных усилителей, обладающих высоким к. п. д. и предназначенных для усиления немодулированных сигналов. Он вводит нас в главу 13, посвященную вопросам конструирования аналогичных усилителей, но предназначенных для усиления модулированных сигналов.

Теория работы усилителей на полупроводниковых приборах в прерывистом режиме в этой и последующих главах не рассматривается, так как в период написания книги она не была разработана достаточно полно.

12.1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Расчет усилителя начинается с выбора типа лампы. Это довольно сложная задача, требующая учета многих факторов.

Выбор лампы во многом определяет весь дальнейший расчет усилителя. Следует также иметь в виду, что при выборе формул и расчете нужно стремиться получить требуемые значения основных параметров. Так, например, при конструировании усилителя надо учитывать значение реальной выходной мощности усиливаемого

сигнала. Кроме того, при расчете усилителя, как и при расчете любых других устройств, в которых используются большие мощности, значительный интерес представляет теряемая мощность. Таким образом, одной из существенных характеристик усилителя мощности является эффективность преобразования подводимой мощности постоянного тока в мощность выходного сигнала. Этот параметр усилителя измеряется коэффициентом полезного действия анодной цепи:

$$\eta_p = \frac{\text{Мощность выходного сигнала}}{\text{Подводимая мощность постоянного тока}} = \frac{P_{ac}}{P_{dc}}.$$

Рассматриваемые в настоящей главе усилители мощности работают в прерывистом режиме. В связи с этим большой интерес представляет также время, в течение которого через лампу проходит анодный ток при синусоидальных сигналах возбуждения. Эта характеристика называется полным углом отсечки 2θ . Конструктор должен знать точные значения напряжения сеточного смещения и напряжения возбуждения, необходимые для получения нужного угла отсечки θ . В ряде случаев требуется также знать сеточный ток и мощность сигнала возбуждения, подводимого к сетке лампы.

Вследствие работы лампы в прерывистом режиме в переменную составляющую анодного тока вносятся сильные искажения даже при синусоидальном напряжении возбуждения. Поэтому выходной сигнал содержит много гармонических составляющих с различными амплитудами. Конструктор должен учитывать относительные величины и частоты этих составляющих.

Частота сигнала возбуждения, подводимого к сетке лампы, может изменяться в некоторых определенных пределах. Значит, необходимо принимать во внимание форму амплитудно-частотной характеристики усилителя. Этой характеристике из-за большого числа гармонических составляющих приходится уделять много внимания.

Мы указали только некоторые из характеристик, которые должны учитываться при конструировании усилителя. Заканчивая этот раздел, перечислим их еще раз:

1. Мощность выходного сигнала.
2. Наличие гармонических составляющих в выходном сигнале.
3. Угол отсечки лампы.
4. К. п. д. анодной цепи.
5. Сеточное смещение.
6. Напряжение и мощность сигнала возбуждения.
7. Амплитудно-частотная характеристика.

12.2. РАБОТА В ПРЕРЫВИСТОМ РЕЖИМЕ

Если статические анодные характеристики лампы расположены на равных расстояниях, параллельны одна другой и могут быть представлены прямыми линиями (рис. 12. 1, *a*), то свойства лампы для этого участка рабочих характеристик можно точно выра-

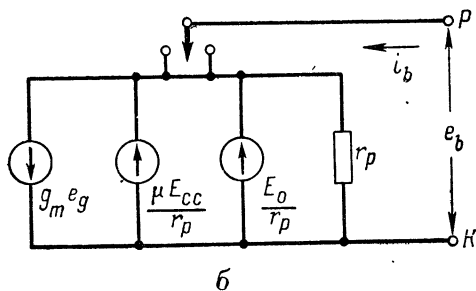
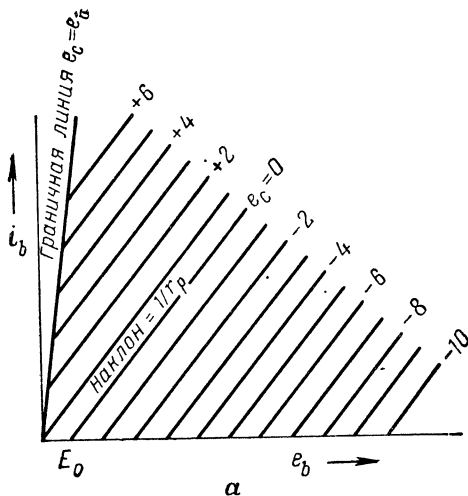


Рис. 12.1. Идеализированные статические анодные характеристики (а) и линейная эквивалентная схема (б) идеализированного триода

лампы, анодный ток становится фактически независимым от напряжения на сетке. Эта область характеристики лампы называется областью насыщения, и ее граница определяет верхний предел напряжения на сетке, при котором можно использовать линейную эквивалентную схему.

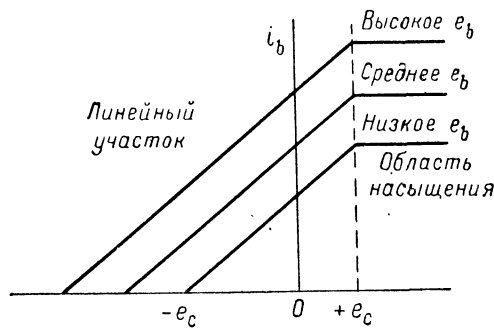
Статические характеристики передачи идеализированного триода приведены на рис. 12.2, а. Предположим, что анодное напряжение и Q-точка выбраны так, что режим работы соответствует одной из характеристик передачи (рис. 12.2, б). Соответствующим выбором величин напряжения сеточного смещения E_{cc} и напряжения возбуждения e_g можно добиться того, что анодный ток будет содержать переменную составляющую, точно отображающую напряжение сигнала, подводимого к сетке лампы. Совершенно очевидно, что это режим класса А, подробно рассмотренный в части II.

Рассмотрим рис. 12.2, в. Здесь напряжения сеточного смещения и возбуждения выше тех, которые были при работе лампы в режиме

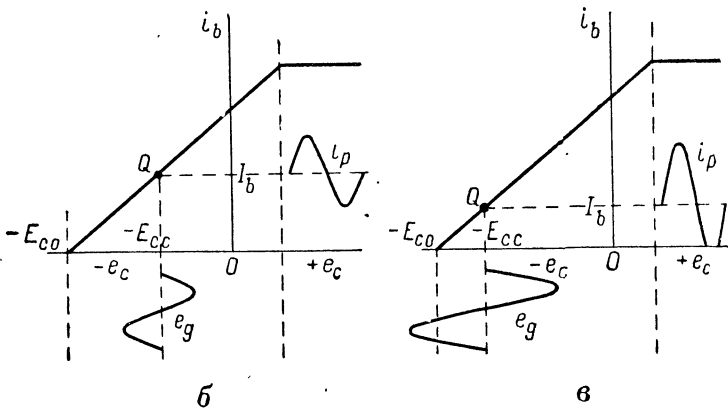
звать эквивалентной схемой (рис. 12.1, б). Во многих случаях такая схема достаточно точно отражает свойства реальных усилительных ламп. Более того, лампы для усилителей мощности пытаются обычно сделать такими, чтобы они как можно больше соответствовали идеальным характеристикам, если только это не противоречит другим основным требованиям к лампам. Однако некоторая нелинейность, нарушение параллельности и неравенство промежутков все же остаются. Поэтому результаты теоретического расчета, основанного на применении таких линейных идеализированных характеристик, несколько отличаются от результатов экспериментальных исследований. Наибольшие расхождения возникают в области положительных сигналов возбуждения, что легко заметить из рис. 12.1, а. При очень больших положительных напряжениях на сетке, сравнимых с напряжением на аноде

класса А. Из рисунка следует, что при таких значениях этих величин лампа в течение некоторой части периода колебаний напряжения возбуждения оказывается запертой и анодный ток через нее не проходит, вследствие чего переменная составляющая анодного тока существенно искажается. Запирание лампы и прекращение анодного тока возникают каждый раз, когда суммарное напряжение на сетке становится более отрицательным, чем напряжение отсечки e_{co} . Поэтому лампа работает в прерывистом режиме. В соответствии с продолжительностью рабочего периода лампы принято различать несколько режимов ее работы:

Тип режима	Полный угол отсечки лампы
А	360°
АВ	Между 180° и 360°
В	180°
С	Меньше 180°



а



б

в

Рис. 12.2. Изображение свойств работающей лампы при помощи характеристики передачи:

а — статические характеристики передачи; б — работа в режиме класса А;
в — работа в прерывистом режиме

Чтобы указать на наличие или отсутствие сеточного тока лампы; эти буквы часто дополняют двумя индексами: индексом 1 при работе лампы без сеточного тока и индексом 2 — при работе с сеточным током.

Например, обозначение B_2 означает, что лампа усилителя проводит анодный ток в течение полупериода (т. е. полный угол отсечки равен 180°) и что в течение некоторого времени, когда лампа отперта, существует сеточный ток. При обозначении режимов классов А и С индексы часто опускаются, при этом подразумевается, что лампа работает соответственно в режимах класса A_1 и класса C_2 .

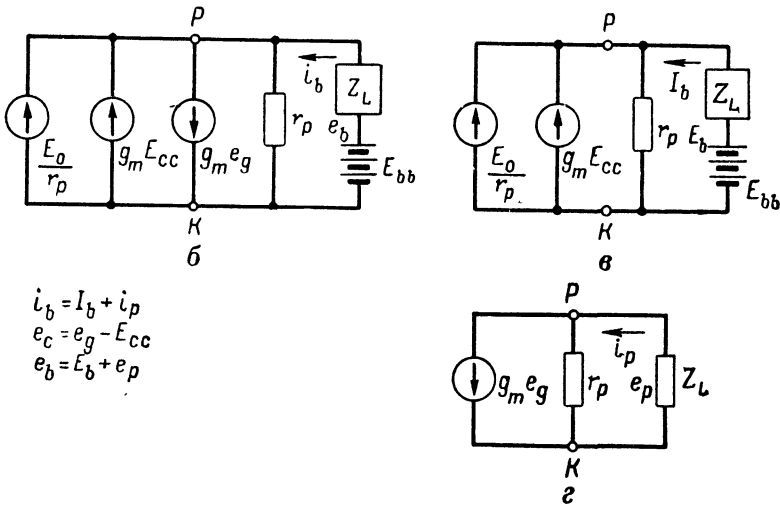
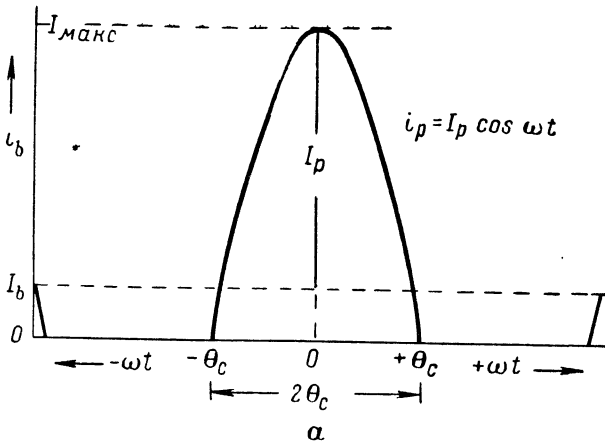
Наличие переключающего устройства в эквивалентной схеме указывает на то, что описываемые в части III книги схемы нужно анализировать несколько иначе, чем схемы класса А. Однако, как мы убедимся в дальнейшем, это различие заключается главным образом в подходе к решению задачи, а теоретические положения, разработанные для схем класса А, за небольшим исключением, можно будет использовать и в этой главе.

12.3. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

В предыдущем разделе было показано, что при работе лампы в прерывистом режиме значительно искажается переменная составляющая анодного тока. Резкий излом характеристики передачи лампы — одна из форм нелинейности этой характеристики, поэтому явления, связанные с таким разрывом, должны быть аналогичны явлениям, с которыми мы уже познакомились в главе 11 при рассмотрении нелинейных схем класса А. Следовательно, можно предположить, что при работе лампы в прерывистом режиме в выходной цепи лампы будут содержаться постоянная составляющая, переменная составляющая основной частоты и бесконечное множество высших гармоник. Аналогично, учитывая, что степень искажения формы усиленного сигнала зависит от времени, в течение которого лампа не проводит, можно ожидать, что амплитуды различных гармонических составляющих выходного сигнала будут находиться в некоторой функциональной зависимости от интервала времени, в течение которого анодный ток равен нулю. Постараемся определить эту зависимость.

Типичный случай работы лампы в прерывистом режиме показан на рис. 12.2, в. Если предположить, что на сетку лампы подается синусоидальный сигнал, то анодный ток будет иметь форму, показанную на рис. 12.3, а. Полная эквивалентная схема лампы для периода, когда она отперта и проводит ток, показана на рис. 12.3, б (лампа заменена эквивалентным источником тока).

Применяя метод наложения, можно упростить эту основную схему, заменив ее схемой рис. 12.3, в, показывающей только постоянные составляющие в цепи, и схемой рис. 12.3, г, показывающей только переменные составляющие.



$$\begin{aligned}
 i_b &= I_b + i_p \\
 e_c &= e_g - E_{cc} \\
 e_b &= E_b + e_p
 \end{aligned}$$

Рис. 12.3. Кривая тока и эквивалентные схемы для периодов времени, когда лампа проводит:

a — кривая анодного тока; *б* — полная эквивалентная схема для периода времени, когда лампа проводит (если в схеме применен пентод, направление E_0/r_p следует изменить на противоположное); *в* — эквивалентная схема по постоянному току; *г* — эквивалентная схема для переменных составляющих

Из анализа статической эквивалентной схемы (или эквивалентной схемы для постоянных составляющих тока) можно заключить, что постоянная составляющая анодного тока

$$I_b = -g_m E_{cc} + \frac{E_b}{r_p} - \frac{E_0}{r_p}$$

или

$$I_b = -g_m \left(E_{cc} - \frac{E_b - E_0}{\mu} \right), \quad (12.1)$$

где E_{cc} — напряжение сеточного смещения;
 E_b — разность потенциалов между анодом и катодом;
 E_0 — преграждающее напряжение.

Введем обозначение

$$E'_b = E_b - E_0. \quad (12.2)$$

Тогда уравнение для анодного тока примет вид

$$I_b = -g_m \left(E_{cc} - \frac{E'_b}{\mu} \right). \quad (12.3)$$

Аналогично из анализа эквивалентной схемы для переменных составляющих получим

$$i_p = g_m e_g + \frac{e_p}{r_p}$$

или

$$i_p = g_m \left(e_g + \frac{e_p}{\mu} \right). \quad (12.4)$$

Из соотношений 12.3 и 12.4 следует, что каждая из составляющих анодного тока создается составным напряжением. Следовательно, переменная составляющая анодного тока i_p также создается составным напряжением $(e_g + e_p/\mu)$. Но поскольку переменная составляющая тока

$$i_p = I_p \cos \theta = g_m \left(e_g + \frac{e_p}{\mu} \right) \text{ при } \pm \theta_c < \pm \theta < 0 \quad (12.5)$$

и

$$i_p = 0, \quad \text{при } \pm \pi < \pm \theta < \pm \theta_c,$$

то и угловое изменение составного напряжения должно иметь такой же вид. Это значит, что в течение времени, когда лампа отперта и проводит ток,

$$i_p = I_p \cos \theta = g_m \left(E_g + \frac{E_p}{\mu} \right) \cos \theta.$$

Если составное напряжение обозначить как

$$E_1 = E_g + \frac{E_p}{\mu}, \quad (12.6)$$

то переменная составляющая анодного тока будет определяться уравнением

$$i_p = g_m E_1 \cos \theta, \quad (12.7)$$

где $g_m E_1 = I_p$ в период времени $2\theta_c$, когда лампа проводит ток.

Постоянная составляющая тока может быть выражена через составное напряжение и значения I_p и θ_c .

В соответствии с выражением 12.3

$$I_b = -g_m \left(E_{cc} - \frac{E'_b}{\mu} \right) = -g_m E_x, \quad (12.8)$$

где

$$E_{cc} = -\frac{E'_b}{\mu} = E_x. \quad (12.9)$$

Из рис. 12.3, а следует, что

$$I_b = -I_p \cos \theta_c, \quad (12.10)$$

следовательно,

$$I_b = -g_m E_1 \cos \theta_c. \quad (12.11)$$

Исходя из этого, можно написать

$$E_x = E_1 \cos \theta_c. \quad (12.12)$$

Объединив выведенные нами соотношения, можно написать, что полный анодный ток

$$\begin{aligned} i_b(\theta) &= I_p (\cos \theta - \cos \theta_c) = \\ &= g_m E_1 (\cos \theta - \cos \theta_c) \text{ при } \pm \theta_c < \pm \theta < \pi \end{aligned} \quad (12.13)$$

и

$$i_b(\theta) = 0 \text{ при } \pm \pi < \pm \theta < \pm \theta_c. \quad (12.14)$$

12.4. ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖДУ ГАРМОНИКАМИ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА И УГЛОМ ОТСЕЧКИ

Из рис. 12.3, а видно, что лампа проводит ток в течение времени, соответствующего углу $2\theta_c$. Поэтому угол $2\theta_c$ называется полным, или двойным, углом отсечки лампы. Если начало оси абсцисс выбрать в центре кривой, как показано на рис. 12.3, а, то кривая анодного тока будет симметрична оси ординат.

При этом $i_b(\theta) = i_b(-\theta)$, что является определением четной функции.

Применяя разложение в ряд Фурье, мы можем представить четную функцию бесконечным рядом, содержащим только члены с косинусами и постоянную слагающую. Таким образом, кривую анодного тока $i_b(\theta)$ можно представить выражением

$$i_b(\theta) = I_b + I_{p1} \cos \theta + I_{p2} \cos 2\theta + I_{p3} \cos 3\theta + \dots$$

или

$$i_b(\theta) = I_b + \sum_{n=1}^{\infty} I_{pn} \cos n\theta,$$

где коэффициенты ряда определяются из следующих формул [15]:
 · постоянная составляющая

$$I_b = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} i_b(\theta) d\theta, \quad (12.15)$$

основная переменная составляющая

$$I_{p1} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} i_b(\theta) \cos \theta d\theta, \quad (12.16)$$

гармоники

$$I_{pn} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} i_b(\theta) \cos n\theta d\theta. \quad (12.17)$$

Если функция $i_b(\theta)$ известна, то по этим формулам можно достаточно просто определить амплитуды всех составляющих. Эта функция была представлена соотношениями 12.13 и 12.14. Подставив их в формулы 12.15 — 12.17, получим следующие выражения

$$I_b = \frac{g_m E_1}{\pi} \int_0^{\theta_c} (\cos \theta - \cos \theta_c) d\theta; \quad (12.18)$$

$$I_{p1} = \frac{2g_m E_1}{\pi} \int_0^{\theta_c} (\cos \theta - \cos \theta_c) \cos \theta d\theta; \quad (12.19)$$

$$I_{pn} = \frac{2g_m E_1}{\pi} \int_0^{\theta_c} (\cos \theta - \cos \theta_c) \cos n\theta d\theta. \quad (12.20)$$

Интегралы легко вычислить, воспользовавшись специальными таблицами. В результате получим

$$I_b = \frac{g_m E_1}{\pi} (\sin \theta_c - \theta_c \cos \theta_c); \quad (12.21)$$

$$I_{p1} = \frac{2g_m E_1}{\pi} \left(\frac{\theta_c}{2} + \frac{\sin 2\theta_c}{4} - \cos \theta_c \sin \theta_c \right); \quad (12.22)$$

$$I_{pn} = \frac{2g_m E_1}{\pi} \left[\frac{\sin(n-1)\theta_c}{2(n-1)} + \frac{\sin(n+1)\theta_c}{2(n+1)} - \frac{\cos \theta_c \sin n\theta_c}{n} \right]. \quad (12.23)$$

Используя известные тригонометрические соотношения, выражения для некоторых из этих коэффициентов можно упростить:

$$I_b = \frac{g_m E_1}{\pi} (\sin \theta_c - \theta_c \cos \theta_c); \quad (12.24)$$

$$I_{p1} = \frac{g_m E_1}{\pi} (\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c); \quad (12.25)$$

$$I_{p2} = \frac{g_m E_1}{\pi} \frac{2}{3} \sin^3 \theta_c; \quad (12.26)$$

$$I_{p3} = \frac{g_m E_1}{\pi} \frac{2}{3} \sin^3 \theta_c \cos \theta_c \quad (12.27)$$

и т. д.

Обычно бывает целесообразно выразить эти коэффициенты через максимальное значение анодного тока. Так как

$$I_{\max} = I_p (1 - \cos \theta_c) \quad (12.28)$$

и

$$I_p = g_m E_1,$$

то

$$g_m E_1 = \frac{I_{\max}}{1 - \cos \theta_c}. \quad (12.29)$$

Таким образом, если в предыдущих формулах $g_m E_1$ заменить равнозначной величиной, определяемой выражением 12.29, то получится дополнительная группа полезных для расчетов формул.

Предположим теперь, что максимальный анодный ток поддерживается постоянным, а угол отсечки лампы — переменный. Коэффициенты ряда для этого случая легко вычислить по формулам 12.24 — 12.27, заменив в них $g_m E_1$ равнозначной величиной, определяемой формулой 12.29. Результаты вычислений показаны в виде кривых на рис. 12.4. Эти кривые показывают относительные величины постоянной составляющей, основной переменной составляющей, второй и третьей гармоник как функций полного угла отсечки. Все значения указаны относительно основной переменной составляющей, получающейся при работе в режиме класса А. Используя эти кривые, следует иметь в виду, что при их вычислении нелинейные искажения, вызываемые кривизной характеристик, не учитывались.

Из рис. 12.4 следует, что при неизменном размахе колебаний анодного тока амплитуда основной переменной составляющей имеет максимальное значение, превышающее на 8% амплитуду, которую имеет эта составляющая тока при работе лампы в режиме класса А. Это максимальное значение переменная составляющая принимает при работе лампы в режиме класса АВ. При работе

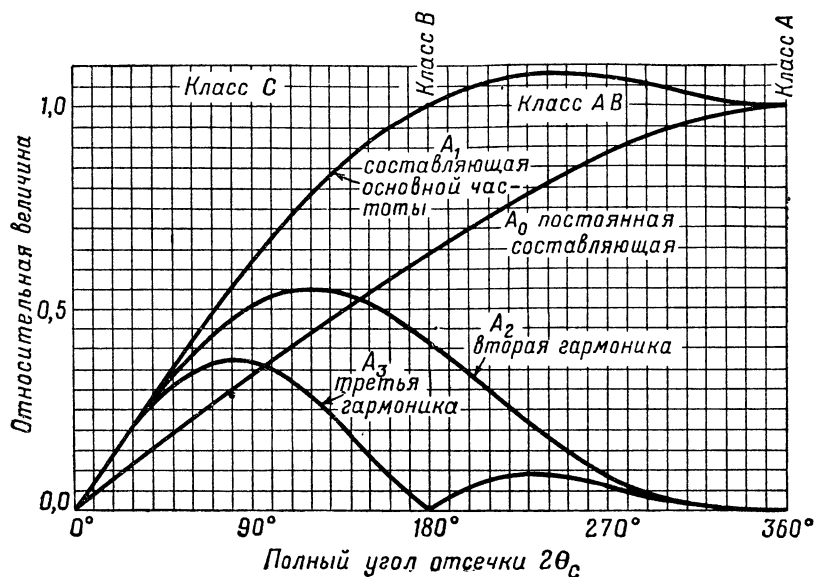


Рис. 12.4. Зависимость относительных величин коэффициентов ряда Фурье от величины угла отсечки

в режиме класса В основная переменная составляющая снова становится равной той величине, которую она имеет при работе лампы в режиме класса А. Затем при работе лампы в режиме класса С амплитуда основной переменной составляющей с уменьшением угла отсечки лампы непрерывно уменьшается. Интересно отметить, что при работе лампы в режиме класса В третья гармоника равна нулю.

Эти же данные можно представить графически несколько иначе, если амплитуды высших гармоник выразить в процентах относительно амплитуды основной переменной составляющей. Процентное содержание второй и третьей гармоник можно найти по формулам

$$D_2 = \frac{I_{p2}}{I_{p1}} \cdot 100\%;$$

$$D_3 = \frac{I_{p3}}{I_{p1}} \cdot 100\%.$$

На рис. 12.5 эти две величины вычерчены как функции полного угла отсечки лампы. Из этого рисунка следует, что в тех случаях, когда полный угол отсечки лампы превышает примерно 290° , нелинейные искажения, вызываемые отсечкой анодного тока, незначительны. При меньших углах отсечки амплитуда второй гармоники быстро и непрерывно увеличивается. Амплитуда третьей гармоники сначала увеличивается, достигает максимального значения, составляющего 9% амплитуды основной переменной составляющей, и затем уменьшается до нуля, когда лампа переходит в режим

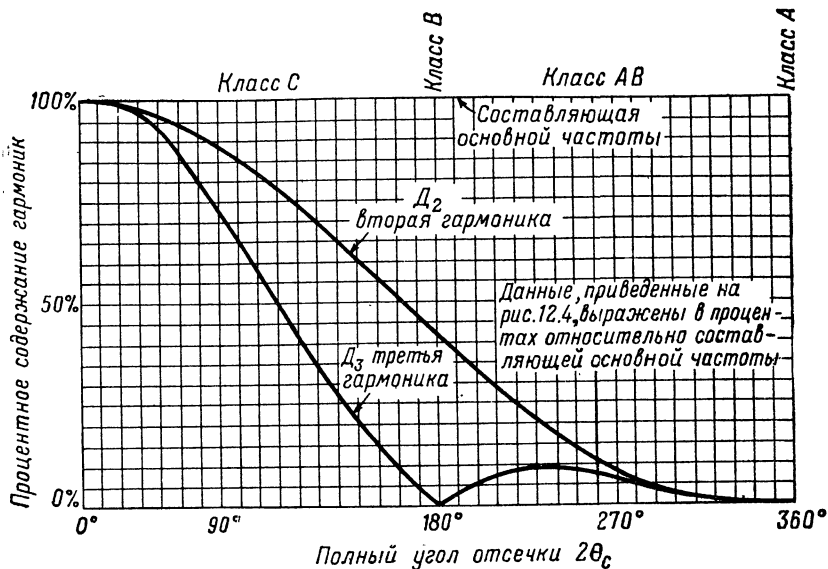


Рис. 12.5. Зависимость процентного содержания гармоник от угла отсечки

класса В. При работе лампы в режиме класса С третья гармоника очень быстро возрастает, когда угол отсечки лампы уменьшается.

Большое процентное содержание высших гармоник при работе лампы в режиме класса С наводит на мысль о возможности применения таких схем для умножения частоты.

12.5. КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ АНОДНОЙ ЦЕПИ

Почти всегда при использовании электронных ламп в качестве усилителей они выполняют главным образом функцию преобразователя мощности, превращая мощность постоянного тока, потребляемую от источника анодного питания, в мощность сигнала, который содержит в той или иной форме полезную информацию. В конечном счете каждый усилитель является усилителем мощности, так как мощность выходного сигнала всегда значительно больше мощности сигнала на входе усилителя.

К. п. д. анодной цепи служит мерой эффективности преобразования лампой мощности постоянного тока в мощность выходного сигнала:

$$\eta_p = \frac{P_{ac}}{P_{dc}},$$

где P_{ac} — мощность выходного сигнала;
 P_{dc} — мощность постоянного тока, потребляемая от источника анодного питания.

Определение к. п. д. анодной цепи — довольно сложная задача. Ряд вопросов, связанных с ее решением, рассматривался в главе 11.

При определении к. п. д. анодной цепи усилителей мощности, работающих в режиме класса А, было установлено, что

$$P_{ac} = P_{ac} + P_L + P_p,$$

где P_L — мощность постоянного тока, рассеиваемая в сопротивлении нагрузки;

P_p — мощность, рассеиваемая на аноде лампы.

Следовательно, к. п. д. анодной цепи

$$\eta_p = \frac{P_{ac}}{P_{ac} + P_L + P_p}.$$

В главе 11 было также показано, что теоретически максимальное возможное значение к. п. д. анодной цепи усилителя класса А с последовательной схемой питания составляет 25%. Применяя схему параллельного питания или трансформаторную связь, потери мощности постоянного тока в сопротивлении нагрузки можно уменьшить практически до нуля; тогда к. п. д. анодной цепи будет определяться выражением

$$\eta_p = \frac{P_{ac}}{P_{ac} + P_p}.$$

При этом теоретическое максимальное значение к. п. д. анодной цепи составляет, как мы уже знаем, 50%. Дальнейшее повышение к. п. д. анодной цепи возможно только за счет уменьшения мощности рассеяния на аноде P_p .

В разделе 12.6 будет показано, что рассеиваемую на аноде мощность можно уменьшить, применив прерывистый режим работы лампы. При этом получится более высокий к. п. д. анодной цепи, чем при работе в режиме класса А. Достижение высокого к. п. д. и является основной причиной применения усилителей классов АВ, В и С, несмотря на свойственные этим классам большие нелинейные искажения.

12.6. ЗАВИСИМОСТЬ К. П. Д. АНОДНОЙ ЦЕПИ ОТ УГЛА ОТСЕЧКИ

К. п. д. анодной цепи усилителя с параллельной схемой питания или трансформаторной связью, который работает с произвольным полным углом отсечки $2\theta_c$, можно выразить в общем случае известным нам соотношением

$$\eta_p = \frac{P_{ac}}{P_{dc}}.$$

Термин «мощность сигнала» будет относиться, как правило, к мощности, создаваемой основной переменной составляющей анодного тока. Следовательно,

$$P_{ac} = \frac{1}{2} I_{p1}^2 R_L \quad \text{и} \quad P_{dc} = E_{bb} I_b'$$

Воспользовавшись этими соотношениями, можно написать, что к. п. д. анодной цепи

$$\eta_p = \frac{1}{2} \cdot \frac{I_{p1}}{I_b'} \cdot \frac{I_{p1} R_L}{E_{bb}}. \quad (12.30)$$

В разделе 12.4 было показано, что значения постоянной и основной переменной составляющих анодного тока могут быть определены через общий размах колебаний анодного тока и угол отсечки при помощи соотношений

$$I_{p1} = \frac{I_{\max}}{\pi} \frac{\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c}{1 - \cos \theta_c};$$

$$I'_b = \frac{I_{\max}}{\pi} \frac{\sin \theta_c - \theta_c \cos \theta_c}{1 - \cos \theta_c}.$$

Подставим эти выражения в формулу для к. п. д. анодной цепи. Произведя несложные преобразования и выразив величину к. п. д. анодной цепи в процентах, получим

$$\eta_p = 50 \frac{I_{\max}}{\pi} \frac{R_L}{E_{bb}} \frac{(\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c)^2}{(1 - \cos \theta_c)(\sin \theta_c - \theta_c \cos \theta_c)} \% \quad (12.31)$$

или

$$\eta_p = 15,9 \frac{I_{\max} R_L}{E_{bb}} \frac{(\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c)^2}{(1 - \cos \theta_c)(\sin \theta_c - \theta_c \cos \theta_c)} \% \quad (12.32)$$

Формулы позволяют найти к. п. д. анодной цепи при различных углах отсечки, сопротивлениях нагрузки, анодных напряжениях и максимальных амплитудах колебаний анодного тока.

Предположим теперь, что размах колебаний анодного тока имеет теоретически максимальное возможное значение. В этом случае напряжение на аноде изменяется от 0 до $2E_{bb}$ относительно среднего значения, равного E_{bb} . Следовательно,

$$I_{\max} R_L = 2E_{bb}$$

и теоретически максимальный возможный к. п. д. анодной цепи

$$\eta_p = 31,8 \frac{(\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c)^2}{(1 - \cos \theta_c)(\sin \theta_c - \theta_c \cos \theta_c)} \% \quad (12.33)$$

Это значение часто называется асимптотическим к. п. д. анодной цепи усилителя мощности с чисто активным сопротивлением нагрузки, когда величина сопротивления нагрузки не зависит от частоты.

Для исследования различных режимов работы можно по формуле 12.33 определить теоретически максимальные возможные значения к. п. д. анодной цепи, соответствующие различным углам отсечки лампы (рис. 12.6). Рис. 12.6 показывает, что к. п. д. анодной цепи можно увеличить с 50% до максимального теоретического значения, равного 78,5%, если перевести лампу в режим класса В. Применение режима класса С не дает никаких преимуществ с точки зрения получения хорошего к. п. д. Более того, в режиме класса С нелинейные

искажения более существенны, чем в режиме класса В, в связи с чем для усилителей, имеющих активную нагрузку, не зависящую от частоты, режим класса С обычно не применяется.

Рис. 12.6 показывает, что усилители мощности с сопротивлением нагрузки, постоянным в пределах полосы частот, в которой лежат все значительные по величине гармоники, обладают максимальным

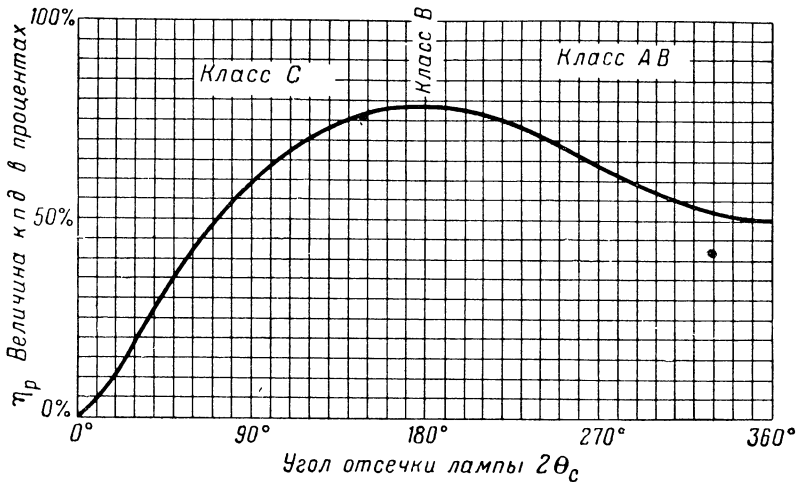


Рис. 12.6. Зависимость к. п. д. анодной цепи от угла отсечки при активной нагрузке усилителя

к. п. д. анодной цепи при работе в режиме класса В. К этой категории усилителей относятся, в частности, усилители мощности звуковых частот. Такие усилители, за исключением весьма специфических случаев, никогда не работают в режиме класса С.

12.7. УСИЛИТЕЛИ МОЩНОСТИ НИЗКИХ ЧАСТОТ

В главе 11 было показано, что одно из основных преимуществ двухтактных схем заключается в значительном уменьшении четных гармоник (во внешней цепи) и связанных с ними нелинейных искажений. Величина нечетных гармоник при двухтактной схеме практически не изменяется.

Усилители низких частот имеют сопротивление нагрузки, в сущности постоянное в пределах определенного диапазона частот вплоть до некоторой заданной частоты, определяющей верхний предел полосы пропускания усилителя. Типичный пример таких усилителей — усилители звуковой частоты. Следовательно, такие усилители обладают рабочими характеристиками, приведенными на рис. 12.4 и 12.6. Эти усилители могут иметь большие значения к. п. д. анодной цепи, чем усилители, работающие в режиме класса А, но нелинейные искажения в них обычно увеличиваются. В связи с этим одноламповые

усилители мощности, работающие в режимах классов АВ и В, предназначенные для усиления сигналов звуковой частоты, применяются довольно редко, так как нелинейные искажения усиливаемого сигнала в них весьма существенны. Правда, можно применять такие режимы, при которых лампа не будет проводить ток только в течение небольших периодов времени, благодаря чему нелинейные искажения будут незначительными. Однако к. п. д. при таких режимах мало повышается по сравнению с к. п. д. в режиме класса А. Поэтому, как правило, для однокаскадных усилителей мощности низких частот более выгоден режим класса А.

Преимущества двухтактных усилителей наиболее полно проявляются при прерывистом режиме работы, так как при этом уменьшаются четные гармоники и связанные с ними нелинейные искажения, а к. п. д. увеличивается.

Две лампы, соединенные по двухтактной схеме и работающие в режимах классов АВ или В, позволяют получить выходной сигнал большей мощности, чем те же лампы, включенные параллельно или по двухтактной схеме, но работающие в режиме класса А. Преимущества двухтактного усилителя класса В видны из рис. 12.4 и 12.5. Из рис. 12.5 следует, что при работе усилителя в режиме класса В третья гармоника равна нулю. Правда, амплитуда второй гармоники составляет около 42,5%, но применение двухтактной схемы позволяет уменьшить эту гармонику до очень небольшой величины. При этом теоретически максимально возможный к. п. д. усилителя составляет 78,5%, т. е. значительно больше, чем к. п. д. усилителя класса А (к. п. д. такого усилителя равен, как известно, 50%). Более того, при равных нелинейных искажениях к. п. д. анодной цепи реальных двухтактных усилителей класса В ближе к 78,5%, чем к. п. д. реальных усилителей класса А к 50%.

Пользу, приносимую таким увеличением к. п. д., легко заметить, если сравнить два следующих теоретически возможных случая. Как легко показать,

$$P_{ac} = \frac{\eta_p}{1 - \eta_p} P_p.$$

Для усилителя класса А, имеющего теоретически максимально возможный к. п. д. 50%, мощность $P_{ac} = P_p$. Таким образом, теоретическая максимальная выходная мощность равна мощности рассеяния на аноде лампы. Однако если та же лампа работает в режиме класса В и имеет теоретический максимальный к. п. д. 78,5%, выходная мощность сигнала $P_{ac} = 3,65P_p$. Следовательно, выходная мощность сигнала в этом случае в 3,65 раза больше той, которая возможна при работе в режиме класса А.

Работа в режиме класса С нецелесообразна даже при двухтактной схеме. Хотя при этом можно значительно уменьшить вторую гармонику, но третью гармонику, имеющую значительную величину, устранить не удается.

12.8. КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ АНОДНОЙ ЦЕПИ РЕЗОНАНСНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

В разделе 12.6 было показано, что применение режима класса С при активном сопротивлении нагрузки усилителя не дает никаких преимуществ. Однако положение коренным образом меняется, если нагрузку лампы сделать реактивной с полосовой характеристикой. В качестве такой нагрузочной схемы наиболее часто применяется простой колебательный контур с высоким Q .

Рассмотрим работу усилителя с параллельной схемой питания и цепью нагрузки, настроенной на частоту основной переменной составляющей. Предположим, что добротность Q контура настолько велика, что полное сопротивление равно нулю на нулевой частоте и частотах всех гармоник. Такая цепь нагрузки будет замыкать накоротко все составляющие анодного тока, кроме основной. Полное сопротивление на частоте основной переменной составляющей равно R_L , т. е. полному входному сопротивлению при резонансе токов.

Таким образом, на выходе усилителя появляется только основная составляющая усиливаемого сигнала, и падение напряжения в цепи нагрузки создается лишь за счет основной переменной составляющей анодного тока I_{p1} . Очевидно, что условия работы усилителя в этом случае резко отличаются от тех, которые существуют при активном сопротивлении нагрузки усилителя, когда падение напряжения и изменение напряжения на аноде создаются всеми составляющими анодного тока.

При принятых нами условиях напряжение на аноде можно найти из соотношений

$$E_p = E_{p1} = -I_{p1}R_L \quad (12.34)$$

и

$$E_1 = E_g + \frac{E_p}{\mu} = E_g - \frac{I_{p1}R_L}{\mu}. \quad (12.35)$$

Раньше было показано, что

$$I_{p1} = \frac{g_m E_1}{\pi} (\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c). \quad (12.36)$$

Подставив значение E_1 из формулы 12.35 в формулу 12.36, получим

$$I_{p1} = \frac{\mu E_g}{R_L + \beta r_p}, \quad (12.37)$$

где

$$\beta = \frac{\pi}{\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c}. \quad (12.38)$$

К. п. д. анодной цепи определяется соотношением 12.30, в которое входят и величины I'_b и I_{p1} . Воспользовавшись ими и выражением 12.36, получим

$$I'_b = \frac{g_m E_1}{\pi} (\sin \theta_c - \theta_c \cos \theta_c) \quad (12.39)$$

и

$$\frac{I_{p1}}{I_b} = \frac{\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c}{\sin \theta_c - \theta_c \cos \theta_c} \quad (12.40)$$

Подставим теперь это отношение и значение I_{p1} , определяемое соотношением 12.37, в формулу 12.30:

$$\eta_p = 50 \frac{\mu E_g}{E_{bb}} \cdot \frac{R_L}{R_L + \beta r_p} \cdot \frac{\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c}{\sin \theta_c - \theta_c \cos \theta_c} \% \quad (12.41)$$

Эта формула существенно отличается от формулы 12.31, выведенной для случая активного сопротивления нагрузки.

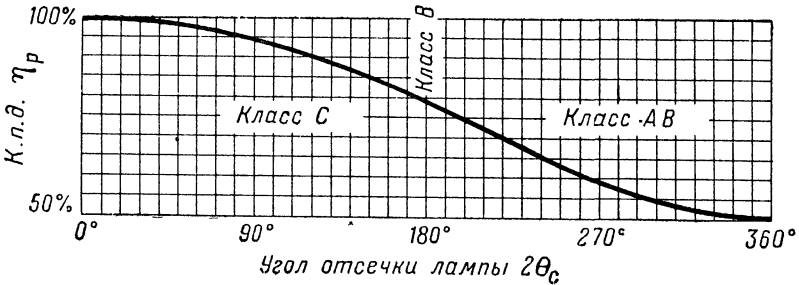


Рис. 12.7. Зависимость к. п. д. анодной цепи от угла отсечки при резонансной нагрузке усилителя

На рис. 12.7 показана кривая, построенная в результате вычисления той части формулы 12.41, в которую входит θ_c . Эта величина называется асимптотическим к. п. д. η_A резонансного усилителя, работающего в прерывистом режиме. Этот к. п. д. равен

$$\eta_A = 50 \frac{\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c}{\sin \theta_c - \theta_c \cos \theta_c} \% \quad (12.42)$$

Как видно из рис. 12.7, этот к. п. д. при работе усилителя в режиме класса С приближается к 100%. Однако реальный усилитель, конечно, не будет обладать таким к. п. д., на что указывает, в частности, наличие в формуле 12.41 множителя

$$\frac{\mu E_g}{E_{bb}} \cdot \frac{R_L}{R_L + \beta r_p}$$

Из формулы 12.41 следует также, что при постоянном угле отсечки к. п. д. анодной цепи является линейной функцией сеточного напряжения. Этот вывод очень важен для правильного расчета усилителей класса В, предназначенных для усиления модулированных сигналов, и будет подробно рассмотрен ниже. Правда, отмеченная линейная зависимость сохраняется только до тех пор, пока рабочий участок характеристики не заходит в область насыщения лампы. Однако это

серьезно не ограничивает использование формулы 12.41, так как работу в области насыщения обычно избегают в связи с возникающим срезанием верхней части кривой анодного тока.

Совершенно очевидно, что оптимальный режим работы создается при таком максимальном E_g , при котором максимальный анодный ток достигает границы области насыщения. Такой режим работы, когда анодный ток изменяется между током насыщения и нулем, называется обычно граничным, или критическим, режимом. Работа ламп в этом режиме будет рассмотрена в следующих двух разделах.

12.9. АНАЛИЗ РЕЗОНАНСНОГО УСИЛИТЕЛЯ, РАБОТАЮЩЕГО В ГРАНИЧНОМ РЕЖИМЕ

Введем следующие обозначения для параметров усилителя, работающего в граничном режиме:

E_{cm} — максимальное общее сеточное напряжение,
 E_{gm} — максимальная амплитуда сигнала на сетке,
 E_{bm} — минимальное общее напряжение на аноде,
 I_{pm1} — максимальное значение основной переменной составляющей анодного тока.

Если на частоте основной переменной составляющей в цепи нагрузки возникает резонанс токов, то напряжение на аноде E_{bm} минимально, а сеточное напряжение E_{cm} максимально в одни и те же моменты времени. Следовательно,

$$E_{bm} = E_{bb} - I_{pm1}R_L; \quad E_{cm} = E_{gm} - E_{cc}.$$

Режим насыщения возникает, когда общее сеточное напряжение становится равным общему напряжению на аноде, т. е. при $E_{cm} = E_{bm}$, или когда

$$E_{gm} + I_{pm1}R_L = E_{bb} + E_{cc}. \quad (12.43)$$

Это уравнение было получено на основании двух предшествующих путем такой перегруппировки их членов, чтобы в левой части уравнения оказались переменные, а в правой — постоянные составляющие.

Из выражения 12.37 следует, что

$$I_{p1} = \frac{\mu E_g}{R_L + \beta r_p}.$$

Отсюда

$$I_{pm1} = \frac{\mu E_{gm}}{R_L + \beta r_p}. \quad (12.44)$$

Это позволяет привести уравнение 12.43 к следующему виду:

$$E_{gm} \frac{(\mu + 1)R_L + \beta r_p}{R_L + \beta r_p} = E_{bb} + E_{cc}. \quad (12.45)$$

Из уравнений 12.6, 12.9 и 12.12 следует, что

$$E_x = E_{cc} - \frac{E'_b}{\mu} = E_1 \cos \theta_c;$$

$$E_1 = E_g + \frac{E_p}{\mu} = E_g - \frac{I_p R_L}{\mu}.$$

Если предположить, что рассматриваемый нами усилитель имеет параллельную схему питания, то $E'_b = E'_{bb}$, где $E'_{bb} = E_{bb} + E_0$ (для пентода знак перед E_0 должен быть изменен на обратный). Кроме того, учитывая, что падение напряжения на R_L создается лишь за счет основной переменной составляющей анодного тока, для условий, когда возникает насыщение, можно написать:

$$E_x = E_{cc} - \frac{E'_{bb}}{\mu} = E_1 \cos \theta_c;$$

$$E_1 = E_{gm} - \frac{I_{pm1} R_L}{\mu}.$$

Объединив эти соотношения, получим

$$\left(E_{gm} - \frac{I_{pm1} R_L}{\mu} \right) \cos \theta_c = E_{cc} - \frac{E'_{bb}}{\mu}. \quad (12.46)$$

Подставим в это уравнение значение I_{pm1} из выражения 12.44 и решим его относительно E_{cc} . В результате получим

$$E_{cc} = E_{gm} \frac{\beta r_p}{R_L + \beta r_p} \cos \theta_c + \frac{E'_{bb}}{\mu}. \quad (12.47)$$

Теперь подставим E_{cc} в уравнение 12.45 и определим E_{gm} . После несложных преобразований найдем

$$E_{gm} = \frac{\mu + 1}{\mu} \frac{R_L + \beta r_p}{(\mu + 1) R_L + \beta (1 - \cos \theta_c) r_p} E'_{bb}. \quad (12.48)$$

Введя это выражение в уравнение 12.44, окончательно получим

$$I_{pm1} = (\mu + 1) \frac{E'_{bb}}{(\mu + 1) R_L + \beta (1 - \cos \theta_c) r_p}. \quad (12.49)$$

Преобразуем два последних уравнения, разделив числитель и знаменатель на r_p и введя обозначения

$$a = (\mu + 1) \frac{R_L}{r_p} = \left(\frac{\mu + 1}{\mu} \right) g_m R_L; \quad (12.50)$$

$$B = \beta (1 - \cos \theta_c) = \frac{\pi (1 - \cos \theta_c)}{\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c}. \quad (12.51)$$

В результате получим

$$E_{gm} = \frac{\alpha + (\mu + 1) \beta}{\mu (\alpha + B)} E'_{bb}; \quad (12.52)$$

$$I_{pm1} = \frac{\alpha}{\alpha + B} \frac{E'_{bb}}{R_L}. \quad (12.53)$$

Теперь можно вычислить выходную мощность и к. п. д. анодной цепи для граничного режима.

Выходная мощность

$$P_{ac} = \frac{1}{2} I_{pm1}^2 R_L = \frac{E_{bb}^2}{2R_L} \left(\frac{\alpha}{\alpha + B} \right)^2, \quad (12.54)$$

или

$$P_{ac} = \frac{\mu + 1}{\mu} \cdot \frac{g_m E_{bb}^2}{2} \cdot \frac{\alpha}{(\alpha + B)^2}. \quad (12.55)$$

К. п. д. для граничного режима

$$\eta_{pm} = \frac{P_{dc}}{P_{dc}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{I_{pm1}^2 R_L}{E_{bb} I_b},$$

или

$$\eta_{pm} = 50 \frac{I_{pm1} R_L}{E_{bb}} \cdot \frac{I_{pm1}}{I_b} \%.$$

Подставив в эту формулу соответствующие соотношения, можно ее упростить:

$$\eta_{pm} = \frac{\alpha}{\alpha + B} \left[\frac{\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c}{\sin \theta_c - \theta_c \cos \theta_c} \right] \cdot \frac{1}{2}, \quad (12.56)$$

где величина, заключенная в квадратные скобки, представляет собой асимптотический к. п. д., значение которого вычерчено на рис. 12.7. Следовательно,

$$\eta_{pm} = \frac{\alpha}{\alpha + B} \eta_A. \quad (12.57)$$

К. п. д. анодной цепи усилителя с параллельной схемой питания

$$\eta_p = \frac{P_{ac}}{P_{ac} + P_p}.$$

Решим это уравнение относительно мощности рассеяния на аноде:

$$P_p = P_{ac} \left(\frac{1}{\eta_p} - 1 \right).$$

Таким образом, для граничного режима

$$P_{pm} = P_{ac} \left(\frac{1}{\eta_{pm}} - 1 \right).$$

Подставим в это уравнение значения P_{ac} и η_{pm} и произведем необходимые преобразования. В результате получим, что максимальная допустимая мощность рассеяния на аноде

$$P_{pm} = \frac{\mu + 1}{\mu} \frac{g_m E_{bb}^2}{2} \frac{\alpha(1 - \eta_A) + B}{\eta_A (\alpha + B)^2}. \quad (12.58)$$

Введем теперь еще один параметр:

$$\gamma = \frac{\alpha(1 - \eta_A) + B}{\eta_A (\alpha + B)^2}, \quad (12.59)$$

после чего можно написать:

$$P_{pm} = \frac{\mu + 1}{\mu} \frac{g_m E_{bb}^2}{2} \gamma \quad (12.60)$$

или

$$\gamma = \frac{2\mu}{\mu + 1} \frac{P_{pm}}{g_m E_{bb}^2}. \quad (12.61)$$

Из последнего уравнения следует, что численное значение постоянной γ можно определить, используя постоянные параметры лампы, примененной в усилителе мощности.

12.10. РАСЧЕТ ОПТИМАЛЬНОГО РЕЖИМА РЕЗОНАНСНОГО УСИЛИТЕЛЯ КЛАССА С

Оптимальные условия работы резонансного усилителя класса С создаются в том случае, когда анодный ток лампы достигает величины тока насыщения, а к. п. д. анодной цепи максимален. В понятие «оптимальный режим работы» входит также требование получения приемлемых потерь. Хотя к решению этой задачи можно подходить с разных точек зрения, наибольший интерес представляет все же определение угла отсечки лампы, при котором условия работы будут оптимальными. Найдя этот угол, можно по известным нам формулам определить другие параметры.

Предположим, что мы должны рассчитать усилитель, причем тип лампы для него уже выбран. В этом случае при расчете усилителя можно придерживаться такой последовательности.

Из паспортных данных выпишем гарантированные для выбранного типа ламп максимальную допустимую мощность рассеяния на аноде P_{pm} , коэффициент усиления μ и крутизну g_m . Преграждающее напряжение E_0 можно определить по статическим анодным характеристикам. Напряжение источника анодного питания можно выбрать произвольно или взять в соответствии с рекомендациями завода — изготовителя лампы. Таким образом, все необходимые параметры нам известны и значение коэффициента γ может быть найдено по формуле 12.61 или 12.59.

Коэффициент γ в формуле 12.59 — величина постоянная*, в то время как величины η_A и B являются функциями угла отсечки лампы θ_c . Следовательно, если формулу 12.59 решить относительно параметра α , то результирующее выражение будет функцией только θ_c . Преобразовав таким образом формулу 12.59, получим квадратное уравнение для α , корень которого имеет вид

$$\alpha = \frac{1}{\eta_A} \left[\frac{1 - \eta_A}{2\gamma} - B\eta_A + \sqrt{\left(\frac{1 - \eta_A}{2\gamma}\right)^2 + \frac{B\eta_A^2}{\gamma}} \right]. \quad (12.62)$$

Положительный знак перед корнем необходим для того, чтобы параметр был положительным числом.

Если это выражение для параметра α , являющегося функцией только θ_c , подставить в формулу для к. п. д. анодной цепи

$$\eta_{pm} = \frac{\alpha}{\alpha + B} \eta_A,$$

то результирующее выражение будет также функцией только θ_c . Теперь, продифференцировав η_{pm} по θ_c и проделав операции, обычные при определении максимума функции, можно найти угол отсечки θ_c , при котором к. п. д. анодной цепи будет максимальным. Полученное значение θ_c можно подставить в формулы для соответствующих величин, входящих в выражение для γ , после чего получатся следующие выражения для оптимальных условий работы:

$$\gamma = \frac{B + (1 - \eta_A)K}{\eta_A (B + K)^2}, \quad (12.63)$$

где

$$B = \frac{\pi(1 - \cos \theta_c)}{\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c}; \quad (12.64)$$

$$\eta_A = \frac{1}{2} \cdot \frac{\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c}{\sin \theta_c - \theta_c \cos \theta_c}; \quad (12.65)$$

$$K = \frac{\pi(\sin \theta_c - \theta_c)}{2 \sin^2 \theta_c - \theta_c^2 - \theta_c \sin \theta_c \cos \theta_c}. \quad (12.66)$$

Для каждого значения θ_c формула 12.63 позволяет найти одно определенное значение γ . Вычислив значения θ_c , соответствующие последовательным значениям γ , построим график зависимости θ_c от γ (рис. 12.8). Найденные значения θ_c определяют вместе с тем величины B и η_A , а следовательно, и значения α и к. п. д. анодной цепи η_{pm} . Таким образом, на этом же графике могут быть вычерчены кривые зависимости α и η_{pm} от γ .

Перед тем как закончить общее ознакомление с методикой расчета оптимального режима работы резонансного усилителя класса С, необходимо вывести две дополнительные формулы.

* Он находится по формуле 12.61.

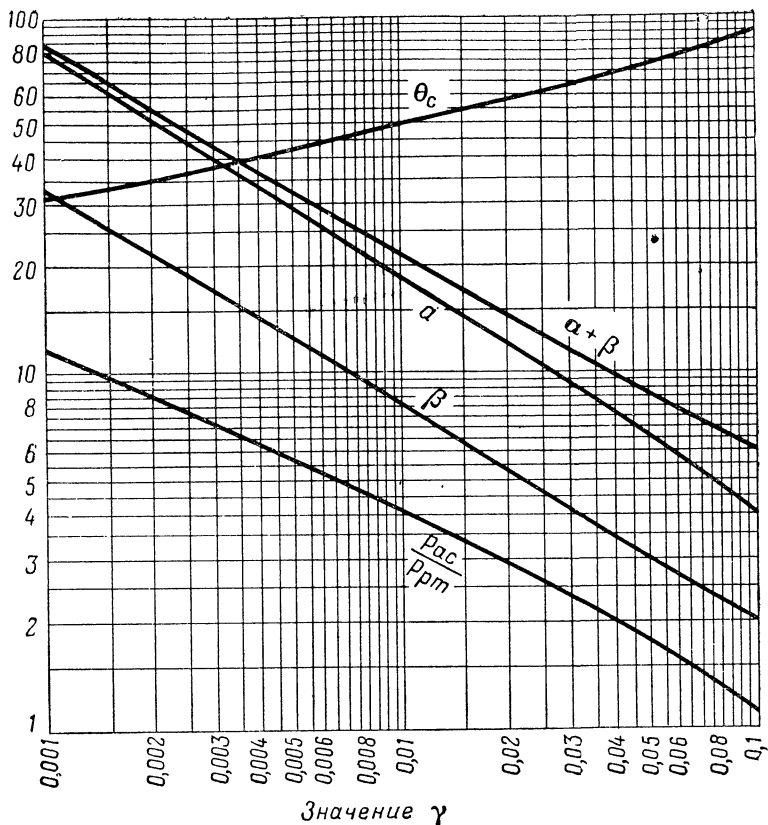


Рис. 12.8. График для определения оптимального режима резонансного усилителя класса С

Из выражения 12.54 следует:

$$I_{pm}R_L = \sqrt{2R_L P_{ac}} \quad (12.67)$$

Вместе с тем из формулы 12.46 следует, что для оптимального режима работы, когда анодный ток изменяется между током насыщения и нулем, справедливо соотношение

$$E_{gm} - E_{cc} = E_{bb} - I_{pm}R_L.$$

Решив это уравнение относительно $I_{pm}R_L$, подставим полученную величину в формулу 12.67 и определим E_{cc} :

$$E_{cc} = E_{gm} + \sqrt{2R_L P_{ac} - E_{bb}^2} \quad (12.68)$$

Из уравнения 12.29 следует, что

$$I_{\max} = g_m E_1 (1 - \cos \theta_c),$$

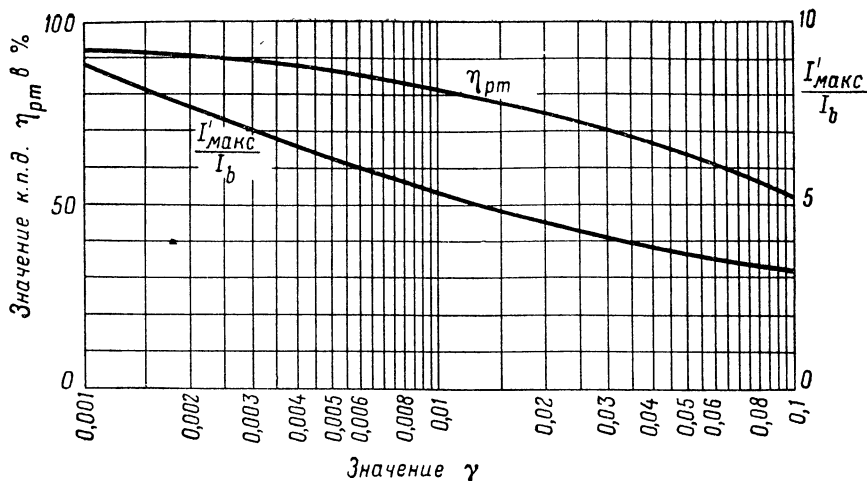


Рис. 12.9. График для определения оптимального режима резонансного усилителя класса С

а из уравнения 12.21

$$I'_b = \frac{g_m E_1}{\pi} (\sin \theta_c - \theta_c \cos \theta_c).$$

Таким образом, отношение максимального анодного тока к среднему

$$\frac{I_{\text{макс}}}{I'_b} = \frac{\pi (1 - \cos \theta_c)}{\sin \theta_c - \theta_c \cos \theta_c}. \quad (12.69)$$

Это отношение, а также значение $\eta_{\text{пт}}$ как функции γ показаны на рис. 12.9.

Подводя итог всему вышеизложенному, можно кратко перечислить основные этапы расчета оптимального режима:

1. Выберите тип лампы и E_{bb} .
2. Вычислите γ и E'_{bb} .
3. Из рис. 12.8 найдите значения α , β и B , соответствующие вычисленному значению γ .
4. Найдите R_L по формуле 12.50, E_{gm} по формуле 12.52 и P_{ac} по формуле 12.55.
5. По формуле 12.67 вычислите E_{cc} .
6. Из графика рис. 12.9 найдите значения $\eta_{\text{пт}}$ и $I_{\text{макс}}/I'_b$, соответствующие вычисленному значению γ .
7. По формуле $\eta_{\text{пт}} = \frac{P_{ac}}{E_{bb} I'_b}$ определите I_b .
8. Вычислите $I_{\text{макс}}$.
9. Убедитесь в том, что найденное значение $I_{\text{макс}}$ меньше предельно допустимого значения анодного тока выбранной лампы. Если это не так, повторите расчет для лампы другого, более подходящего типа, или для другого значения E_{bb} .

12.11. НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ

В главе 3 было показано, что полная входная проводимость лампового усилителя содержит как активную, так и реактивную составляющие. В той же главе установлено, что величина и знак активной проводимости зависят от полного сопротивления анодной цепи. В усилителях с заземленным катодом активная проводимость становится отрицательной, когда полное сопротивление анодной цепи имеет индуктивный характер. При этом в усилителе могут возникнуть незатухающие колебания, так как обратная связь через емкость сетка — анод C_{gp} положительна и может быть настолько велика, что амплитуда передаваемого по каналу обратной связи сигнала будет достаточна для создания нестабильных условий работы.

Предотвратить самовозбуждение усилителей, имеющих резонансные цепи нагрузки, довольно трудно. Самовозбуждение наиболее часто встречается при использовании в усилителях триодов, так как у них емкость C_{gp} сравнительно велика. При применении пентодов и мощных лучевых ламп это явление возникает реже, потому что емкость C_{gp} в них значительно меньше. Независимо от типа применяемых ламп в тех случаях, когда обратная связь оказывается достаточной для возникновения самовозбуждения, в схему усилителя вводятся специальные цепи, которые нейтрализуют положительную обратную связь, создаваемую межэлектродной емкостью усилительной лампы.

Для нейтрализации усилителей наиболее часто применяются схема нейтрализации в цепи сетки (рис. 12.10, в) и схема нейтрализации в цепи анода.

Рассмотрим схему нейтрализации в цепи анода (рис. 12.10, а). Источник анодного напряжения подключается обычно к среднему отводу катушки индуктивности колебательного контура. Один из зажимов анодного колебательного контура через нейтротринный конденсатор C_n соединяется с сеткой лампы. Из эквивалентной схемы (рис. 12.10, б), следует, что при соответствующем выборе C_n возникновение напряжения между анодом P и катодом K не будет приводить к появлению напряжения между сеткой G и катодом. Поэтому, помня, что E_{gk} должно быть равно нулю, можно написать

$$E_{gk} = E_{C_n} + E_{L_2} = E_{C_{gp}} + E_{L_1} = 0.$$

Следовательно, для нейтрализации необходимо соблюдение следующих равенств:

$$E_{C_n} = -E_{L_2} \text{ и } E_{C_{gp}} = -E_{L_1}.$$

Если ток I_2 в анодном колебательном контуре значительно больше тока I_3 , то токи, протекающие через катушки индуктивности L_1 и L_2 , фактически одинаковы. Это условие обычно выпол-

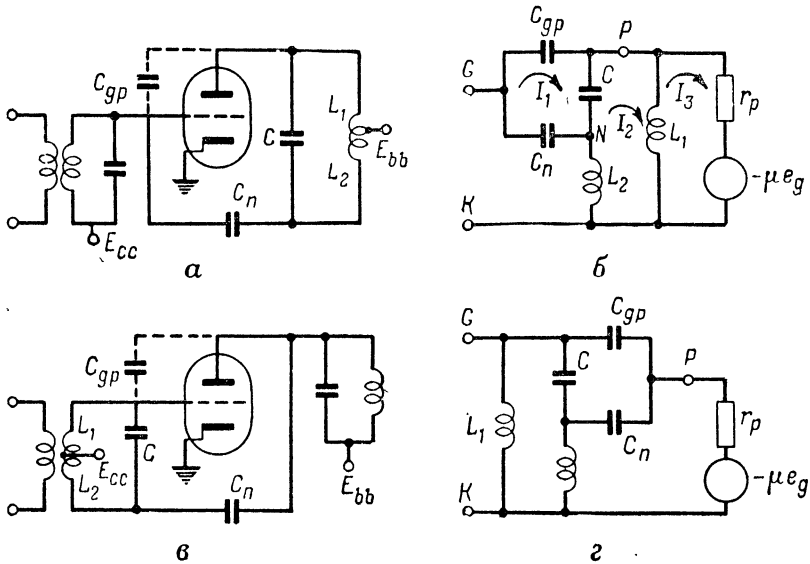


Рис. 12.10. Схемы нейтрализации одноламповых усилителей мощности: *а* — схема нейтрализации в цепи анода; *б* — эквивалентная схема усилителя при нейтрализации в цепи анода; *в* — схема нейтрализации в цепи сетки; *г* — эквивалентная схема усилителя при нейтрализации в цепи сетки

няется при применении контуров с высоким Q . Следовательно, при установившемся режиме

$$-\frac{I_1}{j\omega C_n} = I_2(j\omega L_2); \quad \frac{I_1}{j\omega C_{gp}} = -I_2(j\omega L_1).$$

Решим совместно эти уравнения и исключим $j\omega$ и I_1/I_2 . В результате получим, что для нейтрализации необходимо соблюдение следующего условия:

$$C_n = \frac{L_1}{L_2} C_{gp}.$$

В тех случаях, когда предположение о высоком Q контура не оправдывается и токи через катушку индуктивности получаются различными, нейтрализация методом подбора емкости нейтрального конденсатора может оказаться невыполнимой.

Аналогичный анализ можно провести и для схемы нейтрализации в цепи сетки. Этот анализ показывает, что нейтрализация в данном случае обеспечивается, если

$$L_1 = L_2 \text{ и } C_n = C_{gp}.$$

В усилителях мощности часто применяется двухтактная схема. Так как пушпульные усилители симметричны относительно точек заземления, в них очень легко включить схемы нейтрализации (рис. 12.11).

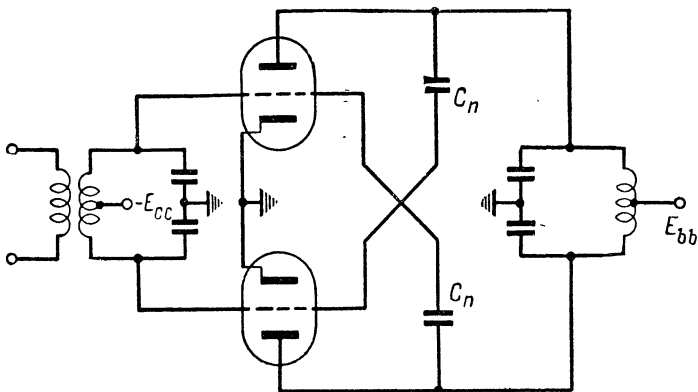


Рис. 12.11. Схема нейтрализации двухтактного резонансного усилителя мощности

Условия нейтрализации, выведенные для двух вышеописанных схем, позволяют определить необходимую емкость нейтринного конденсатора и для двухтактных усилителей. Эти конденсаторы делаются обычно регулируемы, так как различные экземпляры ламп всегда имеют различную межэлектродную емкость. Таким образом, точная нейтрализация должна осуществляться уже после того, как усилитель изготовлен.

Более удобно и безопасно выполнять эту работу, выключив источник анодного питания лампы, но оставив накал ламп включенным. Затем на сетку лампы следует подать напряжение возбуждения и регулировать емкость нейтринного конденсатора так, чтобы в анодную цепь передавалось минимальное количество энергии.

Для обнаружения передачи энергии в анодный контур можно применить радиоприемник, который в этом случае следует подключить к витку проволоки, связанному с катушкой индуктивности анодного контура. С равным успехом можно применить и любое другое чувствительное индикаторное устройство.

12.12. СХЕМЫ ПОДКЛЮЧЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ ПИТАНИЯ К РЕЗОНАНСНЫМ УСИЛИТЕЛЯМ

Анодное напряжение подается к усилителям мощности обычно от выпрямительных устройств со специальными фильтрами. Наиболее часто употребляемые схемы выпрямителей и фильтров будут рассмотрены в главе 14. Аналогичные схемы могут быть использованы также и в качестве источника сеточного смещения. Однако наибольшее распространение получили схемы автоматического сеточного смещения. В тех случаях, когда лампа работает в прерывистом режиме и полный угол отсечки составляет не менее 180° , можно применить и схему автоматического катодного смещения.

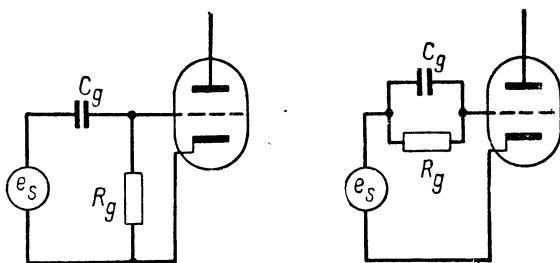


Рис. 12.12. Схемы автоматического сеточного смещения

Однако при работе в режиме класса С эту схему нельзя применить, так как напряжение смещения должно быть больше напряжения отсечки лампы, чего нельзя добиться при помощи обычных схем автоматического катодного смещения.

Схемы автоматического сеточного смещения бывают двух типов. Несмотря на их несущественное различие, эти схемы называются по-разному: одна — схемой с параллельным автоматическим смещением, другая — схемой с последовательным автоматическим смещением (рис. 12.12).

Принцип работы этих схем, в сущности, один и тот же. Когда к управляющей сетке лампы подводится напряжение возбуждения, смещение на сетке в первый момент времени отсутствует, и в течение положительного полупериода напряжения возбуждения в цепи сетки протекает сеточный ток. Участок лампы сетка — катод работает как низкоомный диод, в связи с чем конденсатор C_g быстро заряжается через сопротивление диода r_g . Постоянная времени заряда составляет при этом

$$T_{\text{зар}} = \frac{r_g R_g}{r_g + R_g} C_g.$$

Так как сопротивление r_g почти всегда во много раз меньше сопротивления R_g , то

$$T_{\text{зар}} \approx r_g C_g.$$

Когда полярность напряжения возбуждения меняется на обратную, ток сетки прекращается и конденсатор C_g начинает разряжаться через сопротивление R_g , причем постоянная времени разряда составляет

$$T_{\text{разр}} = R_g C_g.$$

Из-за большой разницы сопротивлений r_g и R_g постоянная времени разряда значительно больше постоянной времени заряда, поэтому конденсатор разряжается лишь частично.

Через несколько периодов колебаний напряжения возбуждения возникают условия равновесия, и ток сетки начинает проходить

только в течение небольших периодов времени, достаточных для восполнения истраченной при разряде энергии конденсатора. В результате на сетке лампы создается большое отрицательное напряжение, которое автоматически поддерживается на одном уровне.

С достаточной точностью можно написать, что $E_{cc} = I_g R_g$, где I_g — среднее значение тока, или постоянный ток сетки. Следовательно, $R_g = E_{cc} / I_g$.

Прерывистый режим работы резонансных усилителей применяется в первую очередь с целью получения высокого коэффициента преобразования мощности постоянного тока, потребляемой от источника питания, в мощность усиливаемого полезного сигнала. И вполне понятно стремление уменьшить потери, возникающие в различных элементах цепи. В частности, желательно предотвратить потери полезного сигнала в источниках питания, подключаемых к усилителю.

Чтобы исключить попадание токов и напряжений частоты сигнала в источники анодного и сеточного питания, а также в источник питания накала лампы, применяются высокочастотные дроссели и разделительные конденсаторы.

Так, например, последовательно с источником анодного питания почти всегда включаются высокочастотные дроссели (рис. 12.13). Они обладают незначительным сопротивлением для постоянного тока, но имеют высокое сопротивление на частоте усиливаемого сигнала. Благодаря этому через цепь, состоящую из дросселя и внутреннего сопротивления источника питания, протекает лишь незначительный ток частоты сигнала. Более того, даже тот небольшой

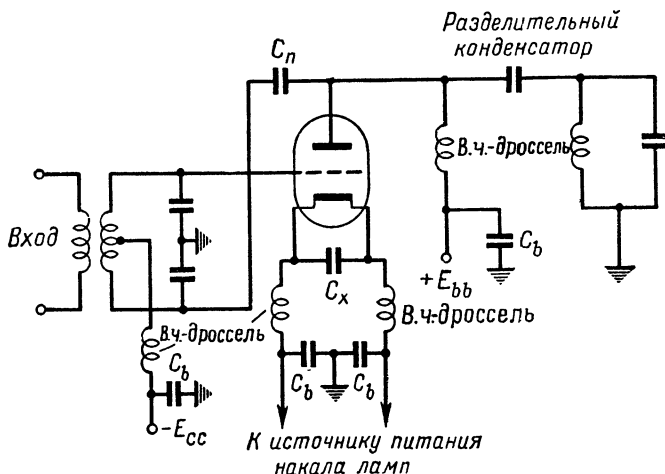


Рис. 12.13. Резонансный усилитель класса С большой мощности с параллельной схемой питания (показаны цепи включения источников питания и цепь сеточной нейтрализации; показано много заземленных точек, но в реальной схеме заземление должно быть в одном месте — см. раздел 10.17)

ток, который все же проходит через дроссель, минуя источник питания, попадая в заземленную точку схемы через шунтирующий конденсатор C_b . Аналогичные устройства при необходимости можно применить и в цепи сетки.

Усилительные лампы большой мощности имеют обычно катоды прямого накала. Поэтому при использовании таких ламп приходится принимать меры, чтобы предотвратить возникновение напряжений высокой частоты на зажимах обмоток накальных трансформаторов. Это достигается включением дополнительных элементов, показанных на рис. 12.13. Между источником питания и нитью накала ламп включаются высокочастотные дроссели; к проводам, соединяющим источник питания (трансформатор накала) с высокочастотным дросселем, подключаются шунтирующие конденсаторы, которые отводят возникающие в этих проводах напряжения высокой частоты на землю. Чтобы уменьшить возможность появления высокочастотных напряжений между подводящими проводами цепи накала, около накальных выводов лампы ставят дополнительный шунтирующий конденсатор.

12.13. ПАЗИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Паразитными колебаниями называются нежелательные или побочные колебания в электронных схемах. Они часто возникают и в резонансных усилителях мощности. Как было показано в главе 10, паразитные колебания наиболее часто вызываются тем, что в цепях сетки и анода лампы создается автогенератор с настроенными контурами, работающий на частоте, отличной от той, на которой по замыслу конструктора должна работать данная схема. Автогенераторная схема часто возникает из-за применения параллельных схем питания в цепях анода и сетки. По возможности этого следует избегать, но если все же приходится применять такие схемы питания, рекомендуется ставить в эти цепи дроссели с резко различающимися параметрами. Отношение индуктивностей этих дросселей должно составлять около 100.

Если две или более лампы включаются параллельно, нередко возникают внутриламповые паразитные колебания. Их можно устранить включением противоколебательных сопротивлений 10—50 ом последовательно с управляющей сеткой каждой лампы. Иногда вместо этого в анодные цепи ламп включаются дроссели.

Паразитные колебания возникают также при использовании незаземленных высокочастотных настроенных конденсаторов, чрезмерно длинных проводников к нейтральному конденсатору или при заземлении схемы по высокой частоте во многих точках.

Паразитные колебания создаются и в сложных схемах, в которых от катушки индуктивности колебательного контура сделано несколько отводов для настройки системы или для согласования с нагрузкой. Длинные проводники от ламповых выводов к колебательным контурам изредка вызывают появление паразитных колебаний ультравысоких частот.

12.14. МОШНЫЕ АВТОГЕНЕРАТОРЫ

В разделе 12.11 упоминалось, что в резонансных усилителях из-за обратной связи через емкость C_{gp} могут возникать колебания. Если обратная связь создается преднамеренно, усилитель мощности превращается в автогенератор. Поэтому мощные автогенераторы рассчитываются как работающие в прерывистом режиме резонансные усилители. Расчет можно вести методом, изложенным в разделе 12.10. После окончания расчета нужно определить величину обратной связи для создания нужных напряжений возбуждения, мощности возбуждения и ряда других параметров.

Почти все соображения и выводы, сделанные для усилителей мощности, применимы и к мощным автогенераторам. Существенная разница заключается только в том, что постоянное сеточное смещение в автогенераторах класса С применить нельзя, так как лампа в этом случае окажется запертой, анодный ток через нее не будет проходить и колебания не возникнут. Поэтому в мощных автогенераторах почти всегда применяются схемы автоматического сеточного смещения.

Другое различие состоит в том, что в автогенераторах для стабилизации частоты колебаний вместо сеточного колебательного контура часто применяется кварц.

12.15. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В связи с высоким процентом содержания гармоник в выходном сигнале усилителей класса С эти устройства часто используются как удвоители и утроители частоты. В этом случае анодный колебательный контур настраивается на частоту нужной гармоники. Так как для успешной работы в качестве умножителей частоты требуются небольшие углы отсечки, лампы должны работать при большом сеточном смещении и большом напряжении входного сигнала. Это затруднение можно частично преодолеть, используя триоды с большим коэффициентом усиления μ , мощные лучевые лампы и пентоды.

Усилители с заземленной сеткой менее подвержены самовозбуждению, чем схемы с заземленным катодом. Поэтому, чтобы свести к минимуму необходимость нейтрализации, усилители мощности класса С очень часто конструируются по схеме с заземленной сеткой. Общие принципы работы и анализа таких схем почти не отличаются от рассмотренных для схем с заземленным катодом. Некоторое различие заключается, пожалуй, только в методе определения выходной мощности.

Расчет выходных цепей связи не рассматривается, так как эти вопросы освещаются во многих книгах, посвященных теории цепей.

ЗАДАЧИ

12.1. Рассчитайте резонансный усилитель класса С на частоте 20 Мгц. В усилителе используйте радиолампу RCA883, которая имеет следующие параметры: $\mu = 35$, $E_{b \text{ макс}} = 3000 \text{ в}$, $r_p = 2400 \text{ ом}$, $P_{p \text{ макс}} = 300 \text{ вт}$, $C_{gp} = 6,3 \text{ пф}$,

$I_{g \text{ макс}} = 75 \text{ ма}$, $C_{gk} = 12,3 \text{ нф}$, $I_{b \text{ макс}} = 500 \text{ ма}$. Значение Q на рабочей частоте должно равняться 12. Определите все необходимые для конструирования усилителя параметры, включая значения L и C колебательного контура. Примите, что $E_0 = 750 \text{ в}$.

12.2. Рассчитайте схему нейтрализации по анодной цепи для усилителя, параметры которого приведены в задаче 12.1.

12.3. Произведите перерасчет усилителя, параметры которого приведены в задаче 12.1, чтобы обеспечить оптимальные условия работы в режиме класса В.

12.4. Рассчитайте усилитель звуковой частоты, выходная мощность которого должна составлять не менее 45 вт при суммарных нелинейных искажениях, не превышающих 3%. Так как существует много различных схем, удовлетворяющих этим условиям, рассчитайте несколько вариантов и сравните их между собой, учитывая их стоимость, сложность эксплуатации и другие параметры.

МОДУЛЯЦИЯ И МОДУЛЯТОРЫ

Непрерывные колебания постоянной амплитуды, фазы и частоты не передают никаких информации, свидетельствуя лишь о факте их существования. Можно сказать, что количество передаваемых в этом случае информации превышает нулевой уровень только на одну ступень, причем такой сигнал занимает только одну частоту в электромагнитном спектре. Между полосой частот, занимаемой посылаемым сигналом, и максимальным количеством информации, которое может быть передано при помощи этого сигнала, существует определенная взаимосвязь. Однако изучение области теории информации, посвященной анализу этого вопроса, не входит в задачу книги.

Тем не менее даже без детального изучения этого вопроса очевидно, что для передачи информации необходимо то или иное изменение передаваемого сигнала. При этом обязательно увеличивается полоса частот, требуемая для передачи сигнала. Изменение того или иного параметра сигнала в соответствии с передаваемой информацией называется модуляцией.

Существуют два основных принципиально различных метода модуляции колебаний — метод амплитудной модуляции и метод угловой модуляции. Однако каждый из них содержит несколько подгрупп, которые фактически можно назвать даже различными методами модуляции. Методы модуляции и принципы работы модулирующих систем кратко рассматриваются в этой главе.

13.1. ПРИНЦИПЫ АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИИ

Принципы амплитудной модуляции (АМ) легко пояснить математически. Примем, что ток несущей частоты

$$i_c = I_c \cos \omega_c t, \quad (13.1)$$

где i_c — мгновенное значение тока несущей частоты;
 I_c — амплитуда тока этой частоты;
 ω_c — несущая частота в радианах в секунду.

Условимся также, что сигнал, содержащий информацию, т. е. модулирующий сигнал,

$$i_m = I_m \cos \omega_m t, \quad (13.2)$$

где i_m — мгновенное значение тока модулирующего сигнала;
 I_m — амплитуда тока этого сигнала;
 ω_m — частота модуляции в радианах в секунду.

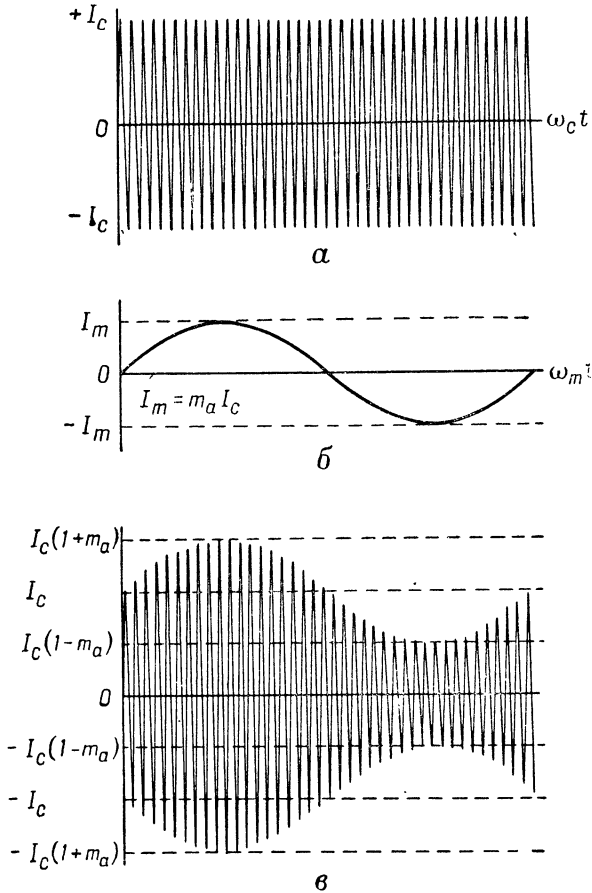


Рис. 13.1. Амплитудная модуляция:

a — немодулированная несущая частота; *б* — модулирующий сигнал; *в* — колебания, модулированные по амплитуде

Амплитудная модуляция создается тем, что амплитуда сигнала несущей частоты изменяется с частотой модуляции относительно немодулированного значения этого сигнала I_c на величину, пропорциональную амплитуде модулирующего сигнала. Другими словами, амплитуда модулированного сигнала

$$i_c = I_c (1 + m_a \cos \omega_m t) \cos \omega_c t, \quad (13.3)$$

где

$$m_a = I_m / I_c \quad (13.4)$$

называется коэффициентом модуляции.

Вид сигнала, создаваемого в результате этого процесса, показан на рис. 13.1, который поясняет также физический смысл коэффициента модуляции.

Произведем умножение и соответствующую группировку членов в выражении 13.3; в результате получим

$$i_c = I_c \cos \omega_c t + m_a I_c \cos \omega_c t \cos \omega_m t. \quad (13.5)$$

Как известно из тригонометрии, произведение двух косинусных функций различной частоты равно

$$\cos \omega_c t \cos \omega_m t = \frac{1}{2} \cos (\omega_c - \omega_m) t + \frac{1}{2} \cos (\omega_c + \omega_m) t. \quad (13.6)$$

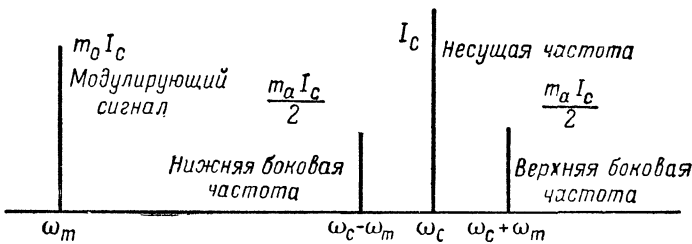


Рис. 13.2. Спектр частот, образуемый при амплитудной модуляции несущей частоты сигналом одной частоты

Таким образом, амплитудно-модулированные колебания могут быть представлены следующим математическим соотношением:

$$i_c = I_c \cos \omega_c t + I_c \frac{m_a}{2} \cos (\omega_c + \omega_m) t + I_c \frac{m_a}{2} \cos (\omega_c - \omega_m) t. \quad (13.7)$$

Следовательно, в результате процесса модуляции образуются три составляющие частоты:

- 1) ω_c — первоначальная немодулированная несущая частота;
- 2) $\omega_c + \omega_m$ — верхняя боковая частота;
- 3) $\omega_c - \omega_m$ — нижняя боковая частота.

Соотношение между составляющими частотами показано на рис. 13.2.

Модулирующий сигнал содержит обычно несколько составляющих с различными частотами. Каждая из них создает соответствующие верхнюю и нижнюю боковые частоты. При большом числе частот модуляции создаются верхние и нижние боковые полосы (рис. 13.3).

Предположим, что модулированная волна тока проходит через цепь с активным сопротивлением R_L . Тогда полная мощность колебаний несущей частоты, выделяемая в этой цепи,

$$P_c = \frac{1}{2} I_c^2 R_L.$$

Полная мощность колебаний боковых частот

$$P_m = \frac{1}{2} \left(\frac{m_a}{2} I_c \right)^2 R_L + \frac{1}{2} \left(\frac{m_a}{2} I_c \right)^2 R_L = \frac{m_a^2}{4} I_c^2 R_L,$$

или

$$P_m = \frac{m_a^2}{2} P_c. \quad (13.8)$$

Таким образом, мощность колебаний боковых полос составляет всегда $m_a^2/2$ мощности колебаний несущей частоты. Поскольку коэффициент модуляции никогда не превышает единицы, мощность колебаний боковых полос не превышает 50% мощности колебаний несущей частоты. Она пропорциональна квадрату коэффициента модуляции и поэтому при отклонении коэффициента модуляции от



Рис. 13.3. Образование боковых полос при модуляции сложным сигналом

единицы очень быстро уменьшается. Значит энергия преобразуется лучше при коэффициенте модуляции m_a , равном единице, т. е. при 100% модуляции.

Как легко заметить из рис. 13.1, при 100% модуляции пиковое значение модулированных колебаний составляет $2I_c$. Следовательно, пиковое значение выходной мощности

$$P_{c \text{ пик}} = \frac{1}{2} (2I_c)^2 R_L = 2I_c^2 R_L. \quad (13.9)$$

Как было показано выше, среднее значение мощности колебаний несущей частоты

$$P_c = \frac{1}{2} I_c^2 R_L.$$

Отсюда.

$$P_{c \text{ пик}} = 4P_c. \quad (13.10)$$

Итак, усилитель модулированных сигналов должен рассчитываться на передачу мощности, равной четырехкратному значению мощности колебаний несущей частоты, и выдерживать токи и напряжения, амплитуда которых в два раза больше амплитуд тока и напряжения колебаний несущей частоты. Этот важный вывод нужно учитывать при конструировании усилителей мощности амплитудно-модулированных колебаний.

13.2. ПРИНЦИПЫ УГЛОВОЙ МОДУЛЯЦИИ

Угловая модуляция создается путем изменения угла колебаний несущей частоты относительно шкалы времени и относительно угла немодулированных колебаний несущей частоты. Если через ω_c

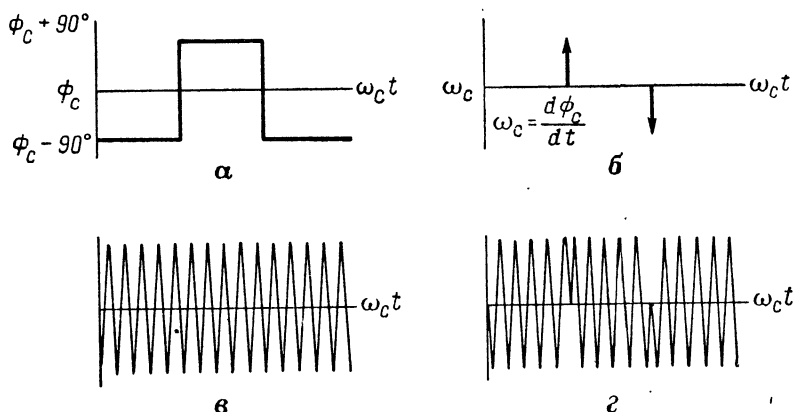


Рис. 13.4. Фазовая модуляция сигналом прямоугольной формы: а — модулирующий сигнал (видно изменение фазового угла); б — соответствующее изменение несущей частоты; в — немодулированная несущая частота; г — несущая частота, модулированная по фазе

обозначить несущую частоту в радианах в секунду, а через Φ_c — относительный фазовый угол несущих колебаний, то соотношения между углом и частотой колебаний можно записать в следующем виде:

$$\omega_c = \frac{d\Phi_c}{dt}; \quad (13.11)$$

$$\Phi_c = \int \omega_c dt. \quad (13.12)$$

Из этих соотношений следует, что относительный фазовый угол колебаний несущей частоты можно изменять непосредственным изменением Φ_c или изменением ω_c .

Модуляцию, при которой угол колебаний несущей частоты изменяется непосредственно в соответствии с величиной сигнала, содержащего информацию, называют фазовой модуляцией (ФМ). Если же угол изменяется под влиянием изменений частоты колебаний, причем эти изменения также пропорциональны модулирующему сигналу, то говорят, что колебания модулированы по частоте, а модуляцию называют частотной (ЧМ). Поскольку ω_c и Φ_c связаны определенным соотношением, то при фазовой модуляции в момент изменения фазы меняется и несущая частота колебаний. Аналогично этому при частотной модуляции меняется относительный фазовый угол колебаний. Это видно из рис. 13.4 и 13.5.

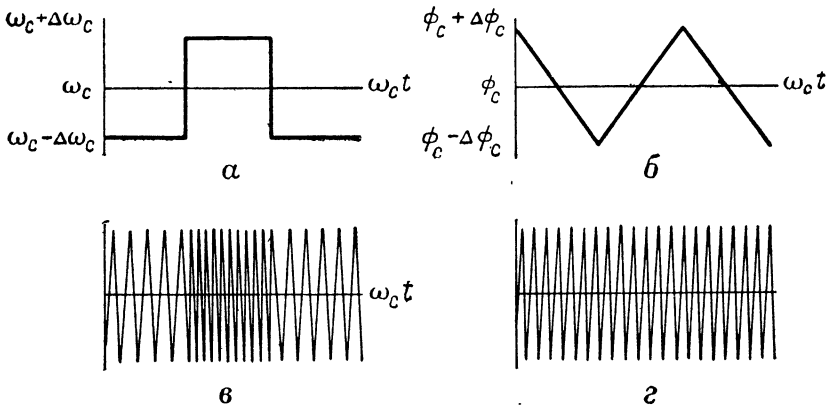


Рис. 13.5. Частотная модуляция сигналом прямоугольной формы:
а — изменение несущей частоты; *б* — соответствующее относительное изменение фазового угла; *в* — частотно-модулированные колебания; *г* — немодулированные колебания

В момент, когда под действием прямоугольного модулирующего сигнала фаза несущих колебаний резко изменяется (рис. 13.4), мгновенно изменяется и частота. Однако при этом фазовый угол увеличивается не мгновенно, а в течение некоторого времени (рис. 13.5). Таким образом, изменение частоты всегда сопровождается фазовой модуляцией и наоборот.

На этом явлении основана работа системы частотной модуляции Амстронга, рассмотренной несколько ниже.

13.3. ЧАСТОТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ (ЧМ)

При частотной модуляции несущая частота модулированных колебаний изменяется и отклоняется от несущей частоты ω_c немодулированных колебаний на величину, прямо пропорциональную амплитуде модулирующего сигнала. Следовательно, несущая частота

$$\omega_c(t) = \omega_c + \Delta\omega_c \cos \omega_m t, \quad (13.13)$$

где $\omega_c(t)$ — несущая частота модулированного сигнала как функция времени;

ω_c — немодулированная несущая частота;

$\Delta\omega_c$ — максимальное отклонение несущей частоты в одну и другую сторону от ω_c ;

ω_m — частота модулирующего сигнала.

Введем новый параметр

$$k_f = \frac{\Delta\omega_c}{\omega_c}. \quad (13.14)$$

Используя его, можно выражение 13.13 привести к виду

$$\omega_c(t) = \omega_c(1 + k_f \cos \omega_m t). \quad (13.15)$$

Мгновенное значение фазового угла несущей частоты вычислим, используя выражения 13.12 и 13.15:

$$\Phi_c(t) = \int \omega_c(t) dt,$$

или

$$\Phi_c(t) = \omega_c \int (1 + k_f \cos \omega_m t) dt.$$

Проинтегрируем последнее выражение и примем, что начальное значение относительного фазового угла равно нулю. Тогда

$$\Phi_c(t) = \omega_c t + \frac{\omega_c k_f}{\omega_m} \sin \omega_m t. \quad (13.16)$$

Множитель, стоящий перед $\sin \omega_m t$, можно представить в виде

$$m_f = \frac{\omega_c k_f}{\omega_m} = \frac{\Delta\omega}{\omega_m}. \quad (13.17)$$

Величина m_f называется коэффициентом частотной модуляции или коэффициентом девиации (отклонения) частоты модулированного сигнала. Следовательно, относительный фазовый угол несущей частоты модулированных колебаний

$$\Phi_c(t) = \omega_c t + m_f \sin \omega_m t, \quad (13.18)$$

а мгновенное значение тока модулированных колебаний

$$i_c(t) = I_c \cos \Phi_c(t) = I_c \cos(\omega_c t + m_f \sin \omega_m t). \quad (13.19)$$

Последнее выражение при помощи обычных тригонометрических соотношений можно преобразовать так:

$$i_c(t) = I_c [\cos(\omega_c t) \cos(m_f \sin \omega_m t) - \sin(\omega_c t) \sin(m_f \sin \omega_m t)]. \quad (13.20)$$

Сложные члены этого уравнения можно представить в виде бесконечного ряда функций Бесселя:

$$\begin{aligned} \cos(\omega_c t) \cos(m_f \sin \omega_m t) &= \cos \omega_c t \left[J_0(m_f) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(m_f) \cos(2n\omega_m t) \right] = \\ &= J_0(m_f) \cos \omega_c t + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(m_f) \cos(\omega_c t) \cos(2n\omega_m t); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sin(\omega_c t) \sin(m_f \sin \omega_m t) &= \sin(\omega_c t) \cdot 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(m_f) \sin(2n-1)\omega_m t = \\ &= 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(m_f) \sin(\omega_c t) \sin(2n-1)\omega_m t. \end{aligned}$$

Величины $J_a(m_f)$ обозначают функции Бесселя первого рода a -го порядка с аргументом m_f . Значения их для различных величин аргумента можно найти в соответствующих книгах.

Найденные выражения упростим, применив тригонометрические формулы:

$$\cos \alpha \cos \beta = \frac{1}{2} [\cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta)];$$

$$\sin \alpha \sin \beta = \frac{1}{2} [\cos(\alpha - \beta) - \cos(\alpha + \beta)].$$

При этом написанные выше бесконечные ряды могут быть представлены в следующем виде:

1. Первый ряд

$$\begin{aligned} J_0(m_f) \cos \omega_c t + \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(m_f) \cos(\omega_c - 2n\omega_m) t + \\ + \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(m_f) \cos(\omega_c + 2n\omega_m) t. \end{aligned}$$

2. Второй ряд

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(m_f) \cos[\omega_c - (2n-1)\omega_m] t + \\ + \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(m_f) \cos[\omega_c + (2n-1)\omega_m] t. \end{aligned}$$

Подставим эти ряды снова в выражение 13.20 и в нескольких членах заменим величину n ее численным значением. В результате получим

$$\begin{aligned} i_c(t) &= I_c \{ J_0(m_f) \cos \omega_c t - \\ &- J_1(m_f) [\cos(\omega_c - \omega_m) t - \cos(\omega_c + \omega_m) t] + \\ &+ J_2(m_f) [\cos(\omega_c - 2\omega_m) t + \cos(\omega_c + 2\omega_m) t] - \\ &- J_3(m_f) [\cos(\omega_c - 3\omega_m) t - \cos(\omega_c + 3\omega_m) t] + \\ &+ J_4(m_f) [\cos(\omega_c - 4\omega_m) t + \cos(\omega_c + 4\omega_m) t] - \\ &- J_5(m_f) [\cos(\omega_c - 5\omega_m) t - \cos(\omega_c + 5\omega_m) t] + \dots \}. \end{aligned}$$

Это выражение позволяет выявить характерные свойства частотно-модулированных колебаний. В первую очередь отметим, что такие колебания содержат бесконечное множество составляющих с различными частотами, расположенных на равном расстоянии одна от другой по обе стороны от средней частоты ω_c . Это расстояние равно модулирующей частоте ω_m . Амплитуда каждого члена определяется величиной коэффициента модуляции m_f .

Спектр частотно-модулированных колебаний вычертить достаточно просто. Для этого необходимо задаться нужными значениями

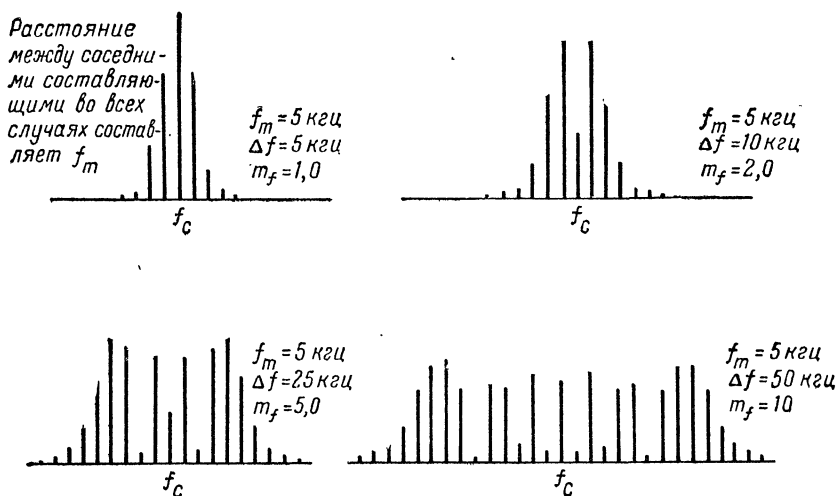


Рис. 13.6. Изменение спектра частотно-модулированного сигнала при изменении девиации частоты

m_f , ω_c и ω_m и определить по таблицам соответствующие значения функций Бесселя. Для примера на рис. 13.6 приведены вычисленные спектры некоторых частотно-модулированных колебаний.

Из рис. 13.6 следует, что в соответствии со свойствами функций Бесселя амплитуда составляющих боковых частот быстро уменьшается до нуля. Поэтому практически боковая полоса всегда имеет конечную ширину, достаточную для передачи сигнала, хотя теоретически спектр боковых частот занимает бесконечную полосу частот. Необходимая для передачи сигнала полоса частот не равна удвоенному значению девиации частоты, а всегда больше этого значения.

Средняя составляющая спектра частот, соответствующая несущей частоте немодулированного сигнала, будет отсутствовать, если функция Бесселя $J_0(m_f)$ равна нулю. Эта функция равна нулю, когда

$$m_f = 2,405; 5,520; 8,654; 11,79; 14,93 \dots$$

В этих случаях вся мощность падает на боковые составляющие, т. е. расходуется полезно на передачу сигнала.

Другое важное свойство спектра частотно-модулированного сигнала легко заметить из рис. 13.7, где показано изменение спектра при изменении частоты модуляции и неизменной девиации частоты. Это типичный случай при частотной модуляции передаваемых колебаний. Очень важно обратить внимание на то, что при низкой

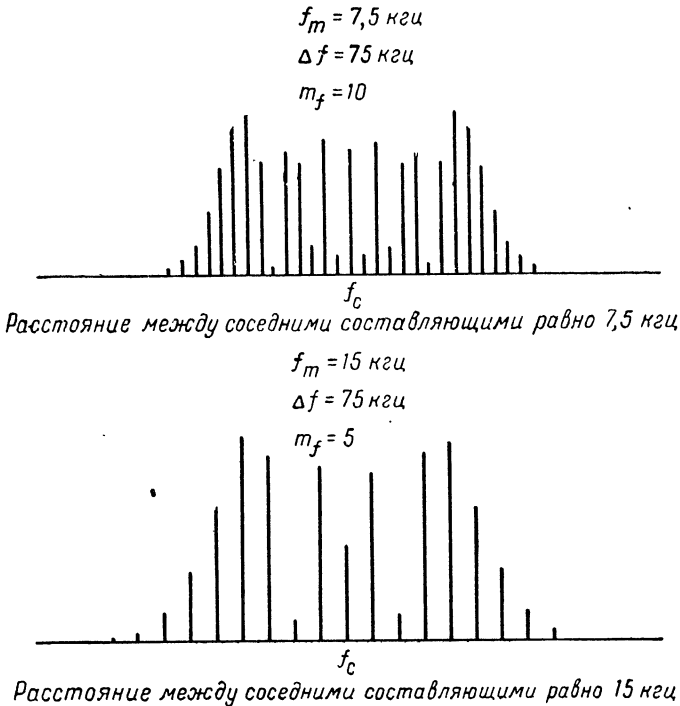


Рис. 13.7. Изменение спектра сигнала при изменении модулирующей частоты

частоте модуляции возникает больше боковых частот, чем при высокой. Однако общая полоса частот, необходимая для передачи сигнала, практически одинакова в обоих случаях.

13.4. ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ

При отсутствии модулирующего сигнала ток несущей частоты

$$i_c t = I_c \cos \omega_c t \quad (13.21)$$

и угол $\omega_c t$ непрерывно возрастает. При фазовой модуляции несущей частоты фазовый угол становится в разные моменты времени больше или меньше линейно возрастающего фазового угла немодулированного сигнала, причем это относительное изменение про-

порционально величине модулирующего сигнала. Таким образом, если через m_p обозначить коэффициент фазовой модуляции или максимальную девиацию фазы, то фазовый угол несущей частоты при фазовой модуляции будет равен

$$\Phi_c(t) = \omega_c t + m_p \cos \omega_m t. \quad (13.22)$$

При этом мгновенное значение тока несущей частоты

$$i_c(t) = i_c \cos(\omega_c t + m_p \cos \omega_m t). \quad (13.23)$$

Сравнив уравнения 13.23 и 13.19, легко установить, что характер изменения токов в этих двух случаях, в сущности, один и тот же и разница заключается только в характере изменения фазового угла во времени. При фазовой модуляции это изменение косинусоидально, а при частотной — синусоидально. Следовательно, уравнение 13.23 для колебаний, модулированных по фазе, можно преобразовать в бесконечный ряд функций Бесселя точно таким же методом, как и для частотно-модулированных колебаний. Исходя из подобия математических соотношений, описывающих колебания при этих двух видах модуляции, можно утверждать, что модулированные по фазе колебания имеют такой же спектр, как и частотно-модулированные, если модулирующий сигнал синусоидален и $m_p = m_f$. Таким образом, при соблюдении этих двух условий показанный на рис. 13.6 спектр для различных значений m_f , рассматривавшийся применительно к методу частотной модуляции, можно в равной мере отнести и к методу фазовой модуляции.

Как и при частотной модуляции, полная средняя мощность модулированного сигнала равна мощности колебаний несущей частоты немодулированного сигнала. При модуляции просто перераспределяется энергия и часть мощности, расходовавшейся ранее на колебания основной частоты, расходуется на колебания боковых полос.

Подчеркивая сходство свойств сигналов, модулированных по частоте и фазе, следует указать и на их различие. Основная разница заключается в характере зависимости между частотой модулирующего сигнала и полосой пропускания, требуемой для передачи модулированного сигнала. При частотной модуляции девиация частоты Δf при изменении модулирующей частоты остается постоянной. Поэтому коэффициент частотной модуляции $m_f = \Delta f / f_m$ при увеличении f_m уменьшается. При фазовой модуляции девиация фазы m_p при изменении частоты модулирующего сигнала не меняется.

Для данного значения m_p или m_f количество и амплитуды имеющих практическое значение составляющих сигнала неизменны. Однако эти составляющие удалены одна от другой на ω_m радиан. Следовательно, между полосой пропускания, требуемой для передачи модулированного по фазе сигнала, и частотой модулирующего сигнала существует линейная зависимость. Таким образом, если в цепях пропускания высоких составляющих модулирующего сигнала выбрана определенная полоса пропускания, то при понижении частоты модуляции для передачи будет использоваться лишь

некоторая часть этой полосы. Поэтому при фазовой модуляции эффективно используется только некоторая часть выделенной полосы частот.

При частотно-модулированных колебаниях коэффициент модуляции m_f уменьшается с увеличением частоты модуляции f_m , при сохранении девиации частоты неизменной. В связи с этим возникают два явления, частично компенсирующих друг друга:

- 1) увеличение частоты модуляции, вызывающее увеличение расстояния между составляющими спектра частот;
- 2) уменьшение коэффициента модуляции m_f , ведущее к сокращению количества имеющих практическое значение составляющих спектра частот.

В результате полоса частот, требуемая для пропускания частотно-модулированного сигнала, получается более постоянной, чем при передаче сигнала, модулированного по фазе. Значит, выделенная полоса частот используется более эффективно, чем при фазовой модуляции, т. е. метод частотной модуляции имеет определенные преимущества перед методом фазовой модуляции.

Однако ФМ-системы также получили широкое распространение. Это объясняется тем, что модулировать сигнал несущей частоты в реальных генераторах, как правило, легче методом фазовой модуляции, чем частотной. Поэтому для упрощения конструкции передатчика часто и применяют этот метод.

13.5. СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ АМПЛИТУДНОЙ И ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ. ПОМЕХИ И ШУМЫ

Большинство атмосферных и промышленных помех являются, в сущности, электрическими сигналами, модулированными по амплитуде, и поэтому принимаются и усиливаются приемниками, предназначенными для приема полезных амплитудно-модулированных сигналов.

Приемники ЧМ-систем имеют обычно специальные схемы ограничения (см. главу 15) и не реагируют на изменение амплитуды принимаемого сигнала. Поэтому сигналы на выходе приемников ЧМ-систем бывают почти свободны от подобных помех.

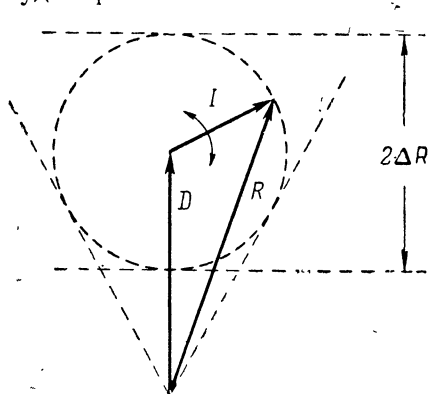


Рис. 13.8. Влияние мешающего сигнала

При частотной модуляции удается также существенно ослабить действие помех, частота которых очень близка к частоте полезного сигнала. Для пояснения этого обратимся к рис. 13.8. Обозначим полезный сигнал через D , а сигнал помехи — через I . Эти сигналы складываются на входе приемника, образуя результирующий сигнал R . Поскольку между частотами полезного сигнала

и сигнала помехи имеется небольшая разница, вектор I вращается вокруг конца вектора D . Совершенно очевидно, что амплитуда результирующего вектора R будет меняться в широких пределах, равных $2\Delta R$. Таким образом, мешающий сигнал будет вызывать существенное изменение амплитуды принимаемого сигнала и действие помехи будет значительным.

Предположим, теперь, что D и I характеризуют частотно-модулированные сигналы, основные частоты которых несколько различаются. Вращение I вокруг конца D приведет к тому, что фаза результирующего вектора будет колебаться в пределах угла, ограниченного пунктирными линиями (в нашем примере — около $\pm 0,5 \text{ рад}$). Обычно девиация фазы для частотно-модулированных сигналов составляет от ± 35 до $\pm 15\,000$ или более радиан. Таким образом, помеха, создаваемая колебаниями в пределах примерно $0,5 \text{ рад}$, будет небольшой.

Для звуковых сигналов основная часть мощности сигнала приходится обычно на составляющие низких частот. Высокие тона имеют меньшую мощность и иногда лишь незначительно превышают составляющие помех. Поэтому для подчеркивания составляющих высоких тонов в ЧМ-передатчиках часто применяются специальные предварительно «акцентирующие» («подчеркивающие») схемы. Для восстановления действительного тонального баланса передаваемого сигнала в приемниках осуществляется обратный процесс «деакцентирования» сигнала передатчика. «Деакцентирующая» схема значительно уменьшает уровень помех, что является дополнительным положительным свойством ЧМ-систем по сравнению с системами, использующими метод амплитудной модуляции.

13.6. ИМПУЛЬСНЫЕ МНОГОКАНАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ НА ОДНОЙ НЕСУЩЕЙ ЧАСТОТЕ

Исключительно большая и все возрастающая потребность в линии связи привела к созданию различных многоканальных систем, позволяющих одновременно передавать несколько групп сигналов на общей несущей частоте. На практике широкое распространение получили два метода такой многоканальной передачи:

1. Метод частотного разделения каналов, при котором для передачи каждого сигнала отводится отдельная поднесущая частота.

2. Метод временного разделения каналов, или метод импульсной передачи сигналов: на одной несущей частоте передается временная последовательность сигналов, причем сигналы одного канала связи располагаются в интервалах между сигналами других каналов; передача осуществляется с высокой частотой повторения.

В многоканальных системах с временным разделением сигналов обычно используется импульсный метод работы, при котором для передачи нужной информации изменяется какой-либо один параметр передаваемых импульсов. Существуют различные системы, работающие по принципу амплитудной модуляции импульсов (АИМ), модуляции импульсов по ширине (ШИМ), модуляции, при которой

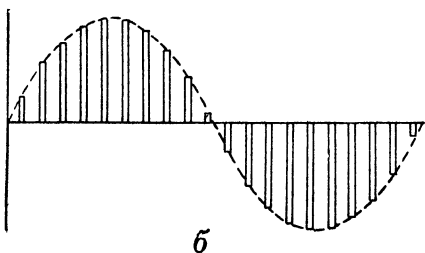
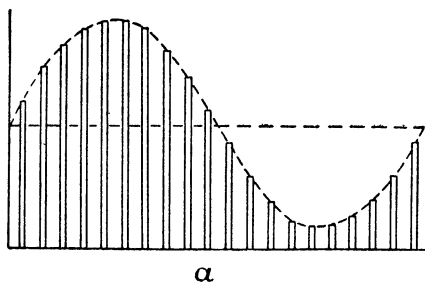


Рис. 13.9. Амплитудно-импульсная модуляция (АИМ):

а — однонаправленная; *б* — двунаправленная

методом модуляции может изменяться по амплитуде, длительности, положению в цепочке импульсов или частоте. Любое из этих изменений предназначается для передачи информации.

Для примера на рис. 13.9 показаны серии импульсов, получаемые при двух способах амплитудно-импульсной модуляции. Из рисунка видно, что амплитуда импульсов изменяется в соответствии с амплитудой передаваемого сигнала. Аналогичный рисунок можно выполнить и для пояснения методов модуляции в других импульсных системах.

На рис. 13.9 показано образование модулированного сигнала только одного канала. В действительности цепочка импульсов может образовать несколько каналов, по каждому из которых будет передаваться информация. В восьмиканальной системе (рис. 13.10) каждый канал образуется одной из чередующихся последовательностей импульсов. При этом в систему вводятся и синхронизирующие импульсы. Таким образом, один полный период восьмиканальной системы с амплитудно-импульсной модуляцией будет содержать восемь модулированных по амплитуде импульсов (по одному на каждый канал) и один импульс синхронизации. Показанные на рис. 13.9 модулированные импульсы соответствуют каждому девятому импульсу передаваемой системой цепочки импульсов. Это наглядно иллюстрируется рис. 13.10.

Сначала устанавливается мгновенная амплитуда сигнала первого канала, затем второго и т. д. вплоть до восьмого канала. После передачи импульса синхронизации процесс установления ам-

меняется положение (т. е. время излучения) импульсов (ВИМ), частотной модуляции импульсов (ЧИМ) и т. п. Анализ всех этих методов — довольно сложная задача, выходящая за пределы этой книги. Здесь мы рассмотрим только основные принципы и свойства системы амплитудно-импульсной модуляции.

В импульсных многоканальных системах специальное коммутирующее устройство создает серию равномерно расположенных одинаковых импульсов. Коммутирующее устройство может иметь различную конструкцию и быть механическим или электрическим в зависимости от частоты повторения импульсов. В любом случае каждый создаваемый импульс в соответствии с выбранным

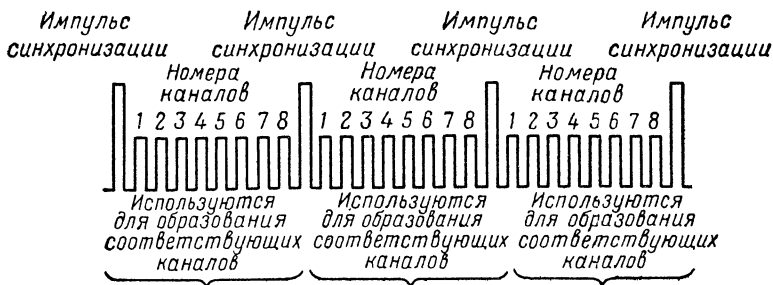


Рис. 13.10. Последовательность немодулированных импульсов в восьмиканальной системе с амплитудно-импульсной модуляцией

плитуды импульсов повторяется в той же последовательности. Скорость образования сигнала в одном канале зависит от характера передаваемого сигнала. Для телефонных многоканальных систем она обычно составляет 8000 *имп/сек*. При такой скорости большинство слушателей не может ощущать разницы между сформированным и реальным сигналом.

Детектирующие (демодулирующие) цепи конструируются в приемных устройствах так, чтобы импульсно-модулированный сигнал наиболее полно преобразовывался в его первоначальный непрерывный вид.

Созданный импульсный многоканальный сигнал может быть передан по радио на несущей частоте. Несущая частота модулируется этим сигналом по амплитуде или частоте.

13.7. МЕТОДЫ АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИИ

Рассмотрим практические методы модуляции.

В главе 11 упоминалось, что для осуществления амплитудной модуляции могут быть использованы некоторые электронные устройства, обладающие квадратичными характеристиками. Такие системы, как правило, неэффективны и ненадежны в работе. В большинстве применяемых на практике систем амплитудной модуляции используются электронные устройства, работающие в прерывистом режиме с высоким к. п. д.

В мощных установках модуляция осуществляется обычно в усилителях класса С, обладающих высоким к. п. д. В них может применяться любая амплитудная модуляция: анодная, катодная или сеточная. В основе всех этих трех видов амплитудной модуляции лежит, в сущности, один и тот же принцип, однако рабочие характеристики таких модулирующих устройств весьма различны. Каждое из них имеет свои характерные положительные и отрицательные качества, которые должны непременно учитываться при решении вопроса о целесообразности и возможности применения модулятора того или иного вида в реальных передающих устройствах. Эти вопросы будут рассмотрены ниже.

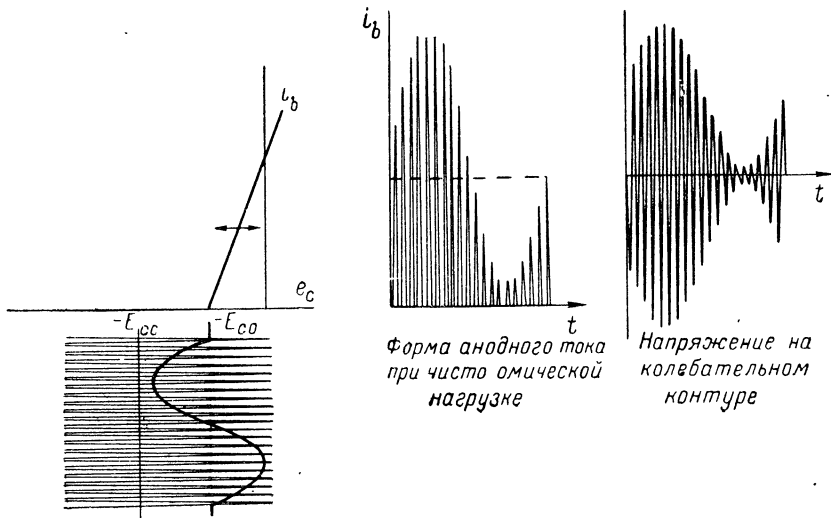


Рис. 13.11. Принцип анодной модуляции усилителя класса С (E_{cc} имеет постоянное значение, E_{c0} изменяется)

Для изучения основных принципов этих трех видов модуляции проще всего воспользоваться характеристиками передачи усилителя (рис. 13.11 и 13.12).

При анодной модуляции усилителя модулирующий сигнал вводится в схему последовательно с напряжением источника анодного питания лампы. Следовательно, полное напряжение анодного питания лампы является функцией времени и изменяется в соответствии с формой модулирующего сигнала. В результате характеристика

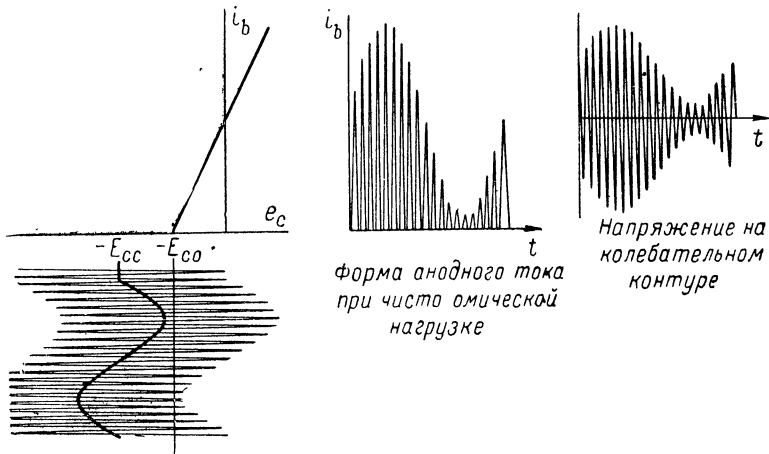


Рис. 13.12. Принцип сеточной модуляции усилителя класса С (E_{cc} изменяется, E_{c0} имеет постоянное значение)

передачи лампы сдвигается, оставаясь в идеальном случае параллельной линии ее первоначального положения (рис. 13.11). Это изменяет напряжение отсечки лампы в соответствии с мгновенной величиной модулирующего сигнала, так как между напряжением отсечки и анодным напряжением лампы существует почти линейная зависимость. При постоянном напряжении смещения сетки и переменном напряжении отсечки, изменяющемся в соответствии с формой модулирующего сигнала, сеточный сигнал постоянной амплитуды вызывает образование в анодной цепи лампы сигнала, модулированного по амплитуде. Этот процесс можно уяснить из рис. 13.11.

Анодная модуляция осуществляется за счет изменения во времени относительного расстояния между линиями напряжения отсечки и напряжения смещения лампы.

Этот же принцип лежит в основе сеточной модуляции, с той лишь разницей, что в данном случае изменяется напряжение смещения, а напряжение отсечки остается постоянным. Этот процесс (рис. 13.12) происходит благодаря введению модулирующего сигнала в цепь сетки последовательно с напряжением сигнала несущей частоты.

Катодная модуляция является комбинацией анодной и сеточной модуляции. Модулирующий сигнал, вводимый последовательно в цепь катода лампы, изменяет как напряжение смещения, так и напряжение отсечки, но в противоположных направлениях.

13.8. РАСЧЕТ УСИЛИТЕЛЯ КЛАССА С С АНОДНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

Для схемы рис. 13.13 напряжение анодного питания лампы

$$e'_{bb} = E_{bb} + E_0 + E_m \cos \omega_m t, \quad (13.24)$$

или

$$e'_{bb} = E'_{bb} (1 + m_a \cos \omega_m t),$$

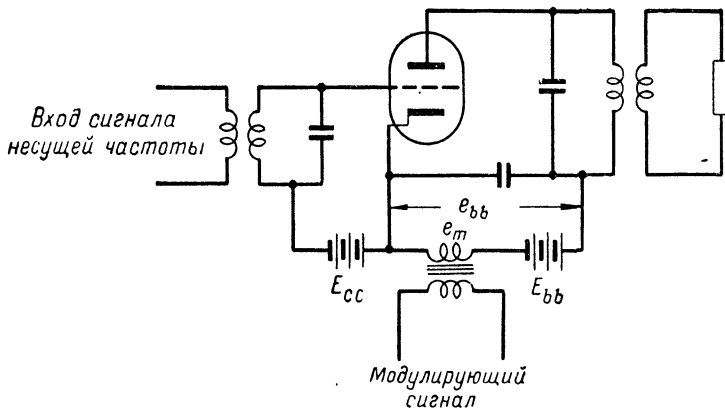


Рис. 13.13. Усилитель класса С с анодной модуляцией (схема нейтрализации не показана)

где

$$\begin{aligned} m_a &= E_m/E'_{bb}; \\ E'_{bb} &= E_{bb} + E_0 \end{aligned} \quad (13.25)$$

и E_0 — эквивалентное напряжение приведения эквивалентной цепи.

Таким образом, напряжение анодного питания лампы представляет собой функцию времени и меняется в соответствии с мгновенным значением модулирующего сигнала.

Как было показано в главе 12, оптимальные условия работы усилителя класса С создаются тогда, когда анодный ток лампы изменяется между током насыщения (несколько не достигая его) и нулем, т. е. когда лампа работает в граничном режиме. При этих условиях амплитуда основной переменной составляющей анодного тока I_{pm1} максимальна и согласно выражению 12.53 определяется соотношением

$$I_{pm1} = \left(\frac{\alpha}{\alpha + B} \right) \frac{E'_{bb}}{R_L}, \quad (13.26)$$

где

$$\alpha = (\mu + 1) \frac{R_L}{r_p}; \quad (13.27)$$

$$B = \beta (1 - \cos \theta_c); \quad (13.28)$$

$$\beta = \frac{\pi}{\theta_c - \sin \theta_c \cos \theta_c}. \quad (13.29)$$

В этих соотношениях $2\theta_c$ — полный угол отсечки лампы, R_L — полное входное сопротивление нагруженного колебательного контура при резонансе.

В соответствии с выражением 13.26 амплитуда основной переменной составляющей анодного тока является линейной функцией напряжения эквивалентного источника анодного питания, если α и B постоянны. Если параметры и режим работы усилителя выбраны так, что I_{pm1} представляет собой в выражении 13.26 линейную функцию e'_{bb} , то такую схему называют линейным модулятором.

К сожалению, при изменении e'_{bb} , вызываемом изменением мгновенного значения модулирующего сигнала, меняется и величина напряжения отсечки E_{c0} , что приводит к изменению угла отсечки лампы. Так как B зависит от θ_c , величина B также изменяется и режим линейной модуляции, по-видимому, не может быть получен. Влияние изменения B можно свести к минимуму, если сделать α значительно больше B , для чего применить R_L , имеющие большие значения. Более подробно этот вопрос будет рассмотрен в следующем разделе.

Согласно выражению 12.34

$$E_1 = E_g - \frac{I_{p1} R_L}{\mu}.$$

Подставив в это выражение значение I_{p1} , (12.37), получим

$$E_1 = E_g - \frac{R_L}{R_L + \beta r_p} E_g = \frac{\beta r_p}{R_L + \beta r_p} E_g \quad (13.30)$$

и при граничном режиме работы, когда максимальное значение анодного тока достигает тока насыщения,

$$E_1 = \frac{\beta r_p}{R_L + \beta r_p} E_{gm}. \quad (13.31)$$

Максимальная амплитуда напряжения возбуждения E_{gm} связана с напряжением анодного питания e'_{bb} выражением 12.52:

$$E_{gm} = \frac{\alpha + (\mu + 1)\beta}{\mu(\alpha + B)} e'_{bb}. \quad (13.32)$$

Следовательно, выражение 13.31 можно привести к виду

$$E_1 = \frac{\beta r_p}{R_L + \beta r_p} \cdot \frac{\alpha + (\mu + 1)\beta}{\mu(\alpha + B)} e'_{bb}. \quad (13.33)$$

Теперь, воспользовавшись выражением 13.27, упростим соотношение 13.33:

$$E_1 = \frac{\mu + 1}{\mu} \cdot \frac{\beta}{\alpha + B} e'_{bb}. \quad (13.34)$$

В соответствии с выражением 12.27 $E_x = E_1 \cos \theta_c$, или

$$E_x = \frac{\mu + 1}{\mu} \cdot \frac{\beta \cos \theta_c}{\alpha + B} e'_{bb}. \quad (13.35)$$

Переставим члены этого уравнения:

$$\frac{\mu}{\mu + 1} \cdot \frac{E_x}{e'_{bb}} = \frac{\beta \cos \theta_c}{\alpha + B}.$$

Обозначим левую часть равенства через η :

$$\eta = \frac{\mu}{\mu + 1} \cdot \frac{E_x}{e'_{bb}}; \quad (13.36)$$

$$\eta = \frac{\beta \cos \theta_c}{\alpha + B}. \quad (13.37)$$

Согласно выражению 12.9

$$E_x = E_{cc} - \frac{e'_{bb}}{\mu},$$

в связи с чем выражение 13.36 для η можно привести к виду

$$\eta = \frac{\mu}{\mu + 1} \left(\frac{E_{cc}}{e'_{bb}} - \frac{1}{\mu} \right). \quad (13.38)$$

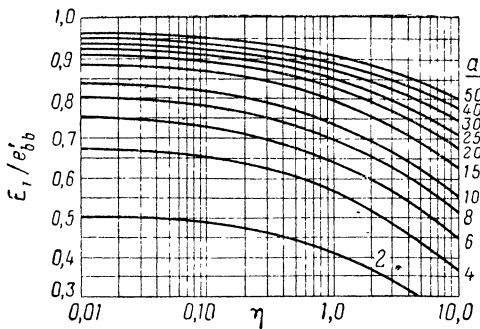


Рис. 13.14. График зависимости отношения напряжения на колебательном контуре к напряжению питания от значений η и α

Таким образом, для данной лампы и определенного напряжения сеточного смещения можно по формуле 13.38 вычислить коэффициент η как функцию напряжения e'_{bb} .

Подставив в формулу 13.37 вместо β и B их значения, выраженные через θ_c , и произведя соответствующие преобразования, мы в конечном итоге получим

$$\frac{\pi}{\alpha} \cdot \frac{\eta + 1}{\eta} = \frac{\theta_c}{\cos \theta_c} \sin \theta_c. \quad (13.39)$$

Теперь, приняв α за параметр, можно вычертить кривые зависимости θ_c от η . Наиболее просто это можно сделать, задавшись последовательными значениями θ_c и α и определив соответствующие значения η . Полученные таким образом кривые можно затем использовать для определения θ_c при любой комбинации значений α и η . По найденным значениям θ_c можно потом вычислить B , после чего определить коэффициент $\alpha/(\alpha + B)$ и вычертить кривую зависимости его от η (принимая α за параметр). Получаемые в результате этих вычислений кривые показаны на рис. 13.14.

Эти кривые определяют также соотношение между амплитудой напряжения на контуре E_T и напряжением анодного питания лампы e'_{bb} , в чем легко убедиться. Напряжение на контуре

$$E_T = I_{pm} R_L = \frac{\mu R_L}{R_L + \beta r_p} E_{gm}. \quad (13.40)$$

Подставим в эту формулу значение E_{gm} :

$$E_T = \frac{\mu R_L}{R_L + \beta r_p} \cdot \frac{\mu + 1}{\mu} \cdot \frac{\beta}{\alpha + B} e'_{bb} = \frac{\alpha}{\alpha + B} e'_{bb}$$

или

$$\frac{E_T}{e'_{bb}} = \frac{\alpha}{\alpha + B}. \quad (13.41)$$

Таким образом, кривые рис. 13.14 показывают зависимость амплитуды выходного напряжения от напряжения анодного питания лампы. По характеру этих кривых видно, что линейную модуляцию в полном смысле этого слова получить нельзя, однако при известных условиях можно достаточно приблизиться к этому закону. При полностью линейной модуляции кривые рис. 13.14 должны быть прямыми линиями.

Из рис. 13.14 можно определить модулированное выходное напряжение усилителя, получаемое при различных сочетаниях ламп и напряжений источника анодного питания.

Теперь можно определить зависимость к.п.д. анодной цепи от коэффициента модуляции. В соответствии с выражением 12.57 к.п.д. анодной цепи при граничном режиме работы

$$\eta_{pm} = \left(\frac{\alpha}{\alpha + B} \right) \eta_A, \quad (13.42)$$

где η_A — асимптотический к.п.д., являющийся функцией θ_c .

Значение множителя в круглых скобках приведено на рис. 13.14 в виде кривых зависимости этого множителя от величин α и η , а η_A является функцией величины θ_c , которую в свою очередь можно найти через значения η и α по формуле 13.39. Таким образом, η_A тоже может быть вычислен, что позволяет построить график зависимости к.п.д. анодной цепи от η и α (рис. 13.15).

Как следует из рис. 13.15, к.п.д. остается почти постоянным, когда η изменяется из-за модуляции. В главе 12 было показано, что мощность рассеяния на аноде

$$P_p = P_{ac} \frac{1 - \eta_p}{\eta_p},$$

где P_{ac} — полная мощность выходного сигнала.

Однако, как было показано в начале этой главы, для усилителя, работающего в режиме амплитудной модуляции,

$$P_{ac} = P_c (1 + m_a^2/2),$$

где P_c — мощность немодулированных колебаний несущей частоты.

Таким образом,

$$P_p = P_c \left(1 + \frac{m_a^2}{2} \right) \left(\frac{1 - \eta_p}{\eta_p} \right).$$

Совершенно очевидно, что при постоянном к. п. д. мощность рассеяния на аноде с увеличением коэффициента модуляции возрастает. При 100% модуляции она на 50% больше, чем при усилении немодулированного сигнала. Другими словами, мощность рассеяния на аноде при отсутствии модуляции составляет только 67% мощности, рассеиваемой при 100%

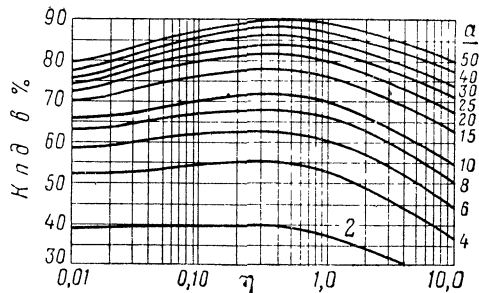


Рис. 13.15. График зависимости коэффициента полезного действия от значений α и η

модуляции. Это необходимо учитывать при конструировании усилителей. Однако в большинстве случаев 100% модуляция создается лишь в течение непродолжительных периодов работы усилителя и возникающая при этом временная перегрузка не представляет опасности. Таким образом, при конструировании усилителей значение коэффициента γ должно рассчитываться, исходя из 67—100% допустимой мощности рассеяния на аноде.

13.9. ДРУГИЕ СХЕМЫ АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИИ СИГНАЛОВ

Как указывалось в предыдущих разделах, амплитудная модуляция в усилителях класса С может создаваться путем последовательного введения модулирующего напряжения в разрыв сеточной или катодной цепи лампы (рис. 13.16).

В идеальном случае амплитуда анодного тока усилителя класса С может быть линейной функцией сеточного смещения лампы. Следовательно, линейная сеточная модуляция принципиально возможна. При ней как постоянный ток, потребляемый от источника питания лампы, так и высокочастотный ток колебательного контура представляют собой линейные функции напряжения

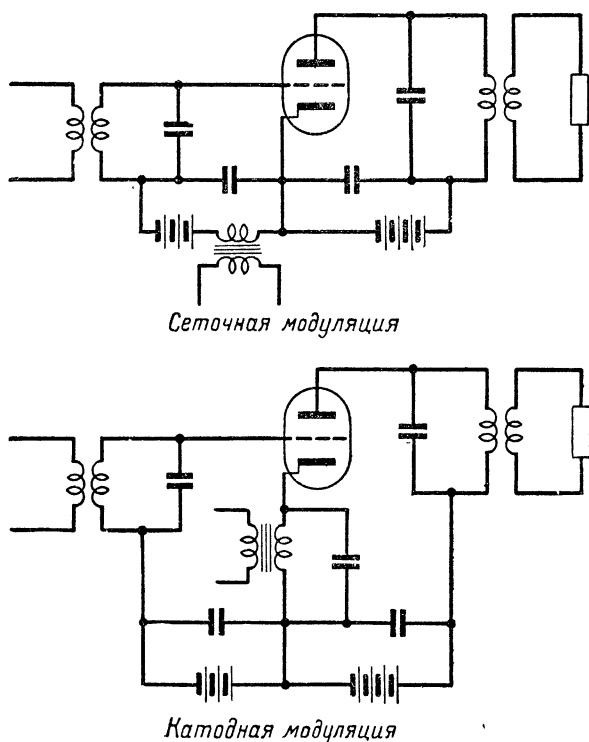


Рис. 13.16. Схемы сеточной и катодной модуляций усилителя класса С

на сетке лампы. При этом среднее значение анодного тока остается неизменным, так как среднее значение напряжения на сетке будет одним и тем же до и после появления синусоидального модулирующего сигнала в цепи сетки лампы. Мощность постоянного тока, потребляемая от источника питания, также не меняется. Однако высокочастотная составляющая тока колебательного контура и мощность выходного сигнала при модуляции увеличиваются. Значит должен увеличиваться и к.п.д. анодной цепи. Таким образом, при сеточной модуляции уменьшается мощность рассеяния на аноде, т. е. справедливы соотношения, почти противоположные наблюдаемым при анодной модуляции.

Основное преимущество сеточной модуляции заключается в том, что при ней модулирующий сигнал имеет небольшую мощность. Это позволяет применять небольшие, легкие и недорогие входные трансформаторы и модулирующие усилители малой мощности. Однако получить линейную модуляцию очень трудно, и реально достижимый максимальный к.п.д. при сеточной модуляции гораздо меньше, чем при анодной.

Параметры усилителей, модуляция которых осуществляется по катодной цепи, лежат где-то посредине между параметрами усилителей с анодной и сеточной модуляциями.

При применении в усилителях пентодов модуляция может осуществляться по защитной или экранирующей сетке. Модуляция по защитной сетке по принципу и по энергетическим соотношениям весьма сходна с сеточной модуляцией. Модуляция по экранирующей сетке применяется лишь изредка в передатчиках малой мощности.

13.10. БАЛАНСНЫЕ МОДУЛЯТОРЫ

Принципиальная схема балансного модулятора показана на рис. 13.17. Это, в сущности, двухтактный усилитель несущей частоты с сеточной модуляцией. Модулирующий сигнал вводится в схему так, что его действие на одну из ламп усилителя находится в противофазе с его действием на другую лампу. Характер изменения сигнала в этом усилителе изображен в общем виде на рис. 13.18 и 13.19.

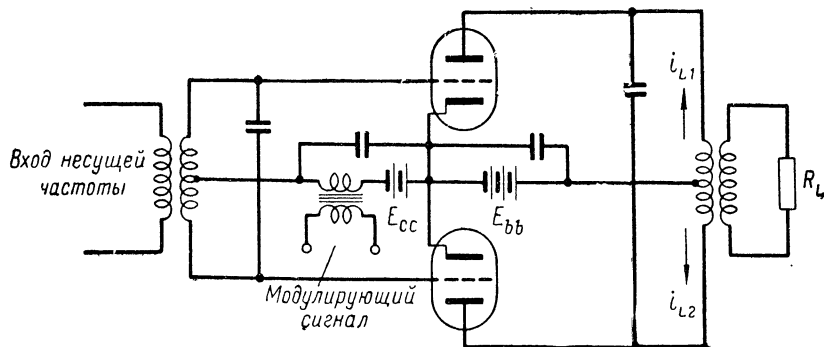


Рис. 13.17. Балансный модулятор

Если добротность Q нагруженного колебательного контура на несущей частоте достаточно высока и полное входное сопротивление в пределах требуемой полосы пропускания можно считать постоянным, то токи в катушке индуктивности контура будут иметь вид

$$i_{L1} = I_L (1 + m_a \cos \omega_m t) \cos \omega_c t; \quad (13.43)$$

$$i_{L2} = I_L (1 - m_a \cos \omega_m t) \cos \omega_c t. \quad (13.44)$$

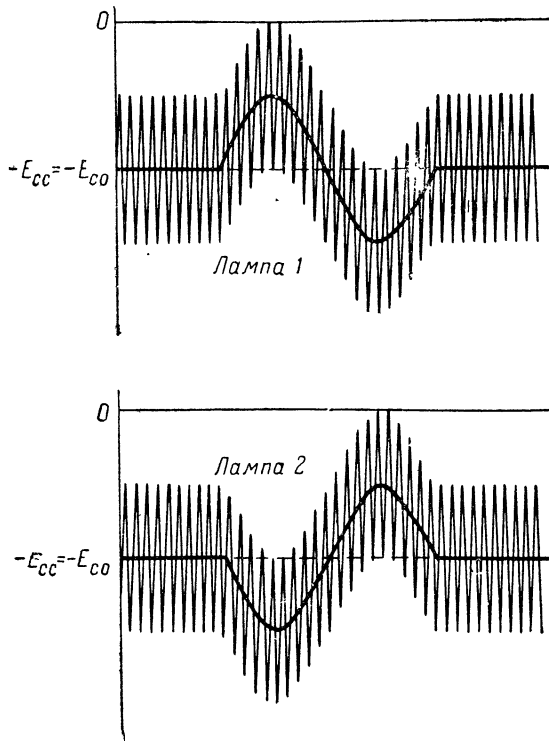


Рис. 13.18. Принцип действия балансного модулятора класса В (при 100% модуляции)

Как и в двухтактном усилителе, выходное напряжение и ток пропорциональны разности токов в первичной обмотке трансформатора, поскольку они текут в противоположных направлениях. Следовательно,

$$e_0(t) = k(i_{L1} - i_{L2}) = 2kI_L m_a \cos \omega_m t \cos \omega_c t, \quad (13.45)$$

или, после обычных тригонометрических преобразований для произведения двух косинусов,

$$e_0(t) = kI_L m_a [\cos(\omega_c - \omega_m)t + \cos(\omega_c + \omega_m)t]. \quad (13.46)$$

Таким образом, выходной сигнал содержит только боковые составляющие. Несущая частота оказывается подавленной. Поэтому схемы такого типа часто используются для передачи только боковых частот модуляции и подавления несущей частоты.

13.11. МОДУЛЯЦИЯ МОЩНЫХ И СЛАБЫХ СИГНАЛОВ

Амплитудно-модулированные сигналы в радиопередатчиках могут создаваться путем непосредственной модуляции мощных колебаний несущей частоты или воздействием несущей частоты на слабый сигнал с последующим его усилением.

При модуляции слабых сигналов (рис. 13.20, а) усилительные каскады, на которые подаются сигналы с выхода модулятора, должны работать в режиме класса В, если желательно получить высокий к.п.д. при линейном усилении. Усилители класса С в этом случае не могут применяться, так как при усилении модулированных по амплитуде сигналов они вносят значительные искажения или требуют применения специальных сложных схем. Общий к.п.д. передатчиков, в которых применяется модуляция слабых сигналов, обычно всегда меньше к.п.д. передатчиков, в которых непосредственно модулируются мощные сигналы.

При модуляции мощных колебаний несущей частоты (рис. 13.20, б) почти всегда применяется метод анодной модуляции. Благодаря этому оконечный каскад передатчика работает с почти постоянным к.п.д., в то время как к.п.д. усилителей класса В при изменении напряжения возбуждения меняется. Хотя изготовление передатчиков с мощными модуляторами обходится дороже, чем изготовление передатчиков, в которых используется метод модуляции слабых сигналов, затраты на эксплуатацию передатчиков первого типа настолько меньше, что целесообразность их применения в мощных стационарных установках, предназначенных для длительной эксплуатации, несомненна.

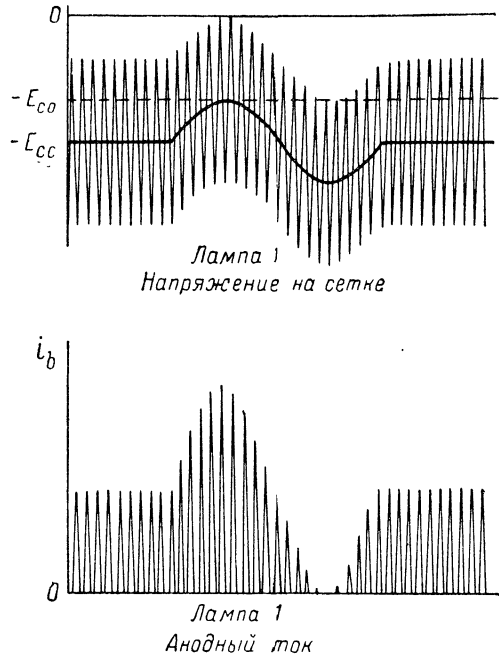
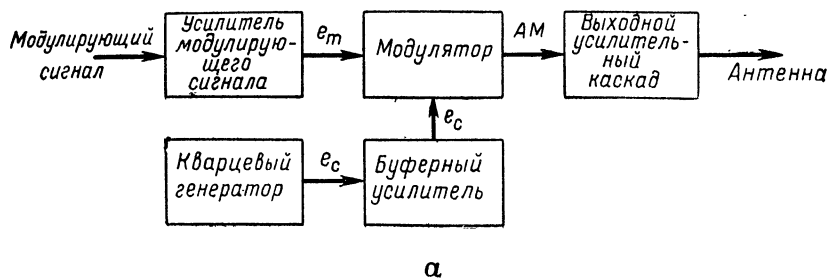
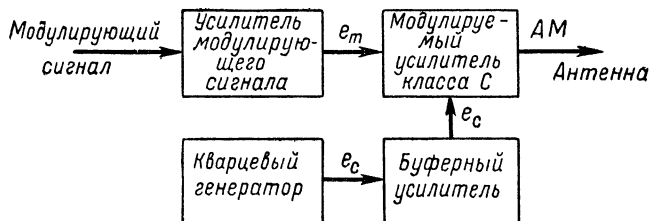


Рис. 13.19. Принцип действия балансного модулятора класса С (при 100% модуляции)



а



б

Рис. 13.20. Блок-схемы передатчиков с амплитудной модуляцией:
а — модуляция слабых колебаний; б — модуляция мощных колебаний

13.12. РАСЧЕТ УСИЛИТЕЛЕЙ КЛАССА В

При амплитудной модуляции колебаний несущей частоты малой мощности для получения высокого к.п.д. усилителей модулированных сигналов почти всегда приходится применять линейные усилители класса В. Метод расчета таких схем достаточно прост и основан на материале главы 12.

Отдаваемая в нагрузку мощность сигнала

$$P_{ac} = \frac{1}{2} I_{p1}^2 R_L, \quad (13.47)$$

а мощность постоянного тока, потребляемая усилителем от источника питания,

$$P_{dc} = E_{bb} I'_b. \quad (13.48)$$

К.п.д. анодной цепи

$$\eta_p = \frac{P_{ac}}{P_{dc}}, \quad (13.49)$$

а мощность рассеяния на аноде

$$P_p = P_{dc} - P_{ac}. \quad (13.50)$$

Характерная черта усилителей класса В — линейная зависимость амплитуды анодного тока I_{p1} от амплитуды напряжения возбуждения. Область линейной зависимости начинается от нуля и кончается у границы области насыщения. Для дальнейшего анализа обозначим через I_{p1} основную переменную составляющую анодного тока, получаемую при некотором значении напряжения возбуждения и отсутствии модуляции, а через I_{pm1} — максимальное значение основной составляющей анодного тока, получаемой при граничном режиме работы усилителя.

Введем коэффициент K , определяемый отношением

$$K = \frac{I_{p1}}{I_{pm1}}. \quad (13.51)$$

Отсюда

$$I_{p1} = KI_{pm1}. \quad (13.52)$$

Используя эти соотношения, можно преобразовать выражение 13.47 таким образом:

$$P_{ac} = K^2 P_{ac} \text{ (при работе в граничном режиме)}. \quad (13.53)$$

На основании выражений 12.40 и 12.42 можно написать, что $I_{p1}/I_b = 2\eta_A$. Следовательно, потребляемая от источника питания мощность постоянного тока

$$P_{dc} = KP_{dc} \text{ (при работе в граничном режиме)}. \quad (13.54)$$

Таким образом, к.п.д. анодной цепи

$$\eta_p = K\eta_{pm}, \quad (13.55)$$

а мощность рассеяния на аноде

$$P_p = KP_{dc} \text{ (при работе в граничном режиме)} \\ - K^2 P_{ac} \text{ (при работе в граничном режиме)}. \quad (13.56)$$

Значения P_{ac} (при работе в граничном режиме) и η_{pm} определяются выражениями 12.57 и 12.55, из которых легко найти и P_{dc} .

Окончательно получим

$$\eta_p = \frac{\alpha}{\alpha + B} K\eta_A; \quad (13.57)$$

$$P_{ac} = K^2 \frac{\mu + 1}{\mu} \cdot \frac{g_m E_{bb}^2}{2} \cdot \frac{\alpha}{(\alpha + B)^2}; \quad (13.58)$$

$$P_{dc} = \frac{K}{\eta_A} \cdot \frac{\mu + 1}{\mu} \cdot \frac{g_m E_{bb}^2}{2} \cdot \frac{1}{\alpha + B}; \quad (13.59)$$

$$P_p = K \frac{\mu + 1}{\mu} \cdot \frac{g_m E_{bb}^2}{2} \cdot \frac{1}{\alpha + B} \left(\frac{1}{\eta_A} - K \frac{\alpha}{\alpha + B} \right). \quad (13.60)$$

Усилитель класса В работает с постоянным углом отсечки $2\theta_c = 180^\circ$. Поэтому все величины, являющиеся функциями только угла θ_c , становятся постоянными. Так, в этом случае $B = \beta = 2$; $\eta_A = 0,785$, или $78,5\%$; $\eta_A = \pi/4$. Таким образом, выражения 13.57 — 13.60 упрощаются:

$$\eta_p = \frac{\alpha}{\alpha + 2} \cdot \frac{\pi K}{4}; \quad (13.61)$$

$$P_{ac} = K^2 \frac{\mu + 1}{\mu} \cdot \frac{g_m E_{bb}^2}{2} \cdot \frac{\alpha}{(\alpha + 2)^2}; \quad (13.62)$$

$$P_{dc} = \frac{4K}{\pi} \cdot \frac{\mu + 1}{\mu} \cdot \frac{g_m E_{bb}^2}{2} \cdot \frac{1}{\alpha + 2}; \quad (13.63)$$

$$P_p = K \frac{\mu + 1}{\mu} \cdot \frac{g_m E_{bb}^2}{2} \cdot \frac{1}{\alpha + 2} \left(\frac{4}{\pi} - \frac{K\alpha}{\alpha + 2} \right). \quad (13.64)$$

Последнее соотношение, определяющее мощность рассеяния на аноде, берется за исходное при расчете усилителя. В линейном усилителе при синусоидальном модулирующем сигнале средний анодный ток I_b не изменяется, поэтому потребляемую от источника питания мощность P_{dc} можно считать неизменной. Однако мощность выходного сигнала увеличивается на величину мощности боковых полос. Следовательно, при модуляции сигнала мощность рассеяния на аноде должна уменьшиться. Поэтому схема усилителя должна рассчитываться с учетом возможного рассеяния на аноде мощности, выделяемой при отсутствии модуляции. Следовательно, для вычисления мощности рассеяния на аноде может использоваться выражение 13.64.

Коэффициент γ определяется соотношением 12.60:

$$\gamma = \frac{2\mu}{\mu + 1} \cdot \frac{P_p}{g_m E_{bb}^2}. \quad (13.65)$$

Подставив в него вместо P_p его значение из формулы 13.64, произведя необходимые сокращения и преобразования, получим

$$\gamma = \frac{K}{\alpha + 2} \left(\frac{4}{\pi} - \frac{K\alpha}{\alpha + 2} \right). \quad (13.66)$$

Решив это уравнение относительно α , получим формулу

$$\alpha = \frac{4K - \pi K + \sqrt{\pi^2 K^4 + 16K^2 - 8\pi K^3 + 8\pi^2 K^2 \gamma}}{2\pi \gamma} - 2. \quad (13.67)$$

Таким образом, каждому значению γ и K будет соответствовать одно значение α . Это в свою очередь при использовании соотношения $\alpha = (\mu + 1) R_L / r_p$ позволяет определить величину R_L . Обычно K равно 0,45—0,5, потому что немодулированные колебания несущей частоты регулируются так, чтобы они занимали около

половины линейной области. Значения α как функции γ , вычисленные для этих двух значений K , приведены на рис. 13.21.

Значение P_p можно считать известным, поскольку каждой лампе свойственна вполне определенная максимальная допустимая мощность рассеяния на аноде. Поэтому, задавшись величиной анодного напряжения, вычисляют по формуле 13.65 величину γ . Затем

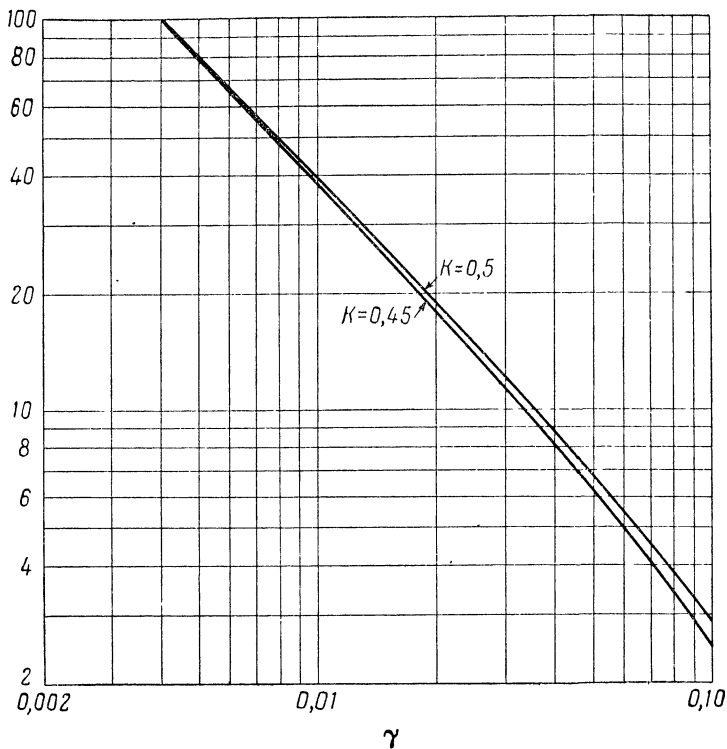


Рис. 13.21. График для расчета усилителей класса В

по графику рис. 13.21 определяют α и вычисляют R_L , соответствующие оптимальным условиям работы. Так как γ и α теперь определены, а $B = \beta = 2$ и $\eta_A = \pi/4$, то все другие необходимые параметры можно найти из формул и кривых, приведенных в главе 12. Некоторые из формул, применяемых при этих вычислениях, приведены ниже:

напряжение возбуждения при отсутствии модуляции

$$E_g = K \left(1 + \frac{2\mu}{\alpha + 2} \right) E_{cc}, \quad (13.68)$$

постоянная составляющая анодного тока

$$I_b = K \frac{E'_{bb}}{R_L} \cdot \frac{2\alpha}{\alpha + 2}, \quad (13.69)$$

основная переменная составляющая анодного тока

$$I_{p1} = \frac{\pi}{2} I'_b, \quad (13.70)$$

ток эмиссии

$$I_{\text{эмиссии}} = 2\pi I'_b. \quad (13.71)$$

Более подробно порядок расчета оптимального режима работы усилителя изложен в соответствующей литературе [17].

13.13. ЧАСТОТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПРИ ПОМОЩИ РЕАКТИВНОЙ ЛАМПЫ

В ЧМ-передатчиках девиация частоты должна быть пропорциональна амплитуде модулирующего сигнала. Один из наиболее простых методов создания такой девиации частоты связан с применением реактивной лампы.

Схемы с реактивными лампами (рис. 13.22) представляют собой не что иное, как простые однокаскадные усилители класса А. В них в сочетании с лампами с удаленной отсечкой применяются фазо-

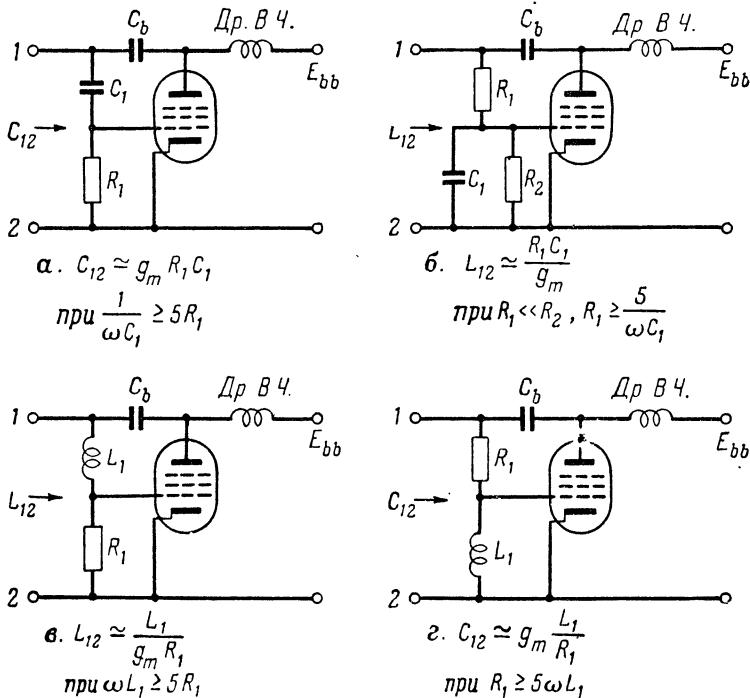


Рис. 13.22. Схемы с реактивными лампами (для анализа работы этих схем можно использовать эквивалентные схемы, построенные для работы в режиме класса А — см. главу 3)

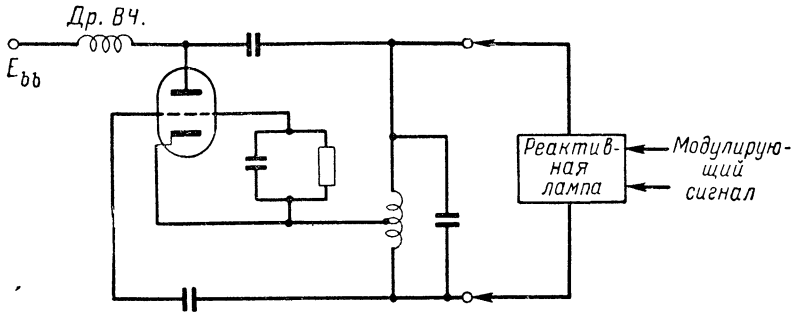


Рис. 13.23. Модуляция генератора Хартлея при помощи реактивной лампы

сдвигающие цепи (см. главу 3), через которые осуществляется обратная связь. Приближенные значения входной емкости и индуктивности, найденные методами, рассмотренными в главе 3, и указанные на рис. 13.22, прямо и обратно пропорциональны крутизне лампы.

Крутизна лампы с удаленной отсечкой является функцией напряжения сеточного смещения. Следовательно, если на сетку такой лампы подавать модулирующий сигнал, действующая входная индуктивность или емкость схемы будет меняться в соответствии с его величиной.

Предположим теперь, что такая схема непосредственно соединена с колебательным контуром генератора (рис. 13.23). Частота генератора

$$\omega_0 \approx \sqrt{1/L_T C_T},$$

где L_T — общая индуктивность анодной цепи;
 C_T — общая емкость этой цепи.

Значит, если при подаче модулирующего сигнала на сетку реактивной лампы один из этих двух параметров изменится, то изменится и частота колебаний генератора. Обычно частота девиации относительно невелика — около 0,2% средней частоты генератора, так как линейная зависимость генерируемой частоты от величин L_T и C_T сохраняется только при сравнительно незначительных отклонениях этой частоты от ее среднего значения. Для улучшения линейности характеристики «частота — напряжение на сетке» чаще всего применяют обратную связь.

Блок-схема ЧМ-передатчика, модулируемого при помощи реактивной лампы, показана на рис. 13.24 (для упрощения показаны только основные узлы схемы). Однако такие передатчики не применяются, так как их средняя частота не будет стабильной. Согласно принятым в США нормам стабильность средней частоты должна характеризоваться следующими цифрами:

1) ± 2 кГц от выделенной средней частоты для широкоэмитальных передатчиков;

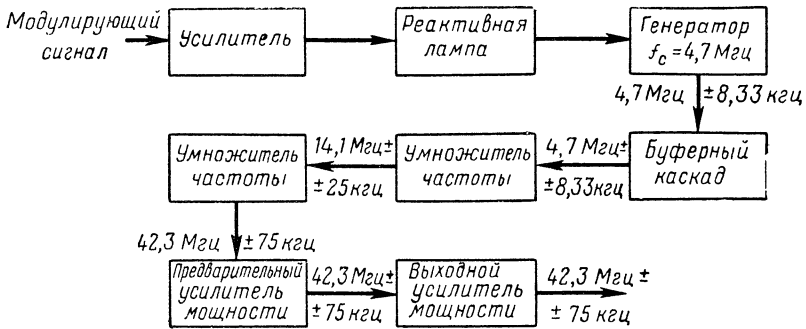


Рис. 13.24. Блок-схема ЧМ-передатчика (не применяется в связи с низкой стабильностью средней частоты)

2) $\pm 0,02\%$ выделенной средней частоты для подвижных средств связи;

3) $\pm 0,01\%$ выделенной средней частоты для стационарных связных станций.

Такую степень стабильности нельзя получить от рассмотренной схемы. Для решения этой задачи приходится прибегать к другим методам, которые будут рассмотрены в следующем разделе.

13.14. СТАБИЛИЗАЦИЯ СРЕДНЕЙ ЧАСТОТЫ

Существует много методов стабилизации средней частоты ЧМ-передатчиков, модулируемых при помощи реактивной лампы. Здесь мы рассмотрим два наиболее характерных из них — метод Кросби и метод Вестерн-Электрик (или Моррисона). В системах стабилизации, в основу работы которых положены эти методы, применяются преобразователи частоты, дискриминаторы и делители частоты. Эти устройства будут рассмотрены в последующих главах. Сейчас отметим только, что они используются в следующих целях:

а) преобразователь или смеситель применяется для преобразования частоты сигнала;

б) делитель частоты уменьшает частоту сигнала в некоторое целое число раз;

в) дискриминатор преобразует изменение частоты в изменение напряжения постоянного тока.

В системе первого типа (рис. 13.25) стабилизированный кварцем генератор генерирует колебания с частотой, отличающейся от заданной средней частоты ЧМ-передатчика на некоторую определенную величину. Эта вспомогательная частота утраивается и подается на вход преобразователя частоты. Частота выходного сигнала основного генератора дважды утраивается и также поступает на вход преобразователя. Сигнал разностной частоты, образующийся на выходе преобразователя, подается на вход дискримина-

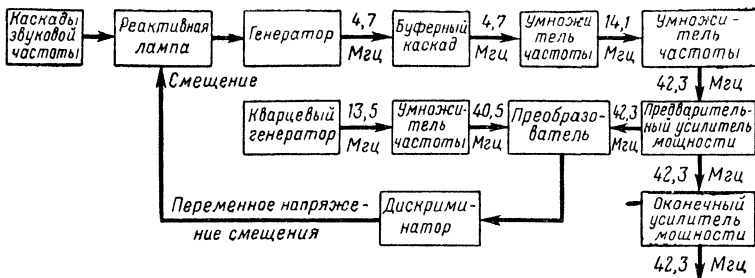


Рис. 13.25. Стабилизация средней частоты в ЧМ-передатчике с реактивной лампой (метод Кросби)

тора. Напряжение постоянного тока выходного сигнала дискриминатора, пропорциональное разности частот двух сигналов, используется для изменения напряжения смещения на сетке реактивной лампы и, как следствие этого, для изменения частоты генератора до величины, при которой разностная частота преобразователя и выходной сигнал дискриминатора будут равны нулю. Таким образом, при помощи петли обратной связи средняя частота модулируемого генератора поддерживается постоянной.

Схема дискриминатора рассчитывается так, чтобы он не реагировал на быстрые изменения частоты генератора, вызываемые модуляцией. Он реагирует только на достаточно медленные изменения частоты.

В системе второго типа (рис. 13.26) уход средней частоты автоматически устраняется при помощи небольшого реверсивного дви-

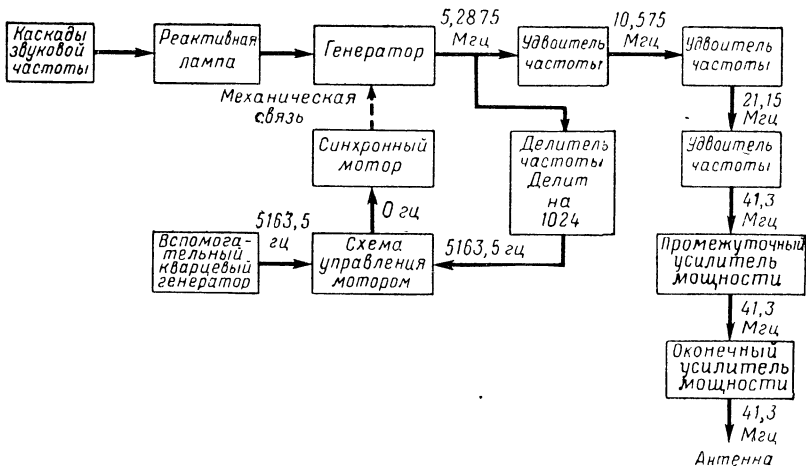


Рис. 13.26. Стабилизация средней частоты в ЧМ-передатчике с реактивной лампой (метод Вестерн-Электрик)

гателя, который регулирует положение ротора конденсатора, являющегося элементом колебательного контура генератора.

Когда оба сигнала, подводимые к схеме управления вращением двигателя, имеют одинаковую частоту, двигатель не вращается. При возникновении разности в частотах сигналов на выходе схемы управления создается соответствующий сигнал, двигатель начинает вращаться и регулирует положение роторов подстроечных конденсаторов колебательного контура генератора так, чтобы уход средней частоты не превышал нормы. Большие изменения амплитуды составляющей средней частоты, обусловливаемые изменением коэффициента модуляции, компенсируются схемой деления частоты и поэтому не влияют на работу схемы управления вращением двигателя. Благодаря инерции и применению фрикционной схемы сцепления двигателя колебания управляющего сигнала, вызываемые изменением частоты передатчика из-за модуляции, демпфируются. Поэтому двигатель реагирует только на медленные изменения частоты.

13.15. СИСТЕМА АРМСТРОНГА

Как было показано в разделе 13.1, при амплитудной модуляции колебаний несущей частоты сигналом другой частоты создаются модулированные колебания, имеющие три составляющие: составляющую несущей, или средней, частоты и две составляющие боковых частот. Амплитуды составляющих боковых частот зависят от коэффициента модуляции, а векторная сумма этих амплитуд, называемая иногда суммарным сигналом двух боковых частот, находится всегда в фазе с вектором составляющей несущей частоты.

В разделе 13.4 было установлено, что при фазовой модуляции сигнала образуются составляющая средней частоты, амплитуда которой при некоторых значениях коэффициента модуляции может равняться нулю, и составляющие боковых частот, количество которых при модуляции синусоидальным сигналом одной частоты определяется коэффициентом модуляции.

Можно показать, что при $m_p = 0,2$ *рад* только одна пара составляющих боковых частот имеет достаточно большую амплитуду. Эту пару составляющих следует учитывать. При этом частоты всех трех составляющих модулированного по фазе выходного сигнала совпадают с частотами трех составляющих, образующихся при амплитудной модуляции. Однако векторная сумма составляющих боковых частот опережает на 90° вектор средней частоты.

Предположим теперь, что колебания несущей частоты модулируются по амплитуде при $m_a = 0,201$, а по фазе — при $m_p = 0,2$. Если модулирующие частоты в обоих случаях одинаковы, сигналы на выходе модуляторов будут содержать составляющую средней частоты ω_c с относительной амплитудой 0,99 и две составляющие боковых частот ($\omega_c \pm \omega_m$) с относительными амплитудами 0,0995. Другими словами, модулированные сигналы в этих двух случаях будут одинаковы, но при амплитудной модуляции векторная сумма составляющих двух боковых полос будет находиться в фазе

с вектором составляющей несущей частоты, а при частотной модуляции будет отличаться по фазе от этого вектора на 90° . Отсюда следует, что модулированные по фазе колебания можно получить путем амплитудной модуляции колебаний несущей частоты, сдвига фазы суммарного вектора составляющих двух боковых полос на 90° и последующего сложения колебаний боковых частот с колебаниями несущей частоты. Этот метод фазовой модуляции лежит в основе модулятора Армстронга.

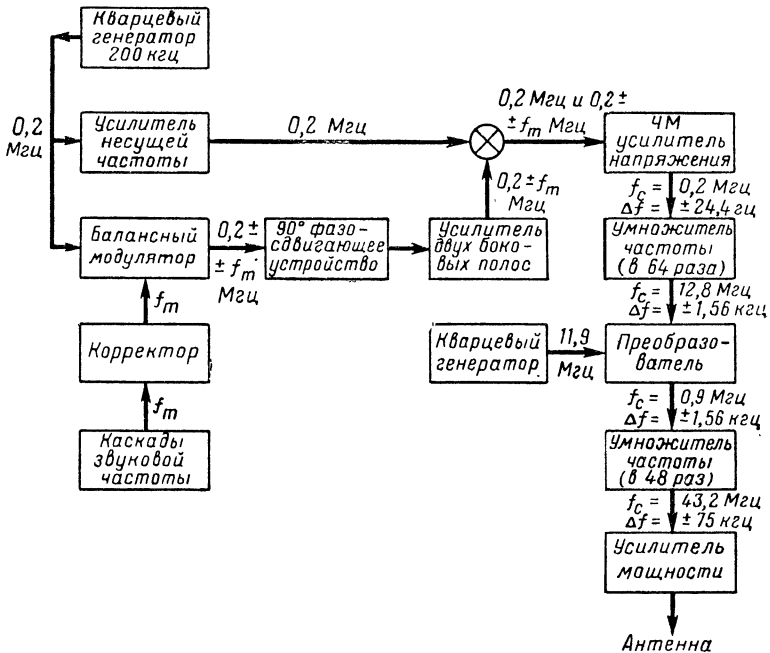


Рис. 13.27. ЧМ-передатчик с фазосдвигающим модулятором Армстронга

Сигнал на выходе модулятора Армстронга бывает промодулирован по фазе, однако для передачи более желательно получить сигнал, модулированный по частоте. Поэтому модулирующий сигнал корректируется до подачи его на вход модулятора. При этом создается фазовая модуляция, пропорциональная скорректированному сигналу, что совершенно равноценно частотной модуляции сигналом, поступающим непосредственно из блока звуковой частоты (минуя блок корректора).

Рассмотрим принцип работы фазосдвигающего модулятора Армстронга (рис. 13.27). Для получения модулированного по амплитуде сигнала, в котором нет составляющей несущей частоты, применяется балансный модулятор. Модуляция осуществляется скорректированным модулирующим сигналом. Выходной сигнал балансного модулятора, являющийся суммарным сигналом состав-

ляющих двух боковых полос, сдвигается по фазе на 90° и затем вновь соединяется с составляющей несущей частоты. Колебания оказываются модулированными по фазе скорректированным сигналом, что равносильно частотной модуляции колебаний сигналом, поступающим непосредственно от блока звуковой частоты. Таким образом, модуляция скорректированным сигналом колебаний по фазе позволяет получить частотно-модулированные колебания.

Модулированный сигнал проходит через несколько умножителей частоты, затем попадает в преобразователь частоты и вновь проходит через несколько оконечных умножителей частоты. Такая схема преобразования сигнала необходима для получения требуемой девиации частоты относительно заданной средней частоты.

13.16. ФАЗОТРОН

Фазотроном называется специальная фазомодулирующая лампа, применяемая в ЧМ-передатчиках. Устройство и принцип работы этой лампы здесь не рассматриваются, так как она является, в сущности, электронным прибором, относящимся скорее к комплектующим элементам, чем к специальным электрическим схемам аппаратуры.

Отметим лишь, что лампа дает модулированный по фазе сигнал, имеющий небольшие искажения, с девиацией частоты 175 гц при частоте входного сигнала 220 кгц . Для модуляции требуется сигнал звуковой частоты мощностью только 50 мвт ; верхний предел рабочих частот лампы 500 кгц .

В лампе возможна непосредственная кварцевая стабилизация средней частоты при относительно больших девиациях фазы. Это позволяет обойтись без умножителей частоты и упрощает конструкцию передатчика.

ЗАДАЧИ

13.1. Ток $i = 10(1 + 0,8 \cos \omega_m t) \cos \omega_c t$ протекает через сопротивление 72 ом . Вычислите полную мощность, выделяемую на сопротивлении. Определите эту мощность, когда коэффициент при $\cos \omega_m t$ равен нулю.

13.2. Ток модулированного сигнала определяется соотношением

$$i = 10(1 + 0,8 \cos \omega_m t) \cos \omega_c t,$$

где $f_m = 50 \text{ гц}$ и $f_c = 1000 \text{ гц}$. Вычертите график изменения тока i во времени и отметьте на нем один полный период частоты модуляции.

13.3. Модулированный по амплитуде сигнал

$$i = 10(1 + 0,4 \cos 628t + 0,6 \cos 1256t + 0,5 \cos 2512t + \\ + 0,2 \cos 3140t) \cos (6,28) \cdot (10^6) t.$$

Вычертите спектральный график составляющих сигнала, определите частоту и амплитуду каждой составляющей.

13.4. В обычной системе частотной модуляции девиация частоты равна $\pm 75 \text{ кгц}$ и модулирующая частота колеблется в пределах $30 \text{ гц} - 15 \text{ кгц}$. Вычертите спектральные графики сигнала на выходе передатчика для двух предельных случаев. На графике изобразите все составляющие, величина которых равна $0,01$ или выше.

13.5. Что вы можете сказать о следующих характеристиках системы частотной модуляции, параметры которой указаны в задаче 13.4:

о степени использования выделенной полосы частот при различных значениях модулирующей частоты;

о полосе частот применительно к девиации частоты?

13.6. В усилителе с анодной модуляцией сигнала применяется лампа, характеристики и рабочий режим которой указаны в задаче 12.1. Необходимо получить 100% модуляцию. Определите все необходимые характеристики такого усилителя.

13.7. Для усилителя, параметры которого указаны в задаче 13.6, определите мощности колебаний несущей частоты и боковых полос. За счет чего создается мощность колебаний боковых полос? Какое требуется напряжение, чтобы получить 100% модуляцию?

13.8. Усилитель с параметрами, указанными в задаче 13.6, модулируется сигналом, поступающим от усилителя мощности класса А, причем мощность усилителя вполне достаточна для управления работой модулируемого усилителя. Определите коэффициент трансформации выходного трансформатора модулирующего усилителя, если нагрузка этого усилителя равна 1800 ом.

13.9. Определите параметры усилителя мощности класса В, работающего в оптимальном режиме и предназначенного для модуляции слабых сигналов. Параметры лампы можно взять из задачи 12.1. Предположите, что входной сигнал имеет 100% модуляцию. Вычислите все необходимые характеристики.

13.10. Выведите формулу для входной индуктивности реактивной лампы при ее включении по схеме рис. 13.22, б. Докажите законность всех допущений, сделанных в процессе преобразований.

13.11. Реактивная лампа, рассмотренная в задаче 13.10, присоединена к генератору Хартлея, средняя частота которого, когда колебательный контур отключен от реактивной лампы, равна 10 Мгц. Крутизна реактивной лампы может изменяться от 250 до 1250 мкмо. Необходимо получить девиацию частоты 20 кгц. Определите необходимые для этого величины R_1 , R_2 и C_1 схемы реактивной лампы.

ВЫПРЯМИТЕЛИ И ФИЛЬТРЫ ВЫПРЯМИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ

Диод, работающий в прерывистом режиме, называется переключающим (ключевым). Он может представлять собой электронную или газонаполненную лампу, или полупроводниковый прибор. Диодные переключающие устройства применяются в двух основных целях:

1) для преобразования энергии переменного тока в энергию постоянного тока; диоды, применяемые для такой цели, называются обычно выпрямителями;

2) для преобразования модулированных по амплитуде сигналов высокой частоты в напряжение звуковой или видеочастоты; такие диоды называются детекторами.

Хотя теория работы и методы анализа схем этих двух типов, в сущности, одинаковы, они будут рассмотрены отдельно в двух главах. Принципы их работы в основном будут изложены в настоящей главе, служащей как бы введением к главе 15.

Диоды, как и некоторые типы многосеточных электронных ламп, могут использоваться и в качестве смесителей или преобразователей частоты. Поскольку такие схемы являются фактически диодными детекторами, работающими в специальных режимах, они будут рассмотрены в главе 15.

14.1. ДИОД КАК ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ И ЕГО ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ

Диод может быть представлен идеализированной вольтамперной характеристикой и эквивалентной схемой (рис. 14.1). Конечно, величины E_0 — напряжение приведения, r_p — сопротивление, характеризующее наклон (крутизну) характеристики для тока прямого направления, и R_b — аналогичное сопротивление для тока обратного направления при применении диодов в различных схемах будут разными. Однако почти всегда величину R_b можно считать бесконечной (за исключением случая применения полупроводниковых диодов в схемах магнитных усилителей). Аналогично этому для газонаполненных ламп r_p можно считать равным нулю.

Как видно из рис. 14.1, любой диод обладает свойствами переключателя, когда прикладываемое к его электродам напряжение периодически меняет знак. Подвижный контакт переключателя находится в положении 1, когда напряжение, подводимое к диоду, положительно, и перебрасывается в положение 2, когда это напряжение падает ниже E_0 или становится отрицательным.

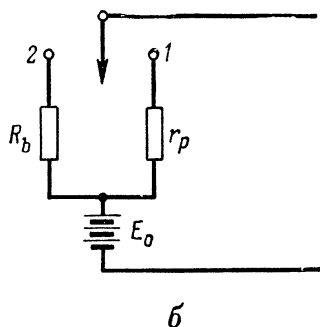
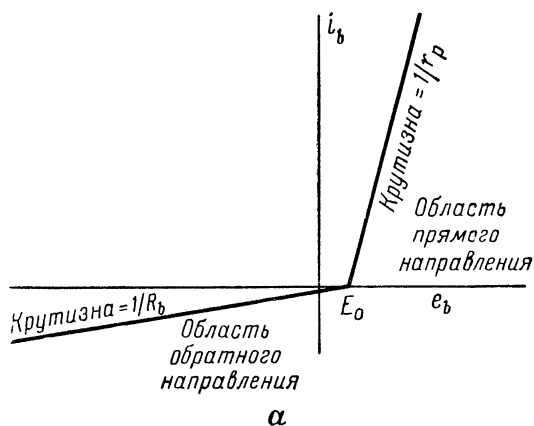


Рис. 14.1. Идеализированная характеристика (а) и эквивалентная схема (б) диода

Наличие в эквивалентной схеме E_0 и r_p усложняет анализ. Действительно, иногда это удлиняет процесс вычисления, в связи с чем крайне желательно упростить эквивалентную схему так, чтобы она содержала только одно сопротивление.

Сигнал, подводимый к диоду, бывает обычно синусоидальным, поэтому работу диода можно схематически представить графиком рис. 14.2, а. Эту схему нужно заменить схемой рис. 14.2, б, на котором показана также преобразованная линеаризованная характеристика. Таким образом, последовательно включенные E_0 и r_p необходимо заменить одним сопротивлением r'_p . Если пиковое значение напряжения приложенного сигнала обозначить через E_s , то

свойства двух этих схем будут почти идентичны, когда для схемы рис. 14.2, б выполняется условие $I_b = E_s / r_p$. Ток I_b в схеме рис. 14.2, а определяется соотношением $I_b = (E_s - E_0) / r_p$. Следо-

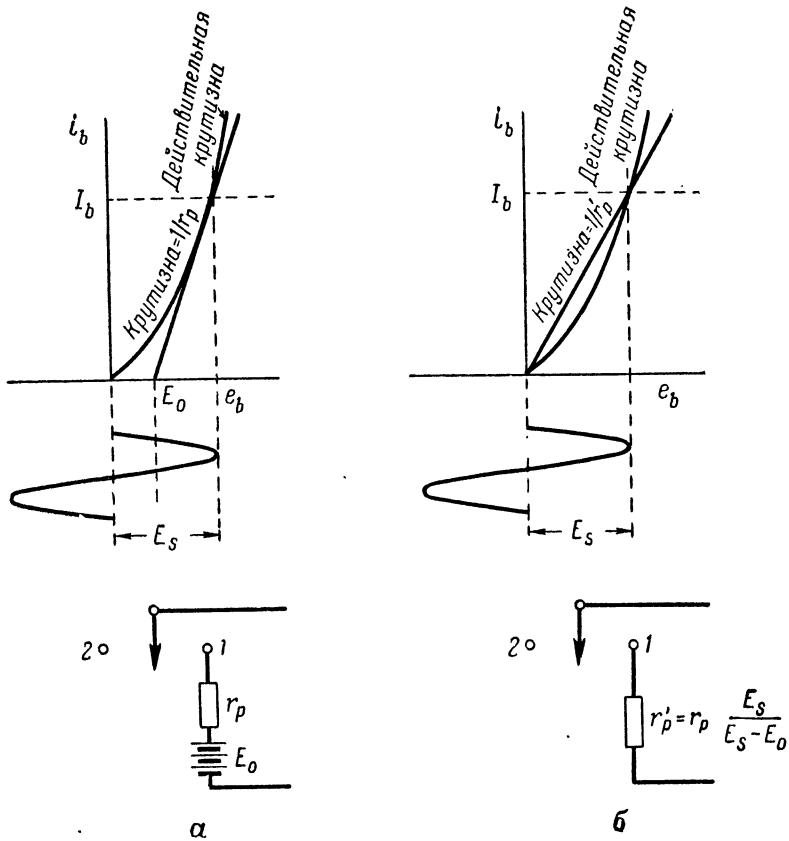


Рис. 14.2. Соотношение между первоначальной и приведенной эквивалентными схемами диода:
 а — первоначальные характеристики и эквивалентная схема; б — приведенные характеристики и эквивалентная схема

вательно, эти две схемы будут эквивалентны одна другой по величине проходящего в них тока, если

$$r'_p = r_p \frac{E_s}{E_s - E_0}. \quad (14.1)$$

Эквивалентная схема с одним сопротивлением — основная при анализе работы электровакуумных и полупроводниковых диодов, если нагрузкой служит цепь с параллельно включенными активным сопротивлением и емкостью.

14.2. СХЕМЫ ВЫПРЯМИТЕЛЕЙ И ФИЛЬТРОВ ДЛЯ ОДНОФАЗНЫХ ИСТОЧНИКОВ ПИТАНИЯ

Во всех рассматриваемых в этой главе схемах диодный переключатель работает на нагрузку, подключенную последовательно к катоду лампового или базе полупроводникового диода. Наиболее простая из схем такого типа схема, нагрузкой в которой служит активное сопротивление, включенное последовательно с диодом (рис. 14.3, *a*). Если на вход такой схемы подается переменное напряжение, то диод проводит ток в моменты, когда прикладываемое

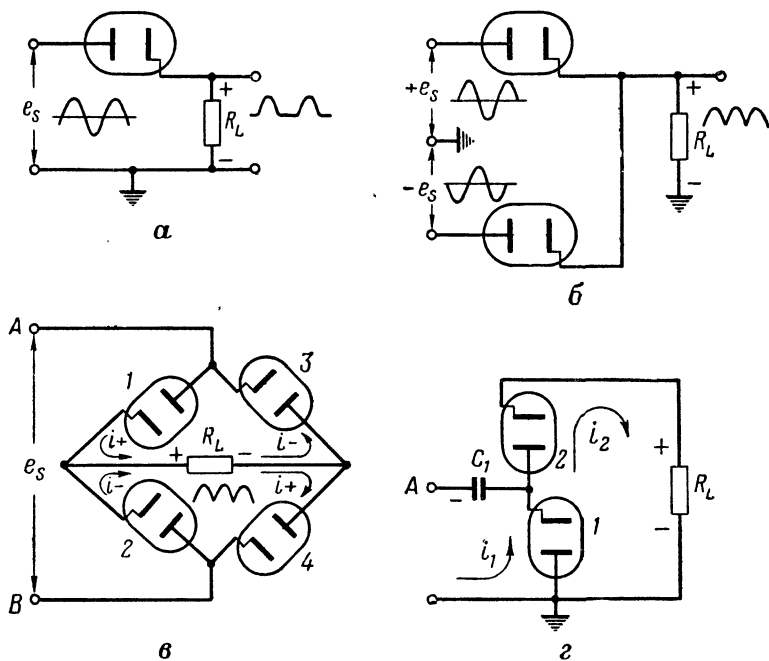


Рис. 14.3. Схемы выпрямителей:

a — однополупериодный; *b* — двухполупериодный; *v* — мостиковый; *z* — удвоитель напряжения

напряжение положительно относительно заземленной точки схемы. Когда же это напряжение отрицательно, цепь разомкнута. Таким образом, ток проходит через сопротивление нагрузки R_L только в положительные полупериоды приложенного напряжения, поэтому напряжение, возникающее на сопротивлении R_L , представляет собой серию полупериодов синусоиды. Такая схема называется однополупериодным выпрямителем, работающим на активную нагрузку.

Если на одно сопротивление нагрузки подключить выходы двух однополупериодных выпрямителей и питать эти выпрямители двумя переменными напряжениями, находящимися в противофазе, напряжение на выходе выпрямителей будет иметь вид, показанный на

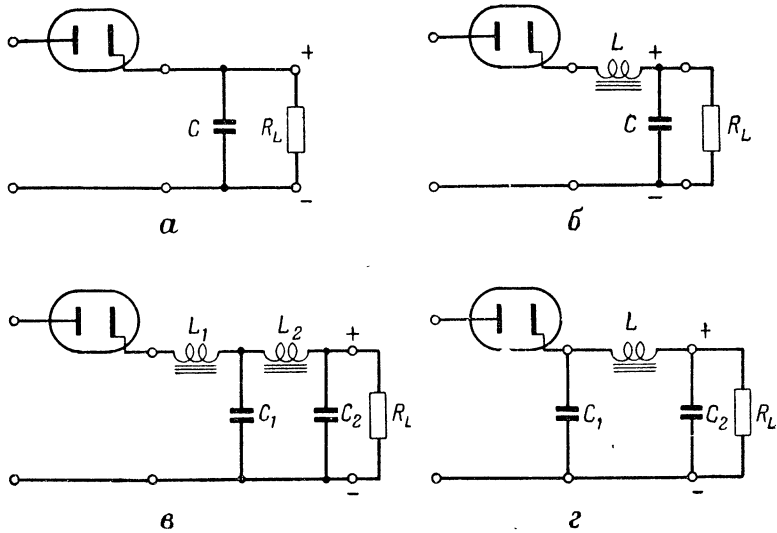


Рис. 14.4. Схемы фильтров выпрямителей:

a — реостатно-емкостный; *б* — односекционный Г-образный или фильтр с индуктивным входом; *в* — двухсекционный Г-образный; *г* — П-образный или фильтр с емкостным входом

рис. 14.3, б. Такая схема называется двухполупериодным выпрямителем.

Двухполупериодное выпрямление можно получить и при однофазном питающем напряжении. Для этого применяется мостиковый выпрямитель (рис. 14.3, в). Когда контакт *A* находится под положительным потенциалом относительно контакта *B*, диоды *1* и *4* проводят ток, замыкая схему и открывая путь току от одного полюса источника питания через сопротивление R_L к другому полюсу. Ток течет через сопротивление R_L слева направо. Когда же потенциал контакта *A* становится отрицательным относительно контакта *B*, ток проводят диоды *2* и *3*, и ток через сопротивление R_L снова течет слева направо. Таким образом создается двухполупериодный выпрямленный сигнал, показанный на рис. 14.3, в.

Большое применение получили и другие схемы выпрямителей, в частности удвоители (рис. 14.3, г), утроители и учетверители напряжения. Предположим, что контакт *A* находится под отрицательным потенциалом относительно заземленной точки схемы. При этом диод *1* проводит ток, благодаря чему конденсатор C_1 быстро заряжается до напряжения, почти равного пиковому значению напряжения входного сигнала. Создающаяся при этом полярность заряда обкладок конденсатора показана на схеме. Когда контакт *A* находится под положительным потенциалом относительно заземленной точки схемы, проводящим становится диод *2*. Однако напряжение, возникающее теперь на электродах этого диода, будет суммой напряжения на обкладках конденсатора C_1 и приложенного напряжения источника питания. Поэтому пиковое значение выход-

ного выпрямленного напряжения будет равно почти удвоенному пиковому значению напряжения на входе схемы.

При анализе работы вышеуказанных схем выпрямителей мы считали, что все они работают на активную нагрузку. Однако такие случаи крайне редки. Возникающая пульсация выходного напряжения обычно оказывается слишком большой. Поэтому для сглаживания колебаний выходного напряжения выпрямителей в большинстве случаев применяются схемы фильтрации, или, как их часто называют, фильтры (рис. 14.4). Они могут применяться в любой из рассмотренных выше схем выпрямителей, хотя на рис. 14.4 для упрощения все они показаны присоединенными к однополупериодному выпрямителю.

14.3. ОЦЕНКА ВЫПРЯМИТЕЛЯ

Основной параметр выпрямителя (рис. 14.5) — это его к.п.д.

$$\eta_R = \frac{P_{dc}}{P_{ac}} \cdot 100\%. \quad (14.2)$$

Входное напряжение выпрямителя бывает обычно синусоидальным, а выходное — несинусоидальным. Если для характеристики тока i_L в нагрузке применить разложение в ряд Фурье, то мы убедимся, что ток имеет постоянную составляющую, составляющую основной частоты и бесконечную серию гармоник. Желательно, чтобы постоянная составляющая тока доминировала, однако наряду с ней всегда имеются и некоторые переменные составляющие, что приводит к пульсации выходного напряжения на сопротивлении нагрузки. Величину пульсации оценивают обычно коэффициентом пульсации

$$\gamma = \frac{I_{ac}}{I_{dc}}, \quad (14.3)$$

где I_{dc} — постоянная составляющая тока в нагрузке;

I_{ac} — эффективное значение всех переменных составляющих тока в нагрузке.

Если последовательно с нагрузкой включить амперметр постоянного тока, то он покажет значение постоянной составляющей ряда Фурье для тока в нагрузке, т. е. среднее значение тока в нагрузке

$$I_{dc} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} i_L d\omega t, \quad (14.4)$$

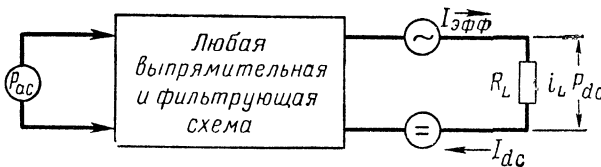


Рис. 14.5. Изображение выпрямителя в виде четырехполюсника

где i_L — ток в нагрузке, выраженный в виде функции ωt , взятой за период 2π радиан.

Это выражение определяет постоянную составляющую ряда Фурье для колебаний несинусоидальной формы.

Если последовательно с сопротивлением нагрузки включить амперметр переменного тока, он покажет эффективное, или среднее квадратическое, значение общего тока в нагрузке

$$I_{\text{эфф}} = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} i_L^2 d\omega t}. \quad (14.5)$$

Поскольку ток через сопротивление нагрузки содержит как постоянную, так и переменные составляющие, его среднее квадратическое значение можно выразить и соотношением

$$I_{\text{эфф}} = \sqrt{I_{ac}^2 + I_{dc}^2}. \quad (14.6)$$

Следовательно, эффективное значение переменных составляющих тока

$$I_{ac} = \sqrt{I_{\text{эфф}}^2 - I_{dc}^2}.$$

Таким образом, приведенную выше общую формулу для коэффициента пульсации можно преобразовать так:

$$\gamma = \sqrt{\left(\frac{I_{\text{эфф}}}{I_{dc}}\right)^2 - 1} \quad (14.7)$$

или

$$\gamma = \sqrt{F^2 - 1},$$

где $F = I_{\text{эфф}}/I_{dc}$ — коэффициент формы тока в нагрузке.

Коэффициент формы очень часто применяется при анализе колебаний несинусоидальной формы, так как его просто определить экспериментально, при помощи амперметров, или теоретически по формулам 14.4 и 14.5.

Большой практический интерес представляет также реакция выпрямительного устройства на изменение нагрузки, характеризуемая обычно кривой, показывающей зависимость напряжения постоянного тока E_{dc} на нагрузке от величины постоянного тока I_{dc} в нагрузке. Эта зависимость важна для оценки качества работы выпрямителя, так как нагрузка выпрямителя редко остается постоянной. Типичная кривая, определяющая указанную зависимость, называется нагрузочной характеристикой выпрямителя (рис. 14.6). В большинстве случаев выпрямительные устройства обладают некоторым внутренним сопротивлением, что приводит к уменьшению выходного напряжения при увеличении тока в нагрузке. Иногда выходное напряжение не должно зависеть от изменения тока в нагрузке. Степень отклонения реальной нагрузочной характеристики от

идеальной определяют обычно при помощи коэффициента стабильности напряжения при изменении нагрузки.

$$\begin{aligned} \text{Коэффициент стабильности напряжения} &= \\ &= \frac{E \text{ (без нагрузки)} - E \text{ (при заданной нагрузке)}}{E \text{ (при заданной нагрузке)}} \cdot 100\% = \\ &= \left(\frac{E_{б.н}}{E_{з.н}} - 1 \right) \cdot 100\%. \end{aligned} \quad (14.8)$$

Коэффициент стабильности тока можно определить аналогичным способом.

Когда переключающий (вентильный) диод выпрямительного устройства проводит ток, на диоде создается небольшое падение напряжения. Когда же диод не проводит, его электроды могут находиться под напряжением, равным сумме пикового значения приложенного напряжения переменного тока и напряжения на нагрузке.

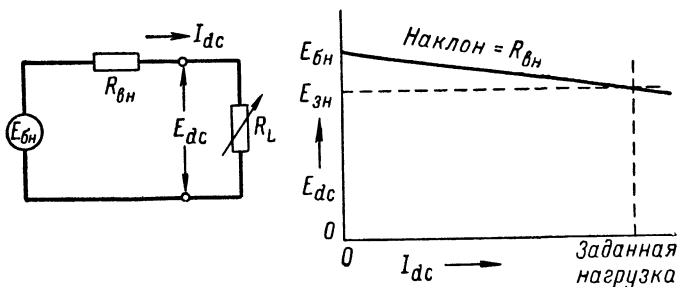


Рис. 14.6. Нагрузочная характеристика выпрямителя

Следовательно, диод должен выдерживать большое обратное напряжение. Поэтому сочетание любой заданной цепи и выпрямительного устройства должно также рассчитываться на то, чтобы применяемый в выпрямителе диод мог выдерживать максимальное (пиковое) обратное напряжение. За выполнением этого условия нужно следить при расчете выпрямителя и выборе диода для него.

Подводя итог вышеизложенному, можно сказать, что выпрямительное устройство характеризуется четырьмя параметрами, которые должны учитываться при его расчете и конструировании:

- к. п. д. выпрямителя;
- стабильностью напряжения;
- коэффициентом пульсации;
- максимальным (пиковым) обратным напряжением.

14.4. ВЫПРЯМИТЕЛИ НА ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ ТРИОДАХ

В качестве выпрямителей широко применяются также газонаполненные триоды двух типов: тиратроны и игнитроны. К положительным свойствам этих приборов следует отнести в первую очередь то,

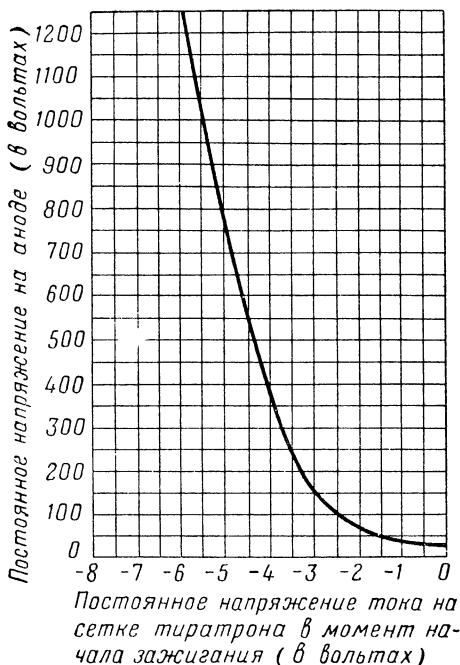


Рис. 14.7. Типичная характеристика зажигания тиратрона

отрицательно, лампа не проводит тока. Она остается запертой до тех пор, пока напряжение, став уже положительным, не превысит некоторого предельного значения, определяемого величиной сеточного смещения тиратрона. При превышении этого значения лампа отпирается и через нее проходит большой ток; напряжение на электродах лампы падает до E_0 . Сетка теряет управляющие свойства, которые восстанавливаются только тогда, когда напряжение на аноде вновь становится отрицательным и равным величине, при которой молекулы газа в лампе снова деионизируются. Совершенно оче-

что они позволяют сравнительно просто регулировать выпрямленное напряжение при помощи управляющего электрода. Здесь рассматриваются только основные, принципиальные схемы таких выпрямителей.

Работа тиратронов определяется в известной степени характеристикой зажигания (рис. 14.7), показывающей значение напряжения на аноде, соответствующее зажиганию лампы при некотором заданном напряжении на ее сетке.

Предположим, что тиратрон включен (рис. 14.8) последовательно с сопротивлением нагрузки и источником переменного напряжения. Смещение на сетке тиратрона может регулироваться потенциометром, включенным параллельно батарее.

Когда напряжение на аноде

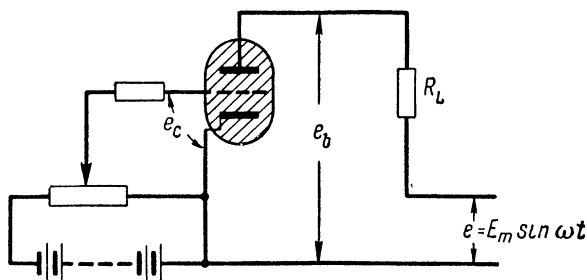


Рис. 14.8. Схема включения тиратрона, предусматривающая изменение напряжения сеточного смещения

видно, что изменение величины сеточного смещения приводит к изменению угла отсечки лампы, так как при этом меняется точка зажигания θ_f .

В периоды времени, когда лампа отперта и через нее течет ток, мгновенное значение анодного тока тиратрона

$$i_b = \frac{E_m \sin \omega t - E_0}{R_L}. \quad (14.9)$$

Напряжение на аноде до зажигания лампы (рис. 14.9) равно

$$e_b = E_m \sin \omega t. \quad (14.10)$$

Напряжение E_{bf} , при котором происходит зажигание, можно найти по характеристике зажигания лампы:

$$E_{bf} = E_m \sin \theta_f. \quad (14.11)$$

Следовательно, угол зажигания лампы

$$\theta_f = \arcsin \frac{E_{bf}}{E_m}. \quad (14.12)$$

Лампа гаснет, когда переменное напряжение становится меньше падения напряжения на лампе E_0 . Угол деионизации θ_e определяется из соотношения

$$E_0 = E_m \sin (180^\circ - \theta_e), \quad (14.13)$$

откуда

$$\theta_e = 180^\circ - \arcsin \frac{E_0}{E_m}. \quad (14.14)$$

Таким образом, общий угол, при котором лампа проводит, будет составлять

$$\theta_c = \theta_e - \theta_f. \quad (14.15)$$

Среднее значение тока, протекающего через сопротивление нагрузки R_L , теперь легко найти из соотношения

$$I_{dc} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} i_b d(\omega t), \quad (14.16)$$

или

$$I_{dc} = \frac{1}{2\pi} \int_{\theta_f}^{\theta_e} \frac{E_m \sin \omega t - E_0}{R_L} d(\omega t). \quad (14.17)$$

В результате интегрирования последнего выражения получаем

$$I_{dc} = \frac{E_m}{2\pi R_L} \left[\cos \theta_f + \sqrt{1 - \left(\frac{E_0}{E_m}\right)^2} - \frac{E_0}{E_m} (\theta_e - \theta_f) \right]. \quad (14.18)$$

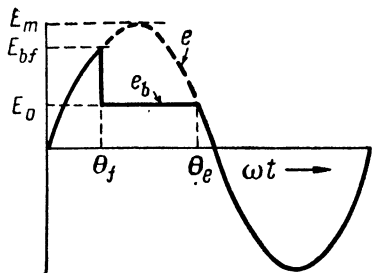


Рис. 14.9. Соотношение напряжений в схеме рис. 14.8

Когда E_0 значительно меньше E_m , что часто бывает в действительности, постоянный ток в нагрузке можно определить по формуле

$$I_{dc} \approx \frac{E_m}{2\pi R_L} (1 + \cos \theta_f). \quad (14.19)$$

Из этой формулы следует, что постоянную составляющую тока в нагрузке можно плавно изменять, меняя угол зажигания θ_f лампы. Это легко сделать путем изменения сеточного смещения, как показано на рис. 14.8.

Однако такой метод регулирования угла зажигания тиратрона имеет и свои недостатки. Один из них заключается в том, что угол зажигания при этом методе может изменяться лишь в ограниченных пределах, от 0 до 90° . При применении другого метода, называемого методом регулировки фазы, угол зажигания можно изменять от 0 до 180° . При этом на сетку тиратрона подается переменное напряжение, частота которого равна частоте анодного напряжения. Фаза напряжения на сетке регулируется фазосдвигающим устройством, поэтому сеточное напряжение может отставать по фазе от напряжения на аноде лампы на определенный, требующийся в данном случае угол. Синусоидальное изменение сеточного напряжения приводит к изменению во времени того минимального значения напряжения на аноде, при котором зажигается лампа. Это явление легко уяснить при помощи кривой напряжения зажигания, показанной на рис. 14.10. Численные величины, необходимые для построения этой кривой, могут быть найдены по кривой зажигания лампы.

Тиратрон зажигается только тогда, когда напряжение на аноде равно напряжению зажигания. Из рис. 14.10 очевидно, что точку зажигания можно изменять в пределах 180° путем изменения фазы напряжения на сетке относительно напряжения на аноде, так как это приводит к изменению относительной фазы кривой напряжения зажигания.

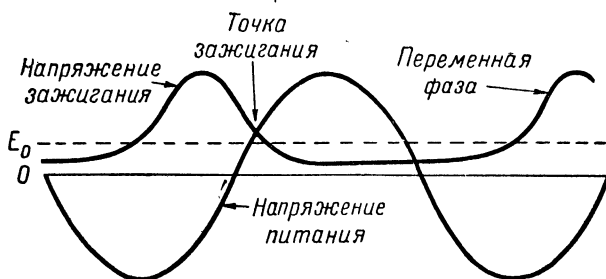


Рис. 14.10. Регулировка фазы тиратронного выпрямителя

Одна из наиболее простых схем изменения фазы сеточного напряжения показана на рис. 14.11. Фазовый угол может меняться при помощи этой схемы в пределах 180° , что достигается изменением величин R и C . В любом случае фазовый угол

$$\theta = 2 \arctg \omega RC. \quad (14.20)$$

На практике применяется много разновидностей этой принципиальной схемы.

Тиратроны часто используются и для управления моментом зажигания игнитронных выпрямителей. Как известно, основная дуга в игнитроне не образуется до тех пор, пока под действием вспомогательного электрода на катоде не возникает пятно. Таким образом, угол зажигания игнитрона регулируется поджигом вспомогательной цепи лампы в требуемый момент времени. Это обычно достигается разрядом полностью заряженного конденсатора через вспомогательную цепь игнитрона. Тиратрон при этом используется как синхронизирующее включающее устройство, определяющее момент разряда конденсатора. Принципиальная схема такого устройства показана на рис. 14.12.

Индуктивность L в этой схеме предотвращает повышение тока тиратрона сверх максимального при разряде конденсатора. Газонаполненный диод используется как однополупериодный выпрямитель при заряде конденсатора C . Конденсатор разряжается в течение времени, когда тиратрон горит и проводит ток; момент зажигания тиратрона определяется управляющим напряжением, подаваемым

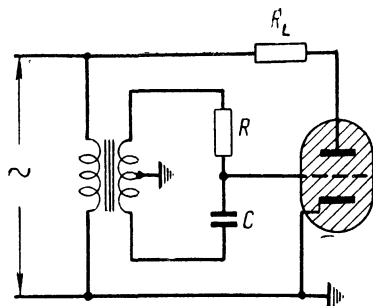


Рис. 14.11. Принципиальная схема включения тиратрона с фазосдвигающим устройством

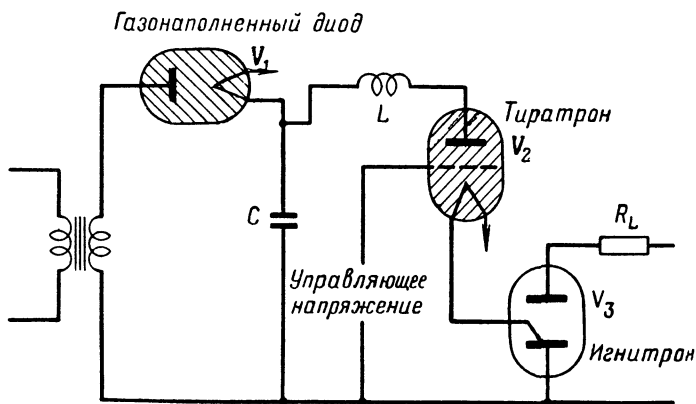


Рис. 14.12. Игнитронный выпрямитель с тиратронным включающим устройством

мым на его сетку. Отпирание тиратрона приводит к быстрому разряду конденсатора C через лампу V_2 и индуктивность L , в результате чего во вспомогательной цепи игнитрона возникает большой ток, создающий необходимое для поджига игнитрона катодное пятно. Тиратрон быстро гаснет, так как напряжение на его аноде резко падает, и сетка вновь приобретает управляющие функции.

14.5. ВЫПРЯМИТЕЛИ С РЕОСТАТНО-ЕМКОСТНЫМИ ФИЛЬТРАМИ. ВВЕДЕНИЕ

Однополупериодный диодный выпрямитель с реостатно-емкостным фильтром (рис. 14.13) — наиболее простая и широко распространенная схема. К сожалению, практическому применению этой схемы

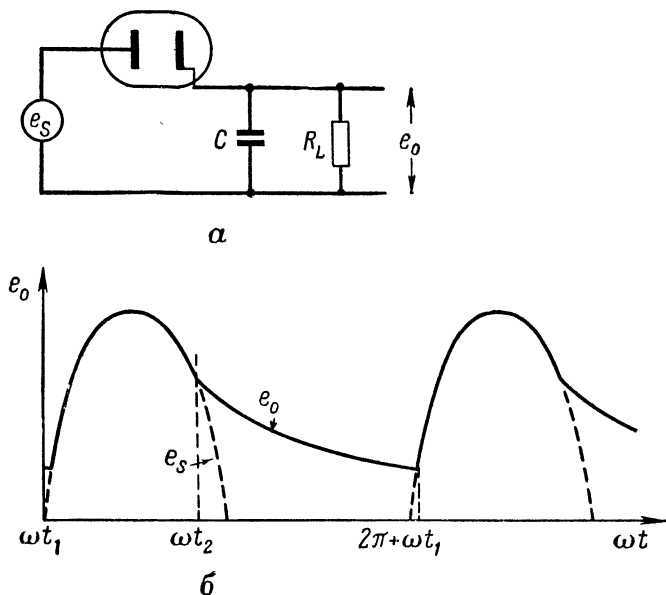


Рис. 14.13. Упрощенная принципиальная схема (а) однополупериодного выпрямителя с реостатно-емкостным фильтром (внутреннее сопротивление диода и источника питания принято равным нулю) и форма (б) выходного напряжения

значительно препятствует сложность ее теоретического анализа. Сложность эта обусловлена не столько физической стороной вопроса, сколько большим количеством графических построений, связанных с решением трансцендентальных уравнений, необходимостью выполнения многочисленных интегрирований и т. п.

Если внутренние сопротивления диода и источника питания принять равными нулю, напряжение на сопротивлении нагрузки фильтра будет иметь вид, приведенный на рис. 14.13, б. Объяснить, почему напряжение имеет такую форму, довольно просто.

Предположим, что прикладываемое напряжение синусоидально и имеет постоянную амплитуду. Всякий раз, когда напряжение e_b на электродах диода положительно, диод проводит ток и конденсатор фильтра заряжается через диод от источника питающего напряжения. Никаких переходных процессов в схеме при этом не возникает, так как во время заряда конденсатора сопротивление схемы равно нулю. Следовательно, в эти моменты выходное напряжение равно приложенному.

Когда приложенное напряжение начинает уменьшаться, напряжение на конденсаторе может уменьшаться лишь за счет разряда этого конденсатора через сопротивление R_L . При определенных параметрах схемы можно получить на кривой снижения напряжения точку с абсциссой ωt_2 , начиная с которой питающее напряжение будет уменьшаться быстрее, чем разряжается конденсатор. При этом напряжение на электродах диода становится отрицательным, диод прекращает проводить ток и конденсатор разряжается через сопротивление R_L по экспоненциальному закону. Затем в момент $2\pi + \omega t_1$ напряжение на диоде проходит через нуль и начинает увеличиваться в положительном направлении. Диод вновь становится проводящим, и начинается новый цикл работы выпрямительного устройства.

Если введенные нами условия равенства нулю внутренних сопротивлений диода и источника питания выполняются (что, вообще говоря, встречается крайне редко в реальных схемах), математические соотношения, описывающие работу такой схемы, составить довольно просто, хотя они и будут трансцендентными.

Для реальных схем вывод расчетных формул значительно усложняется, так как сделанные нами упрощения нельзя считать в этом случае оправданными. Предположим, что мы хотим проанализировать работу реального выпрямителя (рис. 14.14). Через R_s обозначено сопротивление, равное сумме внутренних сопротивлений источника питания R_g и диода r_p . Если приложенное напряжение

$$e_s = E_s \sin \omega t, \quad (14.21)$$

то напряжение генератора в эквивалентной схеме Тевенина в периоды времени, когда диод проводит ток, будет определяться соотношением

$$e_e = E_s \frac{R_L}{R_L + R_s} \sin \omega t = E_s \frac{R_e}{R_L} \sin \omega t, \quad (14.22)$$

или

$$e_e = E_e \sin \omega t. \quad (14.23)$$

Таким образом, для токопроводящего периода, когда все переходные процессы фактически закончены, напряжение на конденсаторе C равно

$$E_c = E_e \frac{-jX_c}{R_e - jX_c}. \quad (14.24)$$

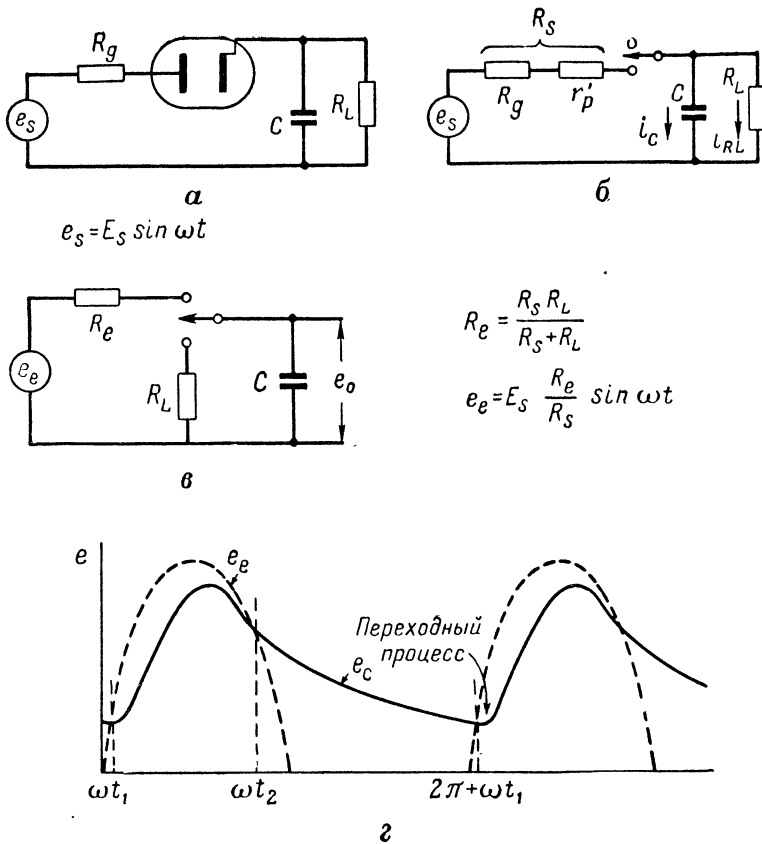


Рис. 14.14. Эквивалентная схема и форма выходного напряжения однополупериодного выпрямителя с реостатно-емкостным фильтром для случая, когда учитывается внутреннее сопротивление диода и источника питания:

а — принципиальная схема; *б* — эквивалентная схема; *в* — эквивалентная схема Тевенина; *г* — форма выходного напряжения

Следовательно, мгновенное значение напряжения на конденсаторе

$$e_c = E_c \sin \omega t. \quad (14.25)$$

Ток, протекающий через сопротивление нагрузки R_L , равен

$$i_{R_L} = \frac{e_c}{R_L} = \frac{E_c}{R_L} \sin \omega t. \quad (14.26)$$

Ток, протекающий через конденсатор фильтра C ,

$$i_c = C \frac{de_c}{dt} = \omega C E_c \cos \omega t. \quad (14.27)$$

В момент ωt_2 , когда лампа становится непроводящей, ток через нее

$$i_b = i_c + i_{R_L} \quad (14.28)$$

должен равняться нулю, в связи с чем $-iR_L = i_c$. Следовательно,

$$\frac{1}{R_L} \sin \omega t_2 = -\omega C \cos \omega t_2$$

или

$$\omega t_2 = \arctg(-\omega R_L C). \quad (14.29)$$

По этой формуле легко определить угол выключения ωt_2 для любого значения безразмерной постоянной $\omega R_L C$.

Напряжение на конденсаторе в момент выключения равно

$$e_c(\omega t_2) = E_c \sin \omega t_2$$

или

$$e_c(\omega t_2) = E_s \frac{R_e}{R_s} \cdot \frac{-jX_c}{R_e - jX_c} \sin \omega t_2.$$

Когда лампа не проводит тока, напряжение на конденсаторе, имея вначале указанное выше значение, уменьшается по экспоненциальному закону, стремясь к нулю:

$$e_c = e_c(\omega t_2) e^{-(t-t_2)/R_L C} \quad (\text{для } t > t_2)$$

или

$$e_c = E_s \frac{R_e}{R_s} \cdot \frac{-jX_c}{R_e - jX_c} (\sin \omega t_2) e^{-(\omega t - \omega t_2)/\omega R_L C}. \quad (14.30)$$

Лампа начнет вновь проводить, когда напряжение e_c , определяемое формулой 14.30, станет равным приложенному напряжению $E_s \sin \omega t$. Это будет соответствовать точке кривой с абсциссой $\omega t_1 + 2\pi$. В этот момент времени

$$E_s \sin(\omega t_1 + 2\pi) = E_s \frac{R_e}{R_s} \cdot \frac{jX_c}{R_e - jX_c} (\sin \omega t_2) e^{-(\omega t_1 - \omega t_2 + 2\pi)/\omega R_L C}.$$

После алгебраических преобразований получим

$$\sin \omega t_1 = \frac{1}{\omega R_s C} \cdot \frac{\sin \omega t_2}{\sqrt{1 + \beta^2}} e^{-[(\omega t_1 - \omega t_2 + (3\pi/2) + \arctg \beta)/\omega R_L C]}, \quad (14.31)$$

где $\beta = \frac{1 + R_L/R_s}{\omega R_L C}$ и $\omega t_2 = \arctg(\omega R_L C)$.

Выражение 14.31 трансцендентальное и не может быть решено алгебраически относительно угла включения ωt_1 . Его можно решить, определив графически угол включения ωt_1 , соответствующий различным значениям безразмерных параметров $\omega R_L C$ и R_L/R_s . Эта работа довольно трудоемкая, однако она неизбежна. После того как углы включения и выключения будут определены, все остальные параметры найти довольно просто.

Так, выходное постоянное напряжение

$$E_{dc} = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega t_1}^{\omega t_2} e_c d(\omega t) + \frac{1}{2\pi} \int_{\omega t_2}^{2\pi + \omega t_1} e'_c d(\omega t),$$

где e_c определяется выражением 14.25, а e'_c — выражением 14.30. Аналогично можно вычислить и среднее квадратическое значение напряжения, а затем найти коэффициент пульсации.

Единственное допущение, сделанное нами при анализе, заключалось в том, что все переходные процессы, возникающие после включения лампы, считались заканчивающимися до момента ωt_2 ее выключения. Это предположение справедливо, кроме случаев, когда R_s велико по сравнению с R_L . В этих случаях необходимо также учитывать ток неустановившегося режима, обусловленного включением диода, что приводит к дальнейшему усложнению анализа.

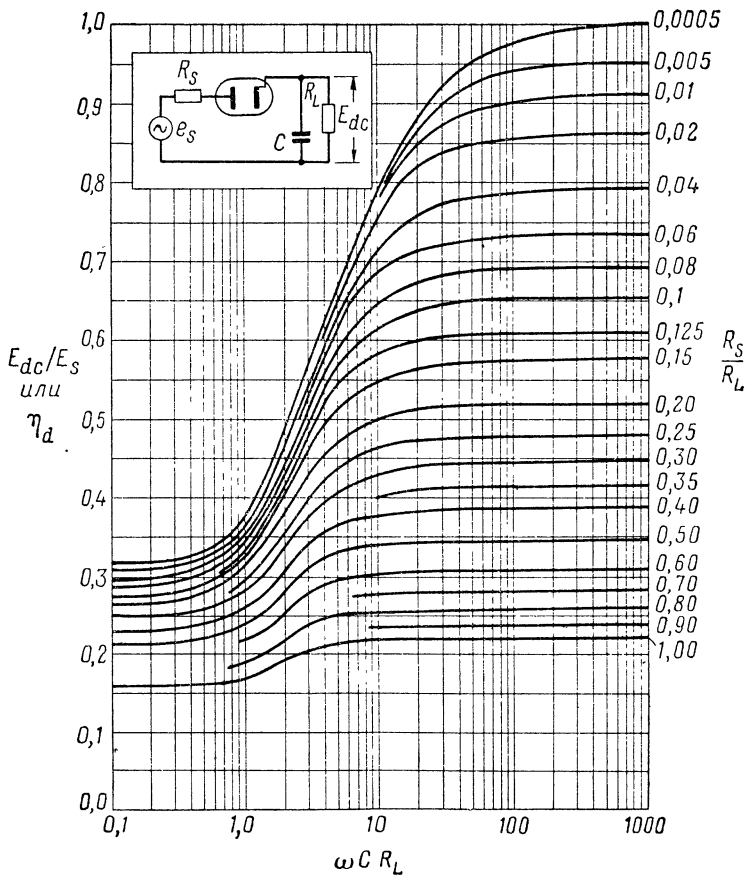


Рис. 14.15. График для определения параметров однополупериодного выпрямителя с реостатно-емкостным фильтром

14.6. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫПРЯМИТЕЛЕЙ С РЕОСТАТНО-ЕМКОСТНЫМИ ФИЛЬТРАМИ

Из предыдущих разделов следует, что расчет различных параметров реостатно-емкостных фильтров принципиально возможен, но исключительно труден. К настоящему времени составлены довольно точные экспериментальные универсальные графики безразмерных параметров, применяемых при расчете фильтров. Эти графики (рис. 14.15—14.19) соответствуют теоретическим с точностью до нескольких процентов, вполне достаточной для расчета элементов фильтров выпрямительных устройств.

Величина R_s , используемая на всех этих графиках, определяется эквивалентным сопротивлением диода r'_p и внутренним сопротивлением R_g источника питания. При построении графиков для определения сопротивления диода была применена схема, отличающаяся от использованной в этой книге. Однако результаты в обоих случаях достаточно точно совпадают.

Эти графики применяются не только при практическом расчете элементов фильтра (этот вопрос мы рассмотрим в следующем разделе), но и при изучении различных рабочих характеристик схем.

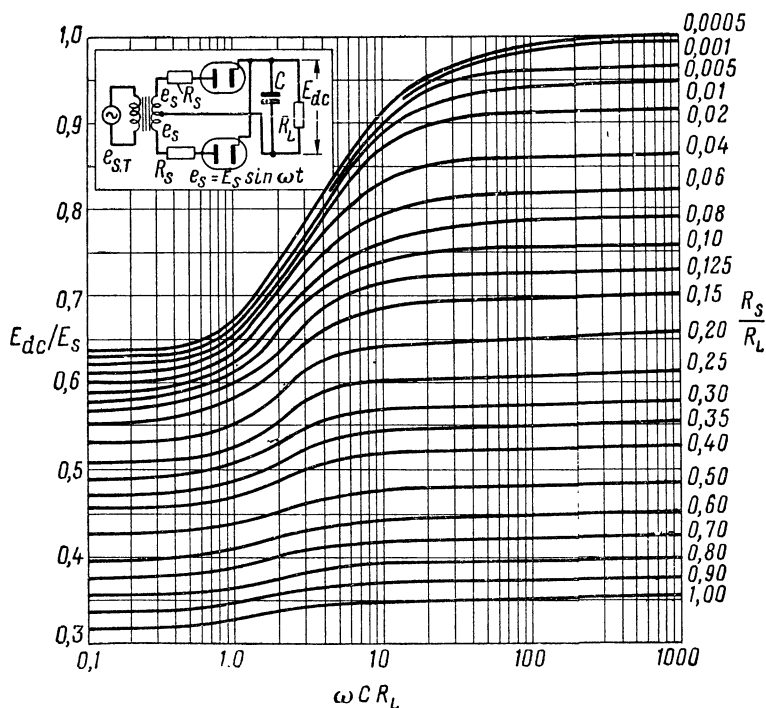


Рис. 14.16. График для определения параметров двухполупериодного выпрямителя с реостатно-емкостным фильтром

Так, например, на рис. 14.18 изображено семейство кривых, определяющих зависимость отношения пикового тока диода к постоянному току диода от коэффициента $\omega R_L C$ при различных значениях параметра R_s/R_L . При любых величинах отношения R_s/R_L пиковое значение тока при увеличении $\omega R_L C$ также возрастает. При умень-

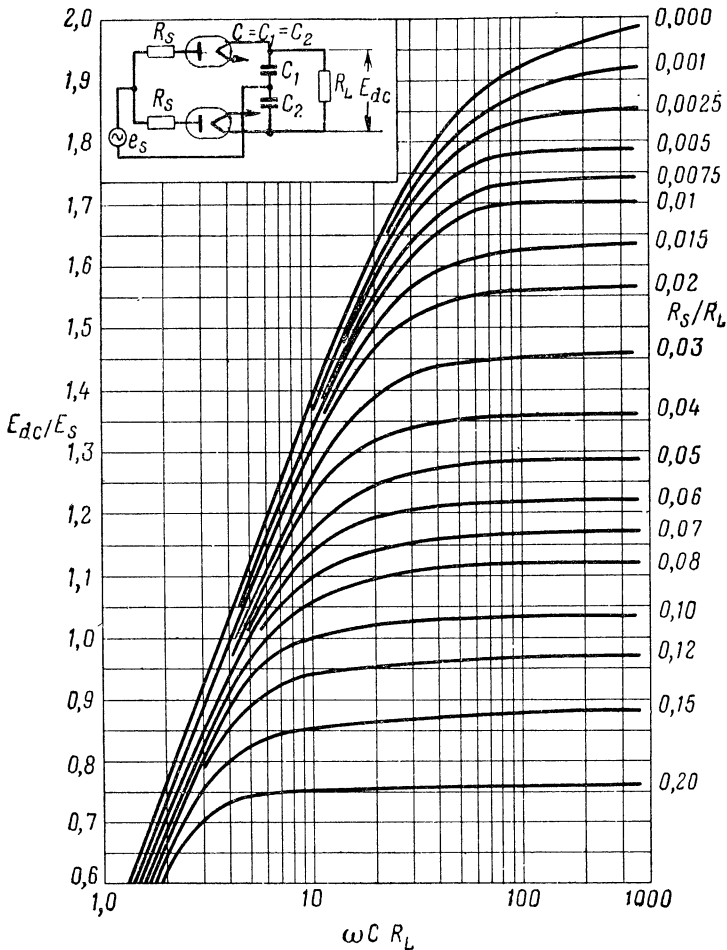


Рис. 14.17. График для определения параметров удвоителя напряжения с реостатно-емкостным фильтром

шении величины отношения R_s/R_L пиковое значение тока увеличивается. Для каждого типа лампы существует свое максимальное значение пикового тока, при превышении которого лампа может выйти из строя. Поэтому, выбрав лампу для рассчитываемой схемы, следует в дальнейшем руководствоваться двумя положениями:

1. Для некоторого выбранного значения отношения R_s/R_L существует определенное максимальное значение $\omega R_L C$, которое не

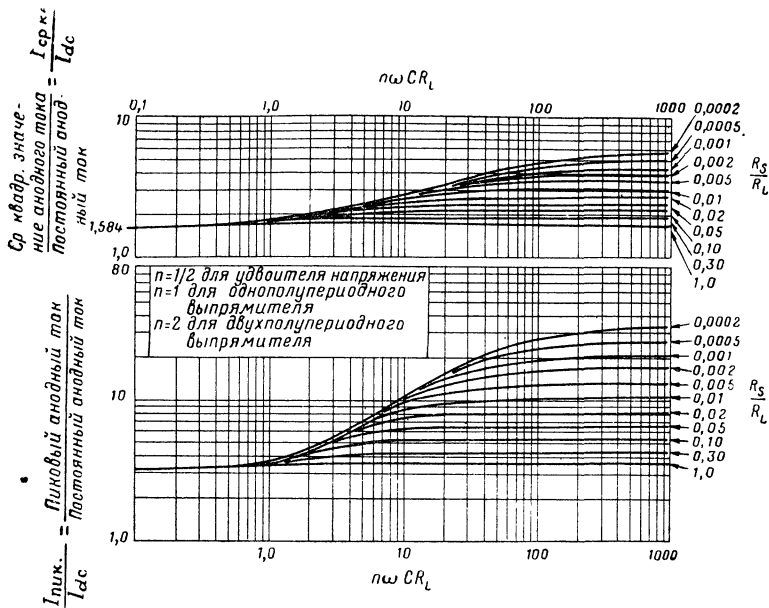


Рис. 14.18. График для определения соотношения токов для одноанодной выпрямительной лампы, применяемой с реостатно-емкостным фильтром

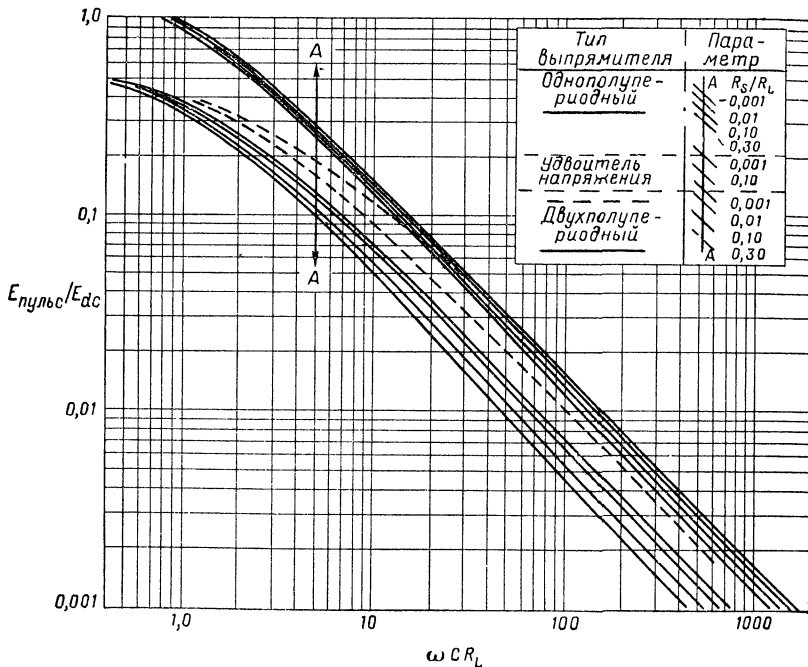


Рис. 14.19. График для определения пульсации напряжения в выпрямителях с реостатно-емкостным фильтром

должно быть превышено, так как иначе лампа может выйти из строя.

2. Для некоторого выбранного значения $\omega R_L C$ имеется определенное минимальное значение отношения R_s/R_L , дальнейшее снижение которого может привести к порче лампы.

В тех часто встречающихся случаях, когда величина $\omega R_L C$ оказывается заданной по тем или иным конструктивным соображениям, может потребоваться включение некоторого дополнительного сопротивления последовательно с R_g , чтобы ограничить пиковый ток до величины, безопасной для данного типа лампы.

Кривые, показанные на рис. 14.19, показывают зависимость пульсаций напряжения от коэффициента $\omega R_L C$ при различных значениях отношения R_s/R_L . Пульсации не очень сильно зависят от величины отношения R_s/R_L , и довольно большие изменения этого отношения не приводят к заметным изменениям пульсации выпрямленного напряжения.

На всех этих графиках безразмерный параметр $\omega R_L C$ принимается за независимую переменную. Изменять его можно изменением величин ω , C или R_L . Однако частота ω обычно задается. Величина R_L также ограничивается некоторыми определенными пределами. Иногда сопротивление R_L как элемент конструкции может вообще отсутствовать и тогда под ним подразумевается только сопротивление цепи нагрузки. При этом сопротивление $R_L = E_{dc}/I_L$, где E_{dc} — постоянное выходное напряжение, а I_L — постоянный ток в нагрузке. Таким образом, при изменении постоянного тока в нагрузке будет меняться R_L , а следовательно, и параметр $\omega R_L C$, принятый нами раньше за независимую переменную.

14.7. ПРИМЕРНЫЙ РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ РЕОСТАТНО-ЕМКОСТНОГО ФИЛЬТРА

Расчет выпрямителя и фильтра не позволяет однозначно выбрать их параметры. Может быть получено множество различных решений, и не каждое из них будет удовлетворять всем предъявленным требованиям. Поэтому при расчете выпрямительных устройств и фильтров приходится исследовать ряд возможных решений и выбирать варианты схем, наиболее полно отвечающие поставленным требованиям. Остановимся на основных положениях этого расчета, поясняющих общие принципы применения приведенных выше пяти графиков.

Предположим, что рассчитываемый двухполупериодный выпрямитель с реостатно-емкостным фильтром должен удовлетворять следующим основным требованиям:

$$f = 60 \text{ гц};$$

$$\omega = 377 \text{ гц};$$

$$E_{dc} \text{ (при полной нагрузке)} = 300 \text{ в};$$

$$I_{dc} \text{ (при полной нагрузке)} = 50 \text{ ма};$$

пульсация равна 1%;

коэффициент стабильности выпрямленного напряжения равен 20%.

Расчет нужно выполнять методом последовательного уточнения параметров схемы, взяв часть из них сначала на основе инженерной интуиции.

Основываясь на характеристиках трансформаторов и диодов, примем, что $R_s = 500 \text{ ом}$.

Так как рабочие характеристики схемы представлены на графиках в виде функций отношения R_s/R_L , зададимся также величиной этого отношения для режима работы, когда схема не имеет внешней нагрузки. Предположим, что при таком режиме $R_s/R_L = 0,01$. При этом сопротивление нагрузки максимально:

$$R_{L \text{ макс}} = \frac{R_s}{0,01} = \frac{500}{0,01} = 50\,000 \text{ ом.}$$

Из рис. 14.19 следует, что требование к величине пульсации напряжения будет в нашем случае удовлетворяться, если $\omega R_L C = 70$.

При полной нагрузке ток, потребляемый полезной нагрузкой, определяется сопротивлением R полезной нагрузки. Следовательно,

$$\begin{aligned} R \text{ (полезной нагрузки)} &= \frac{E_{dc} \text{ (при полной нагрузке)}}{I_{dc} \text{ (при полной нагрузке)}} = \\ &= \frac{300}{50} (10\,000) = 6000 \text{ ом.} \end{aligned}$$

Значит, при полной нагрузке общее сопротивление нагрузки выпрямителя будет равно сопротивлению параллельно включенных R (полезной нагрузки) и $R_{L \text{ макс}}$. Поэтому

$$R_{L \text{ мин}} = \frac{R \text{ (полезной нагрузки)} R_{L \text{ макс}}}{R \text{ (полезной нагрузки)} + R_{L \text{ макс}}} = \frac{300}{56} \cdot 10\,000 = 5350 \text{ ом.}$$

Отсюда находим, что при полной нагрузке

$$\frac{R_s}{R_{L \text{ мин}}} = \frac{500}{5350} = 0,0933.$$

Исходя из этих условий и из требования, чтобы пульсация напряжения не превышала 1%, по графику на рис. 14.19 определяем, что $\omega R_L C \approx 60$.

Теперь можно найти емкость C как для выпрямителя, не имеющего внешней нагрузки, так и для выпрямителя, работающего с полной нагрузкой. Все нужные для этого значения $\omega R_L C$, ω и R_L нам уже известны. Таким образом:

для выпрямителя без нагрузки

$$\omega R_L C = 70 \text{ и } C_{\text{мин}} = 3,72 \text{ мкф};$$

для выпрямителя с полной нагрузкой

$$\omega R_L C = 60 \text{ и } C_{\text{макс}} = 29,7 \text{ мкф.}$$

Чтобы быть уверенным в том, что пульсация напряжения не превышает 1% при всех режимах нагрузки выпрямителя, мы должны взять конденсатор фильтра с емкостью не меньше 29,7 мкф. Исходя из целесообразности применения в фильтре серийно выпускаемых конденсаторов, возьмем два параллельно включенных блока конденсаторов по 16 мкф каждый. При этом общая емкость конденсаторов фильтра составит 32 мкф. Используя это значение емкости, вновь определим величину $\omega R_L C$ для каждого из двух рассмотренных случаев. Затем по графикам на рис. 14.16 и 14.18 найдем величины постоянного напряжения на нагрузке и пикового значения анодного тока. В результате получим:

для выпрямителя без нагрузки

$$\omega R_L C = 603; \quad \frac{R_s}{R_L} = 0,01; \quad \frac{E_{dc}}{E_s} = 0,945; \quad \frac{I_{пик}}{I_{dc}} = 10;$$

для выпрямителя с полной нагрузкой

$$\omega R_L C = 64,5; \quad \frac{R_s}{R_L} = 0,093; \quad \frac{E_{dc}}{E_s} = 0,770; \quad \frac{I_{пик}}{I_{dc}} = 5,2.$$

Проверим теперь, выполняются ли требования к стабильности выходного напряжения при этих условиях.

Коэффициент стабильности выходного напряжения

$$\begin{aligned} & \left(\frac{E \text{ (без нагрузки)}}{E \text{ (с полной нагрузкой)}} - 1 \right) \cdot 100\% = \\ & = \left(\frac{0,945}{0,770} - 1 \right) \cdot 100\% = \\ & = (1,23 - 1) \cdot 100\% = 23\%. \end{aligned}$$

Таким образом, при выбранных нами параметрах стабильность напряжения получается хуже 20%, и мы должны произвести перерасчет.

При перерасчете примем, как и прежде, что $R_s = 500 \text{ ом}$, но отношение R_s/R_L для ненагруженного выпрямителя возьмем теперь равным 0,05. При этом получим

$$R_{L \text{ макс}} = \frac{500}{0,05} = 10\,000 \text{ ом},$$

$$R_{L \text{ мин}} = \frac{10 \cdot 6}{10 + 6} \cdot 1000 = \frac{60}{16} \cdot 1000 = 3750 \text{ ом}.$$

Из графика на рис. 14.19 определяем, что для того, чтобы при всех режимах нагрузки пульсация напряжения не превышала 1%, нужно выбрать следующие параметры:

для выпрямителя без нагрузки

$$\omega R_L C = 65, \text{ следовательно, } C_{\text{мин}} = 17,3 \text{ мкф};$$

для выпрямителя с полной нагрузкой

$$\omega R_L C = 55, \text{ следовательно, } C_{\text{макс}} = 38,9 \text{ мкф}.$$

Исходя из практических соображений, берем $C = 40$ мкф. Таким образом:

для выпрямителя без нагрузки

$$\omega R_L C = 150; \frac{R_s}{R_L} = 0,05; \frac{E_{dc}}{E_s} = 0,94; \frac{I_{пик}}{I_{dc}} = 6,5;$$

для выпрямителя с полной нагрузкой

$$\omega R_L C = 56,5; \frac{R_s}{R_L} = 0,133; \frac{E_{dc}}{E_s} = 0,725; \frac{I_{пик}}{I_{dc}} = 5.$$

Определяем получающуюся при этих параметрах стабильность выходного напряжения:

$$\begin{aligned} \text{Коэффициент стабильности напряжения в \%} &= \\ &= \left(\frac{0,840}{0,725} - 1 \right) \cdot 100\% = 15,6\%. \end{aligned}$$

Значит, такая схема выпрямителя будет удовлетворять всем требованиям, хотя мы и не уверены в том, что найденные параметры оптимальные.

Пиковые значения анодного тока можно найти из полученных выше отношений токов для выпрямителей, работающих в двух режимах нагрузки:

для выпрямителя без нагрузки

$$\begin{aligned} I_{dc} &= \\ &= \frac{E_{dc} \text{ (при полной нагрузке)} \cdot (1 + \text{коэффициент стабильности напряжения})}{R_{L \text{ макс}}} = \\ &= \frac{300 \cdot 1,156}{10000} = 34,7 \text{ ма}; \\ I_{пик} &= 6,5 I_{dc} = 226 \text{ ма}; \end{aligned}$$

для выпрямителя с полной нагрузкой

$$\begin{aligned} I_{dc} &= \frac{E_{dc} \text{ (при полной нагрузке)}}{R_{L \text{ мин}}} = \frac{300}{3750} = 80 \text{ ма}; \\ I_{пик} &= 5,0 I_{dc} = 400 \text{ ма}. \end{aligned}$$

Таким образом, комплектующие элементы для выпрямителя должны выдерживать пиковый анодный ток 400 ма и постоянный анодный ток 80 ма. Максимальное обратное напряжение в выпрямителе будет составлять сумму

$$\begin{aligned} E_{dc \text{ макс}} + E_s &= E_{dc} \text{ (при полной нагрузке)} \cdot (1 + \text{коэффициент} \\ &\text{стабильности напряжения}) + E_s = E_{dc} \text{ (при полной} \\ &\text{нагрузке)} \cdot (1 + \text{коэффициент стабильности напряжения}) + \\ &+ E_{dc} \text{ (при полной нагрузке)} \cdot \frac{1}{0,725} = 761 \text{ в}. \end{aligned}$$

Напряжение на клеммах вторичной обмотки трансформатора должно составлять

$$E_s = \frac{E_{dc}}{0,725} = \frac{300}{0,725} = 441 \text{ в}.$$

Мы приняли, что R_s равно 500 ом. Но

$$R_s = R_g + r_p' = R_g + r_p \frac{E_s}{E_s - E_0}.$$

Значит, в выбранном типе выпрямительной лампы значения r_p и E_0 в сочетании с параметрами трансформатора R_g и E_s должны дать требуемое значение R_s . Если это не удается сделать, придется включить в схему последовательно дополнительное сопротивление или выбрать другой тип трансформатора.

14.8. ВЫПРЯМИТЕЛЬ С Г-ОБРАЗНЫМ ФИЛЬТРОМ

Выпрямитель с реостатно-емкостным фильтром имеет два существенных недостатка:

1. Малая пульсация выпрямленного напряжения получается лишь при больших пиковых значениях тока.

2. Выпрямитель имеет низкую стабильность выходного напряжения.

Существует несколько схем фильтров с индуктивностями (рис. 14.20), дающих возможность улучшить рабочие характеристики выпрямителей.

Анализ работы и расчет схемы, содержащей последовательно включенную индуктивность, не вызывает никаких трудностей и поэтому не рассматривается здесь. Однополупериодный выпрямитель с Г-образным однозвенным фильтром представляет главным образом академический интерес. Поэтому мы рассмотрим подробно лишь двухполупериодный выпрямитель с Г-образным однозвенным фильтром, получивший широкое применение.

Если такой выпрямитель не включен на нагрузку, сопротивление R_L равно бесконечности. При этом конденсатор фильтра заряжается до напряжения, равного максимальному (пиковому) значению входного напряжения. Так как прикладываемое напряжение равно $E_m \sin \omega t$, то выходное напряжение ненагруженного выпрямителя будет равно E_m .

Когда сопротивление нагрузки уменьшается и возникает ток нагрузки, каждый диод попеременно подключается на небольшие периоды времени к источнику питающего напряжения и конденсатор заряжается до напряжения E_m . В промежутках между этими периодами конденсатор несколько разряжается через сопротивление R_L . Среднее значение напряжения на выходе выпрямителя получается несколько меньше E_m . Поскольку ток очень мал, в индуктивности фильтра запасается незначительная энергия и индуктивность мало влияет на работу схемы. Следовательно, при небольших токах нагрузки схема будет обладать такими же свойствами, как и двухполупериодный выпрямитель с реостатно-емкостным фильтром. Соответствующая этому случаю выходная характеристика выпрямителя показана на рис. 14.21.

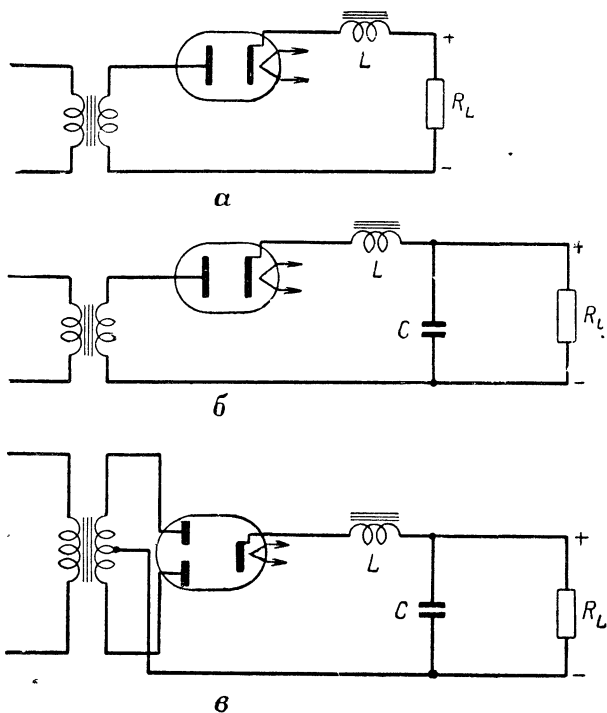


Рис. 14.20. Схемы выпрямителей, в фильтрах которых применяется индуктивность:

а — однополупериодный с последовательным индуктивным фильтром;
б — однополупериодный с Г-образным однозвенным фильтром;
в — двухполупериодный с Г-образным однозвенным фильтром

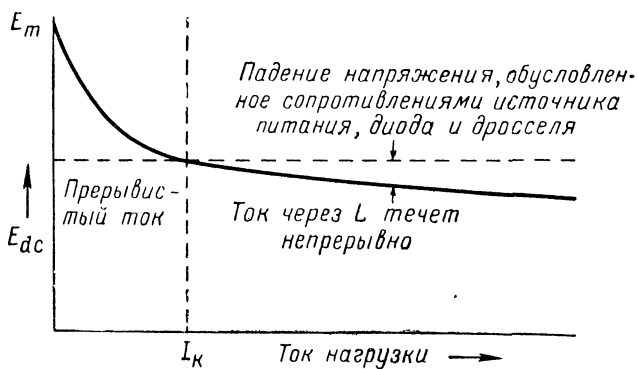


Рис. 14.21. Выходная характеристика двухполупериодного выпрямителя с Г-образным однозвенным фильтром

Когда из-за уменьшения сопротивления R_L ток нагрузки постепенно увеличивается, углы отсечки диодов возрастают. В конце концов каждая лампа начинает проводить ток в течение 180° . Такой режим работы схемы соответствует точке I_k . В этой точке напряже-

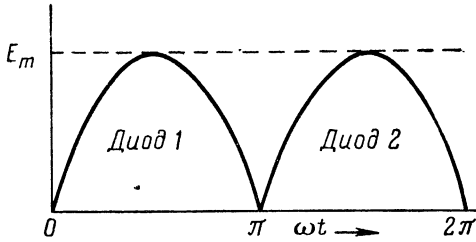


Рис. 14.22. Напряжение, подводимое к фильтру двухполупериодного выпрямителя, когда каждая лампа проводит в течение 180°

ние, прикладываемое к фильтру, имеет форму положительных полупериодов синусоиды (рис. 14.22), а ток, протекающий через индуктивность, становится непрерывным. Если ток нагрузки, увеличиваясь, превышает I_k (рис. 14.21), его величина становится настолько большой, что магнитная энергия, запасаемая в индуктивности, оказывает существенное воздействие на работу схемы.

Таким образом, при увеличении тока нагрузки каждая лампа проводит в течение одного полупериода, и ток, протекающий через индуктивность, никогда не бывает равен нулю. В этих условиях диоды работают как переключатели и ток нагрузки равномерно распределяется между двумя лампами. Для токов нагрузки, превышающих I_k , падение напряжения нагрузки в значительной степени определяется сопротивлением источника питания, внутренним сопротивлением диода и активным сопротивлением индуктивности фильтра.

Форма напряжения на входных зажимах фильтра, когда ток нагрузки равен или превышает I_k , приведена на рис. 14.22.

Как известно из предыдущих разделов книги, ряд Фурье для периодических колебаний такой формы имеет вид

$$e = \frac{E_m}{\pi} \left(2 - \frac{4}{3} \cos 2\omega t - \frac{4}{15} \cos 4\omega t - \dots \right). \quad (14.32)$$

Составляющие пульсаций выходного напряжения будут, таким образом, четными гармониками. Поэтому параметры фильтра выбираются так, чтобы эти составляющие сделать небольшими. Следовательно, реактивное сопротивление индуктивности L на частоте второй гармоники должно быть большим, а реактивное сопротивление емкости C — небольшим. Если эти условия выполняются для второй гармоники, то тем более они будут выполняться для четвертой гармоники. В связи с этим при анализе можно пренебречь всеми гармониками, кроме второй.

Поскольку емкость C на частоте второй гармоники должна иметь незначительное реактивное сопротивление, можно написать:

$$R_L \gg \frac{1}{2\omega C}.$$

Полное входное сопротивление фильтра на частоте второй гармоники составляет

$$Z_{\text{вх}} = 2j\omega L - \frac{jR_L/2\omega C}{R_L - j/2\omega C}. \quad (14.33)$$

На основе вышеуказанного неравенства выражение 14.33 можно записать так:

$$\begin{aligned} Z_{\text{вх}} &\approx 2j\omega L - \frac{j}{2\omega C} = j\left(2\omega L - \frac{1}{2\omega C}\right) \approx \\ &\approx \frac{j}{2\omega C} (4\omega^2 LC - 1). \end{aligned} \quad (14.34)$$

Так как амплитуда напряжения второй гармоники

$$E_2 = \frac{4E_m}{3\pi}, \quad (14.35)$$

то амплитуда тока второй гармоники, протекающего в катушке индуктивности,

$$I_{L2} = \frac{E_2}{Z_{\text{вх}}} = \frac{4E_m}{3\pi} \cdot \frac{2\omega C}{4\omega^2 LC - 1}. \quad (14.36)$$

Ток, протекающий через индуктивность, распределяется между R_L и C , в связи с чем амплитуда тока второй гармоники, протекающего в нагрузке, составляет

$$I_{RL2} = I_{L2} \frac{1/2j\omega C}{R_L + 1/2j\omega C} \approx I_{L2} \frac{1}{2j\omega R_L C}, \quad (14.37)$$

или

$$I_{RL2} \approx \frac{4E_m}{3\pi R_L} \cdot \frac{1}{4\omega^2 LC - 1}. \quad (14.38)$$

Таким образом, среднее квадратическое значение тока пульсации

$$I_{RL2} (\text{ср. кв.}) = \frac{4E_m}{\sqrt{2} \cdot 3\pi R_L} \cdot \frac{1}{4\omega^2 LC - 1}. \quad (14.39)$$

Постоянная составляющая тока

$$I_{dc} = \frac{2E_m}{\pi R_L}. \quad (14.40)$$

Теперь легко найти коэффициент пульсации:

$$\gamma = \frac{I_{ac}}{I_{dc}} = \frac{I_{RL2}}{I_{dc}},$$

или

$$\gamma = \frac{2}{3\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{4\omega^2 LC - 1} = \frac{0,471}{4\omega^2 LC - 1}. \quad (14.41)$$

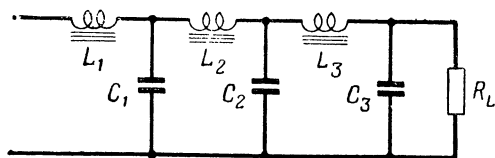


Рис. 14.23. Многозвенный Г-образный фильтр

Соотношение 14.41 было выведено на основании двух сделанных ранее предположений о том, что: 1) ток через индуктивность L — непрерывный, т. е. ток нагрузки больше I_k , и 2) сопротивление R_L значительно больше реактивного сопротивления емкости C , которое она имеет на частоте второй гармоники.

При соблюдении этих условий коэффициент пульсации не зависит от нагрузки выпрямителя, так как R_L не входит в выражение 14.41.

Если несколько Г-образных звеньев фильтра включены последовательно (рис. 14.23), причем реактивное сопротивление каждого конденсатора фильтра на частоте второй гармоники значительно меньше сопротивления R_L , то коэффициент пульсации

$$\gamma = \frac{0,471}{(4\omega^2 L_1 C_1 - 1)(4\omega^2 L_2 C_2 - 1) \dots (4\omega^2 L_n C_n - 1)}, \quad (14.42)$$

где n — число звеньев фильтра.

14.9. ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ Г-ОБРАЗНОГО ФИЛЬТРА

Как следует из рис. 14.21, при небольших токах нагрузки наблюдается быстрое изменение напряжения. Поэтому для получения хорошей стабильности выходного напряжения целесообразно применять такой режим работы выпрямителя, при котором ток в обмотке дросселя был бы равен или превышал I_k .

При анализе схемы фильтра выпрямителя было принято, что элементы схемы имеют такие величины, при которых следует учиты-

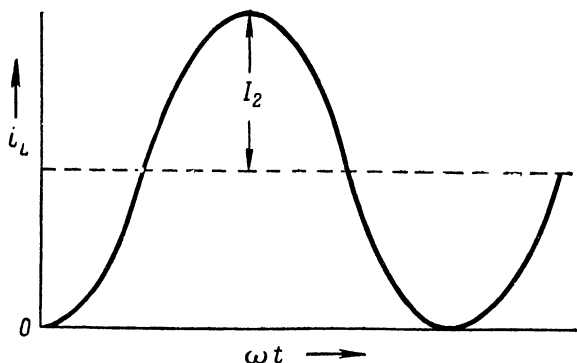


Рис. 14.24. Кривая тока, протекающего через дроссель в случае, когда ток становится непрерывным

вать только постоянную составляющую и вторую гармонику. При этом полный протекающий через индуктивность L ток будет определяться суммой этих двух составляющих:

$$i_L = I_{dc} + I_2 \cos 2\omega t.$$

Этот ток становится непрерывным, когда максимальное (пиковое) значение второй гармоники становится как раз равным I_{dc} (рис. 14.24). Таким образом, при предельном значении тока $I_{dc} = I_2$.

Постоянная составляющая и вторая гармоника напряжения определяются выражениями

$$E_{dc} = \frac{2E_m}{\pi}; \quad E_2 = \frac{4E_m}{3\pi}.$$

Полное входное сопротивление фильтра для постоянного тока равно R_L , а его значение на частоте второй гармоники

$$Z_{вх}(2\omega) \approx \frac{j}{2\omega C} (4\omega^2 LC - 1). \quad (14.43)$$

Таким образом,

$$I_{dc} = \frac{2E_m}{\pi R_L}; \quad (14.44)$$

$$I_2 \approx \frac{8\omega CE_m}{3\pi(4\omega^2 LC - 1)}. \quad (14.45)$$

Рассмотрим теперь случай, когда постоянная составляющая тока нагрузки равна I_k , т. е. $I_{dc} = I_k$. Этот ток нагрузки соответствует определенному значению сопротивления нагрузки. Решим уравнение относительно R_L , обозначив это значение сопротивления через R_k :

$$R_k \approx \frac{3(4\omega^2 LC - 1)}{4\omega C}. \quad (14.46)$$

Это выражение можно несколько видоизменить, поменяв местами C и R_k :

$$C \approx \frac{3(4\omega^2 LC - 1)}{4\omega R_k}. \quad (14.47)$$

Однако коэффициент пульсации

$$\gamma \approx \frac{0,471}{4\omega^2 LC - 1}$$

или

$$4\omega^2 LC - 1 = \frac{0,471}{\gamma}. \quad (14.48)$$

Таким образом,

$$C \approx \frac{3(0,471)}{4\omega\gamma R_k} = \frac{0,0562}{f\gamma R_k}, \quad (14.49)$$

где f — частота питающего напряжения в герцах.

Решим теперь выражение 14.48 относительно индуктивности фильтра L . После преобразования получим

$$L \approx \frac{0,471 + \gamma}{4\omega^2 C \gamma} = \frac{R_k}{3\omega} \left(1 + \frac{\pi}{0,471} \right). \quad (14.50)$$

Наконец,

$$R_k = \frac{E_{dc}}{I_k} \quad (14.51)$$

и

$$E_m = \frac{\pi}{2} E_{dc}. \quad (14.52)$$

Последние четыре уравнения удобно применять при расчете фильтров выпрямителей.

Совершенно очевидно, что пока заданы только частота f питающего напряжения, коэффициент пульсации и величина постоянного напряжения на нагрузке, инженер имеет определенную свободу выбора величин составных элементов фильтра. Он вправе по своему желанию выбрать величину R_k , C или L . Однако как только величина одного из этих параметров выбрана, значения других параметров автоматически задаются вышеуказанными расчетными формулами.

Сопротивление R_k называется сопротивлением нагрузки фильтра. Мощность, теряемая в нем, должна быть сведена к минимуму. Поэтому желательно, чтобы R_k имело большую величину. Однако, как видно из формулы 14.50, между индуктивностью дросселя фильтра и сопротивлением нагрузки фильтра существует прямо пропорциональная зависимость. Значит, при увеличении R_k соответственно должна быть увеличена и индуктивность, что повышает стоимость фильтров. Один из методов решения этой проблемы заключается в применении дросселя с переменной индуктивностью, изменяющейся в зависимости от величины тока, протекающего через обмотку дросселя. Характеристика дросселя выбирается так, чтобы при полной нагрузке сердечник дросселя работал почти в режиме насыщения. Тогда при небольшой нагрузке дроссель работает не в области насыщения и его индуктивность значительно возрастает. При необходимости можно подобрать такой закон изменения индуктивности дросселя, чтобы ток, протекающий через катушку индуктивности L , был непрерывным даже при очень незначительных токах нагрузки.

В заключение отметим, что мы в своих выводах не учитывали влияния внутреннего сопротивления диода на работу схемы. Однако, как показывают исследования, учет этого сопротивления не меняет выводов.

14.10. П-ОБРАЗНЫЙ ФИЛЬТР

Во многих случаях к Г-образному фильтру добавляется еще один конденсатор, в результате чего получается П-образный фильтр (рис. 14.25), весьма часто применяемый в сочетании с двухполупериодными выпрямителями.

Математический анализ таких схем очень сложен и не рассматривается здесь. Мы ограничимся только изучением качественной стороны вопроса, чтобы составить общее представление о принципе работы П-образного фильтра.

Когда один из диодов проводит ток, конденсатор C_1 быстро заряжается до напряжения E_m . Затем, когда диод перестает проводить ток и цепь заряда оказывается разомкнутой, конденсатор C_1 разряжается через индуктивность L и параллельно соединенные конденсатор C_2 и сопротивление R_L , пока не начнет проводить ток второй диод.

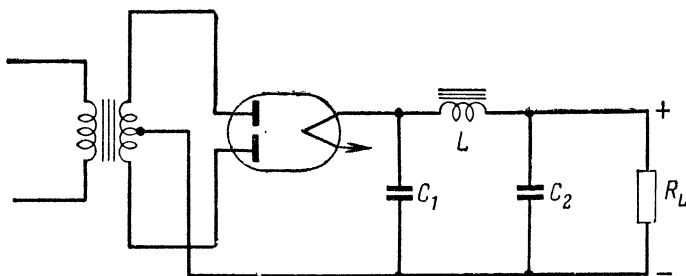


Рис. 14.25. Двухполупериодный выпрямитель с П-образным однозвенным фильтром

По сравнению с Г-образным фильтром эта схема обладает более низким коэффициентом пульсации и более высоким выходным напряжением, но вместе с тем она имеет худшую стабильность напряжения. В момент включения выпрямителя, соединенного с таким фильтром, через диоды протекает большой пиковый ток, поскольку конденсатор C_1 образует фактически короткозамкнутую цепь. В ряде случаев это может привести к серьезной порче ламп, особенно при использовании в качестве вентильных устройств газонаполненных ламп.

При расчете описанной схемы ее условно разделяют на две части, считая, что фильтр состоит как бы из двух звеньев. Первое звено содержит конденсатор C_1 и сопротивление R_L ; оно рассчитывается как обычный реостатно-емкостный фильтр. Второе звено образуется индуктивностью L и конденсатором C_2 и рассчитывается как Г-образный фильтр. Другими словами, при расчете фильтра сначала определяется коэффициент пульсации для первой части фильтра по графику рис. 14.19, а затем — для второй части фильтра по формуле 14.41. Получаемая при этом точность бывает достаточно высокой, если коэффициент пульсации первой части фильтра не превышает 10%.

14.11. СТАБИЛИЗИРОВАННЫЕ ПО НАПРЯЖЕНИЮ ИСТОЧНИКИ ПИТАНИЯ

Рассмотренные выше выпрямители и фильтры далеко не всегда дают требуемую стабильность выходного напряжения и приемлемый коэффициент пульсации без значительного их удорожания и увели-

чения габаритов. Поэтому их часто соединяют со специальными электронными устройствами, повышающими стабильность выходного напряжения. Получаемые при этом выпрямительные устройства называются стабилизированными по напряжению источниками питания. Подобные схемы и методы применяются также для создания источников питания, стабилизированных по току.

Наиболее простой способ стабилизации выходного напряжения источника питания — применение лампы тлеющего разряда (рис. 14.26). Лампа выбирается так, чтобы падение напряжения на ней равнялось требуемому выходному постоянному напряжению. Последовательным включением стабилизаторов напряжения нескольких типов, имеющих различные выходные характеристики, можно стабилизировать разные по величине постоянные напряжения.

Сопротивление R ограничивает ток в цепи и выбирается так, чтобы ток через лампу никогда не превышал предельного паспортного значения. Очевидно, что максимальный ток будет протекать через

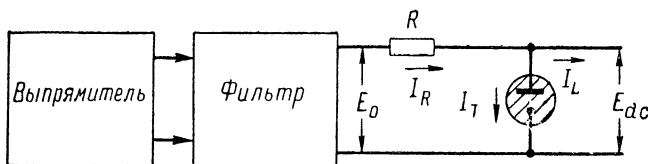


Рис. 14.26. Стабилизатор напряжения на лампе тлеющего разряда

лампу, когда ток нагрузки равен нулю. Следовательно, если через $I_{T \text{ макс}}$ обозначить максимальный допустимый ток лампы, величина R должна быть такой, чтобы удовлетворялось соотношение

$$E_0 = I_{T \text{ макс}} R + E_b,$$

где E_b — указанное в паспорте падение напряжения на лампе.

Таким образом,

$$R = (E_0 - E_b) / I_{T \text{ макс}}.$$

Если величина E_0 может изменяться из-за колебания напряжения в сети или по другим причинам, величину R нужно выбирать с учетом таких предполагаемых изменений напряжения.

В стабилизирующих схемах широко применяются также вакуумные лампы. В большинстве случаев они используются в этих схемах в качестве усилителей класса А или переменных сопротивлений в цепи постоянного тока.

Лампа, используемая в качестве переменного сопротивления, включается обычно последовательно с нагрузкой источника питания. Так, например, в типовой схеме, показанной на рис. 14.27, функцию переменного сопротивления выполняет лампа V_1 . Ее со-

противление зависит от отрицательного смещения на сетке и увеличивается, когда сеточное смещение становится более отрицательным.

Усилитель класса А (лампа V_2) включен в эту схему так, что входным сигналом этого усилителя являются уменьшенные в определенное число раз колебания выпрямленного напряжения. Выходной сигнал усилителя изменяет сеточное смещение, а следовательно, и сопротивление стабилизирующей лампы V_1 . Лампа тлеющего разряда V_3 и связанная с ней часть схемы используются для получения нужного стабильного смещения на сетке усилительной лампы.

Сопротивления R_1 и R_2 , образующие делитель напряжения, а также сопротивления R_4 и R_5 определяют величины сеточного смеще-

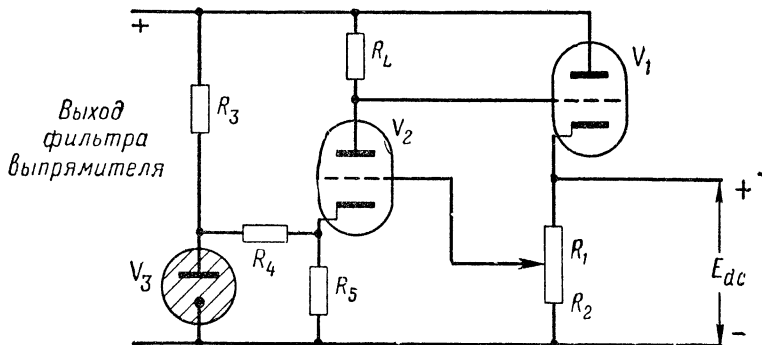


Рис. 14.27. Стабилизатор напряжения на электровакуумных лампах

ния и входного сигнала лампы V_2 , а сопротивление R_3 ограничивает ток лампы тлеющего разряда.

Принцип работы схемы достаточно прост. Предположим, что из-за увеличения напряжения на выходе выпрямителя или появления пульсации напряжение E_{dc} на мгновение увеличилось. Некоторая часть этого скачка напряжения с делителя напряжения поступает на вход усилителя, увеличивает смещение на сетке лампы и уменьшает тем самым ее анодное напряжение. Это приводит к снижению напряжения на сетке лампы V_1 , повышению ее сопротивления и увеличению падения напряжения на ней. Таким образом, выходное напряжение поддерживается почти постоянным.

Сопротивление R_L анодной нагрузки усилительной лампы выбирается так, чтобы получить требуемый коэффициент усиления усилителя и нужное смещение на сетке стабилизирующей лампы.

Формулы для расчета такого стабилизатора напряжения можно вывести, используя методы, рассмотренные в части II книги, в разделах, посвященных усилителям класса А.

14.12. ИСТОЧНИКИ ПИТАНИЯ С ГЕНЕРАТОРАМИ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

Существует множество электронных устройств, для питания которых требуются высоковольтные маломощные источники питания. Такие источники питания применяются, например, для питания вто-

рого анода электронно-лучевых трубок. Трансформаторы, которые могли бы повысить напряжение сети 127 в, 50 гц до требуемой величины, довольно дороги. Кроме того, катушки индуктивности с железным сердечником, работающие на низких частотах, значительно дороже высокочастотных катушек. Поэтому нередко бывает экономически более выгодно применять для питания выпрямителей и фильтров генераторы высокой частоты.

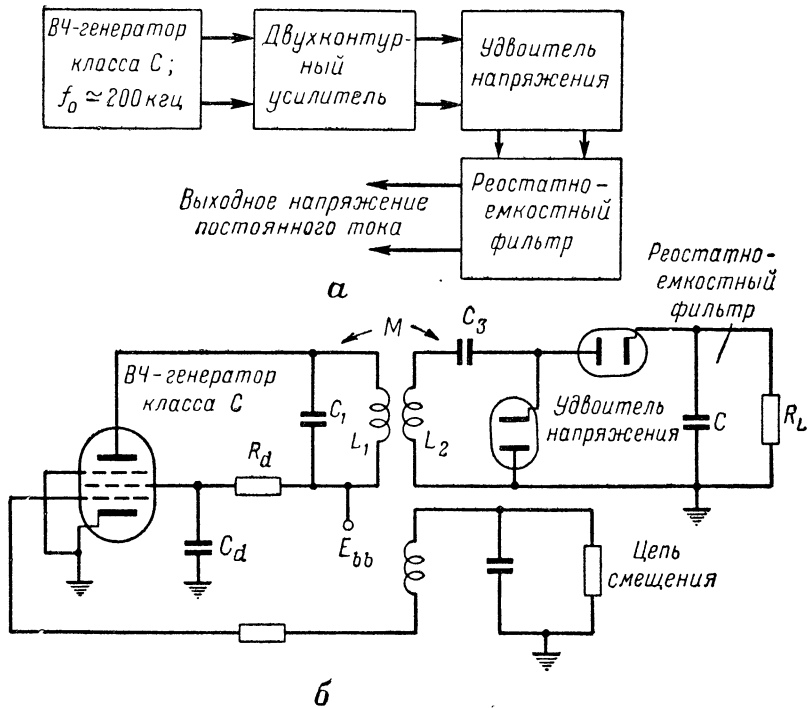


Рис. 14.28. Источник питания с генератором высокой частоты:
а — блок-схема; б — принципиальная схема

В таких схемах широко используются дешевые высокочастотные трансформаторы без сердечников. Получаемое при этом снижение стоимости аппаратуры вполне компенсирует затраты, обусловливаемые применением генератора высокой частоты. Как правило, источники питания с генераторами высокой частоты обладают выходным напряжением 5000—30 000 в и мощностью 2—20 вт. Основная часть этой мощности рассеивается в сопротивлении нагрузки фильтра.

Принцип работы источника питания с генератором высокой частоты (рис. 14.28) весьма прост и не требует пояснения. Конструкция удвоителя напряжения, объединенного с реактантно-емкостным фильтром, обычная, и для ее расчета можно применить ранее рассмотренные методы и формулы. Основная сложность заключается

в расчете генератора, работающего в режиме класса С. Этот расчет выполняется методами, изложенными в главе 12. При этом обычно принимается, что коэффициент связи настолько мал, что изменение нагрузки выпрямителя не отражается на работе анодной цепи генератора. Ошибки, связанные с этим допущением, незначительны.

Анализ работы такого устройства, основанный на применении эквивалентных схем, описан в статьях [18, 19].

В другом высоковольтном выпрямителе, по принципу действия напоминающем рассмотренную схему, в качестве первичного источника питания используется импульс тока, возникающий при обратном ходе развертки электронно-лучевой трубки. Такая схема применяется часто в телевизионных приемниках, в которых используется электронно-лучевая трубка с магнитной отклоняющей системой. При этом рядом с горизонтально отклоняющей катушкой размещается вторая, дополнительная обмотка. Ток, протекающий через отклоняющую катушку, имеет пилообразную форму и изменяется с частотой $15\,750\text{ имп/сек}$. Быстрое изменение тока в течение обратного хода развертки (см. главу 17) вызывает в дополнительной обмотке колебания с собственной частотой примерно 100 кгц . В конце первого полупериода колебания подавляются при помощи демпфирующей лампы. Создаваемые таким образом импульсы, повторяющиеся с частотой $100\,000\text{ имп/сек}$, подаются на вход диодного выпрямителя с реостатно-емкостным фильтром, с выхода которого снимается высокое постоянное напряжение.

ЗАДАЧИ

14.1. В однополупериодном выпрямителе, нагрузкой которого служит активное сопротивление, применен диод, для которого $r_p = 100\text{ ом}$. Входное питающее напряжение выпрямителя равно $250 \sin 377 t$, а $R_L = 2000\text{ ом}$. Определите I_{dc} , E_{dc} , к. п. д. выпрямителя, коэффициент пульсации и мощность, рассеиваемую в лампе.

14.2. Решите задачу 14.1, но для двухполупериодного выпрямителя.

14.3. Двухполупериодный выпрямитель с реостатно-емкостным фильтром должен иметь следующие характеристики: E_{dc} (при полной нагрузке) = 250 в , I_{dc} (при полной нагрузке) = 50 ма , коэффициент пульсации равен 2%, коэффициент стабильности выходного напряжения 15%. Частота питающего напряжения равна 50 гц . Выберите схему выпрямителя и рассмотрите возможные варианты выбора параметров элементов этой схемы и характеристик трансформатора, предположив, что напряжение сети питания равно 110 в .

14.4. Выберите и рассчитайте схему удвоителя напряжения, используя исходные данные, приведенные в задаче 14.3. Рассмотрите эту схему, сравните ее со схемой двухполупериодного выпрямителя с точки зрения стоимости, возможности и целесообразности практического осуществления.

14.5. Рассчитайте двухполупериодный выпрямитель с Г-образным однозвенным фильтром, который должен иметь следующие основные характеристики: E_{dc} (при полной нагрузке) = 300 в , I_{dc} (при полной нагрузке) = 100 ма , коэффициент пульсации равен 1%, коэффициент стабильности выходного напряжения 5%. Частота питающего напряжения 50 гц . Рассмотрите различные схемные решения с точки зрения возможности их практического осуществления и стоимости.

14.6. Повторно рассчитайте указанный в задаче 14.5 выпрямитель, применив двухзвенный фильтр и считая, что коэффициент пульсации не должен превышать 0,1%.

14.7. Проанализируйте характеристики двухполупериодного выпрямителя, в фильтре которого имеется последовательно включенная индуктивность. Выведите формулы для E_{dc} и угла выключения.

14.8. Сделайте приближенный расчет высоковольтного выпрямителя с генератором высокой частоты.

14.9. Рассчитайте стабилизированный по напряжению выпрямитель с лампами тлеющего разряда, выходное стабилизированное напряжение которого должно составлять 210 в. Установите, в пределах каких колебаний входного питающего напряжения и тока нагрузки можно обеспечить стабилизацию напряжения. Какова максимальная допустимая величина тока нагрузки? Как ее увеличить?

14.10. Рассчитайте стабилизированный по напряжению выпрямитель, в котором применены электровакуумные лампы, включенные по схеме рис. 14.27. Выпрямитель должен давать на выходе стабилизированное напряжение 250 в при токе 100 ма, имея на входе нестабилизированное напряжение 500 в. Изменения выходного напряжения не должны превышать $\pm 0,1\%$ при колебаниях нестабилизированного входного напряжения, достигающих $\pm 20\%$, и изменении тока нагрузки от 0 до 100 ма.

Этот расчет довольно кропотливый и должен начинаться с вывода расчетных формул. Затем следует перейти к выбору типов ламп, что займет достаточно много времени. Дальнейший расчет ведется в обычном порядке.

Г Л А В А 15

ДЕТЕКТОРЫ И СМЕСИТЕЛИ

Детекторы, или демодуляторы, предназначены для выделения сигнала информации, содержащегося в посылаемом корреспонденту модулированном сигнале несущей частоты. Для детектирования амплитудно-модулированных колебаний обычно применяются линейные диодные детекторы, но могут применяться и квадратичные детекторы класса А (см. главу 11).

Смесители или преобразователи частоты предназначены для преобразования частоты сигнала. Они используются вместе с линейными диодными детекторами во всех супергетеродинных радиоприемниках. Аналогичный результат можно получить и при квадратичном детектировании, однако этот метод не так эффективен и приводит к сильным искажениям преобразуемого сигнала. Поэтому большинство смесителей работает в соответствии с принципами, рассматриваемыми в этой главе.

Как будет показано в дальнейшем, линейные детекторы являются, в сущности, простыми выпрямителями, работающими в специальном режиме, поэтому к ним можно с успехом применять некоторые методы расчета, формулы и графики, приведенные в главе 14.

Мы рассмотрим эквивалентные схемы смесителей, которые можно непосредственно сравнить со схемами усилителей, чтобы теорию последних почти целиком использовать при анализе работы смесителей.

15.1. ЛИНЕЙНЫЙ ДИОДНЫЙ ДЕТЕКТОР

Принципиальная схема линейного детектора приведена на рис. 15.1. Хотя на этом рисунке показана схема однополупериодного выпрямителя, линейный детектор может быть собран и по схеме двухполупериодного выпрямителя или выпрямителя с мостиковой схемой. Линейные диодные детекторы являются не чем иным, как выпрямителями с реостатно-емкостным фильтром. Поэтому для расчета их можно использовать приведенные на рис. 14.15—14.19 кривые, внося в них некоторые изменения, рассмотренные несколько ниже.

Приведенные в главе 14 кривые для выпрямителей с реостатно-емкостными фильтрами относятся к случаю, когда входной сигнал синусоидален, имеет постоянную амплитуду и некоторую фиксиро-

ванную частоту. При этом на выходе схемы образуется постоянная составляющая напряжения, на которую накладываются составляющие пульсации. Отношение постоянной составляющей напряжения на выходе диода к пиковому значению входного сигнала называется к. п. д. выпрямления (детектирования) и обозначается η_d . Таким образом, $\eta_d = E_{ac}/E_s$. Следовательно, к. п. д. детектирования для схемы любого типа и с любой комбинацией величин ω , R_L , R_s и C можно определять по кривым на рис. 14.15—14.17.

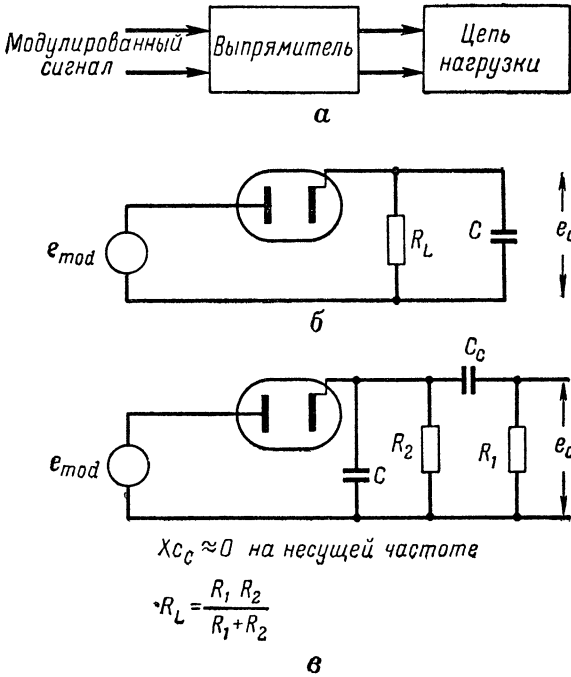


Рис. 15.1. Линейный диодный детектор:
а — основные элементы; **б** — упрощенная схема; **в** — принципиальная схема

Когда эти схемы применяются для детектирования, на их вход вместо непрерывных немодулированных колебаний подается модулированный по амплитуде сигнал. Значит, в этом случае $e_s = E_s(t) \cos \omega_c t$, где ω_c — несущая частота сигнала. Величина $E_s(t)$ изменяется в соответствии с модулирующим сигналом, частота которого равна ω_m . Пока частота модуляции значительно ниже несущей, напряжение на выходе реостатно-емкостного фильтра меняется в соответствии с $E_s(t)$, т. е. справедливы результаты анализа, полученные для выпрямителя с реостатно-емкостным фильтром. Поэтому величину ω , входящую в безразмерный коэффициент $\omega R_L C$ и используемую на графиках рис. 14.15—14.19, нужно заменить несущей частотой сигнала ω_c .

Для колебаний несущей частоты, модулированных по амплитуде, справедливо соотношение

$$E_s(t) = E_s(1 + m_a \cos \omega_m t),$$

где E_s — амплитуда немодулированных колебаний несущей частоты;

$$m_a = \frac{E_m \text{ (амплитуда модулирующего сигнала)}}{E_s \text{ (амплитуда немодулированных колебаний несущей частоты)}} — \text{коэффициент}$$

модуляции.

Следовательно, напряжение на выходе детектора

$$E_0(t) = E_s \eta_d (1 + m_a \cos \omega_m t).$$

Из этого выражения видно, что выходное напряжение детектора содержит две составляющие: постоянную составляющую напряжения $\eta_d E_s$ и составляющую модулирующего сигнала $\eta_d E_s m_a \cos \omega_m t$. Таким образом, описанная схема выделяет из модулированных колебаний модулирующий сигнал, т. е. детектирует, или демодулирует входной сигнал.

Как правило, постоянная составляющая в детектированном сигнале нежелательна, в связи с чем в схему обычно вводится разделительный конденсатор C_c (рис. 15.1, в). Реактивное сопротивление его на несущей частоте незначительно, и действующей нагрузкой диода служат только параллельно включенные сопротивления R_1 и R_2 .

15.2. МАКСИМАЛЬНАЯ ДОПУСТИМАЯ ЕМКОСТЬ КОНДЕНСАТОРА

Форма напряжения на выходе детектора будет соответствовать форме модулирующего сигнала до тех пор, пока скорость разряда конденсатора фильтра не станет меньше скорости уменьшения амплитуды колебаний несущей частоты. Если амплитуда модулированного входного сигнала уменьшается слишком быстро, то напряжение на аноде диода уменьшается быстрее, чем потенциал катода, в связи с чем напряжение между анодом и катодом становится отрицательным и диод перестает проводить ток. В этом случае выходное напряжение изменяется со скоростью, определяемой скоростью разряда конденсатора C через сопротивление R_L ;

$$e_0(t) = E e^{-t/R_L C},$$

где E — напряжение на выходе диода в момент, когда скорость разряда конденсатора C стала меньше скорости изменения огибающей модулированного сигнала.

Следовательно, для того чтобы напряжение на выходе диода реагировало на любые колебания огибающей модулированного сигнала и следовало за ними, скорость изменения напряжения на конденсаторе должна быть равна или больше скорости изменения оги-

бающей модулированного сигнала, соответствующей самой высокой частоте модуляции:

$$\frac{dE_0(t)}{dt} \geq \frac{dE_s(t)}{dt}. \quad (15.1)$$

Но, как мы установили несколько выше,

$$\begin{aligned} E_0(t) &= Ee^{-t/R_L C}; \\ E_s(t) &= E_s(1 + m_a \cos \omega_m t). \end{aligned} \quad (15.2)$$

Продифференцировав эти уравнения и подставив их в неравенство 15.1, получим

$$\omega_m R_L C \leq \frac{E}{E_s} \cdot \frac{e^{-t'/R_L C}}{m_a \sin \omega_m t'},$$

где t' — время, когда диод перестал проводить;
 $Ee^{-t'/R_L C}$ — напряжение на конденсаторе в это время.

Следовательно,

$$Ee^{-t'/R_L C} = E_s(1 + m_a \cos \omega_m t').$$

Теперь приведенное выше неравенство можно записать так:

$$\omega_m R_L C \leq \frac{1 + m_a \cos \omega_m t'}{m_a \sin \omega_m t'}. \quad (15.3)$$

Максимальное значение множителя $\omega_m R_L C$ можно найти, продифференцировав это уравнение по t' , приравняв его нулю, решив относительно t' и затем подставив найденное значение t' снова в уравнение 15.3.

В результате этих операций получим, что $m_a = -\cos \omega_m t'$, откуда

$$\sqrt{1 - 2m_a^2} = \sin \omega_m t'.$$

Следовательно,

$$(\omega_m R_L C)_{\max} = \frac{\sqrt{1 - m_a^2}}{m_a} = \sqrt{\frac{1}{m_a^2} - 1},$$

или, после перестановки,

$$C_{\max} = \frac{1}{\omega_m \max R_L} \sqrt{\frac{1}{m_a^2} - 1}. \quad (15.4)$$

Таким образом, зная коэффициент модуляции m_a , наибольшую частоту модуляции $\omega_m \max$ и сопротивление нагрузки детектора R_L , можно определить максимальную емкость конденсатора, допустимую для детектора в данном случае. Первые две из этих трех величин в подавляющем большинстве случаев не могут изменяться по желанию конструктора. Поэтому при расчете обычно считают, что $m_a = 1$. Только сопротивление нагрузки детектора можно считать

независимой переменной, хотя (как это будет показано в следующем разделе) и его, как правило, выбирают с учетом требуемого полного входного сопротивления.

На рис. 15.2 приведена номограмма, построенная на основании выражения 15.3. Она наиболее удобна при расчетных и вычислительных работах. Порядок определения $C_{\text{макс}}$ при помощи этой номограммы следующий:

1. Предположите, что значения R_L , $\omega_{t \text{ макс}}$ и m_a известны.

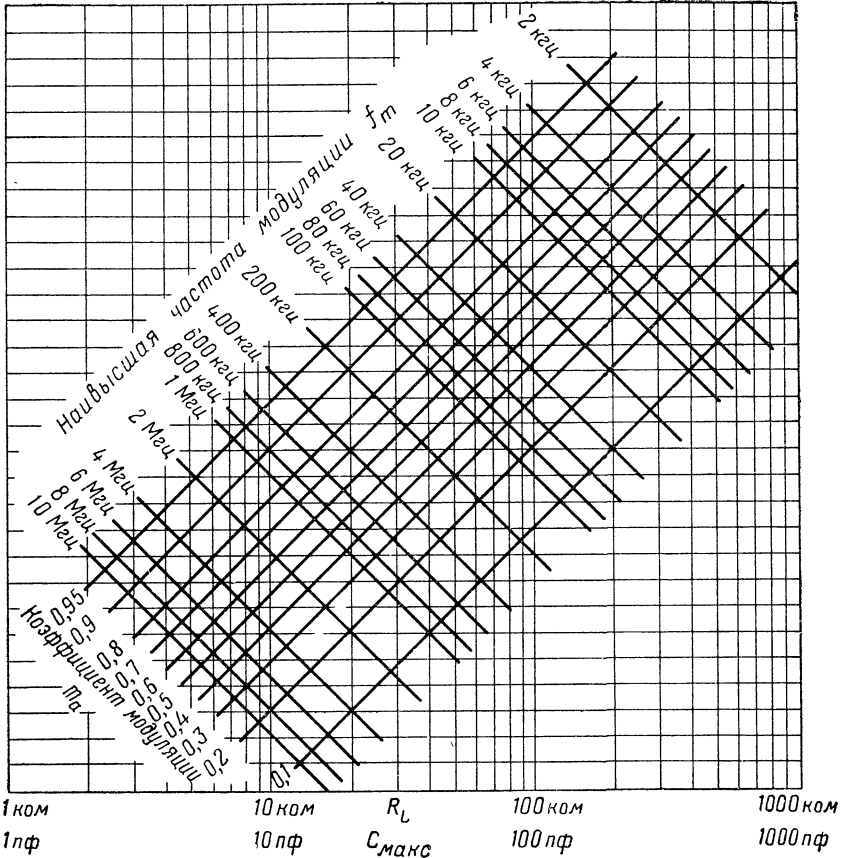


Рис. 15.2. Линейный диодный детектор (номограмма для определения $C_{\text{макс}}$)

2. Найдите по номограмме заданное значение сопротивления нагрузки R_L . Определите точку, где вертикальная линия, соответствующая этому значению R_L , пересечет линию, соответствующую взятому значению коэффициента модуляции m_a .

3. Проведите из точки пересечения горизонтальную линию до ее пересечения с линией, соответствующей заданному значению $\omega_{t \text{ макс}}$.

4. Из найденной точки проведите вертикально вниз линию и прочтите на оси абсцисс значение емкости C_{\max} .

Так, например, при $f_m = 5000$ гц, $m_a = 0,5$ и $R_L = 100\ 000$ ом C_{\max} будет составлять 730 пф.

15.3. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ЛИНЕЙНОГО ДЕТЕКТОРА

Напряжение на выходе детектора содержит три четко выраженные составляющие:

- 1) постоянную составляющую

$$E_{dc} = \eta_d E_s,$$

- 2) составляющую модулирующего сигнала

$$e = \eta_d m_a E_s \cos \omega_m t,$$

- 3) составляющую пульсации

$$e_r = \eta_d \gamma E_s \cos n \omega_c t,$$

где γ — коэффициент пульсации, а $n = 1$ для схемы на одноанодном диоде или $n = 2$ для других выпрямительных схем. Таким образом, детектор может быть представлен в виде системы с одним

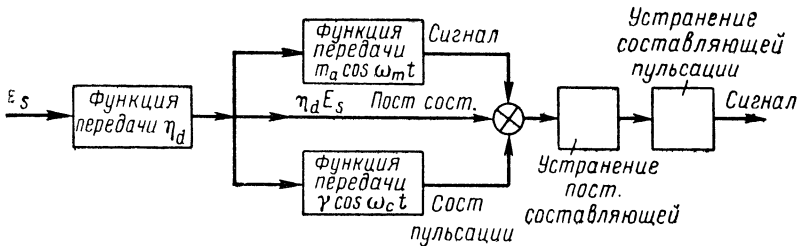


Рис. 15.3. Блок-схема, поясняющая принцип действия линейного диодного детектора

входом и тремя выходами (рис. 15.3). В большинстве детекторов постоянная составляющая и составляющая пульсации выходного сигнала обычно отфильтровываются при помощи разделительного конденсатора и специальных схем фильтрации.

Если это условие выполняется, то детектор может быть представлен блок-схемой рис. 15.4. Функции передачи указаны непосредственно на рисунках.

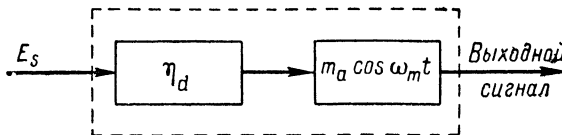


Рис. 15.4. Упрощенная блок-схема линейного диодного детектора

Функции реакции детектора можно найти путем анализа эквивалентной схемы (рис. 15.5). Здесь через r_d обозначено некоторое фиктивное сопротивление, вводимое для того, чтобы схема действительно стала эквивалентной реальной схеме детектора. Напряжение на выходе схемы должно отвечать условию

$$\eta_a E_m = \eta_a m_a E_s.$$

Предположим, что реактивное сопротивление конденсатора C на частоте модулирующего сигнала достаточно велико. Следовательно,

$$E_m = I_m r_d + I_m R_L = I_m r_d + \eta_a E_m,$$

так что

$$E_m (1 - \eta_a) = I_m r_d.$$

Но согласно эквивалентной схеме

$$I_m = \frac{E_m}{r_d + R_L}.$$

Отсюда после несложных преобразований получаем

$$r_d = R_L \frac{1 - \eta_a}{\eta_a}. \quad (15.5)$$

Таким образом, если к. п. д. выпрямления известен, легко вычислить сопротивление эквивалентной схемы детектора:

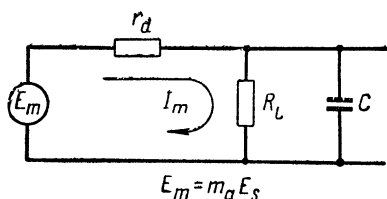


Рис. 15.5. Эквивалентная схема линейного диодного детектора

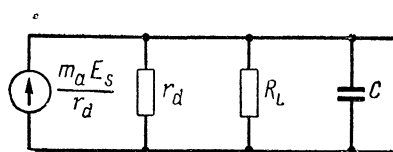


Рис. 15.6. Эквивалентная схема с генератором тока для линейного диодного детектора

Эквивалентная схема с генератором тока (рис. 15.6) имеет тот же вид, что и эквивалентные схемы анодной цепи ламповых усилителей класса А. К ней можно применить все выведенные для этих схем соотношения, касающиеся времени нарастания напряжения, начальных выбросов и критических частот. Усиление на средней частоте полосы пропускания или относительный коэффициент усиления составляет

$$A_r = \eta_a m_a. \quad (15.6)$$

15.4. ПОЛНОЕ ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ДИОДНОГО ДЕТЕКТОРА

В приемных системах сигнал на вход диодного детектора обычно поступает с выхода усилительного каскада. Поэтому детектор является нагрузкой усилителя и влияет на его рабочие характеристики

и в первую очередь на коэффициент усиления. Рассмотрим метод определения величины нагрузки усилителя, обусловливаемой подключением детектора на его выход.

Обозначим действующую величину входного сопротивления детекторного каскада через R_e . Тогда средняя мощность входного сигнала этого каскада

$$P_{\text{вх}} = \frac{E_s^2}{2R_e}. \quad (15.7)$$

Следовательно, эквивалентное входное сопротивление

$$R_e = \frac{E_s^2}{P_{\text{вх}}}, \quad (15.8)$$

где $P_{\text{вх}}$ — сумма мощности, теряемой в сопротивлении r_d эквивалентной схемы детектора, и мощности, отдаваемой сопротивлению нагрузки R_L .

Таким образом,

$$P_{\text{вх}} = I_{dc}^2 R_L + I_{dc}^2 r_d. \quad (15.9)$$

Но $E_{dc} = I_{dc} R_L$, в связи с чем можно написать:

$$P_{\text{вх}} = \frac{E_{dc}^2}{R_L^2} (r_d + R_L) = \frac{E_{dc}^2}{R_L} \left(1 + \frac{r_d}{R_L} \right). \quad (15.10)$$

Выражение для эквивалентного входного сопротивления принимает вид

$$R_e = \frac{R_L}{2} \left(\frac{E_s}{E_{dc}} \right)^2 \cdot \frac{1}{1 + r_d/R_L}. \quad (15.11)$$

Но поскольку

$$\eta_d = \frac{E_{dc}}{E_s} \text{ и } r_d = R_L \frac{1 - \eta_d}{\eta_d},$$

то

$$R_e = \frac{R_L}{2\eta_d^2} \cdot \frac{1}{1 + r_d/R_L} = \frac{R_L}{2\eta_d}. \quad (15.12)$$

По формуле 15.12 можно определить эквивалентное входное сопротивление детекторного каскада, если известны значения $\omega_c R_L C$ и R_s/R_L , определяющие к. п. д. выпрямления. Затем из графиков на рис. 14.15—14.17 можно найти значение η_d . Величина R_L выбирается так, чтобы получить требуемое для усилительного каскада значение R_e .

Таким образом, расчет линейного диодного детектора ведут в следующем порядке:

1. Исходя из требования обеспечения заданного режима работы усилительного каскада, выходной сигнал которого поступает на вход детектора, выбирают сопротивление R_e .

2. Исходя из величин элементов схемы и характеристик диода, определяют требуемое значение сопротивления R_s .

3. Методом последовательного приближения по графикам на рис. 14.15—14.17 и 15.2 подбирают сопротивление нагрузки R_L и конденсатор C .

Характеристические кривые диодного детектора приведены на рис. 15.7. Они показывают соотношение между выходным током и

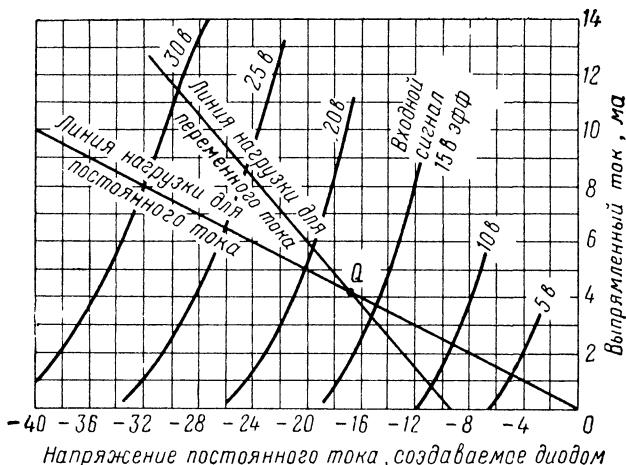


Рис. 15.7. Характеристики детектирования для диода приемного типа

выходным напряжением детектора, причем амплитуда колебаний несущей частоты взята в качестве параметра. Эти характеристики аналогичны анодным характеристикам триода.

Как только будет определено сопротивление нагрузки, можно будет вычертить статическую линию нагрузки (линию нагрузки для постоянного тока). Такая линия приведена на рис. 15.7. Статический режим соответствует работе детектора при немодулированном сигнале на входе. Положение рабочей точки Q определяется для статического режима; оно может быть найдено только в том случае, если известна амплитуда немодулированных колебаний несущей частоты, поступающих на вход детекторного каскада.

В главе 11 было показано, что приемно-усилительные лампы имеют различные сопротивления нагрузки для статического и динамического режимов работы (последний часто называют режимом работы для сигналов переменного тока). То же относится и к детектированию, с той лишь разницей, что частотой сигнала служит в данном случае частота модулирующего сигнала, а не несущая частота. Таким образом, линия нагрузки для переменного тока должна быть проведена через точку Q , как это показано на рис. 15.7.

Когда сопротивление нагрузки содержит реактивную составляющую, эта линия нагрузки принимает форму эллипса.

Из рис. 15.7 легко заметить, что при коэффициенте модуляции колебаний несущей частоты около 100% возникают серьезные искажения. Это связано с тем, что диод запирается отрицательным полупериодом напряжения модулирующего сигнала на время, превышающее период колебаний несущей частоты, в результате чего нижняя часть выходного сигнала детектора сплющивается. Такой процесс получил название ограничения. Ограничение отрицательных полупериодов сигнала можно предотвратить, уменьшив коэффициент модуляции приходящих колебаний или совместив как можно точнее линии нагрузки для переменного и постоянного токов. Для этого необходимо, чтобы разница между сопротивлениями нагрузки при динамическом и статическом режимах работы была как можно меньше.

15.5. ДРУГИЕ СХЕМЫ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ

Кроме диодов, в качестве детекторов иногда применяются триоды и пентоды, работающие обычно в режиме сеточного (рис. 15.8) или анодного детектирования.

На схеме рис. 15.8. цепь сетка—катод работает фактически как выпрямительный элемент, выполняя роль диода в обычном детекторном каскаде. Схема автоматического смещения в цепи сетки является, в сущности, нагрузкой детектора. Поэтому ее можно рассчитывать так же, как и обычный диодный детектор. Основное преимущество схемы заключается в том, что детектированный сигнал усиливается этой же лампой, т. е. детектирование и усиление происходят в одном каскаде. Впрочем, при диодном детектировании, если детекторами служат полупроводниковые диоды, выходной сигнал которых подается на усилительный каскад, получается тот же результат. Следует также иметь в виду, что детектирование при помощи диодов вносит меньше искажений, чем детектирование с использованием триодов и пентодов, в связи с чем диодному детектированию в большинстве случаев отдается предпочтение.

При анодном детектировании лампа работает в режиме класса В и напряжение на сетке лампы при отсутствии сигнала соответствует напряжению отсечки. Детектирование происходит за счет того, что

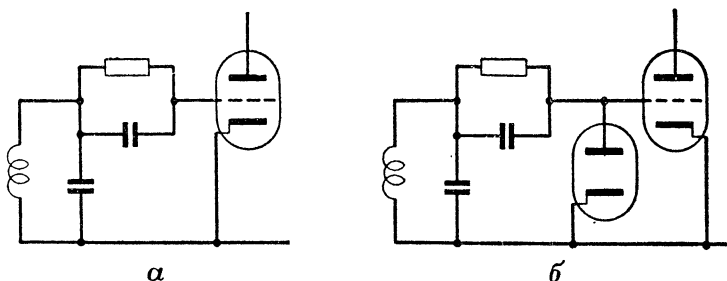


Рис. 15.8. Детектор, работающий в режиме сеточного детектирования:

а — принципиальная схема; *б* — схема пояснения принципа работы

при отрицательных полупериодах колебаний несущей частоты анодная цепь лампы не проводит тока (рис. 15.9). Линейность при этом получается меньшая, чем при обычном диодном детектировании, так как характеристика передачи вблизи точки отсечки имеет некоторую кривизну. Однако детектор такого типа обладает тем положительным качеством, что он весьма незначительно нагружает усилительный каскад, с выхода которого подводится сигнал к детектору. Это связано с тем, что сеточный ток лампы детектора, работающей в таком режиме, как правило, отсутствует. По этим соображениям описанные схемы называются часто детекторами с бесконечно большим входным сопротивлением.

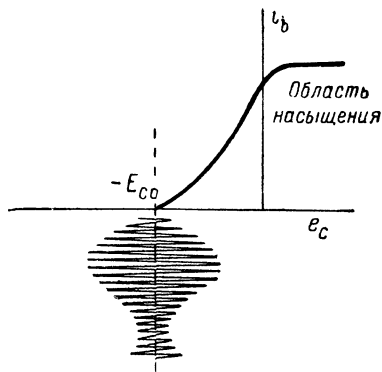


Рис. 15.9 Анодное детектирование

Для детектирования могут также использоваться пентоды, работающие в режиме ограничения сверху (см. раздел 15). Такой режим детектирования не всегда желателен, поскольку при нем сетка лампы находится под значительным положительным потенциалом, что существенно снижает входное сопротивление детекторного каскада.

15.6. АВТОМАТИЧЕСКАЯ РЕГУЛИРОВКА УСИЛЕНИЯ

Интенсивность сигнала, поступающего на вход антенны приемника, время от времени или при переходе от приема одной станции к приему другой станции изменяется. На выходе же приемника желательно иметь постоянный сигнал, не реагирующий на изменение мощности принимаемого сигнала. Поэтому в радиоприемниках используются схемы автоматической регулировки громкости (АРГ) или автоматической регулировки усиления (АРУ).

Принцип действия такой схемы довольно прост. Как известно, сигнал на выходе линейного диодного детектора содержит постоянную составляющую $\eta_d E_s$, пропорциональную интенсивности колебаний несущей частоты E_s . Если схему детектора заземлить так, чтобы постоянное напряжение $\eta_d E_s$ было отрицательным, то это напряжение можно использовать для регулировки сеточного смещения, а следовательно, и для изменения коэффициента усиления ламп с удаленной отсечкой, на которых собраны каскады УПЧ. Такая схема называется схемой простой автоматической регулировки усиления — простой АРУ (рис. 15.10).

В схемах, применяемых на практике, постоянная составляющая должна быть отделена от составляющей сигнала. Для этого в схему вводится цепочка $R_3 - C_3$, постоянная времени которой достаточно велика по сравнению с периодом колебаний, соответствующим наименьшей модулирующей частоте

Основной недостаток схемы простой АРУ заключается в том, что она всегда воздействует на каскады УПЧ и уменьшает в какой-то степени усиление приемника даже при слабом входном сигнале (рис. 15.11). Идеальной была бы схема АРУ, при которой приемник работал бы с максимальным усилением при слабых принимаемых сигналах и выходной сигнал поддерживался бы постоянным при достижении или превышении входным сигналом некоторой заданной величины. Такая схема должна была бы иметь характеристики, приведенные на рис. 15.11. Для получения их необходимо применить схемы, в которых напряжение АРУ должно появляться только тогда,

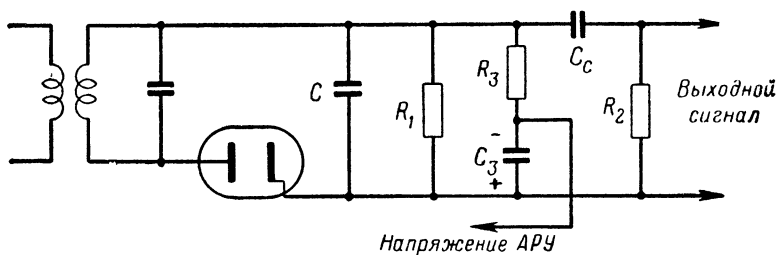


Рис. 15.10. Детектор в схеме простой АРУ

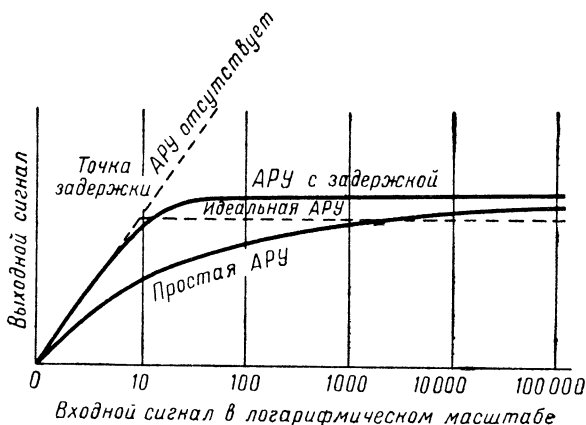


Рис. 15.11. Характеристика передачи приемника с различными схемами АРУ

когда величина принимаемых сигналов превысит некоторое заданное значение. Схема регулировки усиления, работающая по такому принципу, получила название схемы АРУ с задержкой (рис. 15.12).

В отличие от ранее рассмотренных, эта схема содержит второй диод, катодное смещение в цепи которого выбрано так, что он не проводит тока и не создает напряжения АРУ до тех пор, пока входной сигнал не превысит определенного уровня. Характеристика такой схемы достаточно точно совпадает с идеальной характеристикой, показанной на рис. 15.11.

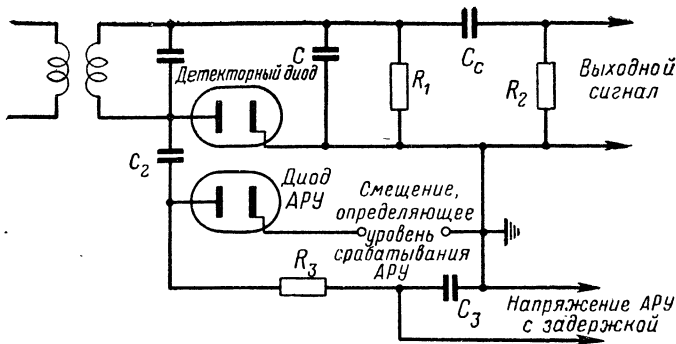


Рис. 15.12. Схема АРУ с задержкой

15.7. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ

Принимаемые частотно-модулированные сигналы изменяются как по частоте, так и по амплитуде. Однако информация, содержащаяся в таком сигнале, передается изменением его частоты, в то время как шумы и помехи вызывают главным образом изменение его амплитуды. В связи с этим идеальный ЧМ-детектор должен обладать следующими характеристиками:

1. Выходной сигнал детектора должен быть пропорционален изменению частоты принимаемого сигнала.
2. Детектор не должен реагировать на амплитудные изменения принимаемого сигнала.

Эти задачи решаются при помощи различных схем и методов.

Блок-схема одного из применяемых в настоящее время типов ЧМ-детектора показана на рис. 15.13. Поступающий на вход схемы частотно-модулированный сигнал проходит через амплитудный ограничитель (см. главу 17), сигнал на выходе которого имеет постоянную амплитуду, но изменяется по частоте. Затем этот сигнал поступает на вход частотного дискриминатора. Частотный дискриминатор преобразует изменение частоты в изменение амплитуды сигнала. Поэтому на выходе схемы образуется сигнал, пропорциональный частоте входного сигнала. Затем такой сигнал детектируется обычным линейным детектором. Подробнее работа каскадов ЧМ-детектора будет рассмотрена ниже.



Рис. 15.13. Блок-схема ЧМ-детектора

15.8. АМПЛИТУДНЫЙ ОГРАНИЧИТЕЛЬ

Амплитудное ограничение сигнала проще всего получить при помощи схемы обычного автоматического сеточного смещения. Лампа с острой отсечкой, желательнее пентод, включается в схему так, чтобы катодное смещение было равно нулю, а напряжение смещения

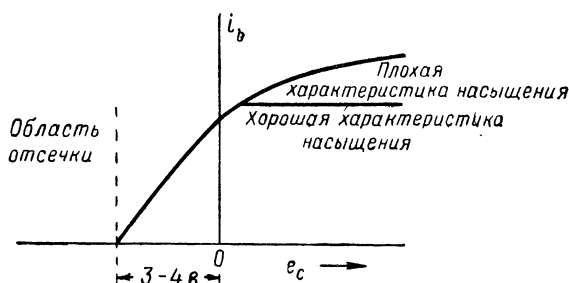


Рис. 15.14. Характеристика простого амплитудного ограничителя

на сетке создавалось схемой автоматического смещения. Напряжения на аноде и экранирующей сетке устанавливают небольшими, чтобы линейный участок характеристики между точкой отсечки и областью насыщения имел протяженность, соответствующую 3—4 в (рис. 15.14). При резко выраженном переходе характеристики в область насыщения автоматическое сеточное смещение едва ли требуется. До тех пор, пока сигнал, поступающий на сетку лампы,

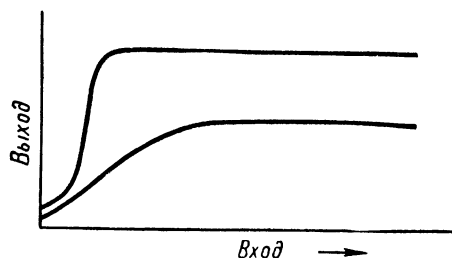


Рис. 15.15. Характеристики передачи амплитудных ограничителей

имеет амплитуду, достаточную для того, чтобы рабочая точка выходила за линейный участок характеристики, на выходе схемы будет создаваться сигнал с постоянной амплитудой.

Более подробно вопрос об амплитудном ограничении рассматривается в главе 17, где разбирается несколько различных схем амплитудных ограничителей.

Характеристика передачи однокаскадного ограничителя схематически показана на рис. 15.15 (нижняя кривая). От схемы ограничения, состоящей из двух последовательно включенных каскадов, можно добиться лучших результатов; характеристика такого двухкаскадного ограничителя приведена также на рис. 15.15 (верхняя кривая).

15.9. ДИСКРИМИНАТОР

Назначение дискриминатора детектора ЧМ-приемника заключается в преобразовании сигналов, имеющих постоянную амплитуду, но изменяющихся по частоте, в сигналы, амплитуда которых

пропорциональна девиации частоты. Наиболее просто это достигается применением настроенного контура, резонансная кривая которого показана на рис. 15.16. Выбрав рабочую точку так, чтобы средняя частота входного сигнала не совпадала с резонансной частотой контура и лежала на одной из ветвей резонансной кривой, мы получим режим работы, при котором с изменением частоты подводимого сигнала будет меняться амплитуда выходного сигнала. Однако такая схема не имеет большой практической ценности, поскольку ее характеристика нелинейна.

Характеристикой с высокой линейностью обладает дискриминатор Фостера—Сили (рис. 15.17), являющийся, в сущности, усилителем с двумя колебательными контурами, причем первичный и вторичный контуры настроены на одинаковую частоту и обладают одинаковой добротностью Q .

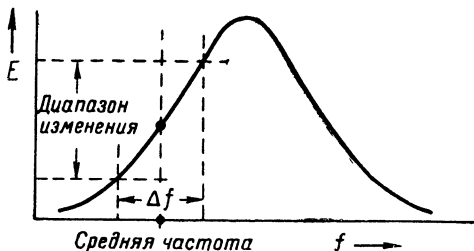


Рис. 15.16. Применение простого резонансного контура в качестве дискриминатора

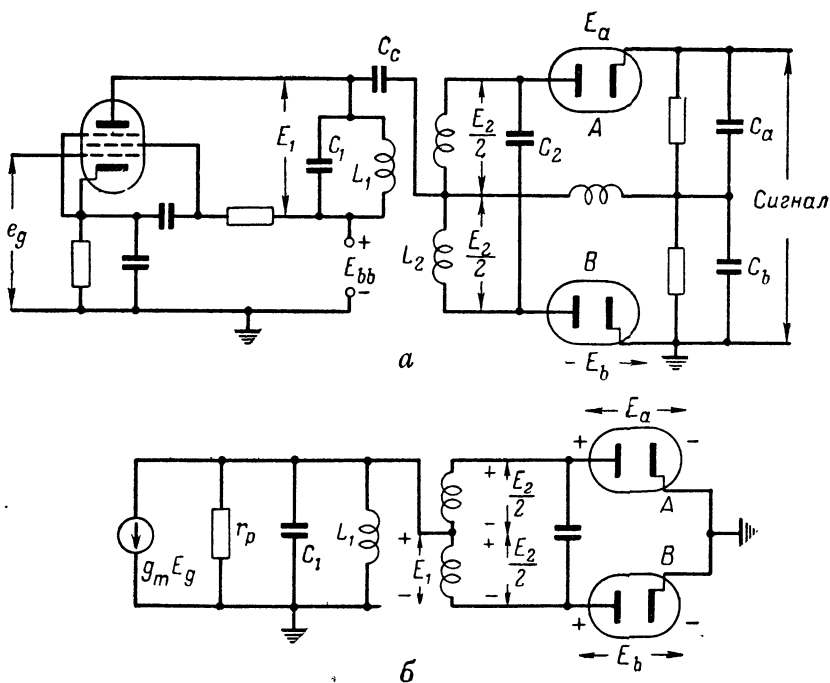


Рис. 15.17. Дискриминатор Фостера—Сили:
а — принципиальная схема; б — эквивалентная схема на частоте сигнала

Условимся считать, что девиация частоты относительно резонансной невелика, так что

$$\delta = \frac{\omega}{\omega_{ar}} - 1$$

значительно меньше единицы. Если коэффициент связи k и добротность Q выбраны так, что произведение k^2Q пренебрежимо мало, то для схемы удовлетворяются следующие условия:

1. При резонансе E_2 опережает E_1 на 90° .
2. На частотах ниже резонансной E_2 опережает E_1 меньше чем на 90° .
3. На частотах выше резонансной E_2 опережает E_1 больше чем на 90° .

Используя эти соотношения, рассмотрим принцип действия схемы. Цепь высокочастотного дросселя (рис. 15.17, *a*) следует считать на частоте сигнала практически разомкнутой, а цепи, содержащие конденсаторы C_a , C_b и C_c , — короткозамкнутыми. Следовательно, для частоты сигнала эквивалентная схема такого частотного дискриминатора будет иметь вид, показанный на рис. 15.17. Из этой схемы следует, что падение напряжения на двух диодах будет соответственно составлять

$$E_a = E_1 + \frac{E_2}{2}; \quad E_b = E_1 - \frac{E_2}{2}.$$

Опираясь на эти формулы и принимая во внимание три вышеуказанных соотношения, можно построить векторную диаграмму для напряжений E_1 и E_2 и напряжений на диодах для случая резонанса, а также для случаев, когда частота сигнала ниже или выше резонансной (рис. 15.18). При резонансе напряжения на обоих диодах равны, а во всех других случаях они различны.

Из рис. 15.17, *a* следует, что общее выходное напряжение является разностью выходных напряжений двух детекторов. Следовательно,

$$E_0 = \eta_d (E_a - E_b).$$

Таким образом, при резонансе напряжение на выходе схемы равно нулю. Для частот выше резонансной E_a больше E_b и выходное напряжение положительно. Для частот ниже резонансной напряжение E_a меньше E_b и выходное напряжение отрицательно. В ограниченном диапазоне частот эта схема обладает строго линейной характеристикой (рис. 15.19).

Другая схема частотного дискриминатора, сходная с только что рассмотренной, приведена на рис. 15.20. Этот детектор по принципу работы может быть назван дробным детектором. Основное достоинство его заключается в том, что при его использовании нет необходимости применять амплитудные ограничители. Дискриминатор настроен на среднюю частоту принимаемого сигнала. Катушка вторичного контура имеет в средней точке отвод, соединенный через первичный контур с одним из выходных зажимов схемы, благодаря

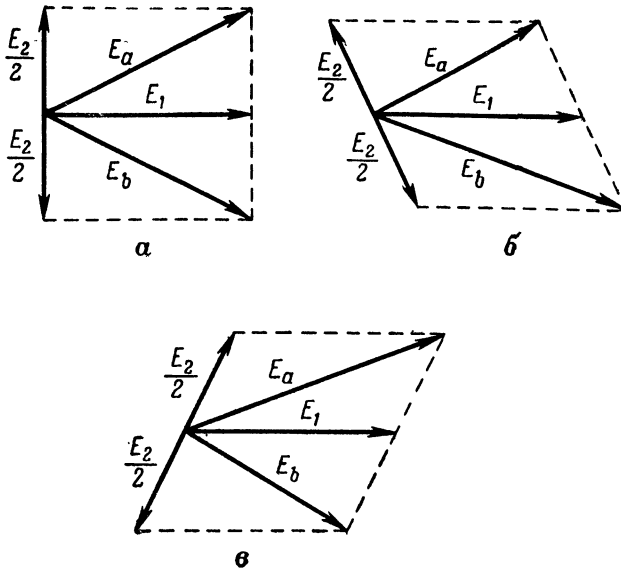


Рис. 15.18. Векторные диаграммы для определения при различных частотах напряжений на диодах в схеме Фостера—Сили:

а — при резонансе; *б* — частота сигнала ниже резонансной; *в* — частота сигнала выше резонансной

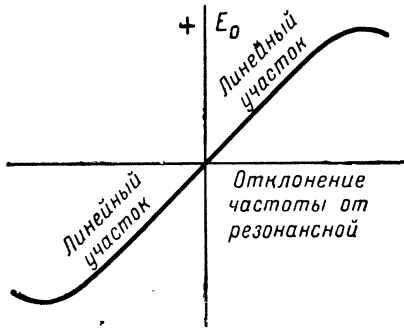


Рис. 15.19. Характеристика дискриминатора Фостера—Сили

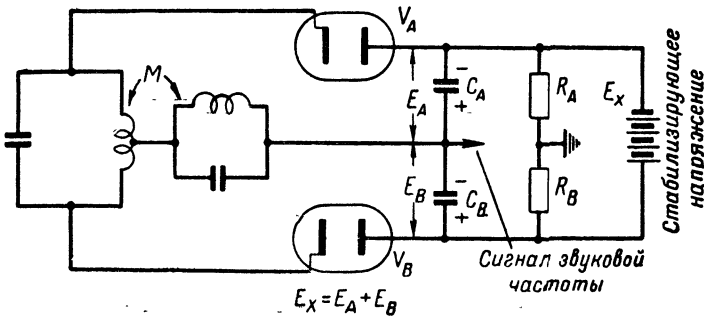


Рис. 15.20. Упрощенная схема дробного детектора

чему на диодах получаются равные по величине, но противоположные по знаку напряжения. Для напряжения, создаваемого в первичном контуре, эти диоды соединены параллельно. В результате в этой схеме, как и в предыдущей, при изменении частоты принимаемого сигнала фазовые углы напряжений первичного и вторичного контуров меняются. Главное отличие схемы от рассмотренной раньше связано с методом получения выходного сигнала и наличием стабилизирующего напряжения.

Так как стабилизирующее напряжение подается в этой схеме на два последовательно включенных конденсатора, протектированные выходные напряжения на них должны быть всегда равны стабилизирующему напряжению. Следовательно, потенциал выходного контакта схемы будет изменяться лишь при изменении отношения протектированных выходных напряжений. Но это отношение изменяется только при изменении частоты поступающего на вход схемы сигнала. Значит, напряжение на выходе ЧМ-детектора будет меняться только тогда, когда изменяется частота сигнала на входе.

На амплитудные изменения модулированного по частоте сигнала схема не реагирует, так как при этом отношение протектированных напряжений не меняется, и сигнал на выходе схемы не образуется.

15.10. ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ СМЕСИТЕЛЕЙ

На принципе детектирования основана также работа смесителей и преобразователей, применяемых в каждом супергетеродинном приемнике (рис. 15.21). Принимаемый антенной ВЧ-сигнал поступает на вход приемника, где он смешивается с сигналом местного гетеродина, входящего в состав приемника. Получающийся сигнал поступает затем на детектирующий элемент, называемый смесителем. Сигнал на выходе смесителя содержит составляющие многих частот, в том числе и разностной. В зависимости от соотношения частот

$$\omega_{iF} = \omega_R - \omega_L \text{ или } \omega_{iF} = \omega_L - \omega_R,$$

где ω_{iF} — промежуточная частота;
 ω_R — частота принимаемого сигнала;
 ω_L — частота местного гетеродина.

В результате частота принимаемого сигнала понижается.

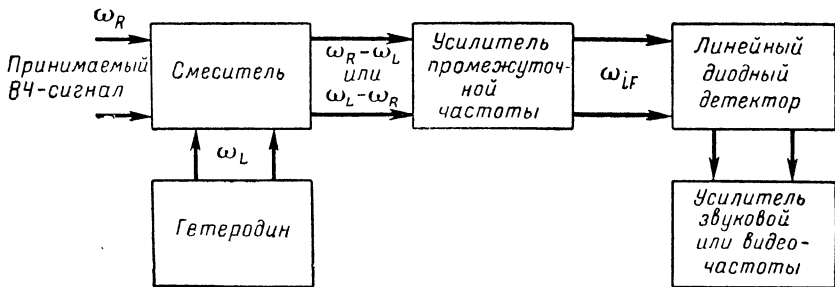


Рис. 15.21. Блок-схема супергетеродинного приемника

Предположим, что принимаемый ВЧ-сигнал может быть представлен в виде $e_R = E_R \sin \omega_R t$, а сигнал местного гетеродина равен $e_L = E_L \sin \omega_L t$. При включении этих напряжений последовательно с линейным элементом схемы общее приложенное напряжение будет составлять

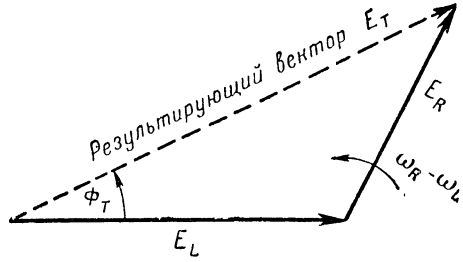


Рис. 15.22. Сложение двух синусоидальных напряжений различных частот

$$e_t = e_R + e_L = E_R \sin \omega_R t + E_L \sin \omega_L t.$$

Согласно теории линейных цепей эти два напряжения можно представить в виде вращающихся векторов (рис. 15.22). Если при этом вектор E_L принять за опорный и считать его неподвижным, то при построении векторной диаграммы мы должны присоединить начало вектора E_R к концу вектора E_L и вращать вектор E_R с угловой скоростью $\omega_R - \omega_L$ по часовой стрелке или против в зависимости от соотношения частот ω_R и ω_L .

Результирующее приложенное напряжение E_T является суммой векторов E_R и E_L ; изменения его осуществляются с частотой ω_L . Величину вектора напряжения E_T можно найти, используя теорему о том, что квадрат одной из сторон треугольника равен сумме квадратов двух других сторон плюс произведение этих сторон на косинус угла между ними:

$$E_T = \sqrt{E_L^2 + E_R^2 + 2E_R E_L \cos(\omega_R - \omega_L) t}.$$

Практически почти всегда напряжение местного гетеродина во много раз больше напряжения принимаемого высокочастотного сигнала, так что E_R значительно меньше E_L . Следовательно, E_R^2 пренебрежимо мало по сравнению с E_L^2 и можно написать

$$E_T \approx E_L \sqrt{1 + 2 \frac{E_R}{E_L} \cos(\omega_R - \omega_L) t}.$$

Так как второй член выражения, находящегося под корнем, всегда намного меньше единицы, мы можем на основе приближенной формулы

$$\sqrt{1+x} \approx 1 + \frac{x}{2}$$

написать, что

$$E_T \approx E_L \left[1 + \frac{E_R}{E_L} \cos(\omega_R - \omega_L) t \right].$$

До тех пор, пока E_R значительно меньше E_L (а в подавляющем большинстве случаев бывает именно так), огибающая новой несущей частоты, равной разностной частоте, будет соответствовать огибающей несущей частоты принимаемого высокочастотного сигнала.

Из рис. 15.22 следует также, что фазовый угол Φ_T результирующего вектора тоже меняется с течением времени. Это приводит, вообще говоря, к незначительному изменению частоты результирующих колебаний, которым можно пренебречь.

Таким образом, сумма двух приложенных напряжений в нашем случае будет иметь вид, показанный на рис. 15.23. Огибающая результирующего сигнала является точной копией огибающей входного сигнала, а частота колебаний результирующего сигнала равна разностной частоте двух сигналов.

Предположим теперь, что этот результирующий сигнал поступает на вход какого-либо выпрямителя. Таким выпрямителем мо-

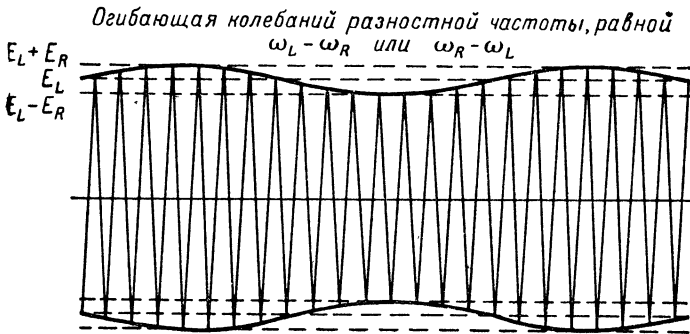


Рис. 15.23. Сумма двух синусоидальных напряжений различных частот, когда амплитуда одного напряжения мала по сравнению с амплитудой второго напряжения

жет быть полупроводниковый или электровакуумный диод или многоэлектродная лампа, напряжение смещения которой равно напряжению отсечки. Основное требование, предъявляемое в этом случае к выпрямителю, заключается в том, что его вольтамперная характеристика должна иметь резкий излом при переходе от области прямой проводимости к области обратной проводимости.

Рабочая характеристика выпрямителя, в котором выпрямляющим элементом служит диод, приведена на рис. 15.24. Такая схема работает как однополупериодный выпрямитель, причем амплитуда выпрямленного напряжения изменяется по синусоидальному закону с разностной частотой.

Как было установлено в разделе 14.4, ряд Фурье для сигнала, образующегося на выходе однополупериодного выпрямителя, имеет вид

$$i = \frac{I_m}{\pi} \left(1 + \frac{1}{2} \sin \omega_L t - \frac{2}{3} \cos 3\omega_L t + \dots \right).$$

Однако в рассматриваемом нами случае амплитуда колебаний является функцией времени и изменяется согласно выражению

$$I_m \approx I_L \left[1 + \frac{E_R}{E_L} \cos(\omega_R - \omega_L)t \right].$$

Подставив это значение I_m в выражение для i и произведя соответствующие преобразования, мы получим следующее выражение:

$$i = \frac{I_L}{\pi} \left[1 + \frac{E_R}{E_L} \cos(\omega_R - \omega_L)t + \frac{1}{2} \sin \omega_L t + \dots \right].$$

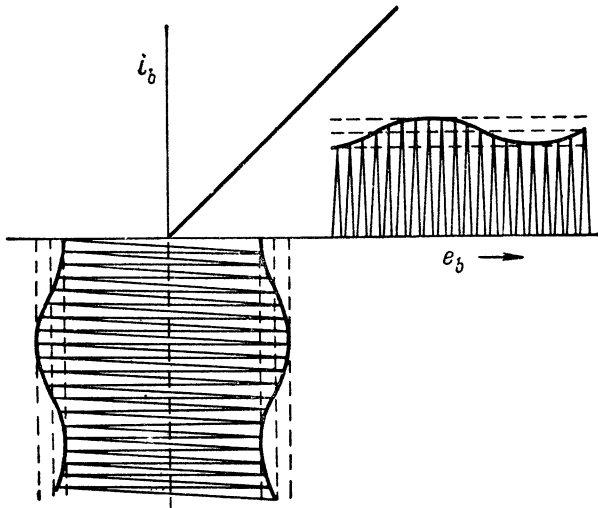


Рис. 15.24. Применение однополупериодного выпрямления в схеме смесителя

Этот ряд бесконечный и содержит члены всех возможных комбинационных частот, но для нас основной интерес представляет второй член ряда, так как он определяет составляющую разностной частоты. Настроив цепь нагрузки диода на эту частоту и отрегулировав ширину полосы пропускания так, чтобы исключить все остальные составляющие, мы обеспечим преобразование частоты, т. е. смеситель будет выполнять свою основную задачу.

15.11. ПРАКТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ СМЕСИТЕЛЕЙ

Все схемы смесителей обязательно содержат три основных элемента:

1. Устройство для смешения двух входных сигналов.
2. Детектирующий элемент, вольтамперная характеристика которого имеет резко выраженный излом.
3. Настроенный контур для выделения составляющей разностной частоты выходного сигнала.

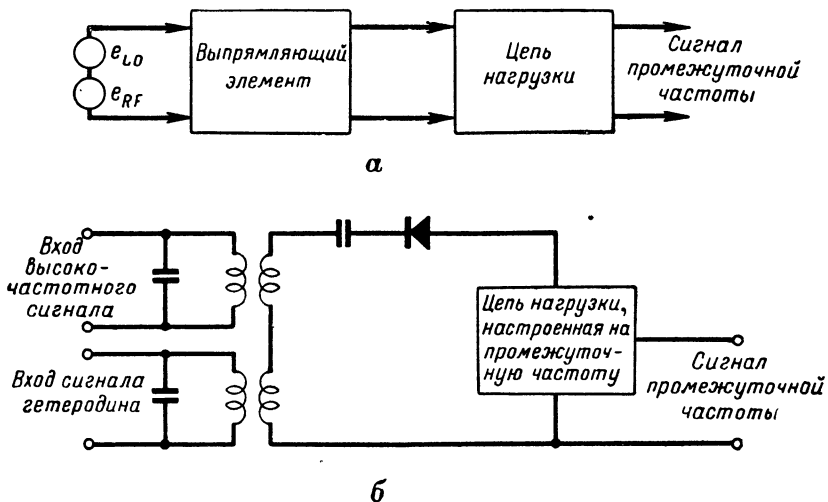


Рис. 15.25. Смесители с одним входом:

a — блок-схема, показывающая основные составляющие; *b* — применение диода в качестве выпрямительного элемента (диод может быть заменен триодом или пентодом, смещение которых равно напряжению отсечки; вход может быть как с индуктивной, так и с емкостной связью)

Схемы смесителей часто классифицируют в соответствии с количеством входных устройств. Так, диод имеет только один вход. Следовательно, при применении диода два входных сигнала должны быть введены последовательно в одну цепь схемы на рис. 15.25. Эта схема типична для диапазона ультравысоких частот.

В диапазоне более низких частот обычно применяются лампы, разработанные специально для смешения сигналов различных частот, — смесители и преобразователи (рис. 15.26).

При использовании смесителей местный гетеродин собирается на отдельной лампе.

Лампы-преобразователи бывают комбинированными и содержат в одном баллоне как бы две лампы — местного гетеродина и смесителя. Существуют три подкласса преобразователей: пентагридные, триод-гексодные и октодные.

Во всех указанных выше случаях напряжения принимаемого сигнала и местного гетеродина складываются внутри лампы, так как каждое из этих напряжений действует на величину анодного тока смесителя. В каждой из ламп применяется двойная экранирующая сетка, благодаря чему ускоряется электронный поток в смесительной части лампы и достигается электростатическое экранирование управляющей сетки, на которую подается напряжение сигнала, от сетки, получающей напряжение от местного гетеродина (в смесителях) или от секции местного гетеродина лампы (в пентагридах).

В большинстве случаев сетка смесителя или преобразователя, на которую поступает преобразуемый сигнал, конструируется так, чтобы лампа имела характеристику с удаленной отсечкой и усиле-

ние каскада можно было регулировать, изменяя напряжение смещения на этой сетке при помощи схемы АРУ.

Характеристика лампы по сетке, на которую поступает напряжение внешнего или внутреннего местного гетеродина, имеет обычно острую отсечку.

Лампы всех вышеуказанных видов работают по одному и тому же принципу. Однако каждая из них обладает определенными преимуществами при использовании ее в той или иной схеме.

В связи с этим смесители-пентагриды применяются обычно в приемниках коротковолнового диапазона волн. Триод-гексодные преобразователи используются во всеволновых радиоприемниках,

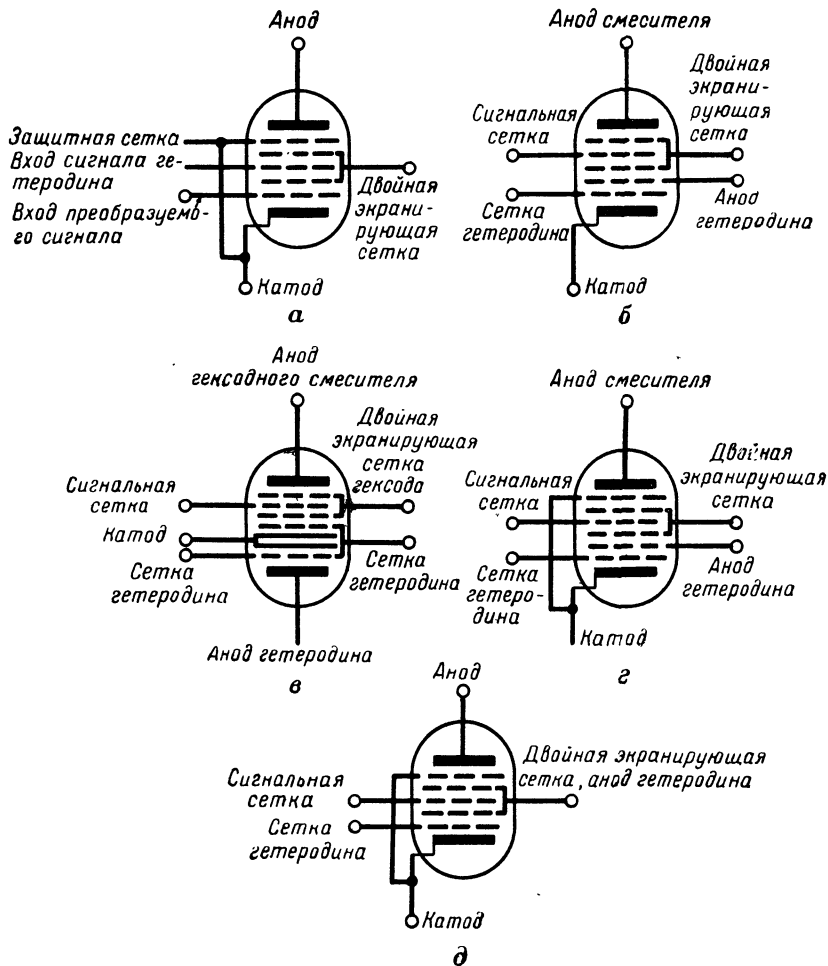


Рис. 15.26. Смесители и преобразователи:

а — пентагрид-смеситель; *б* — пентагрид-преобразователь; *в* — триод-гексодный преобразователь; *г* — октодный преобразователь; *д* — пентагрид-преобразователь (один из вариантов)

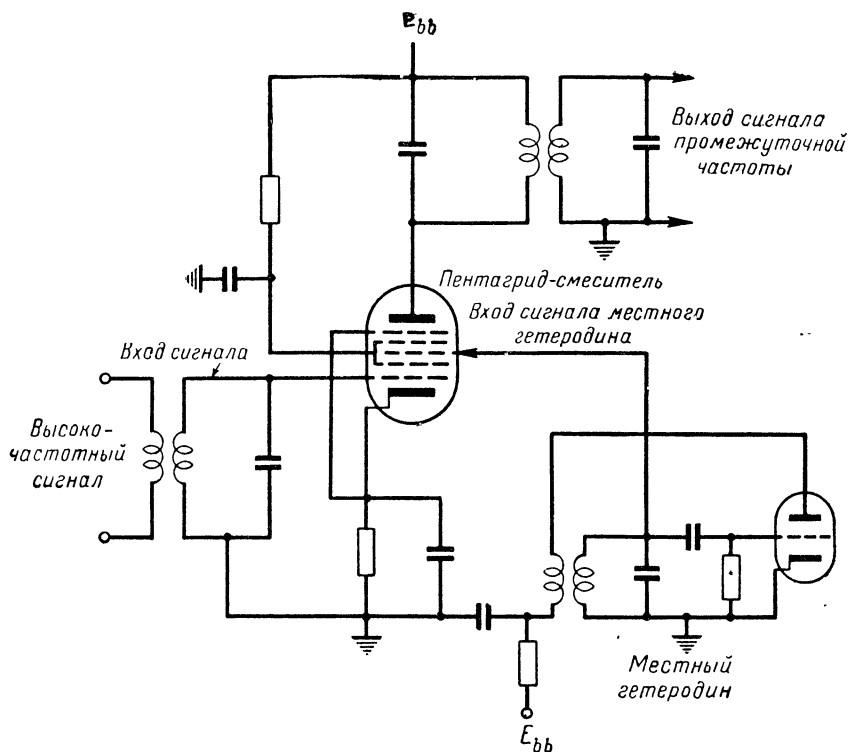


Рис. 15.27. Типичная схема смесителя

так как эти лампы не критичны к изменению смещения на сигнальной сетке или анодного напряжения гетеродина. Преобразователи-пентагриды лучше работают при низких частотах, так как при возрастании частоты увеличивается взаимодействие между сигнальной сеткой и сеткой гетеродина. Эти лампы целесообразно применять также в случаях, когда требуется АРУ, так как расстройка гетеродина, вызываемая изменением напряжения смещения сигнальной сетки, в этих лампах невелика.

Типичная схема смесителя приведена на рис. 15.27. Смеситель собран на пентагриде, а местный гетеродин — на отдельной лампе. Такая же схема используется, в сущности, и в преобразователях на триод-гексодах и пентагридах.

15.12. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ СМЕСИТЕЛЬНЫХ КАСКАДОВ

Качество выполнения смесительной или преобразовательной лампы ее основной функции принято характеризовать крутизной преобразования g_c , определяемой соотношением

$$g_c = \frac{\partial i_{if}}{\partial e_R}$$

Эта величина аналогична крутизне лампы, с той лишь разницей, что в данном случае речь идет о соотношении между анодным током разностной (промежуточной) частоты и входным напряжением высокой частоты. Крутизна преобразования всегда меньше крутизны лампы, потому что при преобразовании лампа работает как выпрямитель и проводит только в течение коротких периодов времени. Отношение g_c к g_m равно или меньше $1/\pi$. По этим же причинам действующее анодное сопротивление в смесителях и преобразователях бывает всегда больше.

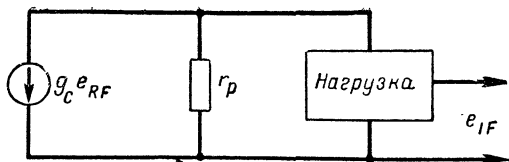


Рис. 15.28. Эквивалентная схема смесителя или преобразователя для рассматриваемых рабочих условий

Эквивалентная схема смесителя (рис. 15.28) в точности соответствует схеме усилителей напряжения, рассмотренной в части II книги. Поэтому можно написать, что усиление при преобразовании

$$A_c = -g_c Z_m = \frac{E_{if}}{E_R},$$

где Z_m — полное сопротивление пассивного четырехполюсника в эквивалентной схеме анодной цепи для разностной частоты.

Таким образом, для анализа этих схем можно использовать материал глав 3—6.

Крутизна преобразования ламп указывается в их паспортах и специальных справочниках. Как правило, она лежит в пределах 250—950 $\mu\text{км}$ при анодных сопротивлениях 350—1000 ком .

ЗАДАЧИ

15.1. Немодулированный сигнал с частотой 455 кГц и амплитудой 10 в подается на вход обычного линейного диодного детектора. Действующее сопротивление диода составляет 1000 ом , а цепь нагрузки имеет $R_L = 50\,000$ ом и $C = 0,01$ $\mu\text{ф}$. Определите к. п. д. детектирования, постоянное напряжение на выходе детектора и входное полное сопротивление схемы.

15.2. Колебания несущей частоты 30 МГц имеют амплитуду 10 в . Колебания модулированы по амплитуде. Коэффициент модуляции равен 50%, максимальная модулирующая частота составляет 1 МГц . Сопротивление диода равно 200 ом , сопротивление нагрузки $R_L = 10\,000$ ом . Определите $C_{\text{макс}}$, постоянное напряжение на выходе детектора и входное сопротивление.

15.3. Определите пульсацию напряжения на выходе детектора, параметры которого указаны в задаче 15.2.

15.4. Рассчитайте линейный диодный детектор, предназначенный для детектирования сигнала, несущая частота которого равна 30 МГц , коэффициент модуляции $m_a = 0,45$ и максимальная модулирующая частота $f_{m \text{ макс}} = 1$ МГц . Входное сопротивление детектора не должно быть меньше 4000 ом . В качестве детектирующего элемента требуется применить германиевый диод, для которого $r_p' = 100$ ом . Постоянная составляющая продетектированного сигнала должна быть отфильтрована.

15.5. Рассчитайте фильтр для составляющей пульсации выходного сигнала детектора, параметры которого указаны в задаче 15.4. Для детального изучения этого вопроса обратитесь к книгам, посвященным теории цепей.

15.6. Рассчитайте смесительный каскад, работающий на лампе 6SA7. Характеристики лампы приведены в справочниках по электровакуумным приборам. Приходящий высокочастотный сигнал равен 10 мкВ ; частота его равна 1 МГц . Требуется преобразовать этот сигнал, чтобы получить сигнал промежуточной частоты, равный 455 кГц . Полоса пропускания смесительного каскада должна составлять 10 кГц . Общая межкаскадная емкость принята равной 25 пФ . Определите усиление при преобразовании.

15.7. Рассчитайте двухполупериодный детектор для лампового вольтметра переменного тока. Детектор должен преобразовывать переменный ток в постоянный, который будет затем измеряться прибором. Детектор должен работать в диапазоне частот $20 \text{ Гц} - 20 \text{ кГц}$, и точность показаний в пределах этого диапазона должна составлять $\pm 5\%$. Применяемые диоды имеют $r_p = 200 \text{ Ом}$. Желательно иметь минимальное возможное время восстановления прибора после каждого измерения. Рассмотрите подробно несколько различных практически осуществимых схем такого детектора.

15.8. Параллельный резонансный контур, имеющий $Q = 40$ и настроенный на частоту 10 МГц , используется в качестве дискриминатора ЧМ-детектора. Частота приходящего сигнала меньше резонансной частоты контура и соответствует точке оси абсцисс, для которой ордината резонансной кривой контура составляет 50% ординаты, соответствующей резонансной частоте. Определите изменение выходного напряжения, если входной сигнал имеет постоянную амплитуду 70 мкА и девиацию частоты $\pm 75 \text{ кГц}$.

МАГНИТНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

Магнитные усилители находят все более широкое применение в самых различных устройствах благодаря своей высокой прочности, надежности работы и очень большому сроку службы.

Устройство и применение магнитных усилителей подробно рассматриваются во многих книгах и периодической литературе [20].

Здесь мы рассмотрим лишь основные характеристики и параметры магнитных усилителей.

Настоящая глава посвящена магнитным усилителям, выполняющим функции усиления. Схемы совпадения, считающие схемы, а также пусковые устройства на магнитных усилителях будут описаны в главах 17 и 18 вместе со схемами аналогичного назначения, но собранными на электровакуумных лампах и полупроводниковых приборах. Эти вопросы рассмотрены также в статье [21]. Вниманию читателя предлагаются стандартные методы анализа магнитных схем.

16.1. ПРИНЦИП РАБОТЫ УСИЛИТЕЛЯ ПРИ НУЛЕВОМ УПРАВЛЯЮЩЕМ НАПРЯЖЕНИИ

Магнитный усилитель с последовательно включенными обмотками (рис. 16.1, а) состоит из двух одинаковых обмоток переменного тока на сердечниках из ферромагнитного материала. Обмотки включены последовательно с источником переменного напряжения e_{ac} и сопротивлением нагрузки R_L . Потери на гистерезис в сердечниках примем равными нулю, в связи с чем идеализированная кривая намагничивания будет иметь вид, показанный на рис. 16.1, б. Третья, так называемая управляющая обмотка намотана на два сердечника так, что магнитный поток, охватывающий управляющую обмотку, равен разности магнитных потоков, создаваемых двумя обмотками переменного тока:

$$\Phi_c = \Phi_B - \Phi_A.$$

Индуктивность двух обмоток переменного тока может быть найдена из соотношений

$$L_A = \frac{d\lambda_A}{dI_A}; \quad L_B = \frac{d\lambda_B}{dI_B},$$

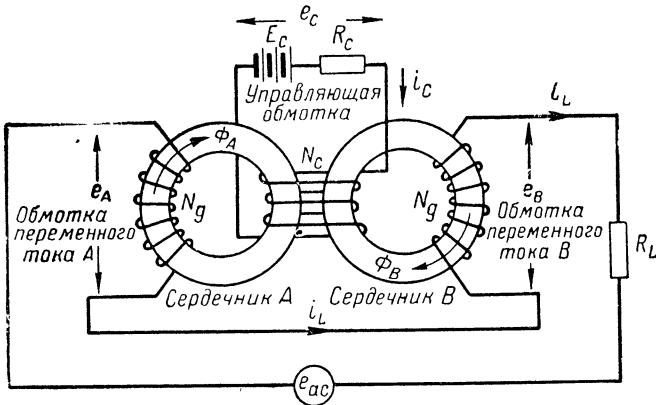
где $\lambda_A = N_g \Phi_A$ — поток сцепления катушки A ;
 $\lambda_B = N_g \Phi_B$ — поток сцепления катушки B ;
 I_A — ток через катушку A ;
 I_B — ток через катушку B .

Следовательно,

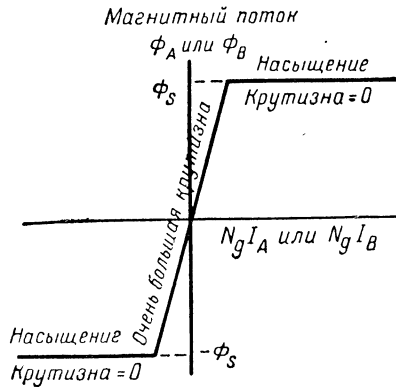
$$L_A = N_g \frac{d\Phi_A}{dI_A}; \quad L_B = N_g \frac{d\Phi_B}{dI_B}.$$

Кривая намагничивания определяет соотношение между магнитным потоком в любом из сердечников обмоток переменного тока и приложенной магнитодвижущей силой (м. д. с.). Крутизна кривой намагничивания определяется в любой ее точке соотношением

$$\frac{1}{N_g} \cdot \frac{d\Phi_A}{dI_A} = \frac{1}{N_g} \cdot \frac{d\Phi_B}{dI_B},$$



а



б

Рис. 16.1. Простейший магнитный усилитель:

а — принципиальная схема; **б** — идеализированная кривая намагничивания сердечника

откуда

$$\frac{d\Phi_A}{dI_A} = \frac{d\Phi_B}{dI_B} = N_g \cdot (\text{крутизна}).$$

Таким образом, индуктивности катушки равны $L_A = L_B = N_g^2 \cdot (\text{крутизна кривой намагничивания})$.

Как следует из рис. 16.1, б, существуют два резко различающихся значения крутизны:

1) в области насыщения магнитного потока крутизна равна нулю;

2) в области, где сердечники не насыщены, крутизна приблизительно равна бесконечности.

Поэтому индуктивность катушек либо равна нулю, когда сердечники находятся в режиме насыщения, либо имеет очень высокое значение, когда сердечники не насыщены.

Когда сердечники не насыщены, обмотки переменного тока индуктивно связаны через магнитный поток сердечника с управляющей обмоткой. Исходя из этого, можно вычертить для каждого сердечника эквивалентную схему (рис. 16.2).

Напряжение, индуцируемое в катушке, равно $e = Nd\Phi/dt$, где Φ — магнитный поток в веберах, а N — число витков катушки. Таким образом, создаваемый в сердечнике магнитный поток связан с напряжением на зажимах катушки соотношением

$$\Phi = \frac{1}{N} \int e dt = \frac{1}{N} \cdot (\text{площадь, ограниченную кривой } e, \text{ являющейся функцией } t).$$

Для двух обмоток переменного тока

$$\Phi_A = \frac{1}{N_g} \cdot (\text{площадь, ограниченную кривой } e_A, \text{ являющейся функцией } t);$$

$$\Phi_B = \frac{1}{N_g} \cdot (\text{площадь, ограниченную кривой } e_B, \text{ являющейся функцией } t).$$

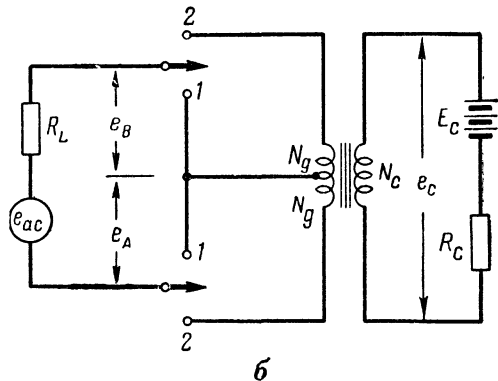
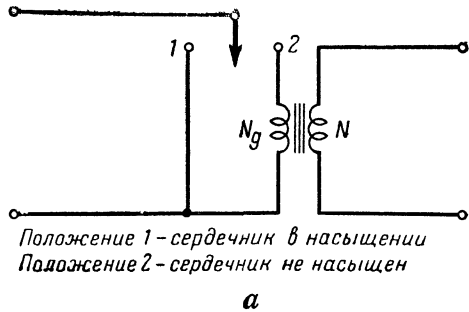


Рис. 16.2. Эквивалентные схемы простейшего магнитного усилителя:
а — одного сердечника; б — всего усилителя

При нулевых управляющем напряжении и токе переменное напряжение источника питания регулируется так, чтобы магнитный поток в сердечниках почти достигал, но все же не равнялся потоку насыщения Φ_s . Поскольку ни один из сердечников не находится в режиме насыщения, обе катушки имеют большую (почти бесконечную) индуктивность, особенно на частоте источника питания, в связи с чем через обмотки переменного тока и сопротивление нагрузки R_L протекает незначительный ток. В результате этого напряжение питания распределяется равномерно между двумя катушками и $e_A = e_B = \frac{1}{2} e_{ac}$. Таким образом,

$$\Phi_A = \frac{1}{2N_g} \cdot (\text{площадь, ограниченную кривой } e_A, \text{ являющейся функцией } t);$$

$$\Phi_B = \frac{1}{2N_g} \cdot (\text{площадь, ограниченную кривой } e_B, \text{ являющейся функцией } t).$$

Оба сердечника работают в ненасыщенном режиме, поэтому переключатели в эквивалентной схеме (рис. 16.2) находятся в положении 2. Если напряжение источника питания меняется по синусоидальному закону, то магнитные потоки — по косинусоидальному. Токи нагрузки и управляющей катушки равны нулю.

Влияние управляющего напряжения на работу схемы мы рассмотрим в следующем разделе.

16.2. РАБОТА СХЕМЫ ПРИ ДЕЙСТВИИ УПРАВЛЯЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ

Когда к управляющей обмотке приложено напряжение, в схеме протекает небольшой намагничивающий ток. Этот ток создает м. д. с. $N_c I_c$, которая противодействует м. д. с. катушки A и складывается с м. д. с. катушки B . Результирующие магнитодвижущие силы, воздействующие на сердечники, будут равны:

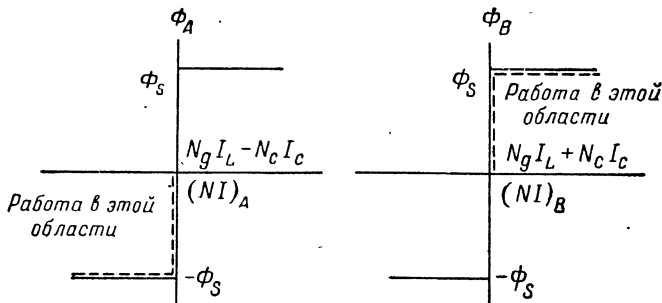


Рис. 16.3. Кривые намагничивания двух сердечников магнитного усилителя, показанного на рис. 16.1, а

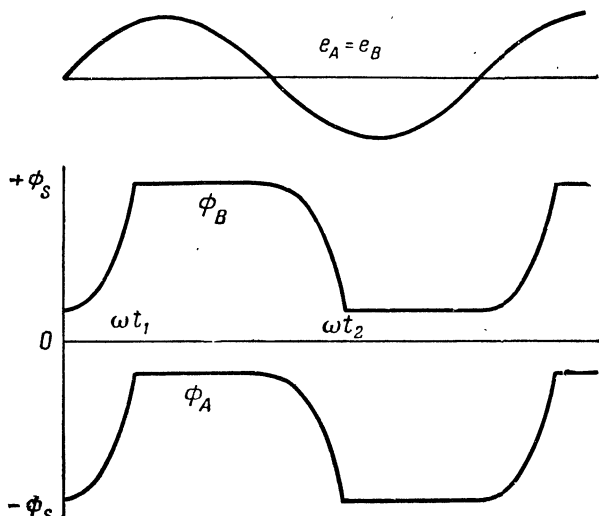


Рис. 16.4. Приближенные кривые магнитных потоков

для сердечника A

$$(NI)_A = N_g I_L - N_c I_c;$$

для сердечника B

$$(NI)_B = N_g I_L + N_c I_c.$$

Кривые намагничивания двух сердечников для этого случая приведены на рис. 16.3.

Под действием тока управляющей обмотки кривые магнитных потоков сердечников оказываются смещенными относительно нулевой линии. Кривая магнитного потока сердечника A смещается вниз, а кривая потока сердечника B — вверх (рис. 16.4). В результате при отрицательных полупериодах напряжения питания в режиме насыщения будет находиться сердечник A , а при положительных полупериодах — сердечник B . При необходимости этот режим работы можно изменить на обратный, переменяв направление тока в управляющей обмотке.

Рассмотрим теперь формы характеристических кривых магнитных усилителей с последовательно включенными обмотками переменного тока по эквивалентной схеме на рис. 16.2. Предположим, что в момент $t = 0$ сердечник A только что вышел из режима насыщения, как это показано на рис. 16.4. При этом до тех пор, пока оба сердечника находятся в ненасыщенном состоянии, оба переключателя на эквивалентной схеме находятся в положении 2. Индуктивности катушек имеют большие значения, и через обмотки переменного тока и управляющую обмотку течет небольшой ток. Как видно из рис. 16.3, при отсутствии насыщения для сердечника A

$$N_g I_L - N_c I_c = 0,$$

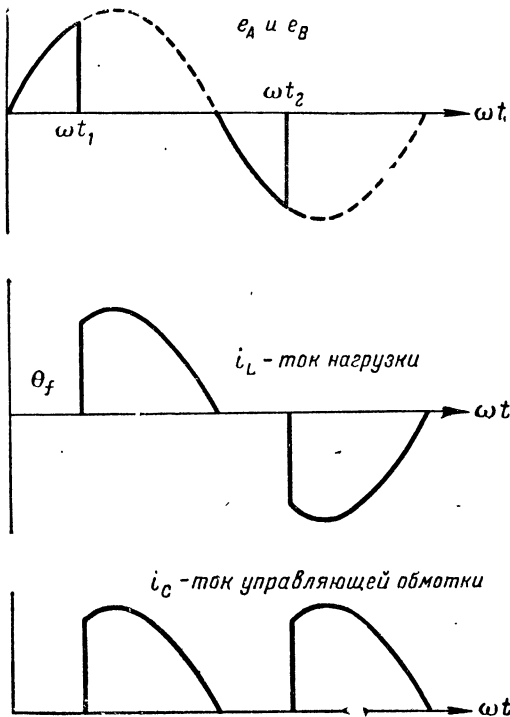


Рис. 16.5. Кривые тока нагрузки и тока управляющей обмотки в магнитном усилителе с последовательно включенными обмотками переменного тока

напряжение оказывается достаточным для того, чтобы магнитный поток сердечника B достиг насыщения. При этом переключатель цепи катушки B на эквивалентной схеме перебрасывается в положение I и e_B падает до нуля. Между катушкой A и управляющей обмоткой трансформаторная связь сохраняется, поэтому $e_A = N_g e_c / N_c$. Однако напряжение e_c практически равно нулю и величина e_A падает почти до нуля. Эти условия сохраняются до тех пор, пока сердечник B находится в режиме насыщения. Так как напряжения на обеих катушках равны практически нулю, почти все напряжение питания приходится на сопротивление R_L , вследствие чего ток нагрузки i_L резко увеличивается. Сердечник A не насыщен, так что $N_g i_L - N_c i_c = 0$, т. е. ток управляющей обмотки $i_c = N_g i_L / N_c$. В управляющей обмотке индуктируется, следовательно, ток, причем его форма в точности соответствует форме тока нагрузки. В течение этого периода ток нагрузки находится в фазе с напряжением источника питания, потому что цепь нагрузки имеет чисто активное сопротивление.

Все эти положения иллюстрируются кривыми на рис. 16.4 и 16.5.

а для сердечника B

$$N_g I_L + N_c I_c = 0.$$

Это возможно только в том случае, если $I_c = I_L = 0$. Следовательно, напряжение питания распределяется равномерно между двумя катушками и $e_A = e_B = e_{ac}/2$.

При таком рабочем режиме сопротивление цепи нагрузки имеет чисто индуктивный характер и магнитный поток является отрицательной косинусоидой, если напряжение источника питания синусоидально.

При увеличении e_{ac} магнитный поток сердечника возрастает, так как величина магнитного потока прямо пропорциональна площади, ограниченной кривой напряжения, приложенного к соответствующей катушке (см. раздел 16.1). В конце концов в точке ωt_1 напря-

Поскольку токи нагрузки и управляющей обмотки находятся в фазе с напряжением питания, то при снижении e_{ac} до нуля токи i_L и i_c также становятся равными нулю. При этом ни один из сердечников не может находиться в режиме насыщения: ведь оба эти тока могут равняться нулю только в моменты, когда сердечники не насыщены. Следовательно, сердечник B выходит из режима насыщения и переключатель эквивалентной схемы перекидывается в положение 2.

Напряжения катушек немедленно становятся равными одно другому и половине напряжения питания. Магнитные потоки сердечников начинают уменьшаться по косинусоиде, так как площадь, очерчиваемая теперь кривой напряжений катушек, имеет отрицательный знак. Затем, в точке ωt_2 , сердечник A переходит в режим насыщения, и предыдущий процесс полностью повторяется. Однако в этом случае сердечник B не насыщен, поэтому $N_g i_L + N_c i_c = 0$ и ток в управляющей обмотке $i_c = -N_g i_L / N_c$. Ток нагрузки i_L приобретает обратное направление, а ток в управляющей обмотке течет в том же направлении, что и раньше, потому что в правой части предыдущего выражения теперь стоит знак минус.

Точка кривой, начиная с которой в цепи нагрузки появляется ток, называется углом насыщения θ_f .

16.3. НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УСИЛИТЕЛЯ

В разделе 16.2 было показано, что в магнитных усилителях с идеализированными кривыми намагничивания сердечников ток управляющей обмотки и ток нагрузки связаны соотношением

$$i_c = \pm \frac{N_g}{N_c} i_L.$$

При нормальных условиях работы направление тока нагрузки периодически изменяется на обратное (рис. 16.6, *a*), тогда

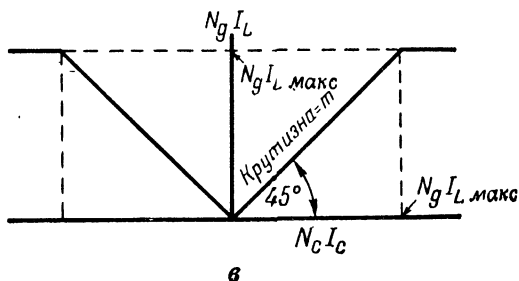
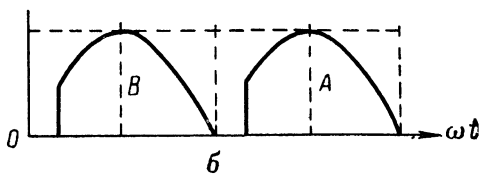
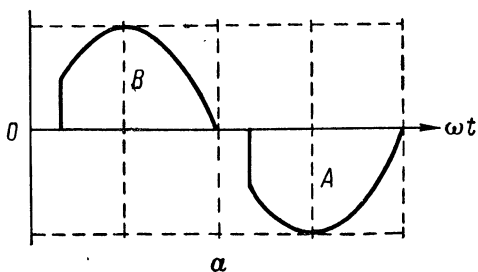


Рис. 16.6. Соотношения в простейшем магнитном усилителе:

a — кривая тока нагрузки; *б* — кривая выпрямленного тока нагрузки; *в* — характеристика передачи

как направление тока в управляющей обмотке остается одним и тем же. Этим объясняется наличие знака « \pm » в формуле. Однако если ток i_L выпрямляется (см. рис. 16.6, б), то отношение между током управляющей обмотки и выпрямленным током нагрузки будет определяться выражением $i_c = N_g i_L / N_c$. Хотя это выражение было выведено для мгновенных значений токов i_c и i_L , теперь оно оказывается справедливым и для средних значений этих токов, потому что в рассматриваемом случае оба они имеют одинаковую форму. Таким образом, обозначив через I_c и I_L средние значения токов i_c и i_L , можно написать:

$$I_c = \frac{N_g}{N_c} I_L \text{ или } N_c I_c = N_g I_L.$$

Это соотношение будет справедливо до тех пор, пока сердечники не окажутся в режиме насыщения в одно и то же время, т. е. оно будет справедливо для углов насыщения от 180 до 0°.

Когда угол насыщения уменьшается до нуля, оба сердечника оказываются в режиме насыщения. Напряжение питания всегда подается на сопротивление нагрузки, так что ток нагрузки становится максимальным. Дальнейшее увеличение тока управляющей обмотки не влияет на величину тока нагрузки.

На основании этих соотношений легко вычертить функцию передачи усилителя (рис. 16.6, в). Через $I_{L \text{ макс}}$ на рисунке обозначено среднее значение тока нагрузки для режима, когда угол насыщения равен нулю.

16.4. ФУНКЦИЯ ПЕРЕДАЧИ

Функция передачи магнитного усилителя с последовательно включенными обмотками переменного тока показана на рис. 16.6, в. Крутизна линейного участка характеристики обозначена буквой m . В рассматриваемом усилителе $m = 1$, в других усилителях m будет значительно превышать единицу. Поэтому для общности изложения материала и учета всех возможных случаев обозначим крутизну характеристики передачи в пределах ее линейного участка через m . Вполне понятно, что $m = N_g I_L / N_c I_c$.

Входным сигналом усилителя является среднее значение тока I_c управляющей обмотки, а выходным — среднее значение выпрямленного тока нагрузки I_L . Следовательно, функция передачи по

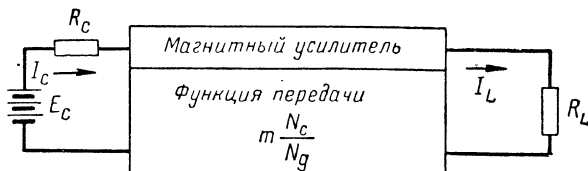


Рис. 16.7. Эквивалентная блок-схема магнитного усилителя

току будет определяться соотношением $I_L/I_c = mN_c/N_g$ и эквивалентная блок-схема будет иметь вид, показанный на рис. 16.7. Такое изображение магнитного усилителя весьма удобно, когда этот усилитель входит в какую-либо большую систему.

16.5. ОБМОТКА СМЕЩЕНИЯ (ПОДМАГНИЧИВАНИЯ) И СИГНАЛЬНАЯ ОБМОТКА

Рассмотренный простейший магнитный усилитель с последовательно включенными обмотками переменного тока является, в сущности, усилителем постоянного тока. Однако он широко применяется и для усиления изменяющихся сигналов. В этих случаях постоянная составляющая входного сигнала усилителя может либо

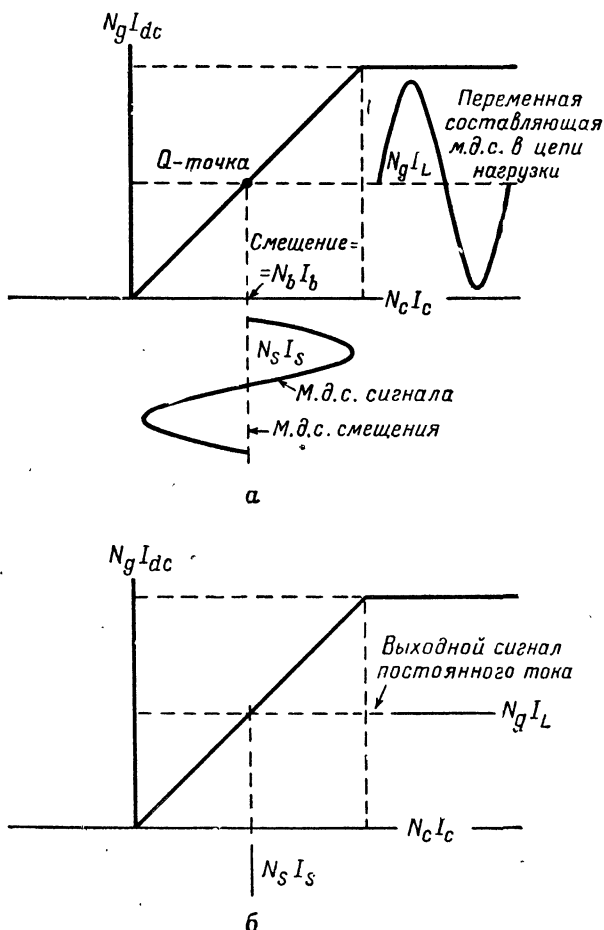


Рис. 16.8. Кривые, поясняющие принцип работы магнитного усилителя:

а — усиление магнитным усилителем сигналов переменного тока;
б — усиление магнитным усилителем сигналов постоянного тока

отсутствовать, либо иметь величину, недостаточную для работы усилителя в пределах линейного участка характеристики передачи. В связи с этим к магнитному усилителю часто требуется приложить определенное смещение, чтобы его рабочая точка сместилась при отсутствии сигнала в требуемый участок характеристики, и подводить напряжение сигнала через отдельную входную обмотку. Поэтому управляющую обмотку часто изготавливают в виде двух отдельных обмоток — сигнальной и обмотки смещения («начального подмагничивания»). При дальнейшем анализе все величины, относящиеся к сигнальной обмотке, будем обозначать индексом s , а величины, относящиеся к обмотке смещения, — индексом b .

Следует заметить, что усилитель будет иметь некоторый постоянный выходной сигнал и при отсутствии входного сигнала, что связано с наличием магнитного потока, создаваемого обмоткой смещения. Это видно из рис. 16.8. Однако в ряде усовершенствованных типов магнитных усилителей этот недостаток устранен.

16.6. ПРИМЕНЕНИЕ ВЫПРЯМИТЕЛЕЙ

Почти во всех магнитных усилителях применяются выпрямители. Выпрямитель имеется и в рассматривавшемся нами простейшем магнитном усилителе с последовательно включенными обмотками переменного тока; назначение этого выпрямителя — преобразовывать изменяющийся по направлению ток нагрузки в ток одного направления.

В схемах магнитных усилителей в качестве выпрямительных элементов почти всегда применяются полупроводниковые диоды, имеющие определенные преимущества перед вакуумными или газонаполненными диодами. Они имеют низкое сопротивление для тока прямого направления, небольшое падение напряжения, большой срок службы, не требуют расхода мощности на накал катода и относительно устойчивы к ударной и вибрационной нагрузкам. Сопро-

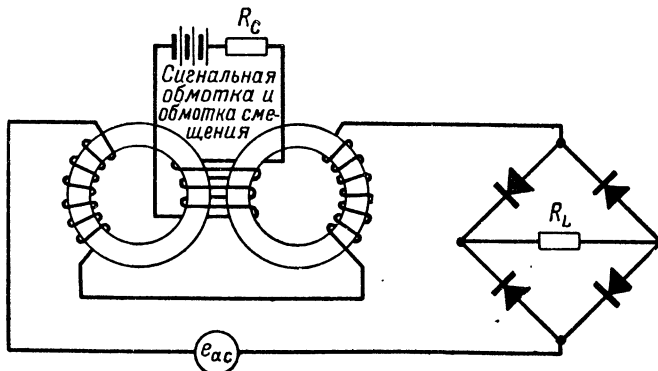


Рис. 16.9. Применение магнитного усилителя для выпрямления тока нагрузки

тивление нагрузки может включаться в плечо переменного или постоянного тока цепи нагрузки.

Принципиальная схема магнитного усилителя с последовательным включением обмоток переменного тока, применяемого в качестве выпрямителя, приведена на рис. 16.9; функция передачи такого усилителя показана на рис. 16.6, в.

16.7. КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ И ПОСТОЯННАЯ ВРЕМЕНИ ПРОСТЕЙШЕГО МАГНИТНОГО УСИЛИТЕЛЯ

Рассмотрим работу магнитного усилителя, схема которого приведена на рис. 16.9, разделив управляющую обмотку на две отдельные части: обмотку смещения и сигнальную обмотку. При применении этой схемы для усиления сигнала переменного тока должны использоваться как обмотка смещения, так и сигнальная обмотка, на каждую из которых подается соответствующий сигнал. При усилении сигналов постоянного тока обмотка смещения не используется и остается разомкнутой, а необходимая управляющая магнитодвижущая сила создается сигнальной обмоткой. Независимо от применяемого режима усиления рабочий участок ограничивается линейной частью характеристики передачи.

Режим работы усилителя при усилении сигналов как переменного, так и постоянного тока графически показан на рис. 16.8. В том и другом случае амплитуда составляющей сигнала тока нагрузки обозначается через I_L , а амплитуда входного сигнала — через I_s .

Коэффициент усиления по мощности W определяется как

$$W = \frac{\text{Полезная отдаваемая в нагрузку мощность}}{\text{Мощность сигнала, поступающего на вход сигнальной обмотки}} = \frac{P_L}{P_S}.$$

При усилении сигнала переменного тока

$$P_L = \frac{1}{2} I_L^2 R_L; \quad P_S = \frac{1}{2} I_S^2 R_S,$$

и выражение для коэффициента усиления по мощности может быть приведено к виду

$$W = \left(\frac{I_L}{I_S} \right)^2 \frac{R_L}{R_S}. \quad (16.1)$$

Это соотношение справедливо и для усиления сигнала постоянного тока.

Как было показано раньше, функция передачи

$$\frac{I_L}{I_S} = m \frac{N_s}{N_g}.$$

Используя это соотношение, формулу 16.1 можно преобразовать так:

$$W = m^2 \left(\frac{N_s}{N_g} \right)^2 \frac{R_L}{R_s}. \quad (16.2)$$

Однако для простейшего магнитного усилителя с последовательно включенными обмотками переменного тока крутизна линейного участка характеристики передачи m равна единице. Таким образом,

$$W = \left(\frac{N_s}{N_g} \right)^2 \frac{R_L}{R_s}. \quad (16.3)$$

Для определения постоянной времени сигнальной обмотки необходимо знать индуктивность катушки. Так как индуктивность зависит

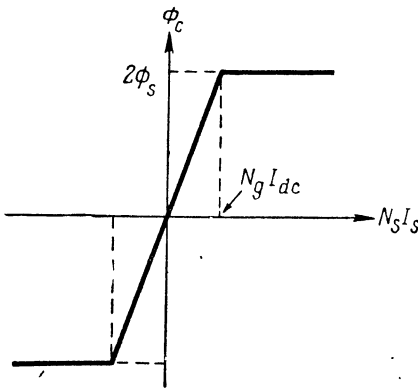


Рис. 16.10. Кривая результирующего среднего магнитного потока, охватывающего сигнальную или управляющую обмотку магнитного усилителя, предназначенного для усиления сигналов постоянного тока

от величины потока, охватывающего катушку, целесообразно вычертить кривую зависимости потока, охватывающего сигнальную обмотку, от м. д. с. этой обмотки (рис. 16.10). Одной из величин, использованных при построении этой кривой, является ток I_{dc} . Этот ток численно равен току $I_{L \text{ макс}}$, который был определен раньше.

Крутизну линейного участка характеристики (рис. 16.10) определить очень просто, так как оба сердечника находятся в режиме насыщения, когда $N_s I_s = N_g I_{dc}$ и общий поток, охватывающий сигнальную обмотку, равен $2\Phi_s$, т. е. удвоенному значению магнитного потока насыщения сердечника.

Таким образом, крутизна характеристики равна $\frac{2\Phi_s}{N_g I_{dc}}$. Следовательно, поток, охватывающий сигнальную обмотку, можно найти для любого заданного значения м. д. с. этой обмотки из выражения

$$\Phi_c = N_s I_s \frac{2\Phi_s}{N_g I_{dc}}.$$

Индуктивность катушки

$$L_0 = \frac{N_s \Phi_c}{I_s} = \frac{2N_s^2 \Phi_s}{N_g I_{dc}}, \quad (16.4)$$

где I_{dc} — максимальное среднее значение выпрямленного тока нагрузки.

Соответствующее значение напряжения на нагрузке $E_{dc} = I_{dc}R_L$, поэтому можно написать:

$$L_0 = \frac{2N_s^2 \Phi_s R_L}{N_g E_{dc}}. \quad (16.5)$$

При нормальном режиме работы напряжение питания регулируется так, чтобы при отсутствии тока управляющей обмотки магнитный поток изменялся за полупериод от $+\Phi_s$ до $-\Phi_s$. Кроме того, следует учесть, что напряжение усиливаемого сигнала распределяется равномерно между двумя катушками переменного тока. Для любого напряжения на катушке переменного тока изменение магнитного потока, протекающего через эту катушку, будет составлять

$$\Delta\Phi_B = \frac{1}{N_g} \int e_B dt = \frac{1}{N_g} \cdot (\text{площадь, ограниченную кривой } e_B, \text{ являющейся функцией } t) = \frac{1}{2N_g} \cdot (\text{площадь, ограниченную кривой } e_{ac}, \text{ являющейся функцией } t).$$

За один полупериод колебаний напряжения значение изменяется от $+\Phi_s$ до $-\Phi_s$, в связи с чем $\Delta\Phi_B = 2\Phi_s$. Площадь, очерчиваемая за этот же период времени кривой e_{ac} как функции t , равна $E_{dc}T/2$, где E_{dc} — среднее значение выпрямленного напряжения e_{ac} , а $T = 1/f$ — период колебаний e_{ac} .

Следовательно,

$$2\Phi_s = \frac{1}{4N_g} \cdot \frac{E_{dc}}{f}.$$

Максимальное значение E_{dc} будет составлять

$$E_{dc} = 8N_g f \Phi_s.$$

Подставив это равенство в выражение 16.5, получим

$$L_0 = \left(\frac{N_s}{N_g}\right)^2 \cdot \frac{R_L}{4f}, \quad (16.6)$$

где f — частота питающего напряжения в герцах.

Эта индуктивность включена последовательно с активным сопротивлением катушки, поэтому постоянная времени цепи

$$t_s = \frac{L_0}{R_s} = \left(\frac{N_s}{N_g}\right)^2 \frac{R_L}{4R_s f}. \quad (16.7)$$

Эта формула определяет величину постоянной времени в секундах. Однако при расчете и применении магнитных усилителей более удобно измерять постоянную времени не в секундах, а количеством периодов колебаний напряжения питания за время, равное одной постоянной времени цепи. Таким образом, если через T_s обозна-

чить число колебаний напряжения питания в течение одной постоянной времени, то можно написать, что

$$T_s = ft_s = \left(\frac{N_s}{N_g}\right)^2 \frac{R_L}{4R_s} \text{ колебаний.} \quad (16.8)$$

Качество работы магнитных усилителей принято характеризовать показателем качества, численно равным отношению коэффициента усиления усилителя по мощности к постоянной времени, выраженной в периодах напряжения питания. Обозначив показатель качества через F_m , можно написать, что $F_m = W/T_s$. Для простейшего последовательно включенного магнитного усилителя показатель качества равен 4.

Этот показатель чрезвычайно удобен для оценки основных параметров магнитных усилителей. Так, например, при низком показателе качества высокое усиление может быть получено лишь при медленном реагировании усилителя, а быстрого реагирования можно добиться только за счет снижения коэффициента усиления системы. Это соотношение справедливо и для ламповых усилителей, однако у них показатель качества (определяемый несколько иначе) значительно выше.

16.8. ВРЕМЯ РЕАГИРОВАНИЯ

Наличие индуктивности в управляющей или сигнальной обмотке магнитного усилителя требует внесения некоторых уточнений в эквивалентную блок-схему усилителя (см. рис. 16.7). Эквивалентная схема с такими уточнениями приведена на рис. 16.11.

В связи с наличием индуктивности и сопротивления в сигнальной обмотке величина I_s не может изменяться мгновенно — для этого требуется некоторое конечное время. Как мы только что установили, постоянная времени последовательно включенного магнитного усилителя, выраженная в периодах питающего напряжения, определяется соотношением

$$T_s = \left(\frac{N_s}{N_g}\right)^2 \frac{R_L}{4R_s}.$$

Следовательно, если напряжение E_s внезапно примет другое значение, ток I_s будет изменяться по экспоненциальному закону. Через период, равный одной постоянной времени, его изменение будет составлять 63% полного изменения. Во всех реальных схемах полное

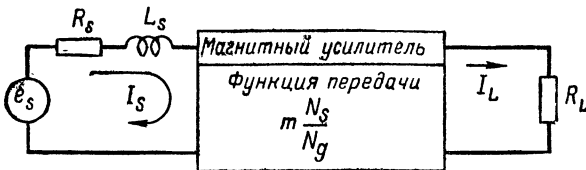


Рис. 16.11. Видоизменённая эквивалентная блок-схема простейшего магнитного усилителя

изменение тока до конечного значения происходит не менее чем за две или три постоянные времени. Например, если T_s равно 2 или 3 периодам, то изменение величины сигнала в сигнальной обмотке окажет полное воздействие на цепь нагрузки только через 4, 6 или более периодов. В этом состоит основной недостаток рассмотренного магнитного усилителя, ограничивающий его применение и послуживший главной причиной разработки специальных типов магнитных усилителей, которые будут рассмотрены ниже.

16.9. МАГНИТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО ВКЛЮЧЕННЫМИ ОБМОТКАМИ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА И ИНДУКТИВНОЙ НАГРУЗКОЙ

При определении постоянной времени и показателя качества магнитного усилителя влияющие индуктивности управляющей обмотки нами учитывались. Однако при построении эпюр сигналов, образующихся в различных цепях усилителя, мы полностью пренебрегали влиянием как индуктивности управляющей обмотки, так и индуктивности цепи нагрузки. Подробное исследование условий работы магнитных усилителей, учитывающее воздействие этих индуктивностей, имеется в статье [22]. Рассмотрим теперь метод анализа и основные его положения с учетом указанных индуктивностей.

Исследуемая принципиальная схема изображена на рис. 16.12. При построении ее были сделаны следующие предположения:

1. Последовательно включенные активные сопротивления представляют собой общие активные сопротивления цепей, включающие в себя сопротивления обмоток катушек, внутренние сопротивления источников питания и сопротивления внешних цепей.

2. Потоки рассеяния, связывающие цепи управления и нагрузки, пренебрежимо малы.

3. Междувитковая и распределенная емкости незначительны и могут не учитываться.

Анализ значительно упростится, если предположить, что сердечники и катушки обмоток переменного тока одинаковы и имеют идеализированные кривые намагничивания (рис. 16.13). Последнее предположение довольно спорное. Однако некоторые типы реально существующих сердечников достаточно близки по своим характеристикам к идеальным сердечникам и в этих случаях результаты теоретического анализа почти совпадают с экспериментальными данными.

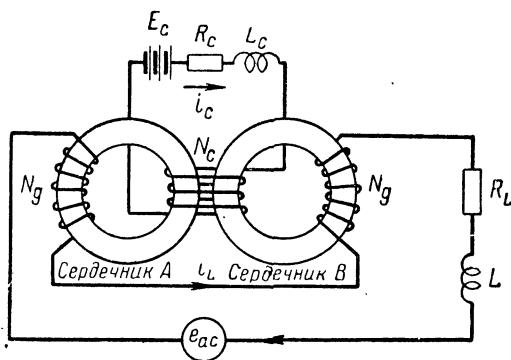


Рис. 16.12. Простейший магнитный усилитель с последовательно включенными обмотками переменного тока и индуктивностью в цепях нагрузки и управляющей обмотки

Уравнения для различных участков идеализированной кривой намагничивания (см. рис. 16.13) получаются следующие:

1. Для участка кривой, соответствующего работе в ненасыщенном режиме:

а) для сердечника *A*

$$N_g i_L - N_c i_c = 0; \quad (16.9)$$

б) для сердечника *B*

$$N_g i_L + N_c i_c = 0. \quad (16.10)$$

2. Для участка кривой, соответствующего работе в режиме насыщения:

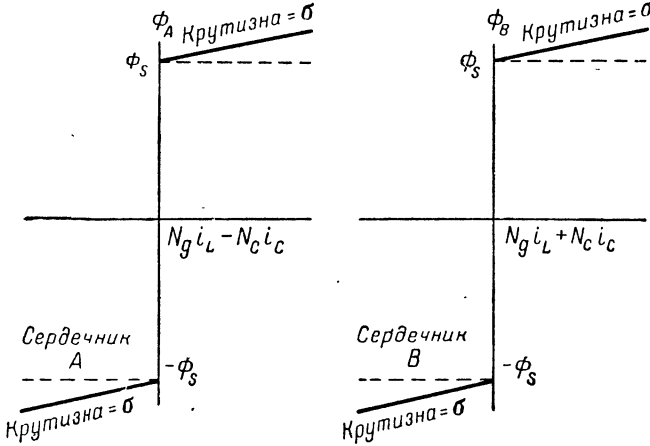


Рис. 16.13. Принятые при анализе формы кривых намагничивания сердечников схемы, изображенной на рис. 16.12

а) для сердечника *A*, работающего в режиме насыщения в области «отрицательного» магнитного потока,

$$\Phi_A = -\Phi_s + \sigma (N_g i_L - N_c i_c); \quad (16.11)$$

б) для сердечника *B*, работающего в режиме насыщения в области «положительного» магнитного потока,

$$\Phi_B = +\Phi_s + \sigma (N_g i_L + N_c i_c). \quad (16.12)$$

Эти формулы будут использованы при дальнейшем анализе работы усилителя.

Совершенно очевидно, что если сердечники обладают такими кривыми намагничивания, усилитель может иметь четыре режима работы:

Режим работы	Сердечник <i>A</i>	Сердечник <i>B</i>
1	Не насыщен	Не насыщен
2	" "	Насыщен
3	Насыщен	Не насыщен
4	" "	Насыщен

Графики, соответствующие этим режимам, приведены на рис. 16.14.

При нормальных условиях режим 4 обычно не создается и система работает периодически с такой последовательностью: 2—1—3—1.

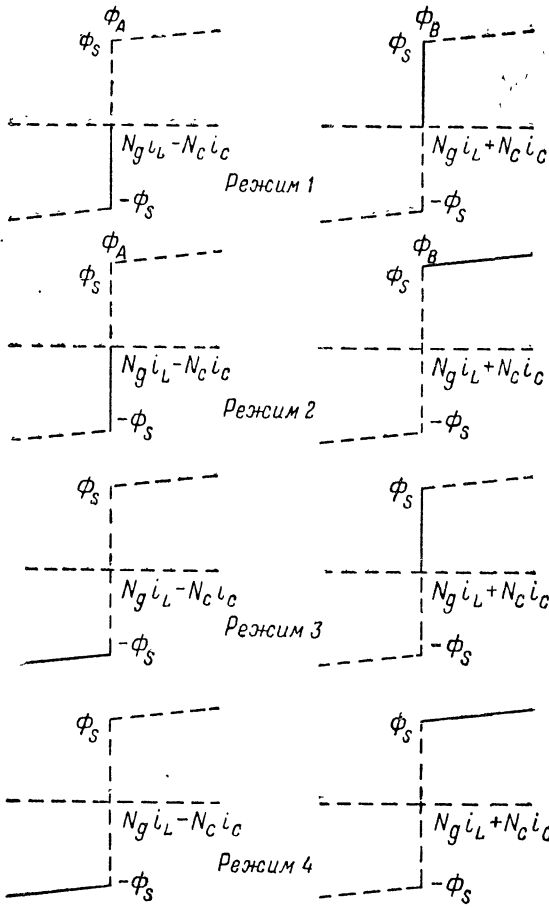


Рис. 16.14. Режимы работ (сплошными линиями показаны области кривой намагничивания, используемые при различных режимах работы)

Независимо от режима работы усилителя на основании законов Кирхгофа можно написать следующие соотношения для цепей управления и нагрузки:

$$N_g \frac{d\Phi_A}{dt} + N_g \frac{d\Phi_B}{dt} + L \frac{di_L}{dt} + R_L i_L = E_{ac} \sin \omega t; \quad (16.13)$$

$$N_c \frac{d\Phi_B}{dt} - N_c \frac{d\Phi_A}{dt} + L_c \frac{di_c}{dt} + R_c i_c = E_c. \quad (16.14)$$

Эти уравнения должны удовлетворяться всегда. А так как в разные периоды времени система работает в различных режимах, то мы должны решить эти уравнения для каждого режима. При этом начальные условия должны быть согласованы так, чтобы кривые в точках перехода от одного режима к другому были непрерывными.

Предположим, что мы должны определить значения Φ_A , Φ_B , i_L и i_c для второго режима работы. При этом режиме сердечник B насыщен, в связи с чем для сердечника A , который в данном случае не насыщен, согласно формуле 16.9 можно написать:

$$N_g i_L - N_c i_c = 0$$

или

$$i_c = \frac{N_g}{N_c} i_L. \quad (16.15)$$

Продифференцировав и умножив обе части равенства на $N_g N_c$ или N_c^2 , получим

$$N_g N_c \frac{di_c}{dt} = N_g^2 \frac{di_L}{dt} \quad (16.16)$$

или

$$N_g N_c \frac{di_L}{dt} = N_c^2 \frac{di_c}{dt}. \quad (16.17)$$

При режиме 2 сердечник B насыщен и мы в уравнения 16.13 и 16.14 можем подставить вместо Φ_B его значение из уравнения 16.12. После некоторых преобразований и применения трех предыдущих соотношений получим следующие уравнения:

для цепи нагрузки

$$N_g \frac{d\Phi_A}{dt} + (2\sigma N_g^2 + L) \frac{di_L}{dt} + R_L i_L = E_{ac} \sin \omega t; \quad (16.18)$$

для цепи управления

$$-N_c \frac{d\Phi_A}{dt} + (2\sigma N_c^2 + L_c) \frac{N_g}{N_c} \cdot \frac{di_L}{dt} + R_c \frac{N_g}{N_c} i_L = E_c. \quad (16.19)$$

Теперь мы имеем два уравнения с двумя неизвестными. Их можно решить, используя преобразования Лапласа и подставляя соответствующие начальные условия.

Аналогичные операции можно проделать для каждого из четырех режимов работы.

Наличие индуктивностей в рассматриваемых нами цепях приводит к тому, что резкие переходы и разрывы кривых тока и магнитного потока сглаживаются и кривые становятся более плавными. Сглаживание достигает иногда такой степени, что кривые сильно отличаются от полученных при анализе работы магнитных усилителей без учета индуктивностей.

16.10. ПРИМЕНЕНИЕ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

При анализе работы усилителя с обратной связью, проведенном в главе 7, было показано, что для стабилизации выходного тока усилителя может использоваться схема отрицательной обратной связи по току. При этом ток нагрузки поддерживается почти постоянным по величине и не зависит от сопротивления нагрузки. Однако стабильность коэффициента усиления повышается при такой схеме за счет снижения усиления каскада. Кроме того, в некоторых специальных случаях, например, когда для стабилизации выходного сигнала в ламповых усилителях применяется отрицательная обратная связь в цепи катода, обратная связь по току снижает показатель качества усилителя в диапазоне высоких частот.

Простейший магнитный усилитель с последовательно включенными обмотками переменного тока обладает в некотором отношении характеристиками системы, имеющей сильную отрицательную обратную связь. Например, ток нагрузки магнитного усилителя, определяемый соотношением $I_L = I_c N_c / N_g$, не зависит от сопротивления нагрузки при работе усилителя в пределах линейного участка характеристики передачи. Это наводит на мысль о наличии в усилителе отрицательной обратной связи по току. А если это так, то, исключив участок характеристики, в пределах которого ток усилителя остается постоянным по величине, мы могли бы увеличить показатель качества усилителя. Как мы увидим в последующем, такая возможность действительно существует и может быть использована для улучшения характеристики магнитного усилителя.

Один из методов нейтрализации отрицательной обратной связи основан на применении положительной обратной связи по току. При этом методе к м. д. с. управляющих обмоток добавляется м. д. с.,

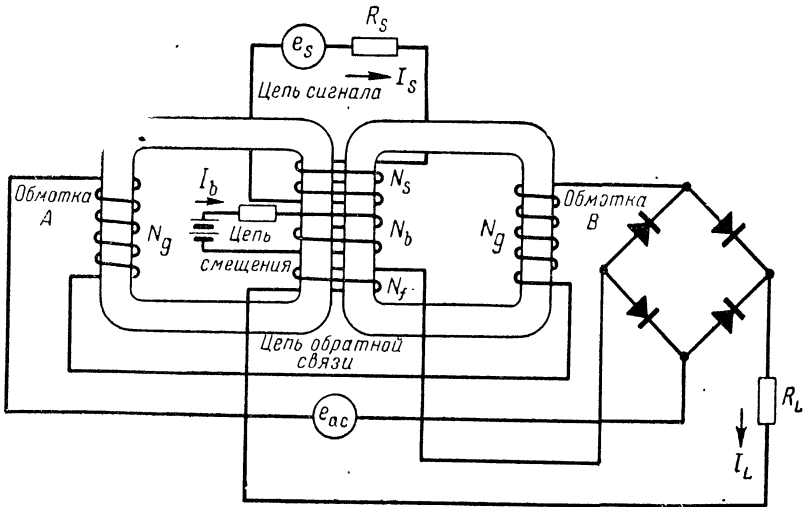
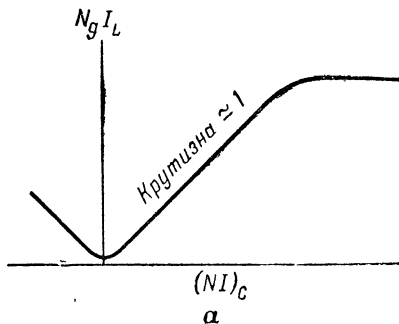


Рис. 16.15. Магнитный усилитель с положительной обратной связью по току

пропорциональная току нагрузки. Для этого в схему усилителя в дополнение к управляющей цепи, состоящей из сигнальной обмотки и обмотки смещения, вводится обмотка обратной связи (рис. 16.15).

Результирующая управляющая м. д. с. является суммой м. д. с. сигнальной обмотки, обмотки смещения и обмотки обратной связи:

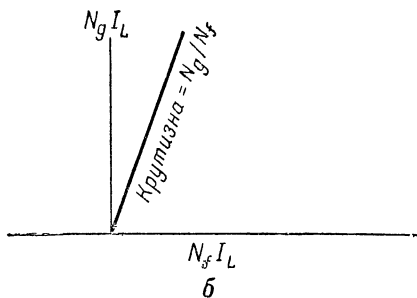
$$(NI)_c = (N_s I_s + N_b I_b) + (N_f I_L) \quad (16.20)$$



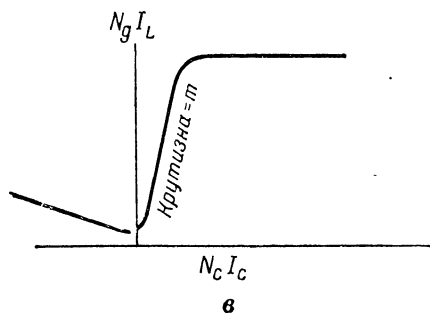
или

$$(NI)_c = N_c I_c + N_f I_L. \quad (16.21)$$

Характеристика передачи простейшего магнитного усилителя с последовательно включенными обмотками без обратной связи (рис. 16.16, а) отражает зависимость м. д. с. обмотки переменного тока $N_g I_L$ от результирующей управляющей м. д. с. $(NI)_c$.



Характеристика обмотки обратной связи (рис. 16.16, б) определяет зависимость м. д. с. обмотки переменного тока $N_g I_L$ от м. д. с. обмотки обратной связи $N_f I_L$. Крутизна этой характеристики равна отношению N_g/N_f .



Характеристикой передачи магнитного усилителя с обратной связью является кривая зависимости м. д. с. обмотки переменного тока $N_g I_L$ от м. д. с. сигнальной обмотки и обмотки смещения, равной $N_s I_s + N_b I_b = N_c I_c$. Результирующую кривую, приведенную на рис. 16.16, в, можно получить из кривых рис. 16.16, а и 16.16, б, для чего необходимо:

1. Задаться последовательно несколькими значениями $N_g I_L$.

2. Для каждого из них определить по рис. 16.16, а и 16.16, б значения $(NI)_c$ и $N_f I_L$.

3. Вычислить $N_c I_c = (NI)_c - N_f I_L$.

4. Нанести на график против соответствующих ранее за-

Рис. 16.16. Построение характеристики передачи магнитного усилителя с положительной обратной связью:

а — характеристика передачи простейшего магнитного усилителя; б — характеристика обмотки обратной связи; в — характеристика усилителя положительной обратной связью

данных значений $N_g I_L$ найденные значения $N_c I_c$. Соединить плавной кривой полученные точки.

Функция передачи петли обратной связи будет составлять

$$\beta = \frac{N_f I_L}{N_g I_L} = \frac{N_f}{N_g}.$$

При 100% обратной связи $N_f = N_g$ и $N_c I_c = (NI)_c - N_f I_L = 0$, т. е. характеристика передачи усилителя резко возрастает на участке, лежащем справа от оси ординат, и крутизна m имеет большую величину. В таком случае значение m определяется в первую очередь отклонениями системы от предполагаемых идеальных условий. При отсутствии таких лимитирующих факторов величина m равна бесконечности. Однако в реальных условиях на работу усилителя влияют недостатки системы и точный анализ его работы представляет исключительно большие трудности. В этом случае даже приближенный анализ требует значительного времени и является весьма сложным.

Если коэффициент обратной связи превышает 100%, характеристика передачи может иметь обратный изгиб и схема может работать в триггерном (пусковом) режиме.

При рассмотрении кривой, изображенной на рис. 16.16, в, следует обратить внимание на то, что изменение направления управляющего тока приводит к отрицательной обратной связи и снижает характеристики усилителя.

16.11 ПОКАЗАТЕЛЬ КАЧЕСТВА УСИЛИТЕЛЯ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Увеличение крутизны характеристики передачи, создаваемое положительной обратной связью по току, улучшает показатель качества усилителя. Однако при этом ухудшаются другие характеристики усилителя — возникает нелинейность характеристики передачи и, как следствие, появляются относительно большие нелинейные искажения.

В разделе 7 этой главы было показано, что коэффициент усиления по мощности для магнитного усилителя с последовательно включенными обмотками переменного тока и без обратной связи определяется выражением

$$W = m^2 \left(\frac{N_s}{N_g} \right)^2 \frac{R_L}{R_s}.$$

Так как для простейших усилителей крутизна $m = 1$, а в схемах с обратной связью всегда больше единицы, коэффициент усиления по мощности увеличивается пропорционально квадрату крутизны характеристики функции передачи.

Как было установлено раньше, индуктивность сигнальной обмотки при отсутствии обратной связи определяется соотношением

$$L_s = \frac{2N_s^2\Phi_s}{N_g I_L} = \frac{2N_s\Phi_s}{I_s} \cdot \frac{N_s I_s}{N_g I_L}. \quad (16.22)$$

Это соотношение остается справедливым независимо от того, существует или отсутствует обратная связь. Однако при отсутствии обратной связи $N_s I_s = N_g I_L$ и индуктивность сигнальной обмотки

$$L_s = L_0 = \frac{2N_s\Phi_s}{I_s}. \quad (16.23)$$

При введении обратной связи можно получить то же значение м. д. с. обмотки переменного тока $N_g I_L$, что и при отсутствии об-

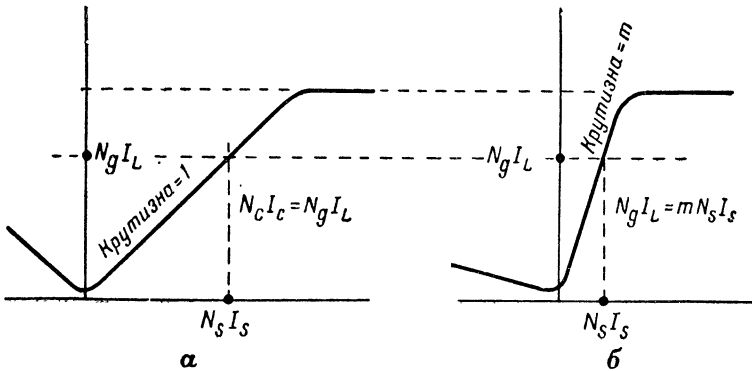


Рис. 16.17. Влияние положительной обратной связи на характеристику передачи:

а — без обратной связи; б — с обратной связью

ратной связи, необходимо только величину $N_s I_s$ заменить на $mN_s I_s$ (рис. 16.17). Произведя соответствующую замену в выражении 16.22, получим

$$L_s = \frac{2N_s\Phi_s}{I_s} \cdot \frac{mN_s I_s}{N_g I_L} = m \frac{2N_s\Phi_s}{I_s} \cdot \frac{N_s I_s}{N_g I_L}$$

или

$$L_s = mL_0. \quad (16.24)$$

Таким образом, при использовании обратной связи индуктивность сигнальной обмотки возрастает прямо пропорционально крутизне характеристики передачи.

Из выражения 16.6 следует, что при отсутствии обратной связи индуктивность сигнальной обмотки

$$L_0 = \left(\frac{N_s}{N_g}\right)^2 \frac{R_L}{4f}.$$

При применении обратной связи индуктивность этой обмотки

$$L_s = m \left(\frac{N_s}{N_g} \right)^2 \frac{R_L}{4f}.$$

Следовательно, постоянная времени сигнальной обмотки в этом случае определяется следующими соотношениями:

$$t_s = \frac{L_s}{R_s} = m \left(\frac{N_s}{N_g} \right)^2 \frac{R_L}{4fR_s} \text{ сек.}; \quad (16.25)$$

$$T_s = ft_s = m \left(\frac{N_s}{N_g} \right)^2 \frac{R_L}{4R_s} \text{ периодов.} \quad (16.26)$$

Отсюда показатель качества усилителя

$$F_m = \frac{W}{T_s} = 4m. \quad (16.27)$$

Таким образом, показатель качества усилителя линейно зависит от крутизны характеристики передачи. При применении сердечников из специальных материалов можно без значительных нелинейных искажений получить m выше 100. Преимущества применения положительной обратной связи очевидны без дальнейших пояснений.

16.12. САМОБАЛАНСИРУЮЩИЕСЯ МАГНИТНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

В большинстве случаев при применении положительной обратной связи в магнитных усилителях сигнал обратной связи поступает на дополнительные обмотки, и проходящий по ним ток воздействует на режим работы сердечника. Введение сигнала обратной связи непосредственно в управляющую обмотку, как правило, не применяется. Такую схему имели и усилители, рассмотренные нами выше. В них действующее полное сопротивление цепи управления изменялось только за счет увеличения индуктивности. Однако в настоящее время разработана серия усилителей, в которых сигнал обратной связи вводится непосредственно в управляющую обмотку.

Простейший из таких усилителей — самобалансирующийся потенциометрический усилитель (рис. 16.18). В сущности, он представляет собой магнитный усилитель с последовательно включенными обмотками переменного тока и отдельными обмотками цепи сигнала, смещения и обратной связи, но имеет некоторые специфические особенности:

1. Каждая из нагрузочных обмоток имеет отдельное выпрямительное устройство.

2. Цепь сопротивления нагрузки непосредственно соединена с сигнальной обмоткой. В этом заключается основное отличие этой схемы от рассмотренных нами ранее.

Рассмотрим принцип работы такого усилителя. Условимся считать, что сопротивление R_s включает в себя также и внутреннее

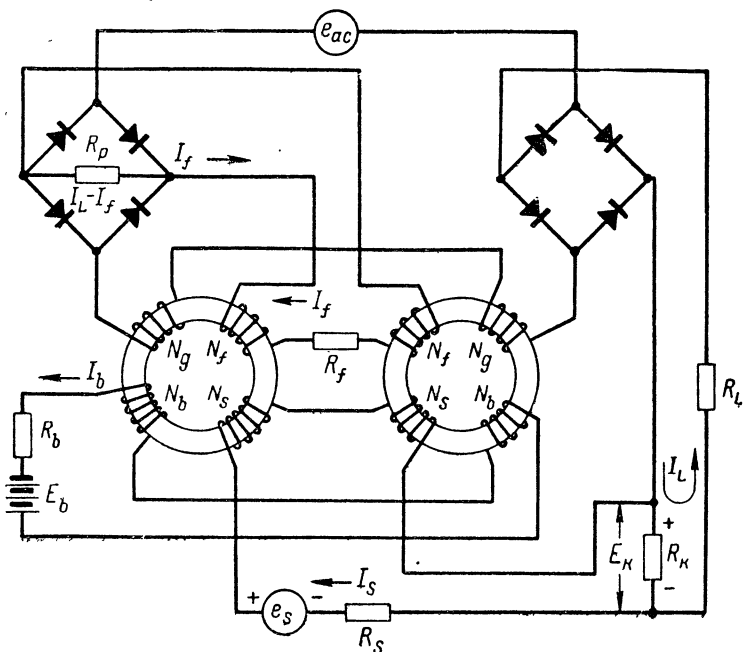


Рис. 16.18. Самобалансирующий магнитный усилитель потенциометрического типа

сопротивление источника, создающего управляющий сигнал e_s . Если ток управляющего сигнала I_s значительно меньше тока нагрузки I_L , то

$$E_s - E_k = I_s (R_s + R_k). \quad (16.28)$$

Следовательно, ток в сигнальной обмотке

$$I_s = \frac{E_s - E_k}{R_s + R_k}, \quad (16.29)$$

а м. д. с. сигнальной обмотки

$$(NI)_s = N_s I_s = N_s \frac{E_s - E_k}{R_s + R_k}. \quad (16.30)$$

В этих выражениях напряжение обратной связи E_k вычитается из напряжения управляющего сигнала E_s , т. е. мы имеем дело со схемой отрицательной обратной связи.

Ток, протекающий в обмотке обратной связи, является частью тока нагрузки, и его величина определяется сопротивлениями R_p и R_f , образующими делитель тока.

Таким образом,

$$I_f = I_L \frac{R_p}{R_p + R_f}.$$

Отсюда следует, что м. д. с., создаваемая обмоткой обратной связи, составляет

$$(NI)_f = N_f I_f = N_f I_L \frac{R_p}{R_p + R_f}. \quad (16.31)$$

Для случая идеальной прямоугольной петли гистерезиса общая м. д. с. нагрузочной обмотки равна суммарной приложенной м. д. с. всех других обмоток. Пренебрегая постоянной составляющей тока, создаваемой обмоткой смещения, можно написать:

$$(NI)_g = (NI)_f + (NI)_s$$

и, следовательно,

$$N_g I_L = N_f I_L \frac{R_p}{R_p + R_f} + N_s \frac{E_s - E_k}{R_s + R_k}.$$

Но поскольку для принятого нами соотношения между токами нагрузки и сигнальной обмотки $E_k = I_L R_k$, то

$$N_g I_L = N_f I_L \frac{R_p}{R_p + R_f} + N_s \frac{E_s - I_L R_k}{R_s + R_k}.$$

Решив это уравнение относительно величины E_s/I_L , получим

$$\frac{E_s}{I_L} = R_k + \frac{R_s + R_k}{N_c} \left(N_g - N_f \frac{R_p}{R_p + R_f} \right). \quad (16.32)$$

Если принять коэффициент обратной связи обмотки обратной связи равным 100%, то

$$N_g I_L = N_f I_f = N_f I_L \frac{R_p}{R_p + R_f}.$$

Отсюда

$$N_g = N_f \left(\frac{R_p}{R_p + R_f} \right).$$

При этом выражение 16.32 принимает вид

$$\frac{E_s}{I_L} = R_k = \frac{1}{\text{Крутизна цепи}}. \quad (16.33)$$

Когда это условие выполняется, $E_s = I_L R_k = E_k$ и ток сигнальной обмотки $I_s = (E_s - I_L R_k)/(R_s + R_k) = 0$. В действительности ток сигнальной обмотки никогда не бывает точно равен нулю. Это связано главным образом с тем, что 100% положительная обратная связь не встречается в реальных схемах. Однако это осложнение можно в значительной мере устранить соответствующим подбором величины сопротивления R_p .

Характерное свойство рассмотренной нами схемы усилителя заключается в том, что требующийся для ее работы ток сигнальной

обмотки теоретически равен нулю, в связи с чем входное полное сопротивление схемы теоретически равно бесконечности. На практике величина $R_{вх} = E_s / I_s$ обычно превышает значение $R_s + R_k$ в 100—1000 раз.

Как следует из выражения 16.33, режим работы усилителя не зависит от величин R_L , E_{ac} и частоты питающего напряжения. Для определенных пределов их изменения это соотношение сохраняется.

Магнитный усилитель обладает и еще одним положительным качеством — благодаря небольшому току сигнальной обмотки он имеет почти линейную амплитудную характеристику.

Описанная нами схема имеет множество модификаций и вариантов и применяется в самых различных целях.

16.13. МАГНИТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С САМОНАСЫЩЕНИЕМ

Из предыдущего материала следует, что применение сильной положительной обратной связи по току улучшает рабочие характеристики магнитных усилителей. Такого же улучшения можно добиться, применив магнитные усилители с самонасыщением. Электрические схемы и принципы работы их проще, чем у ранее рассмотренных усилителей. Существует несколько схем таких усилителей, но всем им свойственно отсутствие индуктивной связи между обмотками переменного тока и управляющей обмоткой в периоды времени, когда сердечники не насыщены. Это приводит к значительному снижению тока управляющей обмотки (в идеальном случае до нуля). Достигается это введением в схему дополнительной цепи с полупроводниковыми диодами, работающими как переключатели.

Для примера рассмотрим работу двухполупериодного магнитного усилителя с самонасыщением (рис. 16.19, а) [23].

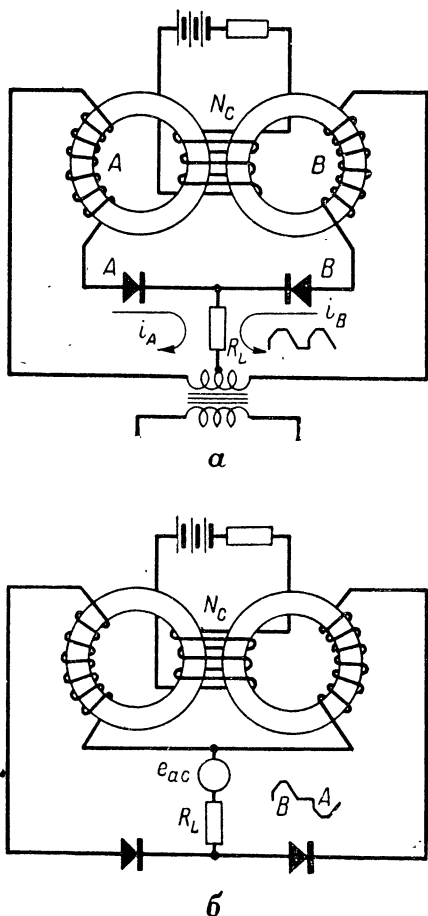


Рис. 16.19. Магнитные усилители с самонасыщением: а — двухполупериодная схема; б — схема удвоения

Обратите внимание на схему включения и полярность диодных переключателей. Когда сердечник A насыщен, диод A проводит ток, а диод B заперт. В этом легко убедиться, построив кривые напряжений, возникающих при данном режиме работы на различных элементах схемы. Так как непроводящий диод B размыкает цепь, ток через катушку B не течет и индуктивной связи между ней и управляющей обмоткой нет. Поэтому ток управляющей обмотки практически равен нулю. Аналогичное явление характерно и для периодов времени, когда насыщен сердечник B , поскольку схема симметрична, поэтому при изменении режимов работы сердечников A и B на противоположные соответственно изменяются проводимость диодов и величины токов, протекающих через левую и правую обмотки переменного тока. Таким образом, в данной схеме ток управляющей обмотки представляет собой только намагничивающий ток и в идеальном случае равен нулю. В этом отношении такой усилитель полностью аналогичен магнитному усилителю со 100% обратной связью. Конечно, в действительности ток управляющей обмотки никогда не равен нулю. Однако он достаточно мал и крутизна характеристики передачи получается большой.

Другой магнитный усилитель с самонасыщением, собранный по схеме удвоения, показан на рис. 16.19, б. Работает он по тому же принципу, что и рассмотренный двухполупериодный усилитель.

Подробное описание принципа работы и свойств этих усилителей читатель может найти в статье [24]. В этой же статье подробно рассмотрен вопрос о влиянии параметров отдельных элементов магнитных усилителей с самонасыщением на рабочие характеристики этих усилителей.

16.14. МАГНИТНЫЕ УСИЛИТЕЛИ С ОДНИМ СЕРДЕЧНИКОМ [25, 26, 27]

Во всех рассмотренных нами до сих пор типах магнитных усилителей использовались два сердечника из ферромагнитного материала. Но магнитные усилители могут быть собраны и на одном сердечнике (рис. 16.20), причем таким усилителям свойственно меньше время реакции.

Условимся, что питающее напряжение и напряжение управляющего сигнала имеют синусоидальную форму и совпадают по частоте и фазе. Предположим также, что напряжение управляющего сигнала выпрямляется и имеет вид, указанный на рис. 16.21.

Когда напряжение e_{ac} положительно относительно заземленной точки схемы, диод 2 проводит ток. Пред-

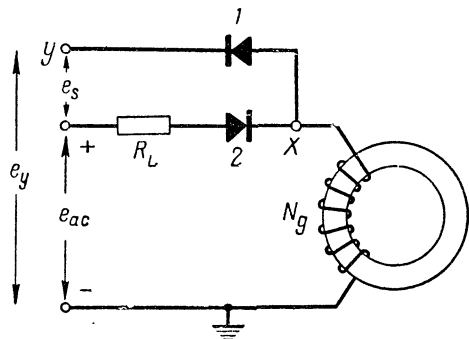


Рис. 16.20. Магнитный усилитель с одним сердечником

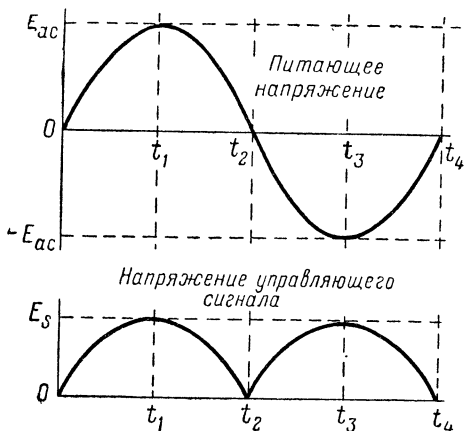


Рис. 16.21. Формы кривых питающего напряжения и напряжения управляющего сигнала

периода напряжение на зажимах диода 1 имеет полярность, при которой диод остается запертым.

В течение отрицательного полупериода напряжения e_{ac} диод 2 не проводит тока и потенциал точки x на схеме рис. 16.20 равен потенциалу заземленной точки схемы. Потенциал точки y относительно заземленной точки имеет величину

$$e_y = e_s + e_{ac}$$

равную падению напряжения на диоде 1. Однако в течение этого полупериода

$$e_y = E_s \sin \omega t - E_{ac} \sin \omega t = (E_s - E_{ac}) \sin \omega t. \quad (16.34)$$

Так как E_s меньше E_{ac} , напряжение e_y отрицательно относительно земли и диод 1 отпирается и проводит ток. Протекающий при этом через катушку ток имеет противоположное по отношению к току предыдущего полупериода направление.

Таким образом, начиная с момента t_2 магнитный поток сердечника уменьшается от величины, соответствующей режиму насыщения, до величины Φ_0 . Такой процесс называется возвратным, потому что магнитный поток сердечника снова

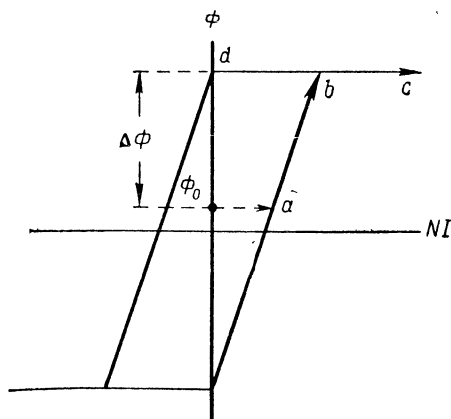


Рис. 16.22. Петля гистерезиса сердечника, применяемого в схеме рис. 16.20

приобретает первоначальную величину. Теперь система находится в исходном состоянии и готова к повторению всего цикла.

Обратите внимание на то, что уменьшение магнитного потока сердечника от величины, соответствующей режиму насыщения, до Φ_0 равно $\Delta\Phi = \frac{1}{N_g} \cdot$ (площадь, ограниченную кривой e_y , являющейся функцией t). Отсюда следует, что чем ближе E_s к E_{ac} , тем меньше $\Delta\Phi$ и тем меньше последующее изменение магнитного потока перед насыщением и началом следующего полупериода. Следовательно, уменьшение управляющего напряжения ведет к увеличению угла насыщения, как и в других магнитных усилителях. Однако, если изменение происходит раньше момента t_1 , когда диод I не проводит тока, то это изменение влияет на величину угла насыщения сразу же после момента t_2 . Увеличение выходного сигнала происходит не по экспоненциальному закону, так как цепь управления не содержит индуктивности, когда изменяется напряжение управления. Выходной сигнал достигает своей полной величины в некоторые дискретные моменты времени после изменения управляющего

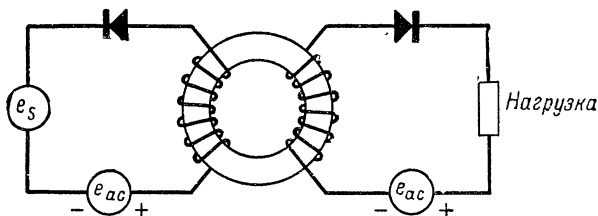


Рис. 16.23. Магнитный усилитель с одним сердечником и двумя обмотками

напряжения. Промежутки между этими моментами равны примерно полупериоду напряжения питания. Время реакции такого усилителя значительно меньше, чем у усилителя с двумя сердечниками. Относительная скорость реакции схемы, собранной на одном сердечнике, может быть в 6 или более раз выше, чем у магнитного усилителя с двумя сердечниками.

Другой тип магнитного усилителя с одним сердечником показан на рис. 16.23.

16.15. ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЕ (КАСКАДНОЕ) ВКЛЮЧЕНИЕ УСИЛИТЕЛЕЙ

Как показано в ряде работ, существенно улучшить показатель качества усилителя можно последовательным включением нескольких каскадов усилителей. Это повышение показателя качества связано с тем, что при последовательном включении трех и более каскадов общая входная постоянная времени равняется фактически сумме входных постоянных времени каждого из каскадов. Таким образом, если все каскады идентичны, $T_n = nT_s$.

Коэффициенты усиления каскадов по мощности при этом перемножаются, в связи с чем общий коэффициент усиления многокаскадного усилителя составляет $W_n = W_s^n$, где n — число каскадов усилителя, а W_s — коэффициент усиления по мощности одного каскада. Следовательно, общий показатель качества многокаскадного усилителя определяется соотношением

$$F_{m \text{ общий}} = \frac{W_n}{T_n} = \frac{W_s^n}{nT_s}.$$

Общий коэффициент усиления возрастает быстрее, чем общая постоянная времени многокаскадного усилителя, в связи с чем показатель качества при увеличении числа каскадов возрастает. Однако совершенно очевидно, что последовательное включение каскадов магнитных усилителей (как и ламповых усилителей) не может быть беспредельным.

ФОРМИРУЮЩИЕ И СЧИТАЮЩИЕ СХЕМЫ

Формирующие схемы исключительно широко применяются в самых различных электронных устройствах: в электронных вычислительных приборах, радиолокационной аппаратуре, телевидении, приборах, используемых в ядерной физике, измерительной аппаратуре самых различных типов и классов и т. д.

Эти схемы преобразуют входные сигналы, придавая им требуемую форму — пилообразную, прямоугольную или трапецеидальную, импульсную, параболическую, форму экспоненциальных пиков и т. п. Аналогичные схемы используются, кроме того, для выполнения различных математических операций, измерения и фиксации времени, подсчета приходящих импульсов, а также для индикации совпадения событий во времени.

Изучение принципов работы и методов применения этих схем — очень трудная задача главным образом из-за чрезвычайной сложности их классификации. Во многих случаях эти схемы классифицируются в соответствии с их назначением. Однако это ведет к многократным повторениям, так как одни и те же схемы часто выполняют несколько различных функций.

В настоящей книге главное внимание уделено выводу основных математических формул, необходимых для анализа работы и расчета формирующих и считающих схем.

Для иллюстрации применяемого нами метода расчета мы подробно рассмотрим работу нескольких схем, что облегчит читателю самостоятельный анализ других схем.

17.1. ДИОДНОЕ ОГРАНИЧЕНИЕ

В ряде случаев бывает желательно или необходимо удалить или обрезать некоторую часть сигнала специальной формы. Схемы, выполняющие эти функции, называются амплитудными ограничителями.

В любых схемах ограничения рабочая точка электронного устройства перемещается в таких широких пределах, что устройство то проводит ток, то становится непроводящим. Следовательно, в этих схемах электронные устройства работают в прерывистом режиме, в связи с чем при соответствующем выборе рабочих условий в каче-

стве ограничительного элемента могут использоваться электровакуумные диоды, триоды и пентоды, а также полупроводниковые диоды и триоды. Один из самых простых методов ограничения — диодное ограничение, на котором мы и объясним принцип работы ограничительных схем.

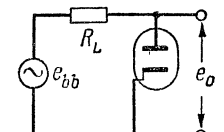
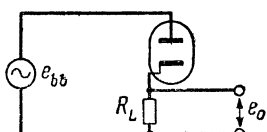
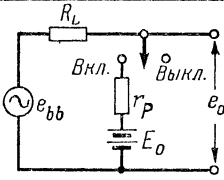
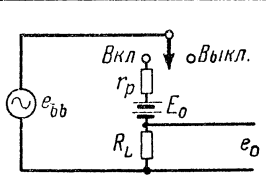
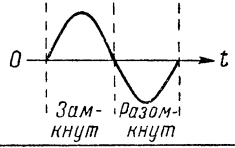
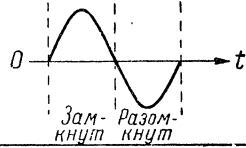
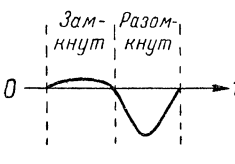
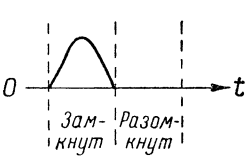
	Ограничение по максимуму (положительное ограничение)	Ограничение по минимуму (отрицательное ограничение)
Принципиальная схема	 <p>Параллельная схема</p>	 <p>Последовательная схема</p>
Эквивалентная схема с генератором напряжения		
Выходное напряжение, переключатель разомкнут, лампа не проводит	$e_o = e_{bb}$	$e_o = 0$
Выходное напряжение, переключатель замкнут, лампа проводит	$e_o = R_e \left(\frac{e_{bb}}{R_L} + \frac{E_0}{r_p} \right)$ $R_e = \frac{r_p R_L}{r_p + R_L} = \frac{r_p}{1 + r_p/R_L}$	$e_o = (e_{bb} - E_0) \frac{R_e}{r_p}$ $R_e = \frac{r_p R_L}{r_p + R_L} = \frac{r_p}{1 + r_p/R_L}$
Напряжение входного сигнала		
Напряжение на выходе схемы		

Рис. 17.1. Схемы и параметры диодных ограничителей

Две характерные схемы диодных ограничителей показаны на рис. 17.1. Левая схема называется параллельной, а правая — последовательной схемой диодного ограничения в соответствии с расположением диода относительно выходной цепи. В этих схемах могут использоваться либо электровакуумные, либо полупроводниковые диоды. Сопротивление нагрузки может подключаться последова-

тельно к любому выводу диода. Полярность включения диода может быть противоположной указанной на рисунке (она зависит от того, верхнюю или нижнюю часть сигнала требуется ограничивать). Таким образом, существует множество вариантов включения диода. Отметим также, что в реальных схемах сопротивление источника входного сигнала редко бывает равно нулю и очень часто входит в состав сопротивления нагрузки диода или даже полностью выполняет функции этого сопротивления.

Независимо от схемы ограничителя и метода включения диода последний не будет проводить ток и переключатель в эквивалентной схеме будет разомкнут все время, пока потенциал катода выше потенциала анода диода. Дiode будет проводить ток, и переключатель эквивалентной схемы замкнется, как только потенциал анода станет выше потенциала катода и превысит напряжения приведения E_0 .

Применение эквивалентных схем для определения формы выходных сигналов, соответствующих различным входным сигналам, значительно упрощает задачу. Полное ее решение для одного из возможных входных сигналов показано на рис. 17.1.

В данном случае ограничение производится практически на уровне нулевого напряжения. Однако, изменяя напряжение смещения диода, уровень ограничения можно установить практически любым.

Приведенные на рис. 17.1 формулы для выходного напряжения ограничителя показывают, что эффективность ограничения возрастает, когда отношение r_p/R_L значительно меньше единицы. Поэтому в диодных ограничителях целесообразно применять либо большие сопротивления нагрузки R_L , либо диоды с небольшим внутренним сопротивлением r_p , либо и те и другие вместе. С этой точки зрения являются исключительно хорошими германиевые диоды, так как их внутреннее сопротивление составляет всего от нескольких единиц до нескольких сотен ом, т. е. значительно меньше, чем у электровакуумных диодов. Желательно также применять диоды, напряжения приведения E_0 которых намного меньше пикового значения e_{bb} .

Ограничение происходит более эффективно, когда выходное напряжение снимается с сопротивления нагрузки, т. е. при последовательной схеме диодного ограничения. Когда напряжение снимается с диода (т. е. при параллельной схеме ограничения), возможна некоторая утечка сигнала в выходную цепь, так как r_p не равно нулю.

17.2. ОГРАНИЧИТЕЛИ НА ТРИОДАХ И ПЕНТОДАХ

Изменяя напряжение смещения на управляющей сетке триодов и пентодов, можно полностью запереть эти лампы. Следовательно, триоды и пентоды тоже можно использовать в качестве ограничительных элементов. Этот метод ограничения получил название метода ограничения отсечкой анодного тока. Такие схемы в ряде случаев имеют определенные преимущества перед схемами диодного

ограничения, так как не требуют дополнительной лампы для усиления ограничиваемого сигнала.

Принцип работы схемы с ограничением отсечкой анодного тока можно пояснить при помощи рис. 17.2, на котором показаны соотношения между напряжениями входного сигнала, сеточного смещения и отсечки. Пока общее сеточное напряжение $e_c = e_g - E_{cc}$ более отрицательно, чем напряжение отсечки E_{co} , анодный ток лампы равен нулю и выходное напряжение равно E_{bb} . Когда сеточное

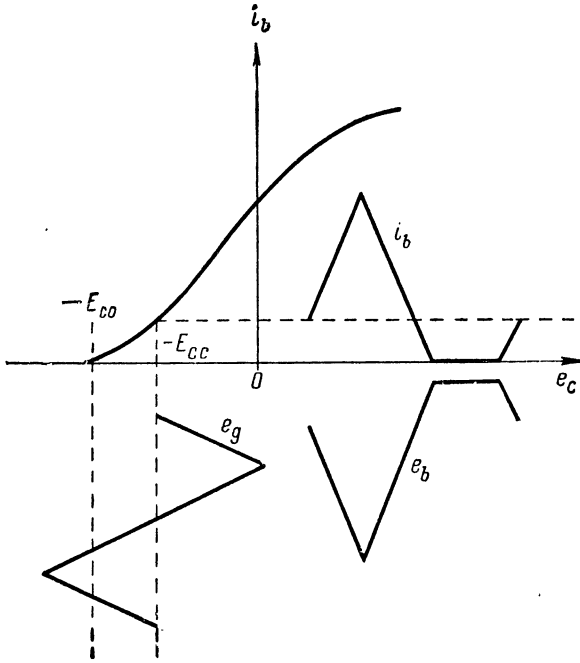


Рис. 17.2. Ограничение отсечкой анодного тока

напряжение менее отрицательно, чем напряжение отсечки, лампа отпирается и выходное напряжение падает. Расчеты и выбор параметров и режимов работы элементов такой схемы легко осуществить, воспользовавшись эквивалентной схемой. Типовое решение и основные формулы приведены в левой части рис. 17.5. Уровень ограничения можно менять, изменяя сеточное смещение или напряжение отсечки.

Из формул, выведенных для ограничения отсечкой анодного тока (см. рис. 17.5), следует, что выходное напряжение содержит постоянную и переменную составляющие. Иногда бывает удобно принять напряжение E_{co} за исходное и, начиная от него, измерять увеличение сигнала. Обозначив изменение напряжения сигнала в положительную сторону от этого исходного напряжения через e_s , можно

выражение для e_0 , приведенное в таблице на рис. 17.5 для ограничителя с отсечкой анодного тока, преобразовать так:

$$e_0 = -e_s g_m R + E_{bb}$$

Но для рассматриваемой схемы $R = Z_m$, т. е. равно полному сопротивлению анодной цепи.

Следовательно,

$$e_0 = -e_s (g_m Z_m) + E_{bb} = E_{bb} - e_s A_r \quad (17.1)$$

где

$$A_r = g_m R$$

В многоэлектродной лампе пространство управляющая сетка — катод обладает свойствами, во многом сходными со свойствами диода. Поэтому, включив последовательно в цепь сетки большое сопротивление (рис. 17.3, а), легко получить диодное ограничение. Из рис. 17.3, а видно, что цепь сетка — катод схемы идентична схеме диодного ограничителя, показанной на рис. 17.1 (средняя колонка), в связи с чем к ней применимы все выводы, сделанные для диодного ограничителя. Эквивалентность этих двух схем подтверждается также схемой рис. 17.3, б, где введен эквивалентный диод. Характеристика передачи для этого случая приведена на рис. 17.3, в. Для нормальной работы схемы необходимо, чтобы R_c было значительно больше сопротивления r_g участка сетка — катод лампы. Такой метод ограничения носит название ограничения сеточным током или просто сеточного ограничения.

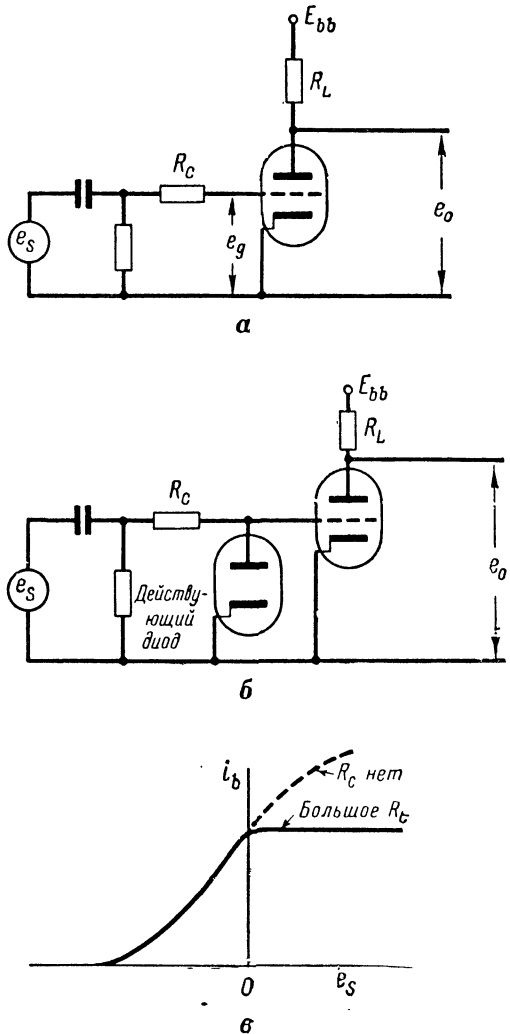


Рис. 17.3. Сеточное ограничение:

а — схема сеточного ограничения; б — эквивалентная схема ограничителя, изображенного на схеме а; в — пояснение работы схемы при помощи характеристики передачи

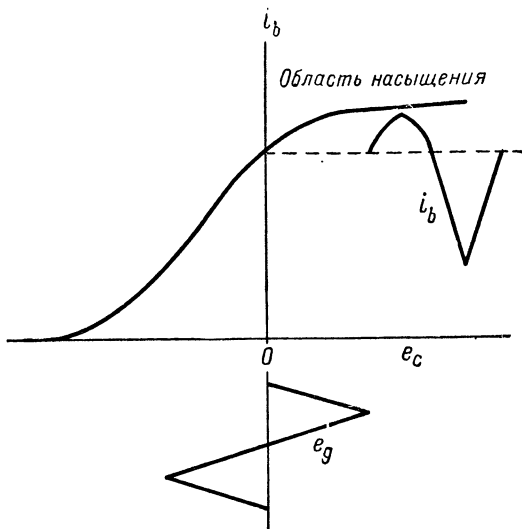


Рис. 17.4. Ограничение по максимуму анодного тока при помощи пентода

Аналогичный метод ограничения можно применить и при использовании пентодов, но в этом случае последовательное включение сопротивления в цепь сетки лампы не обязательно. Лампа работает обычно в режиме, при котором положительные отклонения сеточного сигнала сглаживаются, благодаря чему достигается тот же эффект, что и при сеточном ограничении. Динамическая характеристика передачи пентода, в анодную цепь которого включено большое сопротивление нагрузки, показывает происходящее при этом ограничение

входного сигнала. Описанный метод ограничения поясняется рис. 17.4. Он называется анодным ограничением по максимуму анодного тока или анодным ограничением по минимуму анодного напряжения.

При применении пентодов возможно также ограничение и по защитной сетке. Для получения острой отсечки по защитной сетке были разработаны специальные лампы, например 6AS6, позволяющие создать эффективно действующие схемы с ограничением по защитной сетке лампы.

Основные формулы для ограничителей на триодах и пентодах приведены на рис. 17.5.

17.3. ВОЗМОЖНЫЕ МЕТОДЫ ПРИМЕНЕНИЯ ОГРАНИЧИТЕЛЕЙ

Схемы ограничения применяются в радиотехнических приборах и системах для получения самых различных форм сигналов. Так, например, они часто применяются для преобразования синусоидальных колебаний в прямоугольные импульсы. При этом могут использоваться несколько последовательно включенных триодных или пентодных ограничителей. Выходной сигнал таких схем не имеет, конечно, совершенной прямоугольной формы — его края всегда имеют некоторое конечное значение крутизны. Верхний предел крутизны переднего и заднего фронтов прямоугольного сигнала определяется теми же факторами, которые в импульсных усилителях влияют на время нарастания импульса.

Аналогичным путем можно создавать сигналы и других форм. Сигналы экспоненциальной формы можно, например, обрезать и преобразовать в почти треугольные импульсы.

	Ограничение отсечкой анодного тока	Сеточное ограничение (по максимуму анодного тока)
Принципиальная схема		
Эквивалентная схема		
Переключатель разомкнут	$e_o = E_{bb}$	$e_o = g_m R_e e_g + (g_m E_{cc} + \frac{E_o}{r_p} + \frac{E_{bb}}{R_L}) R_e$ где $R_e = \frac{r_p R_L}{r_p + R_L}$
Переключатель замкнут	$e_o = g_m R_e e_g + (g_m E_{cc} + \frac{E_o}{r_p} + \frac{E_{bb}}{R_L}) R_e$ $R_e = \frac{r_p R_L}{r_p + R_L}$	$e_o = R_e (\frac{E_{bb}}{R_L} + \frac{E_o}{r_p})$
Рабочие условия		
Форма выходного напряжения		

Рис. 17.5. Ограничение при помощи триодов и пентодов

Ограничители применяются часто и для амплитудной селекции сигналов, т. е. для отбора импульсов в соответствии с их амплитудой. Так, например, в некоторых схемах может потребоваться передавать в последующие каскады схемы только те сигналы, амплитуда которых превышает некоторый установленный уровень. Как следует из рис. 17.6, селекция достигается простым выбором напряжения смещения, при котором уровень селекции сигналов совпадает с напряжением отсечки лампы. При этом через ограничитель проходят только те сигналы, амплитуда которых превышает заданный уровень.

Если на вход ограничителя подводить пилообразное напряжение, то момент отпираания лампы можно сделать переменной функцией времени. Принцип работы такой схемы поясняется рис. 17.7. Сме-

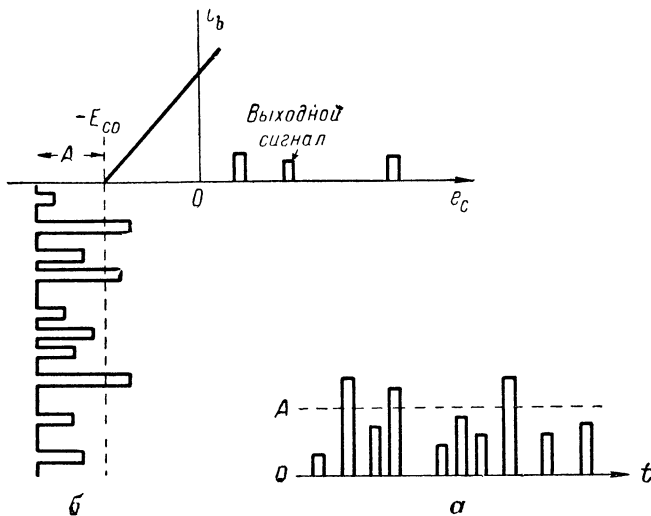


Рис. 17.6. Амплитудная селекция при помощи ограничителя:

a — серия входных импульсов; через цепь пройдут только те сигналы, величина которых превысит уровень отсечки (линия *A*); *б* — требуемые рабочие условия

шение основания пилообразного сигнала изменением напряжения сеточного смещения приводит к изменению момента времени, когда возрастающее по пилообразному закону сеточное напряжение достигнет напряжения отсечки. Таким образом, время появления выходного сигнала определяется в этой схеме величиной сеточного смещения. Следовательно, при помощи таких схем можно получить временную модуляцию.

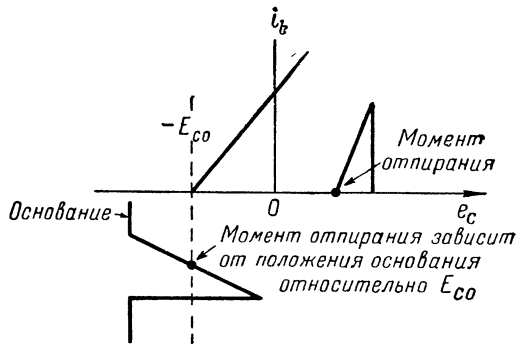


Рис. 17.7. Принцип временной модуляции

Отсечка анодного тока электронных устройств широко используется также для временной селекции сигналов. Например, иногда требуется пропускать в последующие каскады только те сигналы, которые появляются на входе схемы в определенные моменты времени. В этом случае временная селекция может быть получена путем запирания лампы или полупроводникового прибора на все время работы схемы, кроме периода или периодов, в течение которых сигналы должны пропускаться.

17.4. УДАЛЕНИЕ И ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ СИГНАЛА

Сигналы на выходе электровакуумных или полупроводниковых приборов обычно содержат постоянную составляющую, потому что к электродам этих приборов подводятся, как правило, различные постоянные напряжения. Почти всегда перед тем, как подать на вход следующего электронного прибора выходной сигнал, стремятся исключить из него постоянную составляющую, так как она может нарушить режим работы электронного прибора (изменить величину сеточного смещения, анодного напряжения диода и т. п.). Для этого очень часто применяют реостатно-емкостную цепочку (рис. 17.8, *a*), а иногда и катушки с двойной обмоткой. Поскольку постоянная составляющая входного сигнала через переходный конденсатор не проходит, то среднее значение напряжения, возникающего на сопротивлении R_g , равно нулю. Если постоянная времени этой цепи связи значительно больше полупериода входного сигнала, выходной

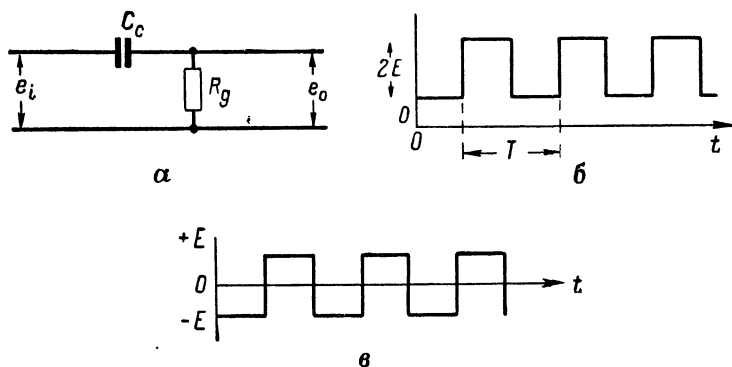


Рис. 17.8. Устранение постоянной составляющей сигнала при его прохождении через реостатно-емкостную цепочку связи:
a — реостатно-емкостная цепочка связи; *б* — входной сигнал e_i прямоугольной формы; *в* — выходной сигнал e_o

сигнал будет иметь вид, показанный на рис. 17.8, *в*. Постоянная составляющая напряжения выходного сигнала равна нулю, так как площади, ограничиваемые верхней и нижней частями кривой сигнала и осью времени, равны между собой.

Удаление постоянной составляющей сигнала при его прохождении через цепочку связи может служить причиной нежелательных явлений (рис. 17.9). В частности, это явление недопустимо при применении схем ограничения, в которых чрезвычайно важно сохранить относительный уровень сигнала.

Предположим, что схема ограничения должна выделить и передать в следующий каскад небольшой импульсный сигнал, наложенный на опорный импульс (рис. 17.9, *a*). Если ширина опорного импульса увеличивается (рис. 17.9, *б*), основание его смещается в сторону отрицательных напряжений и импульс не проходит через схему ограничения.

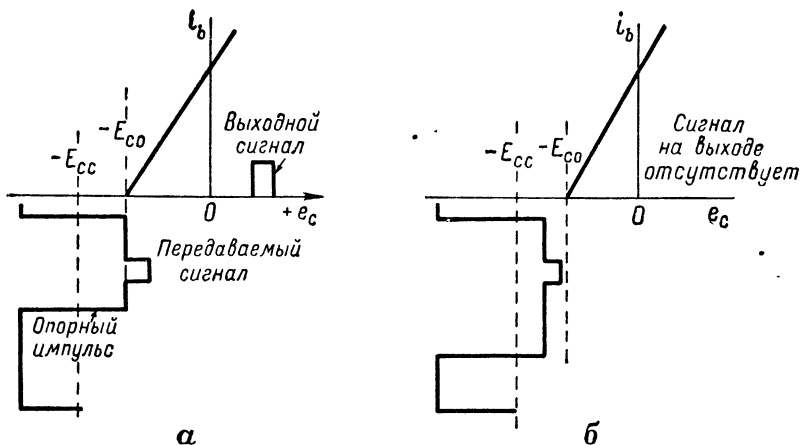


Рис. 17.9. Возможные нежелательные явления при устранении постоянной составляющей сигнала, проходящего через цепочку связи:
 а — требуемый режим работы; б — влияние значительного расширения длительности опорного импульса

Такое смещение основания сигнала, вызываемое удалением постоянной составляющей, обычно нежелательно. Ограничительные каскады работают лучше, когда положение основания входного сигнала остается неизменным при любых изменениях размера или формы сигнала. Для стабилизации положения основания сигнала применяются так называемые восстановители постоянной составляющей или фиксирующие схемы (рис. 17.10).

Фиксирующая схема состоит из обычной реостатно-емкостной цепочки связи, в которой параллельно сопротивлению утечки включен диод. Эти два параллельно включенных элемента присоединены

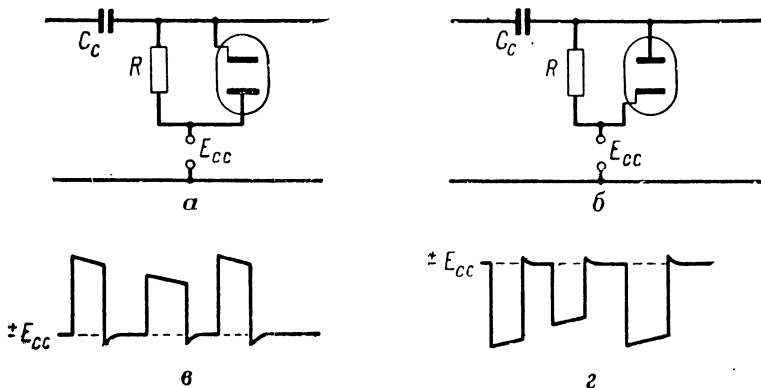


Рис. 17.10. Фиксирующие схемы на диодах:
 а — фиксация основания „положительных“ сигналов на уровне E_{cc} ; б — фиксация основания „отрицательных“ сигналов на уровне E_{cc} ; в — возможная форма сигнала на выходе схемы а; г — возможная форма сигнала на выходе схемы б

к источнику напряжения смещения E_{cc} , равного необходимому напряжению основания сигнала. При отсутствии сигнала на входе схемы (рис. 17.10, а) выходное напряжение равно E_{cc} . Когда на вход схемы поступает сигнал, имеющий положительное напряжение по сравнению с напряжением E_{cc} , схема продолжает работать нормально, так как диод остается запертым и через него ток не проходит. Однако все сигналы, напряжение которых отрицательно относительно E_{cc} , отпирают диод, и конденсатор C_c быстро заряжается через небольшое внутреннее сопротивление диода r_p до напряжения E_{cc} . Таким образом, положение основания сигнала остается неизменным и равным E_{cc} , а сигнал, передаваемый через эту цепь, может изменяться только в сторону положительных напряжений.

Аналогично можно пояснить и принцип действия схемы рис. 17.10, б.

Очевидно, что фиксация уровня передаваемого сигнала возможна лишь до тех пор, пока постоянная времени цепи заряда $r_p C_c$ значительно меньше постоянной времени цепочки связи RC_c . Поэтому сопротивление R должно быть во много раз больше внутреннего сопротивления диода r_p , вследствие чего в фиксирующих схемах рекомендуется применять диоды с низким внутренним сопротивлением.

В заключение отметим, что существуют два случая, когда работа устройства может нарушиться при применении в нем схемы восстановления постоянной составляющей. В первую очередь это относится к усилителям, работающим в области низких частот. Частотная характеристика этих усилителей может исказиться из-за нелинейности сопротивления утечки, состоящей из параллельно включенных сопротивления R_g и диода. Второй случай подробно рассматривается в книге [28].

17.5. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАДИОЛАМП КАК ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЕЙ

Простейшие фиксирующие схемы и ограничители не позволяют получить всего разнообразия форм сложных сигналов, используемых в настоящее время в радиотехнике. Поэтому в ряде случаев применяют комбинированные схемы, в которых, кроме радиоламп, используются простейшие схемы, содержащие активные сопротивления и конденсаторы, активные сопротивления и индуктивности, а также колебательные контуры, состоящие из активного сопротивления, емкости и индуктивности. Такая комбинация переключающих электронных устройств и указанных выше схем, обладающих различными переходными характеристиками, позволяет получить большое количество самых разнообразных форм сигналов. Введение в эти схемы ограничительных элементов, работающих в различных режимах, еще больше увеличивает возможность получения сигналов различных форм.

Характерная черта таких схем — применение в них электронных устройств, как правило, в качестве простых переключающих элементов. Работа в режиме класса А применяется как исключение.

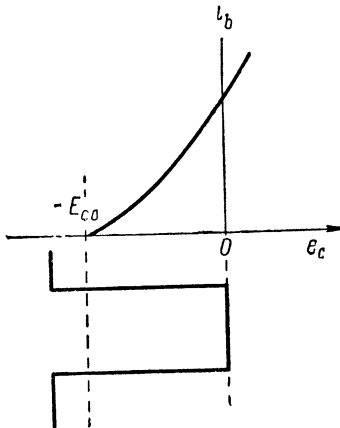


Рис. 17.11. Работа лампы в качестве переключателя

в эквивалентной схеме анодной цепи также равно нулю и упрощенная эквивалентная схема имеет вид, приведенный на рис. 17.12. Лампа в этом случае работает только как простой переключатель, попеременно подключая внешнюю цепь к двум источникам питания с различными напряжениями.

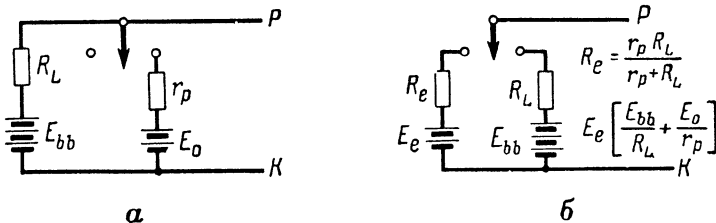


Рис. 17.12. Основная (а) и упрощенная (б) эквивалентные схемы лампы, работающей как переключатель

Такой режим работы ламп называется в нашей книге прерывистым или ключевым. Одно из преимуществ работы ламп в прерывистом режиме по сравнению с работой в режиме класса А заключается в том, что в этом случае характеристики реакции значительно меньше зависят от изменения параметров ламп.

17.6. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЦЕПЯХ, СОДЕРЖАЩИХ ЕМКОСТЬ И АКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

В разделе 17.5 было показано, что лампы могут работать как переключатели, попеременно присоединяя внешнюю схему к двум источникам с различными постоянными напряжениями и внутренними сопротивлениями.

Обычно внешнюю схему можно представить в виде одной из трех комбинаций: последовательно включенных конденсатора C и актив-

ного сопротивления R ; последовательно включенных катушки индуктивности L и активного сопротивления R ; параллельного колебательного контура из конденсатора C , катушки индуктивности L и активного сопротивления R . При анализе работы этих схем и выявлении их основных свойств важно изучить характер работы схем в неустойчивых режимах, возникающих при отпирании и запирании переключающей лампы.

Определить реакцию этих схем при переходном процессе довольно просто. Рассмотрим для примера схему из последовательно со-

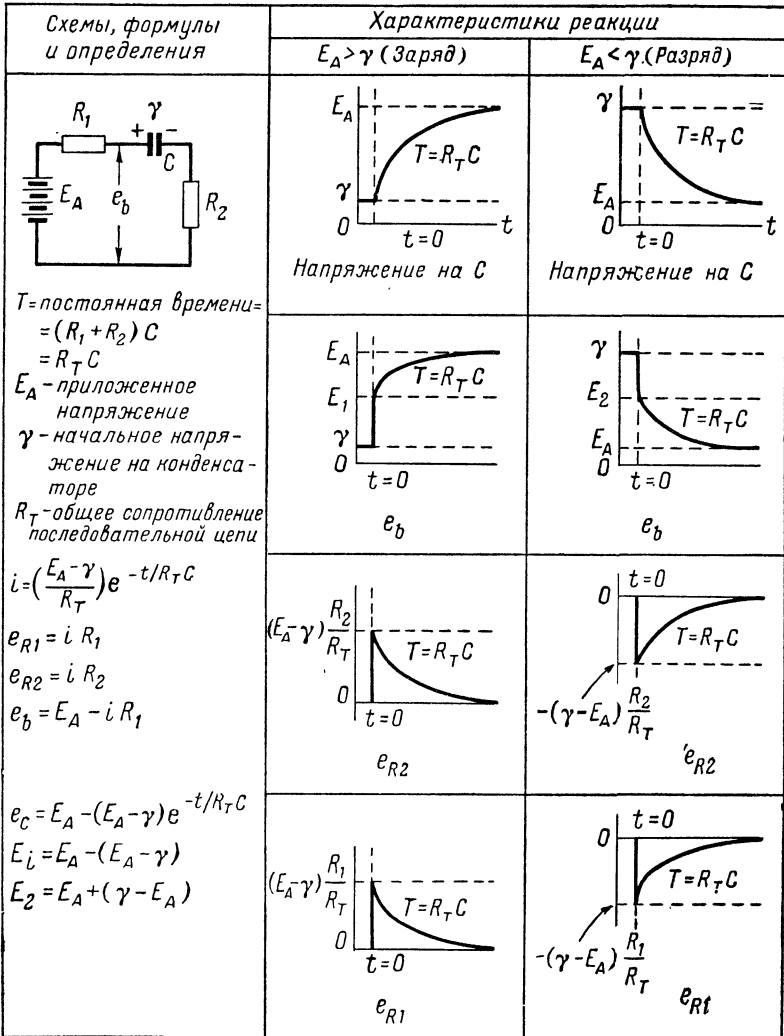


Рис. 17.13. Характеристики реактивно-емкостных цепей

единенных конденсатора и активного сопротивления (рис. 17.13) Уравнение для этой схемы имеет вид

$$E_A = i(R_1 + R_2) + \frac{1}{C} \int i dt.$$

Используя метод, рассмотренный в главе 2, напомним преобразование Лапласа для этого уравнения:

$$\frac{E_A}{s} = I(s) \left(R_1 + R_2 + \frac{1}{sC} \right) + \frac{\gamma}{s}.$$

Решим полученное выражение относительно тока:

$$I(s) = \frac{E_A - \gamma}{R_T} \cdot \frac{1}{s + 1/R_T C},$$

где $R_T = R_1 + R_2$;

γ — начальное напряжение на конденсаторе (обратите внимание на знак, стоящий перед этой величиной);

E_A — приложенное напряжение.

Обратное преобразование можно получить, используя восьмую пару табл. 1 преобразования функции. Таким образом,

$$i(t) = \frac{E_A - \gamma}{R_T} e^{-t/R_T C}. \quad (17.2)$$

Поскольку ток в цепи теперь известен, определить напряжение на каждом элементе схемы нетрудно. Результат этих вычислений приведен в удобном для использования виде в таблице на рис. 17.13. Аналогичные расчеты можно выполнить и для схемы из последовательно включенных катушки индуктивности и активного сопротивления.

Если схему из конденсатора и сопротивления присоединить к лампе, выполняющей роль переключателя, то переходные процессы будут повторяться в схеме с частотой, определяемой частотой поступления управляющего сигнала на сетку лампы. Типичные режимы работы такой схемы показаны на рис. 17.14. Из рисунка видно, что, применяя различные режимы работы схемы, можно получить сигналы различных видов. Например, прямоугольный сигнал, подводимый к управляющей сетке лампы, можно преобразовать в сигналы трех различных форм:

- 1) в сигнал остrokонечной формы, для чего надо применить схему с малой постоянной времени и снимать выходной сигнал с сопротивления R_2 ;
- 2) в сигнал пилообразной формы, для чего надо применить схему с большой постоянной времени и снимать выходной сигнал с конденсатора C ;
- 3) в сигнал трапецеидальной формы, для чего надо применить схему с большой постоянной времени и снимать выходной сигнал с цепочки из последовательно соединенных конденсатора и сопротивления (т. е. напряжение e_p , показанное на рис. 17.14.)

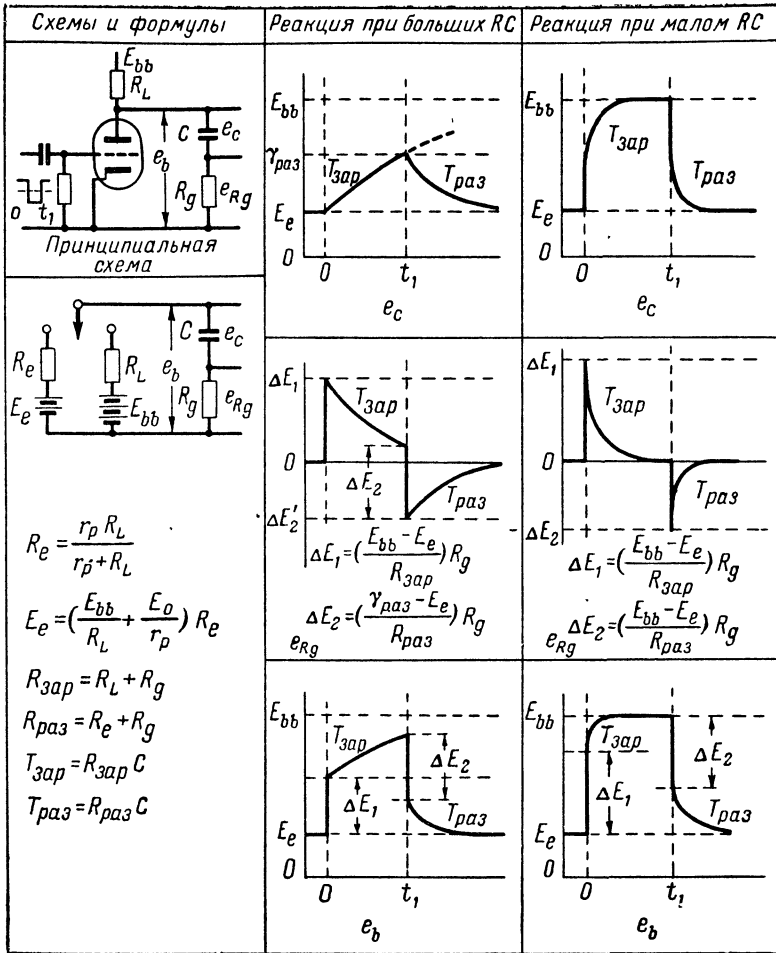


Рис. 17.14. Характеристики реакции последовательной реостатно-емкостной цепочки, соединенной с переключающей лампой

17.7. СХЕМЫ ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЯ И ИНТЕГРИРОВАНИЯ

Из графиков рис. 17.14 можно заключить, что подводимый к сетке лампы прямоугольный сигнал можно преобразовать в остроконечный, если постоянная времени схемы мала по сравнению с полупериодом сигнала, управляющего работой схемы. Следовательно, такая схема может быть использована как «обостряющая», или, как часто говорят, дифференцирующая схема. Получение остроконечных сигналов при помощи реостатно-емкостных схем с малой постоянной времени имеет большое сходство с математическим дифференцированием, показанным в графическом виде на рис. 17.15. Если входной сигнал представляет собой серию прямоугольных им-

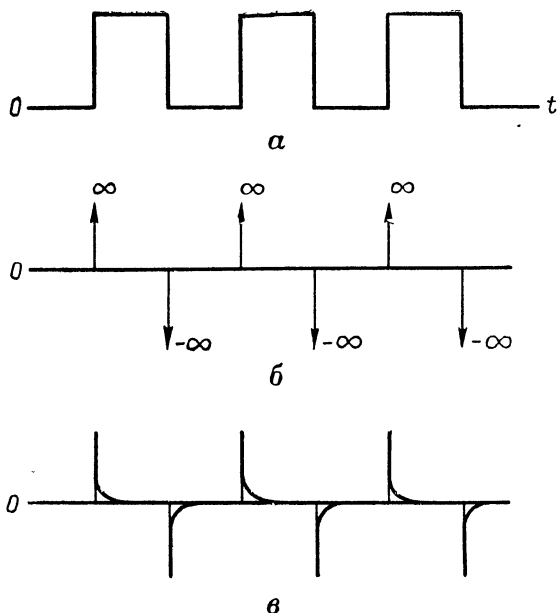


Рис. 17.15. Формы сигналов на входе и выходе дифференцирующей схемы:

a — входной прямоугольный сигнал; *б* — действительная производная входного сигнала; *в* — остроконечный выходной сигнал

пульсов, то действительная математическая производная будет иметь вид положительных и отрицательных импульсов нулевой длительности и бесконечно большой амплитуды. В общем случае, чем меньше постоянная времени схемы, тем больше ее выходное напряжение приближается к действительной производной.

Математически сходство между процессом дифференцирования и работой реостатно-емкостной схемы с малой постоянной времени легко показать следующим образом. Предположим, что некоторый сигнал $e_i(t)$ произвольной формы приложен к реостатно-емкостной схеме (рис. 17.16).

Функция передачи схемы, выраженная через комплексную частоту, будет иметь в этом случае вид

$$\frac{E_0(s)}{E_i(s)} = \frac{L[e_0(t)]}{L[e_i(t)]} = RCs \frac{1}{RCs + 1}. \quad (17.3)$$

Но если $e_0(t)$ — производная входного сигнала, то $e_0(t) = Kde_i(t)/dt$. Выразим это соотношение через комплексную частоту: $E_0(s) = KsE_i(s)$. Таким образом, для идеального дифференцирующего устройства функция передачи схемы равна

$$\frac{E_0(s)}{E_i(s)} = Ks. \quad (17.4)$$

Из сравнения выражений 17.3 и 17.4 следует, что различие между дифференцированием и работой рассматриваемой схемы заклю-

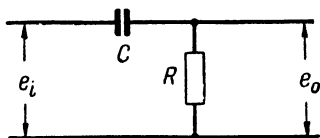


Рис. 17.16. Дифференцирующая RC-схема

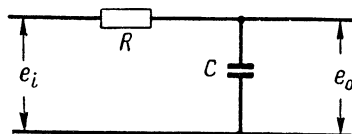


Рис. 17.17. Интегрирующая RC-схема

чается в том, что выражение для реальной схемы содержит множитель $1/(RCs + 1)$. Значит, по своим свойствам реостатно-емкостная схема будет приближаться к подлинному дифференцирующему устройству, если постоянная времени этой схемы будет настолько мала, что произведение RCs будет значительно меньше единицы при любых значениях s . При выполнении этого условия преобразование Лапласа $E_0(s)$ для выходного напряжения, определяемое выражением 17.3, будет приближенно равно $E_0(s) \approx RCsE_i(s)$. Таким образом, напряжение e_0 как функция времени будет определяться соотношением

$$e_0(t) \approx RC \frac{de_i}{dt}. \quad (17.5)$$

Выражение 17.5 удобно применять для определения выходных сигналов обостряющих схем с малой постоянной времени, на вход которых подан некоторый определенный сигнал. Следует отметить, что такой схеме присущи и недостатки. Основной из них заключается в том, что при уменьшении постоянной времени схемы амплитуда выходного сигнала падает. Однако, несмотря на это, подобные схемы широко используются в радиотехнических устройствах для формирования сигналов специальных форм. Несколько различных форм сигналов, которые можно получить при помощи таких схем, показано на рис. 17.19. Конечно, для дифференцирования входных сигналов не прямоугольной формы вместо переключающей лампы должна быть использована лампа, работающая как усилитель класса А.

Когда прямоугольный сигнал подается на вход реостатно-емкостной схемы с большой постоянной времени, а выходной сигнал снимается с конденсатора, выходное напряжение имеет пилообразную форму. Работа этой схемы сходна с математическим интегрированием, что легко заметить из схемы и эпюр на рис. 17.17 и 17.18.

Функция передачи напряжения для реостатно-емкостной схемы имеет вид

$$\frac{E_0(s)}{E_i(s)} = \frac{1}{RC} \frac{1}{s + 1/RC}. \quad (17.6)$$

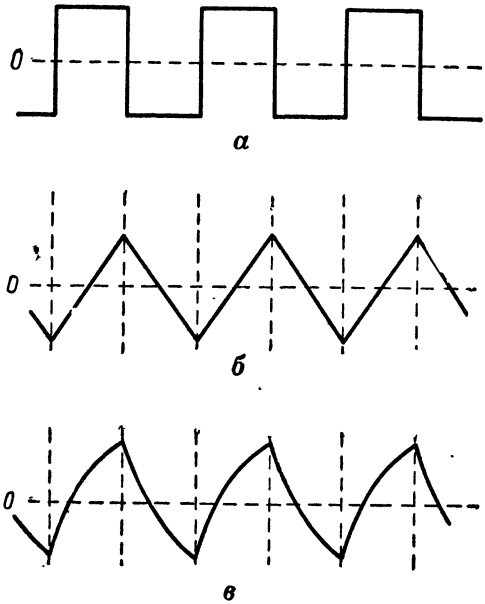


Рис. 17.18. Формы сигналов на входе и выходе интегрирующей схемы:
a — прямоугольный входной сигнал; *б* — действительный интеграл входного сигнала; *в* — сигнал на выходе интегрирующей схемы

Когда схема имеет настолько большую постоянную времени, что $1/RC$ во много раз меньше s при всех интересующих нас значениях s , функцию передачи приближенно можно написать в следующем виде:

$$\frac{E_o(s)}{E_i(s)} \approx \frac{1}{RC} \cdot \frac{1}{s}. \quad (17.7)$$

В идеальном интеграторе

$$e_o(t) = K \int e_i(t) dt \quad (17.8)$$

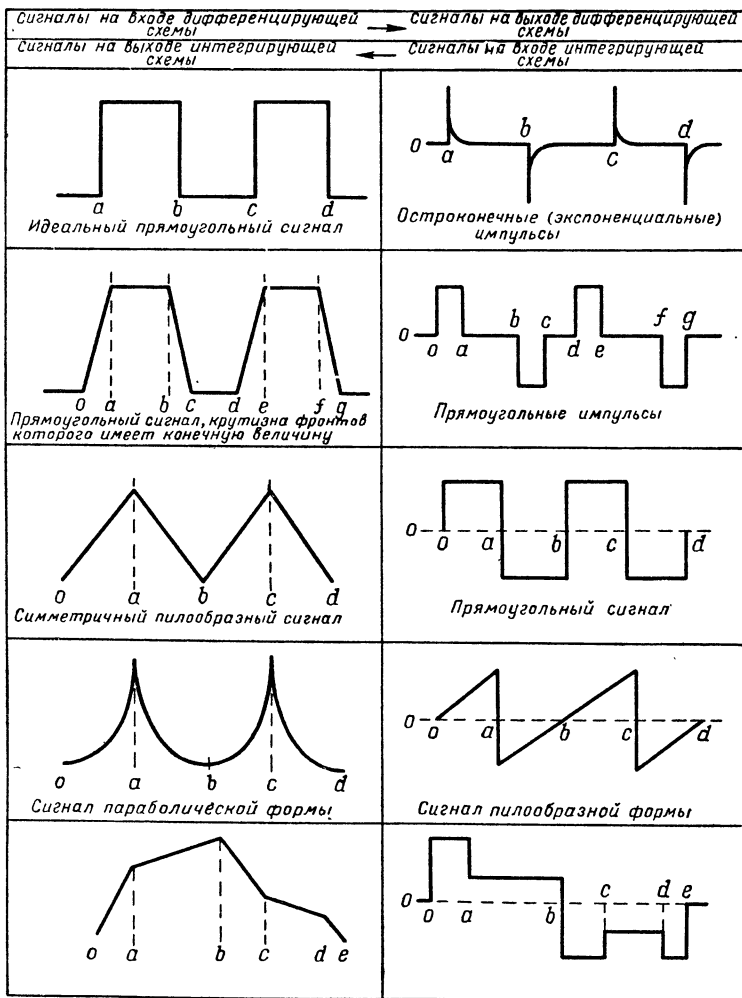


Рис. 17.19. Форма сигналов на входе и выходе дифференцирующих и интегрирующих схем

или

$$E_0(s) = K \frac{E_1(s)}{s}. \quad (17.9)$$

Таким образом, функция передачи в идеальном случае определяется соотношением

$$\frac{E_0(s)}{E_1(s)} = K \frac{1}{s}. \quad (17.10)$$

Из этих соотношений следует, что реостатно-емкостная схема с большой постоянной времени может использоваться для приближенного математического интегрирования. Несколько различных форм сигналов, которые можно получить в этом случае, показано на рис. 17.19. В интегрирующих схемах с усилительным каскадом, предназначенных для работы с входными сигналами не прямоугольной формы, должны применяться усилители, работающие в режиме класса А.

17.8. ИНТЕГРИРОВАНИЕ И ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЕ ПРИ ПОМОЩИ УСИЛИТЕЛЕЙ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

В главах 7 и 3 было показано, что при введении сопротивления обратной связи между анодом и сеткой усилительной лампы заметно изменяется полное входное сопротивление каскада. Если в схему включить сопротивление обратной связи Z_{fb} (рис. 17.20, а), то полное входное сопротивление усилителя будет составлять $Z_{вх} = Z_{fb}/(1 - A)$, где A — коэффициент усиления каскада по напряжению, равный $-g_m Z_m$. Если полное сопротивление обратной связи активное или имеет емкостный характер, то

$$R_{вх} = \frac{R_{fb}}{1 - A}; \quad (17.11)$$

$$C_{вх} = C_{fb}(1 - A). \quad (17.12)$$

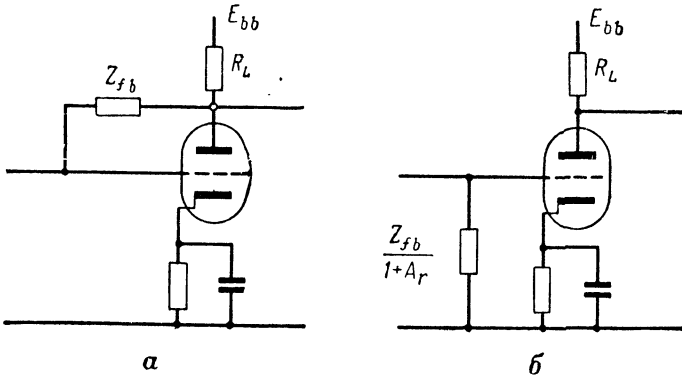


Рис. 17.20. Влияние обратной связи анод — сетка на входное сопротивление усилителей класса А:

а — принципиальная схема; б — эквивалентная схема

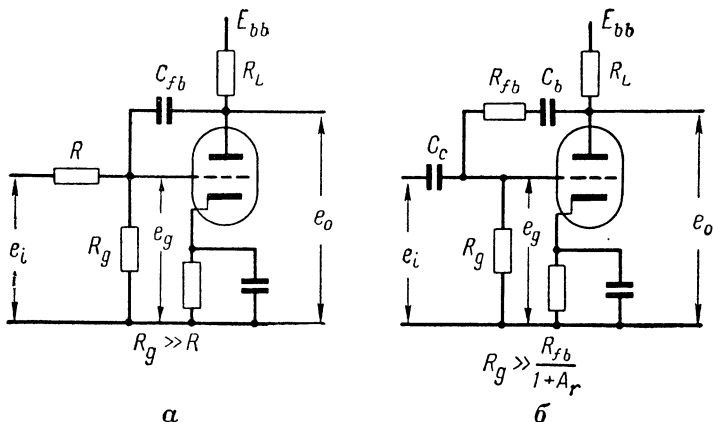


Рис. 17.21. Интегрирующая (а) и дифференцирующая (б) схемы с обратной связью

Обычно усилители проектируются так, чтобы полоса пропускания имела величину, при которой вместо комплексного коэффициента усиления по напряжению можно использовать относительный коэффициент усиления. Следовательно,

$$R_{\text{вх}} = \frac{R_{fb}}{1 + A_r}; \quad (17.13)$$

$$C_{\text{вх}} = C_{fb}(1 + A_r). \quad (17.14)$$

Изменение входной емкости и активного сопротивления при изменении обратной связи можно использовать для улучшения интегрирующих и дифференцирующих свойств реостатно-емкостных схем. Рассмотрим для примера схемы на рис. 17.21.

Если в схеме рис. 17.21, а применить конденсатор обратной связи C_{fb} , то входная емкость схемы возрастет до $C_{fb}(1 + A_r)$, вызывая соответствующее увеличение постоянной времени, которая при этом будет составлять $RC_{fb}(1 + A_r)$. Таким образом, используя усилители с большим коэффициентом усиления, можно получить большие постоянные времени. Учитывая, что выходное напряжение $e_o = -e_g A_r$, а

$$e_g \approx \frac{1}{RC_{fb}(1 + A_r)} \int e_i(t) dt,$$

можно написать

$$e_o \approx \frac{1}{RC_{fb}} \cdot \frac{A_r}{1 + A_r} \int e_i(t) dt. \quad (17.15)$$

Из этой формулы следует, что интегрированный выходной сигнал усилителя относительно независим от увеличения постоянной времени, вызываемого повышением коэффициента усиления.

Аналогичный анализ дифференцирующего каскада с обратной связью (рис. 17.21, б) показывает, что напряжение на выходе этой схемы

$$e_0 \approx R_{fb} C \frac{A_r}{1 + A_r} \cdot \frac{de_i}{dt}. \quad (17.16)$$

Как следует из этой формулы, небольшие постоянные времени и высококачественное дифференцирование можно получить без потерь выходного напряжения за счет простого изменения относительного коэффициента усиления усилителя.

Точно такой же результат можно получить, подав выходной сигнал обычной интегрирующей или дифференцирующей схемы на вход усилителя, имеющего относительный коэффициент усиления A_r . Амплитуда выходного сигнала такой комбинированной схемы будет равна амплитуде выходного сигнала усилителя с обратной связью, если A_r значительно больше единицы и постоянная времени дифференцирующей схемы уменьшается, а постоянная времени интегрирующей схемы увеличивается за счет A_r .

Но, как мы видели, конечный результат в этих двух случаях получается совершенно одинаковым и, следовательно, преимущество усилителей с обратной связью перед комбинированными схемами не может считаться бесспорным.

Преимущество схем с обратной связью заключается в том, что создаваемое петлей обратной связи изменение постоянной времени существует лишь до тех пор, пока усилительная лампа отперта. Когда лампа оказывается запертой, коэффициент усиления становится равным нулю и постоянная времени входной цепи приобретает свое первоначальное значение. Таким образом, осуществляя стробирование усилительной лампы, постоянную времени можно сделать некоторой переменной функцией времени. В этом отношении схемы с обратной связью обладают определенными преимуществами перед обычными интегрирующими и дифференцирующими схемами даже при соединении последних с усилительными каскадами.

17.9. ГЕНЕРАТОРЫ ПИЛООБРАЗНОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Напряжение пилообразной формы (рис. 17.22) очень широко применяется в самых разнообразных радиотехнических приборах и системах. Напряжение, форма которого показана на рис. 17.22, а, используется в лабораторных осциллоскопах для горизонтального отклонения электронного луча в электронно-лучевых трубках, так



Рис. 17.22. Простое (а) и симметричное (б) напряжения пилообразной формы

как при таком напряжении отклонение луча является линейной функцией времени. Это напряжение используется также в системах с временной модуляцией и при создании напряжений параболической и трапецеидальной форм.

Простейший генератор колебаний пилообразной формы представляет собой реостатно-емкостную схему с большой постоянной времени, подключенную к выходной цепи, работающей как переключатель. Выходное напряжение снимается с конденсатора. Возможность получения пилообразного напряжения при помощи такой схемы была установлена нами в предыдущих разделах; относящиеся к этому случаю математические соотношения были приведены на рис. 17.14; там же показана принципиальная схема генератора напряжения специальной формы. Когда эта схема применяется для получения пилообразных напряжений, сопротивление R_g обычно исключают и схему в этом месте замыкают накоротко, в связи с чем конденсатор оказывается подключенным непосредственно к аноду и катоду лампы.

Для получения симметричного пилообразного напряжения необходимо применить схему, в которой постоянные времени заряда и разряда конденсатора одинаковы. Одинаковым должно быть и общее изменение напряжения $E_A - \gamma$ в обоих случаях. Так как ни одно из этих условий при использовании переключающих ламп не может быть выполнено достаточно точно, полностью симметричное пилообразное напряжение при помощи такой схемы получить не удастся. Однако при подаче прямоугольного сигнала на вход усилителя класса А симметричное пилообразное напряжение получить довольно просто.

Для получения простого пилообразного напряжения постоянная времени заряда $T_{зар}$ должна быть значительно больше постоянной времени разряда $T_{разр}$. Если, как указывалось выше, сопротивление R_g замкнуто накоротко, эти постоянные времени равны соответственно $R_L C$ и $R_e C$, где $R_e = r_p R_L / (r_p + R_L)$. Указанное соотношение между этими двумя постоянными времени будет выполняться, если $R_L \gg R_e$, для чего необходимо, чтобы R_L было значительно больше r_p . Этого можно добиться, используя вакуумные триоды с малым внутренним сопротивлением или газонаполненные триоды.

С равным успехом можно получить и падающее пилообразное напряжение, для чего надо только изменить приведенное выше неравенство на обратное.

Рассмотренные простые схемы не дают полностью линейного пилообразного напряжения, так как напряжение при заряде конденсатора возрастает по экспоненте, имеющей некоторую кривизну. Эту кривизну можно уменьшить, увеличив постоянную времени заряда (главным образом за счет повышения величины сопротивления R_L) или уменьшив напряжение E_{bb} источника питания.

Изменение формы выходного напряжения при таких изменениях режима работы схемы показано на рис. 17.23. При той же величине выходного напряжения его линейность повышается.

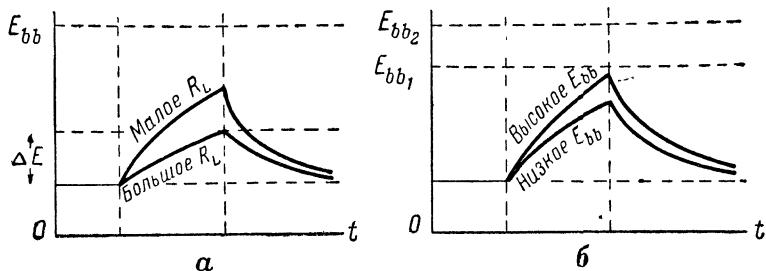


Рис. 17.23. Линеаризация экспоненциального пилообразного напряжения:

a — влияние изменения R_L ; *б* — влияние изменения E_{bb}

Реализация каждого из этих двух методов повышения линейности выходного напряжения имеет определенные ограничения. Так, при чрезмерном увеличении R_L выходное напряжение может уменьшиться настолько, что практически его нельзя будет использовать, так как при слишком большом напряжении источника питания в аппаратуре могут возникнуть нежелательные явления. Следовательно, при выборе величины R_L и напряжения питания нельзя переходить определенных пределов.

Для линеаризации пилообразного напряжения весьма часто прибегают к заряду конденсатора током постоянной величины. Если в цепи конденсатора протекает ток I постоянной величины, напряжение на конденсаторе

$$e_c = \frac{1}{C} \int Idt = \frac{It}{C},$$

т. е. является линейной функцией времени.

Для заряда конденсатора током постоянной величины можно применить несколько различных схем. Одна из них показана на рис. 17.24. В этой схеме сопротивление нагрузки переключающей лампы заменено пентодом со специально подобранным напряжением смещения. При нормальных режимах работы через пентод проходит ток, имеющий в сущности постоянную величину. Явление, возникающее при использовании пентода, эквивалентно явлению, происходящему при заряде конденсатора C через сопротивление нагрузки r_p . Таким образом, некоторая кривизна пилообразного напряжения сохраняется.

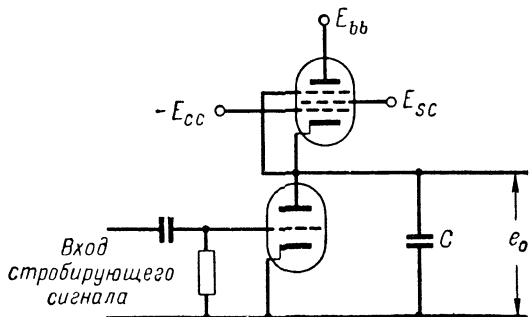


Рис. 17.24. Применение пентода для заряда конденсатора током постоянной величины

Иногда пентод и переключающую лампу меняют местами, так как при этом проще получить необходимые для работы пентода потенциалы. В этом случае пентод должен отпираться и запирается синхронно с переключающей лампой.

Зарядить конденсатор током постоянной величины можно также, применив положительную обратную связь, которая поддерживала бы постоянное напряжение на сопротивлении в цепи заряда. На этом принципе основана работа генератора пилообразного напряжения с катодным повторителем (рис. 17.25).

Катодный повторитель рассчитывается так, чтобы его коэффициент усиления приближался к единице. В результате этого сигнал на выходе каскада будет почти равен изменению напряжения на конденсаторе C .

В установившемся режиме работы через переключающую лампу проходит большой ток, и напряжение в точке A почти равно напряжению E_{bb} источника питания, отличаясь от него только на величину падения напряжения на диоде. Напряжение в точке B равно падению напряжения на лампе, т. е. имеет небольшую величину. Конденсатор обратной связи C_{fb} заряжается до напряжения, почти равного разности $E_{bb} - E_{kk}$, где E_{kk} — напряжение на катоде лампы в установившемся режиме.

Когда переключающая лампа запирается, конденсатор C начинает заряжаться через сопротивление R_L , что приводит к увеличению напряжения e_c на конденсаторе. При этом почти на такую же величину увеличивается и напряжение на выходе катодного повторителя. Если емкость конденсатора обратной связи настолько велика, что напряжение на нем во время заряда конденсатора C мало увеличивается, то увеличение выходного напряжения катодного повторителя приводит к почти одинаковому возрастанию потенциалов на обоих концах сопротивления нагрузки. В связи с этим разность потенциалов на концах сопротивления нагрузки не изменяется и ток заряда конденсатора C , текущий через это сопротивление, остается постоянным по величине. Потенциал точки A поднимается выше E_{bb}

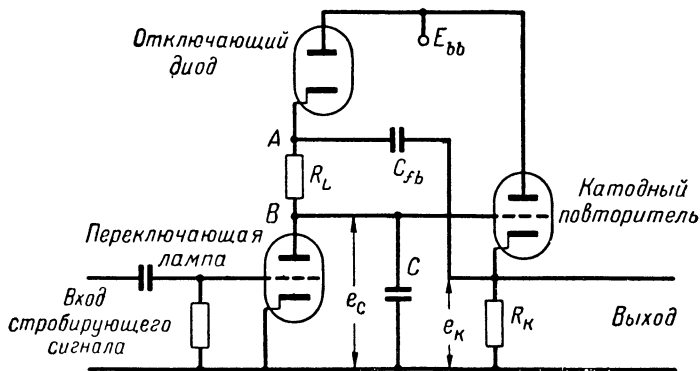


Рис. 17.25. Интегрирующая схема с катодным повторителем

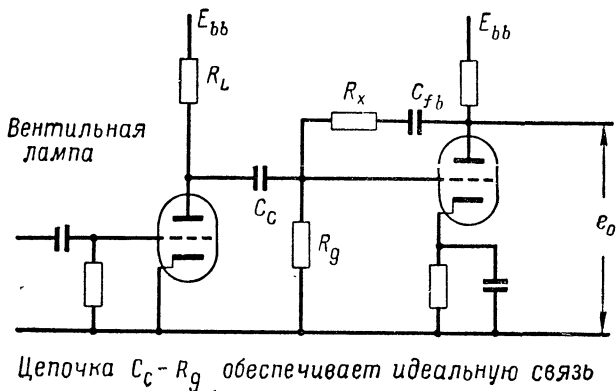


Рис. 17.26. Интегратор Миллера для получения линейного пилообразного напряжения

и диод оказывается запертым. При этом цепь заряда отключается от источника питания. Если бы диода в схеме не было, потенциал точки A не смог бы превысить E_{bb} и разность потенциалов на зажимах сопротивления нагрузки R_L не сохранялась бы постоянной.

Однако, так как коэффициент усиления катодного повторителя никогда не бывает равен единице, а напряжение на конденсаторе C_{fb} никогда не остается совершенно постоянным, пилообразное напряжение все же имеет некоторую кривизну.

В другой системе с обратной связью для линеаризации пилообразного напряжения применяется обычная переключающая лампа, соединенная с интегрирующей схемой с обратной связью, аналогичной схеме, показанной на рис. 17.20, *а*. Обратная связь улучшает интегрирующие свойства схемы. Применяемые на практике схемы этого типа называются часто интеграторами Миллера (рис. 17.26).

Сопротивление R_x в цепи обратной связи определяется с учетом параметров элементов, применяемых в реальных схемах. Обычно оно равно примерно $1/g_m$. Это сопротивление предотвращает нежелательные явления, часто возникающие во время неустановившегося режима работы схемы [29].

В реальных схемах рекомендуется стробировать усилительную лампу V_2 , чтобы она работала только во время заряда конденсатора. Это предотвращает изменение постоянной времени разряда конденсатора, так как при работающей усилительной лампе постоянная времени изменилась бы на величину, пропорциональную коэффициенту усиления этого каскада.

17.10. СОКРАЩЕНИЕ ВРЕМЕНИ ОБРАТНОГО ХОДА

В электронно-лучевых трубках с электростатическим отклонением луча положение светящегося пятна на экране является линейной функцией разности потенциалов на отклоняющих пластинах. Часто

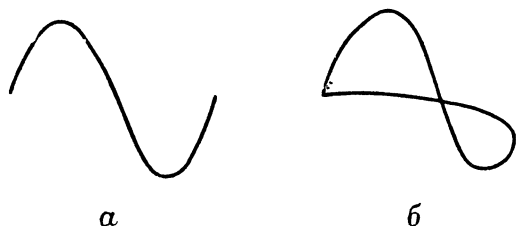


Рис. 17.27. Искажение формы сигнала при большом времени обратного хода:

a — форма сигнала при пренебрежимо малом времени обратного хода; *б* — тот же самый сигнал при большом времени обратного хода

бывает необходимо, чтобы пятно двигалось по экрану с постоянной скоростью. В этих случаях между положением пятна и временем существует линейная зависимость. После того как пятно, двигаясь в одном направлении, переместится на определенное расстояние, оно снова должно вернуться в начальную точку движения.

Период, в течение которого пятно движется с постоянной скоростью, называется временем развертки.

Период времени, затрачиваемый пятном на возвращение из конечной точки развертки в начальную, называется временем обратного хода. В идеальном случае время обратного хода должно быть пренебрежимо мало по сравнению с временем развертки, так как если время обратного хода сравнимо с временем развертки, изображение искажается (рис. 17.27). В связи с этим при таком применении трубки на ее отклоняющие пластины должно подаваться пилообразное напряжение.

Простейший метод приемлемого уменьшения времени обратного хода был рассмотрен в разделе 17.9. Если же допустимо некоторое усложнение схемы, можно применить стробированный интегратор Миллера, дающий заметное уменьшение времени обратного хода.

Типичная схема интегратора Миллера, соединенного с катодным повторителем и переключающей лампой, включенной в реостатно-емкостную схему, показана на рис. 17.28. В обычных интеграторах Миллера напряжение обратной связи поступает через реостатно-емкостную цепь с анода непосредственно на сетку усилительной лампы. В схеме на рис. 17.28 сигнал с анода усилительной лампы поступает на вход катодного повторителя, а выход этого

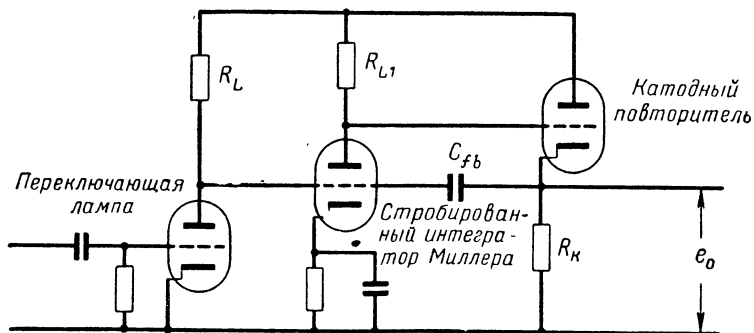


Рис. 17.28. Применение катодного повторителя в генераторе пилообразного напряжения для уменьшения времени обратного хода

каскада через конденсатор обратной связи C_{fb} соединен с управляющей сеткой усилительной лампы. Таким образом, катодный повторитель заменяет компенсирующее сопротивление R_x , показанное на рис. 17.26.

Коэффициент усиления пентода, применяемого в интеграторе Миллера, и конденсатор C_{fb} выбираются так, чтобы емкость, определяющая время развертки, имела требуемое значение. Во время разряда усилительный пентод запирается стробирующим сигналом, подаваемым на его защитную сетку. В результате постоянная времени разряда уменьшается во много раз, а это в свою очередь приводит к уменьшению времени обратного хода.

17.11. НАПРЯЖЕНИЯ ТРАПЕЦЕИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ (ТОКИ ПИЛООБРАЗНОЙ ФОРМЫ)

Характеристики реакции последовательной реостатно-емкостной цепи, соединенной с переключающей лампой, показаны на рис. 17.14. Нами было показано, что напряжение e_b на выходе схемы, изображенной на рис. 17.29 или рис. 17.14, имеет трапецидальную форму.

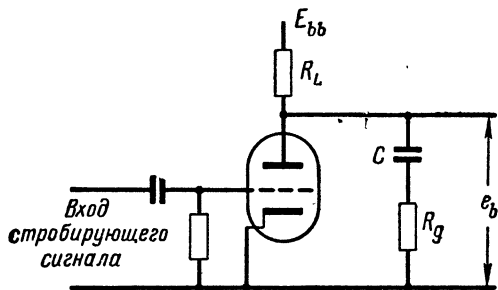


Рис. 17.29. Генератор трапецидального напряжения с переключающей лампой и реостатно-емкостной схемой

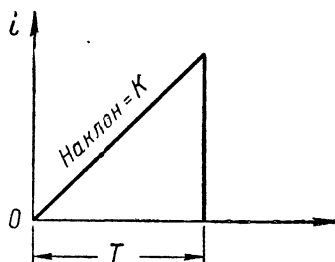


Рис. 17.30. Ток пилообразной формы для получения линейной развертки в электронно-лучевых трубках с магнитной отклоняющей системой

Линейность возрастающей части трапеции можно улучшить теми же методами, которые применяются для линеаризации пилообразного напряжения.

Напряжение трапецидальной формы имеет две основные области применения — в генераторах пилообразного тока и самостробирующихся генераторах пилообразного напряжения.

В радиолокационной и телевизионной аппаратуре весьма широко применяются электронно-лучевые трубки с магнитным отклонением луча. В таких трубках положение светящегося пятна на экране трубки является почти линейной функцией тока через отклоняющие катушки. Следовательно, когда необходимо получить линейное развертывание электронного луча по экрану трубки, ток через отклоняющую катушку должен быть пилообразной функцией времени

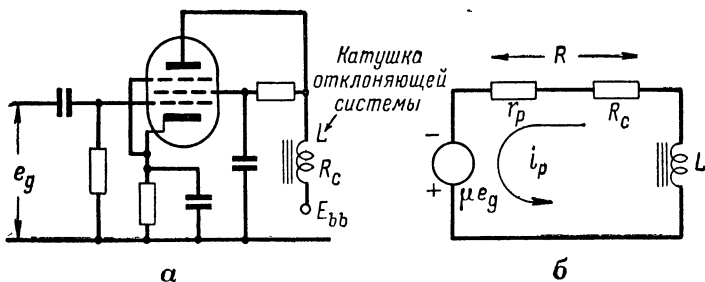


Рис. 17.31. Генератор пилообразного тока развертки:
а — принципиальная схема; *б* — эквивалентная схема анодной цепи

(рис. 17.30). Если наклон возрастающей части пилы тока равен K , то уравнение тока для периода времени T будет иметь вид

$$i = \pm Kt \quad (\text{при } 0 \leq t \leq T).$$

Отклоняющая катушка включается обычно в цепь генератора пилообразного тока развертки и служит его нагрузкой (рис. 17.31, *а*). Необходимо определить напряжение e_g на сетке лампы, при котором ток i через отклоняющую катушку будет линейной функцией времени.

Из схемы на рис. 17.31, *б* можно вывести уравнение для напряжений, действующих в этой цепи:

$$\mu e_g = Ri_p + L \frac{di_p}{dt}.$$

Однако, как мы установили несколько раньше, в период времени от $t = 0$ до $t = T$ ток

$$i_p = Kt.$$

Следовательно,

$$\mu e_g = (RK)t + (LK)$$

и сеточное напряжение, при котором ток на выходе генератора будет иметь пилообразную форму, определится соотношением

$$e_g = \frac{LK}{\mu} + \frac{RK}{\mu} t, \quad (17.17)$$

где R , L , K и μ — постоянные величины.

Таким образом, сеточное напряжение имеет постоянную составляющую LK/μ , называемую начальным скачком, и линейно растущую составляющую, наклон которой равен RK/μ . Значит, для того, чтобы через отклоняющую катушку проходил пилообразный ток, на сетку лампы должно быть подано трапецидальное напряжение (рис. 17.32). Отношение величины скачка к наклону линейно растущей части кривой равно L/R , т. е. постоянной времени цепи отклоняющей катушки.

Поскольку реостатно-емкостная схема, соединенная с переключающей лампой, генерирует напряжение трапецеидальной формы, то такую схему можно использовать для возбуждения генератора тока развертки, если постоянные реостатно-емкостной цепи подобрать так, чтобы получалось необходимое отношение величины скачка к наклону кривой.

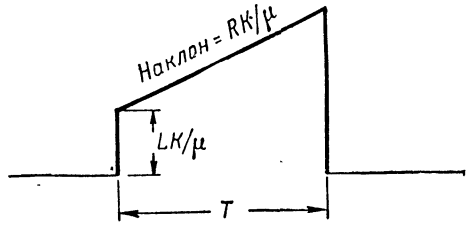


Рис. 17.32. Форма напряжения на сетке для получения пилообразного тока развертки

Для упрощения дальнейшего вывода используем соотношения, приведенные в таблицах на рис. 17.13 и 17.14. Как следует из формы кривой напряжения e_b (см. рис. 17.14), начальный скачок равен ΔE_1 . Приравняв этот скачок к скачку, определяемому выражением 17.17, получим, что скачок

$$\frac{E_{bb} - E_e}{R_{\text{зап}}} R_g = \frac{LK}{\mu}, \quad (17.18)$$

где

$$R_{\text{зап}} = R_L + R_g$$

и

$$E_e = \frac{r_p R_L}{r_p + R_L} \left(\frac{E_{bb}}{R_L} + \frac{E_0}{r_p} \right).$$

Обычно допустимо считать, что отношение E_{bb}/R_L значительно больше, чем E_0/r_p , в связи с чем можно написать

$$E_e \approx E_{bb} \frac{r_p}{r_p + R_L}.$$

Следовательно,

$$E_{bb} - E_e \approx E_{bb} \left(1 - \frac{r_p}{r_p + R_L} \right) \approx E_{bb} \frac{R_L}{r_p + R_L}. \quad (17.19)$$

Таким образом, напряжение скачка равно

$$\frac{LK}{\mu_1} = E_{bb} \frac{R_L}{r_p + R_L} \cdot \frac{R_g}{R_L + R_g}, \quad (17.20)$$

где μ_1 — коэффициент усиления μ лампы усилителя тока развертки;

r_p — внутреннее сопротивление переключающей лампы.

Это основная расчетная формула.

Уравнение для определения наклона линейно растущей составляющей напряжение можно получить подобным же образом, сопоставив

ставив соотношения, приведенные в таблицах на рис. 17.13 и 17.14. Воспользовавшись этими таблицами, легко показать, что напряжение e_b трапецеидальное и равно

$$e_b = E_{bb} - iR_L.$$

Из этого соотношения следует, что

$$i = \frac{E_{bb} - E_e}{R_L + R_g} e^{-t/\tau_{зар}}.$$

Используя приближенную формулу 17.19 для $E_{bb} - E_e$, можно написать, что трапецеидальное напряжение

$$e_b = E_{bb} \left[1 - \frac{R_L}{r_p + R_L} \cdot \frac{R_L}{R_L + R_g} e^{-t/(R_L + R_g)C} \right]. \quad (17.21)$$

Начальный наклон этой кривой определяется, конечно, производной e_b для момента времени $t = 0$. Таким образом, наклон

$$\frac{RK}{\mu_1} = \left(\frac{R_L}{R_L + R_g} \right)^2 \frac{E_{bb}}{r_p + R_L} \cdot \frac{1}{C}. \quad (17.22)$$

Это вторая расчетная формула.

Отношение скачка к наклону кривой определяется следующей формулой:

$$\frac{L}{R} = R_g C \left(1 + \frac{R_g}{R_L} \right). \quad (17.23)$$

Формулы 17.20, 17.22 и 17.23 позволяют определить соотношения, необходимые для расчета усилителя. Следует иметь в виду, что независимыми формулами являются только две. Расчет такого усилителя — довольно сложная задача, но при его проведении предоставляется большая свобода выбора параметров и элементов схемы и особенно усилительной и переключающей ламп.

17.12. РЕАКЦИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО КОНТУРА, СОСТОЯЩЕГО ИЗ ИНДУКТИВНОСТИ, ЕМКОСТИ И АКТИВНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

Характеристики переходного процесса в параллельном колебательном контуре, состоящем из индуктивности L , емкости C и активного сопротивления R (рис. 17.33), могут быть трех различных видов в зависимости от добротности Q контура. Все они находят широкое применение в радиотехнических схемах.

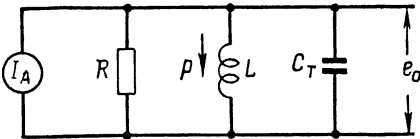


Рис. 17.33. Параллельный колебательный контур

В этом разделе мы займемся анализом работы параллельного

колебательного контура и выведем основное уравнение, позволяющее исследовать характеристики реакции всех трех типов.

При анализе мы воспользуемся следующими обозначениями (см. рис. 17.33):

I_A — подводимый к контуру ток (имеет постоянную величину);

p — начальный ток через индуктивность L при $t = 0^-$ и 0^+ ;

$\Delta I = I_A - p$ — общее изменение тока индуктивности.

Начальное напряжение на конденсаторе примем равным нулю.

Согласно первому закону Кирхгофа для рассматриваемой цепи можно написать

$$I_A = i_R + i_C + i_L = \frac{e_0}{R} + C_T \frac{de_0}{dt} + \frac{1}{L} \int e_0 dt.$$

Соответствующее преобразование Лапласа имеет вид

$$\frac{I_A}{s} = E_0(s) \left(\frac{1}{R} + sC_T + \frac{1}{sL} \right) + \frac{p}{s},$$

где $E_0(s) = L[e_0(t)]$.

Решив это уравнение относительно преобразования Лапласа для выходного напряжения, получим

$$E_0(s) = \frac{\Delta I}{C_T} \cdot \frac{1}{s^2 + (1/RC_T)s + 1/LC_T}.$$

В главе 4 было показано, что $B = 1/RC_T$ равно полосе пропускания в рад/сек, а $\omega_0^2 = 1/LC_T$ равно резонансной частоте в квадрате. Таким образом,

$$E_0(s) = \frac{\Delta I}{C_T} \cdot \frac{1}{s^2 + Bs + \omega_0^2}. \quad (17.24)$$

Характер переходного процесса в контуре можно определить, исследуя полюса преобразования реакции, являющиеся корнями характеристического уравнения $s^2 + Bs + \omega_0^2 = 0$. Следовательно, полюса равны

$$s_{1,2} = -\frac{B}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{B}{2}\right)^2 - \omega_0^2}.$$

Анализ этого уравнения получается более простым и наглядным, если величину $B/2$ вынести за скобки:

$$s_{1,2} = \frac{B}{2} (-1 \pm \sqrt{1 - 4Q^2}), \quad (17.25)$$

где

$$Q = \omega_0/B. \quad (17.26)$$

Параметр	Апериодический режим $Q_0 < 0,5$	Критический режим $Q_0 = 0,5$	Колебательный режим $Q_0 > 0,5$
Полюса	$s_1 = \frac{B}{2} \left[-1 + \sqrt{1 - 4Q_0^2} \right]$ $s_2 = \frac{B}{2} \left[-1 - \sqrt{1 - 4Q_0^2} \right]$	$s_1 = -\frac{B}{2}$ $s_2 = -\frac{B}{2}$	$s_1 = \frac{B}{2} \left[-1 + j\sqrt{4Q_0^2 - 1} \right]$ $s_2 = \frac{B}{2} \left[-1 - j\sqrt{4Q_0^2 - 1} \right]$
Положение полюсов			
Уравнения для выходного напряжения; на входе единичный скачок напряжения	$e_0 = R(I_A - p) \frac{e^{-Bt/2}}{\sqrt{1 - 4Q_0^2}} (e^{at} - e^{at_0})$ $a = \frac{B}{2} \sqrt{1 - 4Q_0^2}$	$e_0 = R(I_A - p) Bt e^{-Bt/2}$	$e_0 = R(I_A - p) \frac{2e^{-Bt/2}}{\sqrt{4Q_0^2 - 1}} \sin a_0 t$ $a_0 = \frac{B}{2} \sqrt{4Q_0^2 - 1}$
Кривые для указанных уравнений $Q_0 = R\sqrt{\frac{C_T}{L}}$ $B = \frac{1}{RC_T}$	 $t_0 = \frac{1}{a} \operatorname{arctgh} \sqrt{1 - 4Q_0^2}$ $e_m = \frac{R(I_A - p)}{\sqrt{1 - 4Q_0^2}} e^{-Bt_0/2} (e^{at_0} - e^{-at_0})$	 $t_c = 2RC_T$	 $t_\mu = \frac{1}{a_0} \operatorname{arctg} \sqrt{4Q_0^2 - 1}$ Пост. времени затухания = $2RC_T$ $e_\mu = \frac{2R(I_A - p)}{\sqrt{4Q_0^2 - 1}} e^{-Bt_\mu/2} \sin a_0 t_\mu$

Рис. 17.34. Характеристики реакции параллельного колебательного контура

Характер переходного процесса определяется соотношением между 1 и $4Q^2$. Возможны три характерных соотношения между этими величинами:

- 1) величина $4Q^2$ меньше 1; полюса вещественные и разные по величине; кривая реакции — аperiодическая;
- 2) величина $4Q^2$ равна 1; полюса вещественные и одинаковые; кривая реакции имеет критическое затухание;
- 3) величина $4Q^2$ больше 1; полюса комплексно сопряженные; кривая реакции носит колебательный характер.

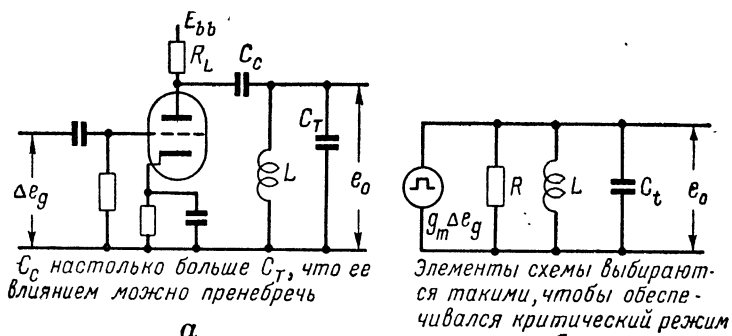
Уравнения и кривые, соответствующие этим трем режимам работы, приведены в таблице на рис. 17.34. Из таблицы следует, что при применении параллельного колебательного контура, соединенного с переключающей лампой или усилителем класса А, на вход которого подаются прямоугольные сигналы, можно получить сигналы нескольких различных видов. Кривые аperiодической и критической реакции аналогичны кривым, получаемым на выходе реостатно-емкостной обостряющей схемы, при учете влияния межэлектродных распределенных емкостей. Поэтому параллельный колебательный контур часто используется в качестве обостряющего устройства, причем его затухание выбирается в этом случае так, чтобы кривая реакции имела критическое затухание, так как при этом получается наиболее острый импульс.

Параллельный контур, кривая реакции которого носит колебательный характер, используется часто в генераторах калибрацион-

ных отметок. При ударном возбуждении контура в нем возникают колебания, которые используются для получения сигналов, следующих один за другим через определенные короткие промежутки времени.

17.13. ОБОСТРЯЮЩИЕ ПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ КОНТУРЫ И СИСТЕМЫ С УДАРНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ КОНТУРА

Обостряющая схема с параллельным колебательным контуром, работающая в режиме класса А при прямоугольном входном сигнале, показана на рис. 17.35. Рассмотрим работу этой схемы, когда характеристика реакции имеет критическое затухание. Показанное на эквивалентной схеме сопротивление R характеризует общее шунтирующее действие параллельно включенных сопротивлений R_L и r_p . На рисунке указаны все основные данные для анализа работы



$$R = \frac{r_p R_L}{r_p + R_L} \quad B = \frac{1}{RC_t} \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC_T}}$$

$$Q_0 = \frac{\omega_0}{B} = 0,5 \quad A_r = g_m R$$

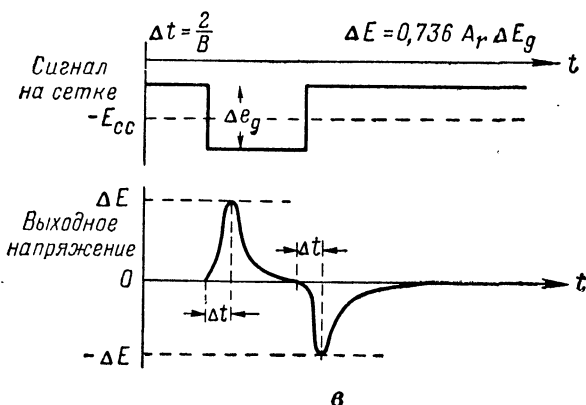


Рис. 17.35. Обостряющая схема класса А с параллельным колебательным контуром:
 а — принципиальная схема; б — эквивалентная схема класса А; в — формы сигналов

схем; соответствующие формулы были выведены в предыдущих разделах. Обратите внимание, что положительный и отрицательный импульсы имеют на рис. 17.35 одинаковые величины.

Обычно не рекомендуется включать параллельный колебательный контур обостряющей схемы последовательно с катодной цепью лампы, так как при этом контур шунтируется небольшим сопротивлением. Для предотвращения этого приходится включать дополнительную емкость, что приводит к расширению выходного импульса.

Вместо лампы, работающей в режиме усиления класса А, можно применять переключающую лампу. В этом случае при подаче на сетку лампы стробирующих сигналов на выходе схемы будут создаваться аperiодические сигналы. Такая схема не всегда дает удовлетворительные результаты, так как при попеременном отпирании и запирании лампы величина затухания изменяется. Поэтому, если режим работы выбран таким, что затухание при запертой лампе имеет критическое значение, кривая реакции становится аperiоди-

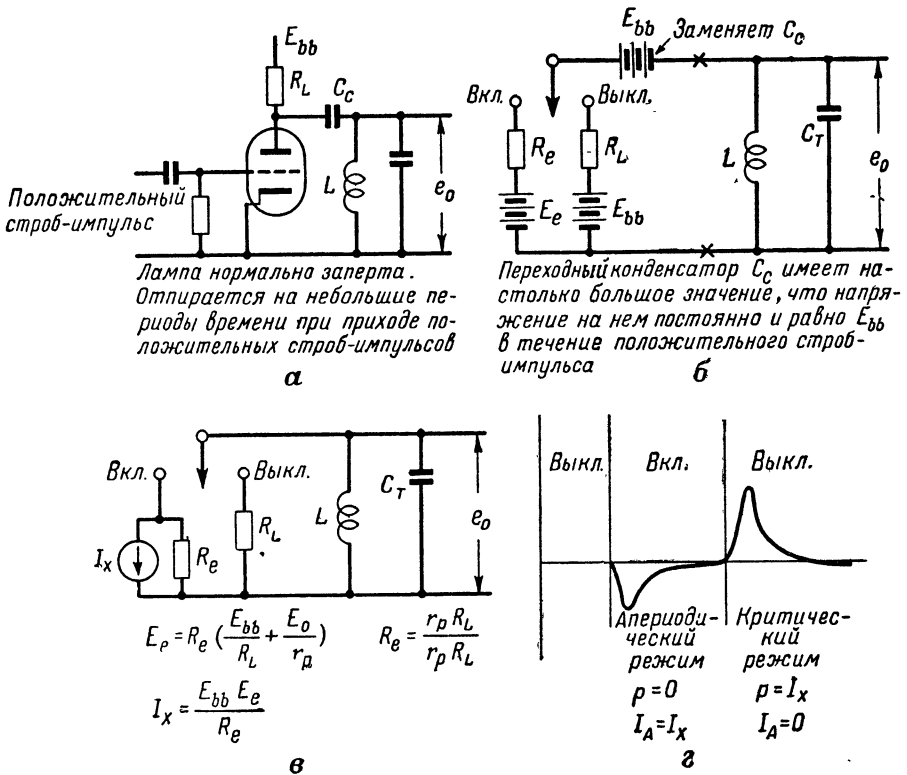


Рис. 17.36. Обостряющая схема с параллельным колебательным контуром, в которой лампа работает как переключатель:

а — принципиальная схема; б — эквивалентная схема с источниками напряжения; в — видоизмененная эквивалентная схема (строится при помощи теоремы Нортона для точек, отмеченных на схеме б); г — выходное напряжение

ческой, когда лампа отпирается. Если же режим работы лампы подобрать так, чтобы затухание было критическим при отпертой лампе, то при запираии лампы будет возникать колебательный процесс.

Типичная обостряющая схема с переключающей лампой и параллельным контуром, а также формулы и кривые, характеризующие режим работы этой схемы, приведены на рис. 17.36.

Эти данные относятся только к одному из возможных режимов работы схемы, а именно к такому, при котором лампа нормально заперта и отпирается лишь на короткие промежутки времени при подаче на управляющую сетку положительного стробирующего импульса. Возможен и противоположный режим работы, при котором лампа постоянно отперта и входящий стробирующий импульс запирает ее. В рассматриваемом нами случае разделительный конденсатор большую часть времени заряжен до напряжения E_{bb} , так как емкость этого конденсатора достаточно велика для того, чтобы в периоды, когда лампа отперта, заряд его сохранялся почти неизменным.

Когда лампа нормально отперта и запирается только на небольшие периоды времени отрицательным стробирующим импульсом, режим работы лампы получается несколько иным.

Схема, при ударном возбуждении которой в контуре возникают колебания, показана на рис. 17.37. Она состоит из переключающей лампы и колебательного контура. Эта схема называется часто стробированным генератором, так как колебания на ее выходе возникают только в определенные периоды времени. Иногда эта схема называется также ударно-возбуждаемым генератором. Существует большое разнообразие простейших схем, в которых колебания возникают при ударном возбуждении схемы входящим импульсом [29].

Так как такие схемы применяются обычно в тех случаях, когда колебания должны возникать лишь в определенные периоды времени, колебательный контур, как правило, не включается последовательно в анодную цепь лампы. Это связано с тем, что при последовательном включении контура колебания возбуждаются обоими фронтами входного импульса, что в большинстве случаев нежелательно. По этим же соображениям почти не применяют и ударно-возбуждаемые генераторы класса А. В таких случаях лучше включать контур в катодную цепь лампы (рис. 17.37). При этом, когда лампа заперта, контур имеет высокую добротность Q , а при отпирании лампы схема, являясь своеобразным катодным повторителем, обладает низким выходным сопротивлением и демпфирует колебания, что препятствует возникновению колебательного режима под действием заднего фронта стробирующего импульса.

Величина стробирующего сигнала, подводимого к управляющей сетке переключающей лампы, должна быть достаточной для того, чтобы лампа оставалась запертой при отрицательных полупериодах колебаний в катодном контуре, имеющих в ряде схем довольно большую амплитуду.

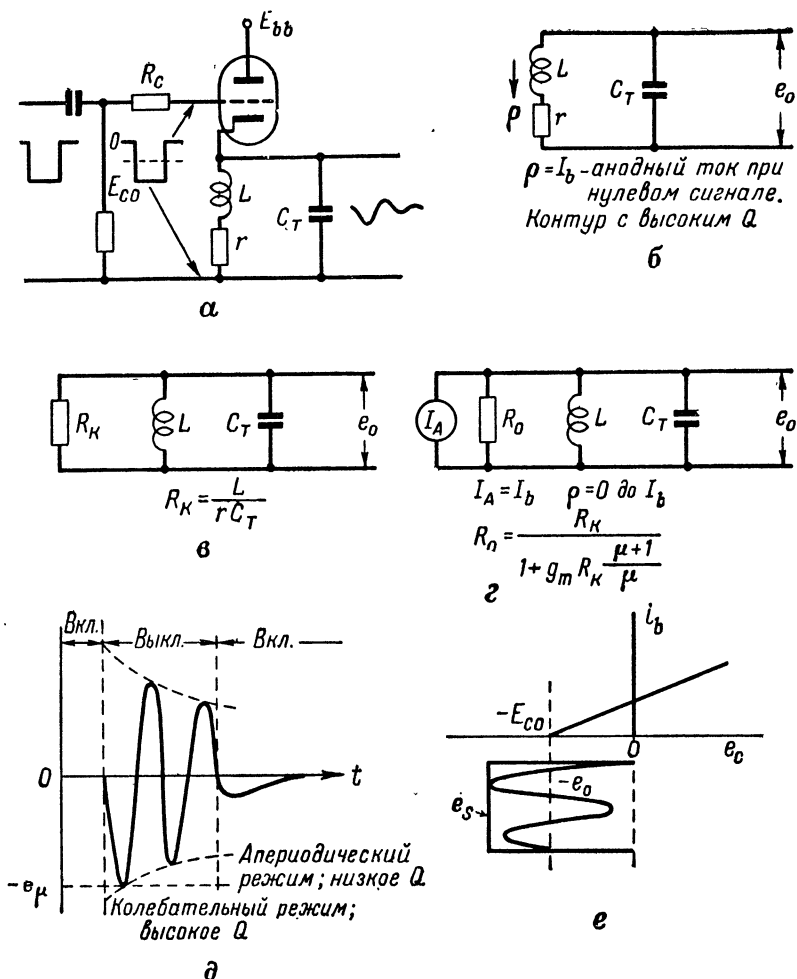


Рис. 17.37. Схема ударного возбуждения с колебательным контуром: *а* — принципиальная схема; *б* — эквивалентная схема для моментов времени, когда лампа заперта; *в* — видоизмененная эквивалентная схема, полученная из схемы *б* (лампа заперта); *з* — эквивалентная схема для периодов времени, когда лампа открыта (схема обладает низким Q); *д* — выходное напряжение; *е* — характеристика передачи

17.14. СХЕМЫ НАКОПИТЕЛЬНЫХ (НЕРЕГЕНЕРАТИВНЫХ) СЧЕТЧИКОВ

В приборах, применяемых при исследовании строения ядер различных веществ, в некоторых радиолокационных станциях, а также при проведении специальных измерений требуется подсчитывать более или менее однородные импульсы и фиксировать моменты, соответствующие прохождению некоторого определенного количества этих импульсов. Этот процесс имеет много общего с делением частоты, но для нормальной работы большинства счетных устройств

не обязательно равенство промежутков между импульсами: достаточно, чтобы эти промежутки не превышали некоторых определенных пределов.

Существуют два типа счетных устройств: регенеративные, с которыми мы познакомимся в главе 18, и накопительные, которые рассмотрим в этом разделе.

Обычно при подсчете импульсов приходится иметь дело с импульсами напряжения. Поэтому в большинстве счетчиков накопительного типа в качестве накопительного элемента применяется конденсатор, который запасает энергию при поступлении на вход схемы каждого импульса и сохраняет ее в периоды между импульсами. В результате напряжение на конденсаторе ступенчато возрастает по экспоненциальной кривой. В конце некоторого, заранее определенного n -го импульса напряжение на конденсаторе достигает установленного уровня, что приводит к срабатыванию соответствующей схемы. Эта схема разряжает конденсатор, после чего весь процесс счета повторяется сначала. Такие устройства называются счетчиками с автоматическим восстановлением.

Простой накопительный счетчик можно создать, используя обычную интегрирующую схему (рис. 17.38, а). Входные сигналы подводятся к схеме через разделительный конденсатор C_c , причем их уровень относительно некоторого установленного напряжения фиксируется диодом V_c . Емкость накопительного конденсатора C значительно больше емкости конденсатора C_c ; сопротивление R имеет большую величину. Поэтому при поступлении на вход такой схемы серии импульсов на выходе появляется напряжение, форма которого показана на рис. 17.38, б.

Рассмотрим работу этой схемы несколько подробнее. Когда на вход счетчика поступает импульс, накопительный конденсатор C заряжается через сопротивление R и конденсатор C_c .

Когда входной импульс исчезает, конденсатор C разряжается через ту же цепь. Однако потеря энергии конденсатором C происходит значительно медленнее, чем ее накопление, из-за разницы между приложенным и начальным напряжениями на конденсаторе во

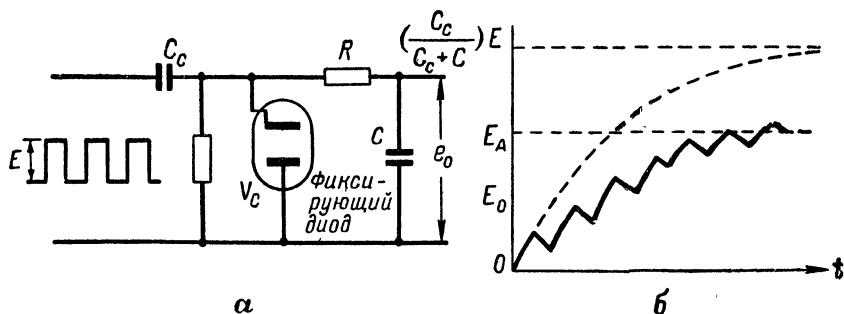


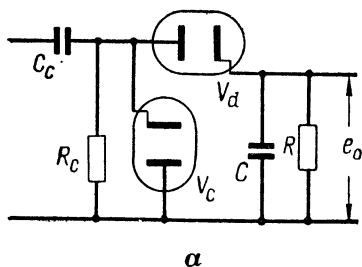
Рис. 17.38. Прототип накопительной считающей схемы:

а — реостатно-емкостный интегратор (уровень входного напряжения фиксируется на нуле лампы V_c); б — выходное напряжение

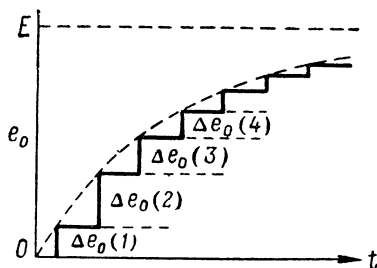
время заряда и разряда. В связи с этим в конце некоторого установившегося n -го импульса, номер которого определяется выбранной постоянной времени схемы и амплитудой импульса, напряжение на конденсаторе достигает некоторого определенного напряжения, скажем E_A . Пунктирной кривой на рис. 17.38, б показана нормальная кривая заряда, соответствующая случаю, когда к схеме приложено постоянное напряжение E .

Такой схеме свойственны два серьезных недостатка:

1) в промежутках между импульсами накопительный элемент теряет заряд, вследствие чего в случаях, когда эти промежутки чрезмерно велики или имеют различную продолжительность, в работе схемы могут появиться ошибки;



а



б

Рис. 17.39. Простой накопительный счетчик:
а — принципиальная схема; б — выходное напряжение

2) напряжение на конденсаторе C возрастает медленно, так как постоянная времени велика.

Оба эти недостатка можно в значительной мере устранить, если сопротивление R заменить разделительным диодом V_d (рис. 17.39, а). Цепь заряда в получившейся схеме обладает небольшим сопротивлением, равным сопротивлению диода, а диод в промежутках между импульсами не проводит тока, что предотвращает разряд конденсатора.

До подачи импульсов на вход схемы оба конденсатора не имеют заряда. Амплитуда импульса равна E . Когда приходит первый положительный импульс, через разделительный диод проходит ток и оба конденсатора быстро заряжаются через внутреннее сопротивление диода V_d . Постоянная времени цепи заряда

$$T_{\text{зар}} = r_p \frac{CC_c}{C + C_c},$$

где величина r_p определяется в случае необходимости с учетом сопротивления источника напряжения сигнала.

По сравнению с длительностью импульса эта постоянная времени должна иметь небольшую величину. Если это условие выпол-

няется, напряжения на двух конденсаторах в конце импульса составляют

$$e_0(1) = E \frac{C_c}{C + C_c}; \quad e_{c_c}(1) = E \frac{C}{C + C_c} = aE.$$

Когда первый импульс оканчивается, напряжение сигнала на входе схемы падает до нуля. Следовательно, напряжение в точке A уменьшается на E вольт и диод V_d прекращает проводить ток. В результате единственно возможная цепь разряда для накопительного конденсатора оказывается разомкнутой и заряд конденсатора может уменьшаться только за счет утечки. Поэтому напряжение на накопительном конденсаторе остается практически постоянным. Поскольку напряжение на катоде фиксирующего диода упало на E вольт, в то время как C_c был заряжен только до $(EC)/(C + C_c)$ вольт, фиксирующий диод оказывается отпертым и конденсатор C_c быстро разряжается через внутреннее сопротивление r_p этого диода. Для правильной работы счетчика второй импульс не должен подаваться на вход схемы до тех пор, пока разряд не кончится. Таким образом, постоянная времени разряда конденсатора C_c определяет нижний предел длительности интервалов между приходящими импульсами:

Когда на вход схемы поступает второй импульс, разъединительный диод не проводит тока, пока напряжение импульса не становится больше напряжения aE на накопительном конденсаторе. Следовательно, изменение напряжения за время второго импульса

$$E_A(2) = E - aE = E(1 - a).$$

Это напряжение приходится, как и прежде, на два конденсатора, так что выходное напряжение в момент окончания второго импульса возрастает на величину

$$\Delta e_0(2) = aE_A(2) = aE(1 - a).$$

Общее напряжение на накопительном конденсаторе в момент окончания второго импульса составит

$$e_0(2) = e_0(1) + \Delta e_0(2) = aE + aE(1 - a) = aE(2 - a).$$

При появлении третьего импульса разъединительный диод начнет проводить ток, когда напряжение импульса превысит напряжение на катоде этого диода, равное $e_0(2)$. Следовательно, изменение приложенного напряжения будет составлять

$$E_A(3) = E - e_0(2) = E - aE(2 - a) = E(1 - a)^2.$$

Это напряжение распределится, как и раньше, между двумя конденсаторами. Таким образом, выходное напряжение в конце третьего импульса возрастет на величину

$$\Delta e_0(3) = aE_A(3) = aE(1 - a)^2. \quad (17.27)$$

В момент окончания n -го импульса увеличение напряжения будет составлять

$$\Delta e_0(n) = aE(1 - a)^{n-1}. \quad (17.28)$$

Это общая формула для определения величины скачка напряжения. В тех случаях, когда этот скачок напряжения настолько мал, что сравним с другими возможными флюктуациями напряжения в схеме, надежность работы схемы уменьшается. Так как величина скачка зависит от отношения емкостей $a = C_c/(C + C_c)$, то естественно предположить, что существует некоторое значение a , при котором Δe_0 максимально при определенном числе импульсов n . Это соответствует оптимальным условиям работы. Их легко найти, если продифференцировать $\Delta e_0(n)$ по a , приравнять полученный результат нулю и решить уравнение относительно a . При этом мы получим, что $a = 1/n$, откуда $C_c/(C + C_c) = 1/n$ и

$$C = C_c(n - 1). \quad (17.29)$$

Эта формула и применяется обычно при расчете схем счетчиков.

Из приведенного анализа следует, что выходное напряжение имеет форму ступенчатой экспоненты. Следовательно, напряжение в конце любого n -го импульса равно

$$e_0(n) = A + Be^{-kn}, \quad (17.30)$$

где A , B и k — неизвестные постоянные.

Для их определения воспользуемся тремя условиями, справедливыми для рассматриваемой нами схемы:

- 1) когда $n = 0$, $e_0(0) = 0$;
- 2) когда $n = \infty$, $e_0(\infty) = E$;
- 3) когда $n = 1$, $e_0(1) = aE$.

Подставив эти условия в формулу 17.30 и произведя необходимые вычисления, получим

$$e_0(n) = E(1 - e^{-kn}), \quad (17.31)$$

где

$$k = \ln \frac{C + C_c}{C}. \quad (17.32)$$

Преобразовав уравнение 17.32, получим

$$\frac{C_c}{C} = \left[\frac{E}{E - e_0(n)} \right]^{1/n} - 1. \quad (17.33)$$

Как было показано несколько выше, отношение емкостей оптимально при $C_c/C = 1/(n-1)$. Следовательно, формулу 17.31 можно привести к виду

$$\frac{e_0(n)}{E} = 1 - \left(\frac{n-1}{n}\right)^n. \quad (17.34)$$

Для этих оптимальных условий

$$\Delta e_0(n) = \frac{E}{n} \left(\frac{n-1}{n}\right)^{n-1}. \quad (17.35)$$

Таким образом, если n и амплитуда импульсов — заданные постоянные величины, по формуле 17.34 можно определить выходное напряжение счетчика. Если же заданы n и $e_0(n)$, по этой формуле можно вычислить требуемую амплитуду импульсов.

Проведенный нами анализ относится к случаю подачи на вход счетчика положительных импульсов. С равным успехом такие схемы могут использоваться и для подсчета числа проходящих отрицательных импульсов; для этого необходимо только изменить включение всех диодов на противоположное.

17.15. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИСХОДНОГО СОСТОЯНИЯ СЧЕТЧИКОВ

В предыдущем разделе работа счетчиков анализировалась для случаев; когда фиксируемый уровень равен нулю вольт. Однако, включив счетчик по схеме, приведенной на рис. 17.40, а, ступенчатую экспоненту выходного напряжения можно «привязать» к любому желаемому уровню напряжения. Аналогичный результат можно получить и при использовании схемы на рис. 17.40, б. В обеих схемах сопротивление R должно быть значительно больше внутреннего сопротивления r_p диодов. Иногда введения в схему R как отдельного сопротивления может и не потребоваться, так как его функции будет выполнять цепь утечки тока.

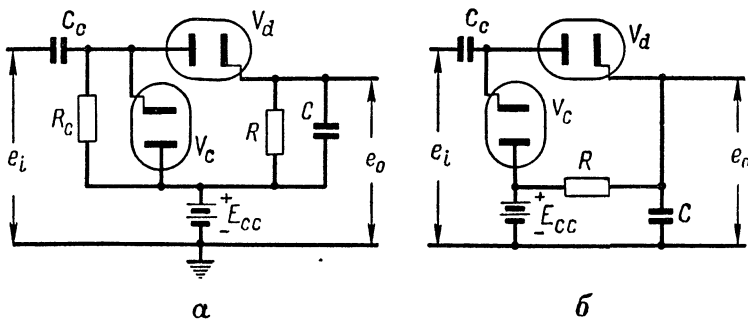


Рис. 17.40. Счетчик положительных импульсов, выходное напряжение которого фиксируется на уровне $\pm E_{cc}$ (для счета отрицательных импульсов включение обоих диодов надо изменить на обратное)

Принципиальный недостаток всех рассмотренных нами схем счетчиков заключается в неравномерности скачков выходного напряжения. Методы, применяемые для получения одинаковых по высоте скачков, не отличаются, в сущности, от тех, которые используются для линейризации выходных сигналов генератора пилообразного напряжения. Так, например, для этой цели можно применить метод заряда конденсаторов постоянным по величине током, введя в схему пентод (рис. 17.41).

Для этой же цели можно применить и интегратор Миллера; получаемая при этом схема почти не отличается от схем, рассмотренных в разделах 17.8 и 17.9.

Выходное напряжение счетчика обычно подводится к какому-либо переключающему устройству, например к мультивибратору, блокинг-генератору, фантастрону или газонаполненному триоду. Эти устройства, за исключением последнего, будут рассмотрены в следующей главе. Принцип работы газонаполненного триода (тиратрона) как регистрирующего устройства в счетчиках импульсов, а также процесс автоматического возвращения накопительной схемы к первоначальному состоянию легко понять из рис. 17.42.

Выходное напряжение счетчика фиксируется на уровне $+E_{cc}$. Оно оказывается достаточным для того, чтобы тиратрон не проводил тока, пока не будет сосчитано требуемое число импульсов. Когда через счетчик проходят импульсы, напряжение на катоде уменьшается и конденсатор C_a заряжается до напряжения E_{bb} вольт. Когда счетчик сосчитает требуемое число импульсов, напряжение на катоде упадет до величины, соответствующей потенциалу зажигания тиратрона. При зажигании тиратрона анодное напряжение падает до 10 или 12 в и общее напряжение на C_a , R_L , тиратроне и конденсаторе C счетчика быстро перераспределяется. Емкость конденсатора выбирается так, чтобы при перераспределении зарядов напряжение снова повышалось до $+E_{cc}$. Когда этот неустановившийся процесс заканчивается, ионизация лампы поддерживается

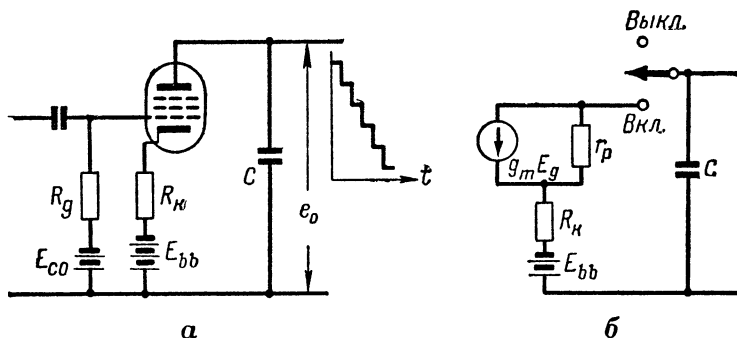


Рис. 17.41. Применение пентода для заряда конденсатора током постоянной величины с целью выравнивания величины ступеней: а — положительные входные сигналы образуют падающее ступенчатое напряжение; б — эквивалентная схема

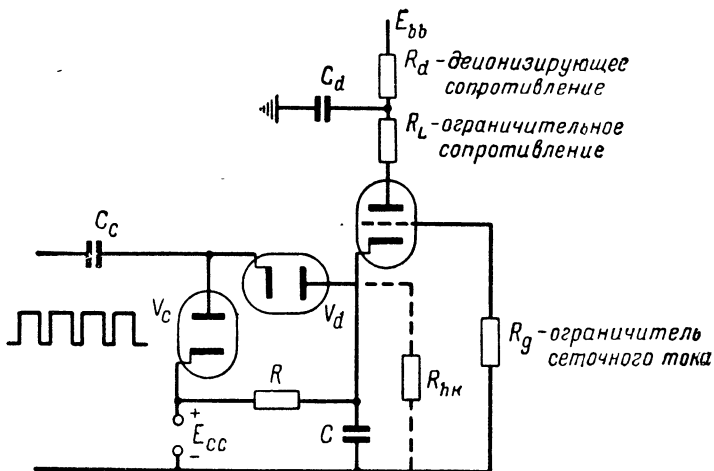


Рис. 17.42. Схема тиратронного накопительного счетчика отрицательных импульсов с автоматическим возвращением в исходное состояние

только током источника питания E_{bb} , текущим через сопротивление R_d . Однако величина R_d выбирается настолько большой, что этот ток оказывается недостаточным для поддержания ионизации и тиратрон гаснет. Таким образом восстанавливается исходное состояние счетчика, после чего может начаться следующий цикл работы.

17.16. СХЕМЫ СОВПАДЕНИЯ И ВРЕМЕННОЙ СЕЛЕКЦИИ

Иногда из подводимого к схеме сигнала бывает нужно выбрать только некоторую его часть, появляющуюся в определенный период времени, и не пропустить остальную часть сигнала. Нередко требуется также определить совпадение или, наоборот, расхождение моментов возникновения нескольких электрических явлений.

Устройства, выполняющие эти различные задачи, часто называют схемами стробирования или совпадения. Однако так как их работа основана, в сущности, на временной селекции, более удачным следует считать название «схемы временной селекции».

Свойства схем временной селекции обуславливаются применением в этих схемах электронных устройств, играющих роль переключающих элементов. Такими переключающими устройствами могут быть ламповые и полупроводниковые диоды, полупроводниковые приборы, специальные ламповые пентоды, магнитные усилители и другие элементы.

В схемах временной селекции эти электронные элементы обычно работают в двух режимах: они либо проводят ток, либо заперты. Для изменения режима их работы в требуемый момент применяются различные по форме и величине селекторные импульсы.

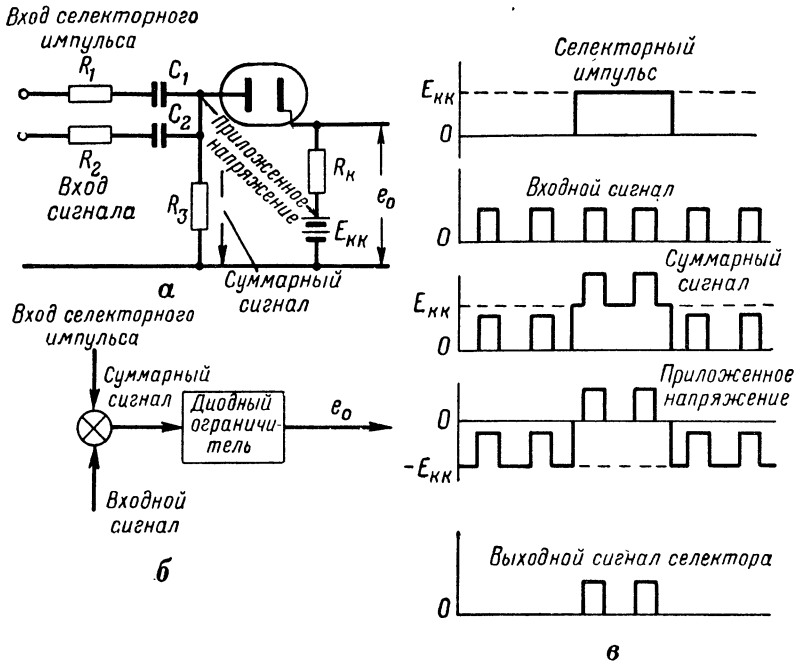


Рис. 17.43. Временная селекция на диоде:
 а — принципиальная схема; б — блок-схема; в — формы сигналов

Одна из простейших схем временной селекции представляет собой обычную схему ограничения на диоде, в которой уровень ограничения является некоторой функцией времени и изменяется под действием селекторного импульса. Для пояснения принципа работы такого устройства рассмотрим схему на рис. 17.43. В этой схеме входящий сигнал и селекторный импульс суммируются и затем подводятся к диоду, на катод которого подано напряжение смещения. При отсутствии селекторного импульса напряжение смещения достаточно для того, чтобы диод оставался закрытым при поступлении сигнала. Приходящий селекторный импульс смещает рабочую точку диода почти к границе проводящей области, в связи с чем любой входящий положительный сигнал отпирает диод и создает выходной сигнал на сопротивлении R_k .

Существует много вариантов этой основной схемы. Так, например, для селекции отрицательных импульсов следует только заменить схему включения диода и полярность напряжения смещения $E_{кк}$ на обратные.

В схеме рис. 17.43 вместо диода можно применить триод или пентод, работающие в режиме ограничения. Однако характеристика отсечки у них не такая острая, как у полупроводниковых диодов, вследствие чего приход селекторного импульса приводит к частичному отпираанию этих ламп и возникновению небольшого выходного сигнала.

Основной недостаток схемы рис. 17.43 заключается в том, что ее работа сильно зависит от формы и амплитуды селекторного импульса. Эту зависимость можно значительно уменьшить, введя в схему второй, дополнительный диод (рис. 17.44). Когда сигналы на входе этой схемы отсутствуют, стробирующий диод отперт; сопротивления R_L , R_1 и напряжение смещения $E_{кк}$ выбраны так, что напряжение между анодом и сеткой ограничительного диода почти равно нулю. Следовательно, в этой схеме независимо от того, существует или отсутствует входной сигнал, напряжения на выходе схемы не будет. Когда на вход схемы поступает положительный селекторный импульс достаточной величины, стробирующий диод запирается и любой проходящий в это время положительный сигнал отпирает ограничительный диод и создает выходной сигнал.

В этой схеме, как и в ранее рассмотренной, соотношение между величинами селекторного импульса, входного сигнала и напряжения смещения достаточно критично. Селекторный импульс должен быть достаточно большим, чтобы стробирующий диод был заперт при поступлении на его вход сигнала. Конечно, это недостаток схемы.

Идеальная схема временной селекции должна создавать выходной сигнал только в определенные периоды времени, причем работа схемы не должна зависеть от изменения амплитуды входного сигнала в некоторых определенных пределах. Срабатывание схемы и появление выходного сигнала должны определяться только совпадением во времени селекторного импульса и входного сигнала. При отсутствии любого из этих двух входных напряжений сигнал на выходе схемы должен быть равен нулю.

Почти идеальной можно считать схему на рис. 17.45, если амплитуды поступающих на ее вход сигналов не превышают определенных пределов. К положительным свойствам этой схемы следует отнести также и то, что она может иметь n входов и регистрировать совпадение любого количества входных сигналов.

Постоянные напряжения в этой схеме выбираются так, чтобы удовлетворялось соотношение $E_1 > E_{cc} > E_2$. Сопротивления R_1 и R должны быть такими, чтобы ток I был меньше I_1 . Таким образом, почти все входные диоды должны питаться от источника

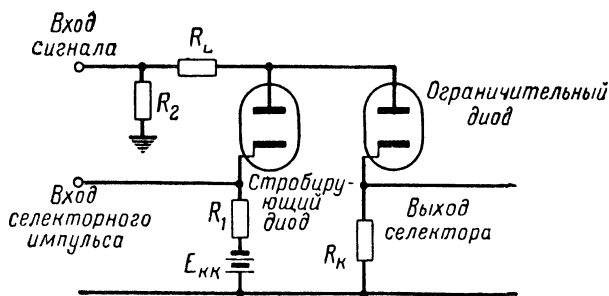


Рис. 17.44. Схема временной селекции на двух диодах

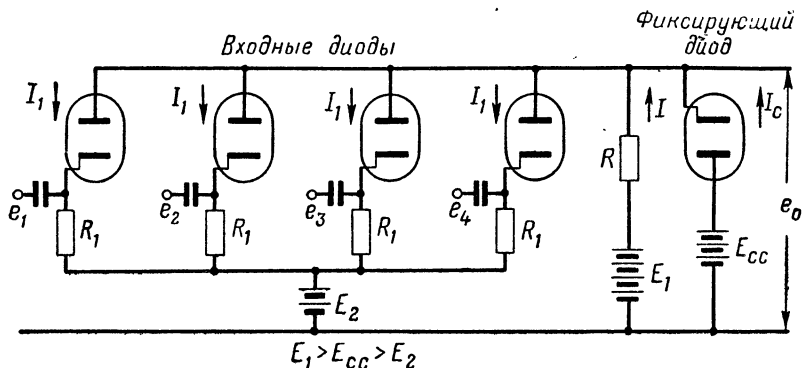


Рис. 17.45. Схема совпадения с несколькими входами

напряжения E_{cc} через фиксирующий диод. При этом предполагается, что внутреннее сопротивление диодов r_p значительно меньше сопротивления нагрузки R_1 .

Когда сигналы на входе схемы отсутствуют, выходное напряжение e_0 удерживается фиксирующим диодом на уровне E_{cc} . Все диоды открыты и проводят ток. Падением напряжения на них можно пренебречь, так как внутреннее сопротивление r_p значительно меньше R_1 . В связи с этим можно считать, что напряжения между катодами и заземленной точкой равны E_{cc} . Поэтому любой положительный входной сигнал будет запирает соответствующий входной диод. Однако выходное напряжение при этом не изменится и будет равно E_{cc} , так как через фиксирующий диод продолжает проходить ток, разветвляющийся затем в те ветви схемы, в которых входные диоды остались открытыми. Однако если под действием одновременно приходящих входных положительных сигналов все входные диоды окажутся запертыми в одно и то же время, фиксирующий диод окажется также запертым, так как проходящий через него ток упадет до нуля. В связи с этим выходное напряжение повысится до E_1 . Это увеличение будет происходить по экспоненциальному закону, поскольку протекающий через сопротивление R ток I заряжает шунтирующую емкость.

Выходное напряжение определяется в этой схеме амплитудой наименьшего входного сигнала. Пока выходное напряжение увеличивается на величину, равную амплитуде импульса, напряжение на соответствующем диоде равно нулю. Дальнейшее увеличение выходного напряжения приводит к отпиранию диода, что и предотвращает превышение выходным напряжением уровня минимального входного сигнала. Однако зависимость выходного напряжения от амплитуды наименьшего выходного сигнала не всегда бывает нежелательной,

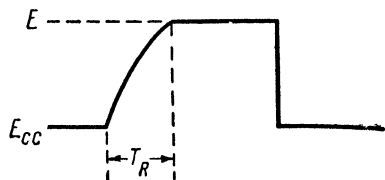


Рис. 17.46. Сигнал на выходе схемы рис. 17.45

Напряжение на выходе схемы имеет вид, приведенный на рис. 17.46. Разность напряжений $E - E_{cc}$ представляет собой амплитуду наименьшего входного сигнала; через T_R обозначено время нарастания импульса. Для анализа работы схемы обозначим через C общую шунтирующую емкость, а через $T_{зар}$ — постоянную времени заряда, равную RC . Время нарастания импульса легко найти, воспользовавшись формулой для определения напряжения на заряжаемом конденсаторе:

$$e_c = E_A - (E_A - \gamma) e^{-t/RC}.$$

В рассматриваемом случае мы должны определить $t = T_R$ при условии, что

$$e_c = E; \quad E_A = E_1; \quad \gamma = E_{cc}.$$

Следовательно, в конце времени нарастания напряжения

$$E = E_1 - (E_1 - E_{cc}) e^{-T_R/RC}.$$

Решив это уравнение относительно T_R , найдем

$$T_R = RC \ln \frac{E_1 - E_{cc}}{E_1 - E}.$$

При расчете этой схемы совпадения следует также всегда иметь в виду, что через фиксирующий диод будет проходить ток, равный сумме токов, протекающих через все входные диоды.

На рис. 17.47 приведена широко применяемая схема селектора, в которой в качестве селекторного элемента использован пентод. Некоторые лампы, например 6AS6, обладают характеристикой с острой отсечкой как по управляющей, так и по защитной сетке. Напряжение смещения по управляющей сетке выбирается так, чтобы лампа работала в режиме класса В, была нормально заперта по управляющей сетке и отпиралась по этой сетке только в те периоды времени, когда на нее подается положительный импульс. Но эта лампа нормально заперта и по защитной сетке, вследствие чего через лампу будет проходить ток и в анодной цепи возникнет сигнал только в том случае, когда одновременно с подачей положительного импульса на управляющую сетку появится положительный селекторный сигнал достаточной амплитуды и на защитной сетке. Такая схема обладает очень хорошими селективными качествами.

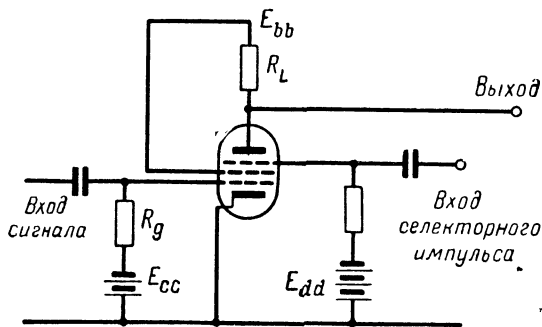


Рис. 17.47. Схема совпадения на пентоде

17.17. ВЛИЯНИЕ ШУНТИРУЮЩЕЙ ЕМКОСТИ

При анализе схем, описываемых в этой главе, мы не учитывали неизбежного влияния межэлектродных емкостей и распределенной емкости монтажа. Поэтому параметры реальных схем, определяемые опытным путем, несколько отличаются от параметров, определяемых теоретически.

Влияние этих емкостей оказывается особенно значительно, когда сигналы, проходящие по схеме, имеют крутые передние и задние фронты, резко прерываются и имеют небольшую продолжительность. Шунтирующая емкость схемы уменьшает крутизну фронтов таких сигналов и увеличивает их длительность. Теоретически бывает трудно определить влияние этой емкости вследствие сложности математических вычислений.

Проблема предотвращения нежелательного воздействия шунтирующей емкости является для схем формирования сигналов, в сущности, такой же, как и в видеоусилителях, предназначенных для усиления импульсных сигналов. Следовательно, к этим схемам применимы те же основные положения, что и к видеоусилителям. Схемы формирования сигналов фактически представляют собой схемы, работающие в прерывистом режиме с сигналами видеочастоты и при их расчете и конструировании должны учитываться все требования к схемам такого типа.

17.18. СХЕМЫ СОВПАДЕНИЯ С МАГНИТНЫМИ УСИЛИТЕЛЯМИ

Магнитный усилитель с одним сердечником легко преобразовать в схему совпадения с n входами.

На рис. 17.48 показана идеализированная петля гистерезиса, а на рис. 17.49 и 17.50 даны схемы магнитных усилителей с несколькими входами. При положительном полупериоде колебаний напряжения e_{ac} происходит насыщение сердечника. При отсутствии сигналов на входе схемы сердечник остается насыщенным, так как диод A (в цепи R_L) отключает источник питания, когда полярность напряжения этого источника меняется на обратную.

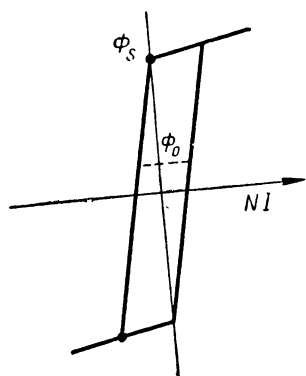


Рис. 17.48. Петля гистерезиса сердечника магнитного усилителя

Таким образом, режим работы схемы не изменяется и на выходе схемы не появляется сигнала до тех пор, пока вследствие изменения направления тока в обмотке магнитный поток сердечника не примет первоначального значения, равного Φ_0 . Однако в связи с наличием большого числа низкоомных цепей, образующих источниками входных сигналов, ток в течение отрицательного полупериода протекает не через обмотку сердечника, а через диоды и источники входных

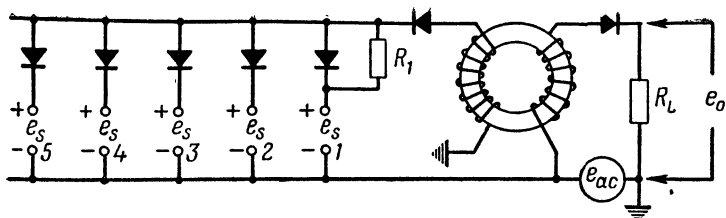


Рис. 17.49. Одна из схем совпадения, собранная на магнитном усилителе с одним сердечником

сигналов. Поэтому магнитный поток сердечника не возвращается к исходной величине.

До тех пор, пока напряжение хотя бы одного источника входного сигнала равно нулю, ток обратного направления, минуя обмотку сердечника, протекает по одной из дополнительных цепей. Но как только сигналы появятся одновременно во всех входных цепях, по катушке потечет ток, что изменит величину магнитного

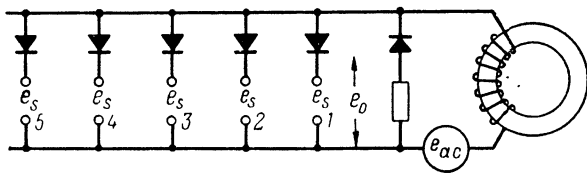


Рис. 17.50. Вторая схема совпадения, собранная на магнитном усилителе с одним сердечником

потока сердечника и сделает ее равной Φ_0 . В следующий полупериод напряжения питания сердечник снова будет насыщен, и весь процесс повторится. Таким образом, о совпадении входных сигналов указывает появление выходного напряжения e_o в полупериод, следующий за полупериодом, когда совпадали сигналы.

Входные сигналы для такого счетчика должны иметь длительность, сравнимую с полупериодом перемагничивания. Амплитуды сигналов должны быть достаточно большими, чтобы ток не попал в обмотку сердечника.

ЗАДАЧИ

17.1. Используя указанные в справочниках данные о лампе 6AL5, постройте для схемы на рис. 17.51 эквивалентную схему и определите ее параметры; вычислите выходное напряжение, когда входной сигнал имеет форму, показанную на рис. 17.51.

17.2. Фиксирующая схема и подводимый к ней входной сигнал показаны на рис. 17.52. Определите форму выходного сигнала, предполагая, что конденсатор первоначально был разряжен.

17.3. На рис. 17.53 показаны схема катодного повторителя и форма входного сигнала. Вычислите и вычертите форму напряжения на выходе этой схемы.

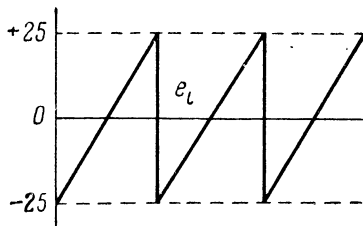
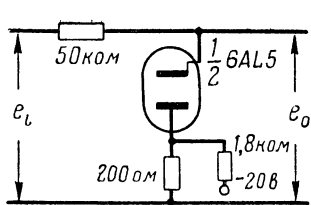


Рис. 17.51

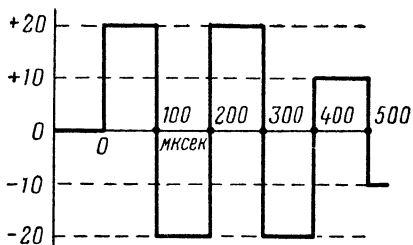
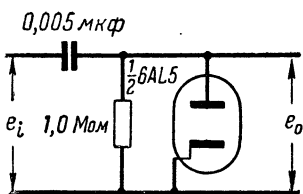


Рис. 17.52

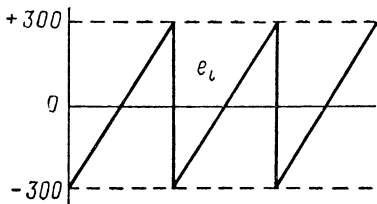
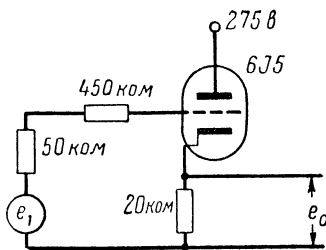


Рис. 17.53

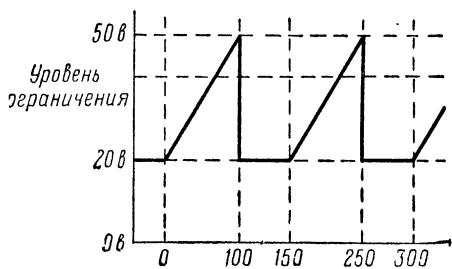


Рис. 17.54

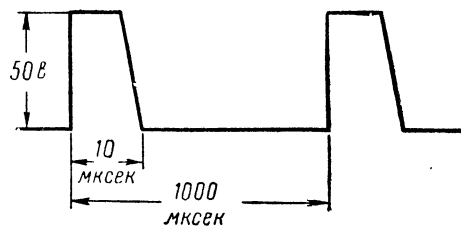


Рис. 17.55

17.4. Изображенный на рис. 17.54 сигнал подается через обычную реостатно-емкостную цепь связи на сетку лампы 6J5, работающей как ограничитель. Постоянная времени цепи связи значительно больше T . Считая, что сопротивленные нагрузки равно $20\ 000\ \text{ом}$, а $E_{bb} = 200\ \text{в}$, определите напряжение смещения, при котором лампа будет ограничивать весь сигнал, за исключением его треугольной вершины, ширина основания которой равна $10\ \text{мксек}$.

17.5. Симметричный прямоугольный сигнал, частота повторения которого равна $1000\ \text{гц}$, а двойная амплитуда $50\ \text{в}$, используется для получения сигнала, изображенного на рис. 17.55. Вычертите любую пригодную для этих целей схему и определите все ее рабочие параметры, включая величину напряжения смещения, постоянную времени и т. д.

17.6. Рассчитайте обостряющую схему с параллельным контуром, работающую на лампе 6AC7 (в прерывистом режиме). Схема должна обладать оптимальными характеристиками. Известно, что напряжение источника питания составляет $300\ \text{в}$, а общая межкаскадная шунтирующая емкость равна $20\ \text{пф}$. Максимальная амплитуда выходного импульса должна составлять $5\ \text{в}$. Определите значения R_L и L и отношение амплитуд импульсов на выходе схемы.

17.7. Рассчитайте ударно-возбуждаемую схему с параллельным колебательным контуром, в которой в период работы возникают колебания с частотой $100\ \text{кгц}$. В схеме используйте лампу 6AC7, работающую в прерывистом режиме. Известно, что $E_{bb} = 300\ \text{в}$ и $C_T = 20\ \text{пф}$. Лампа стробируется отрицательным импульсом продолжительностью $100\ \text{мксек}$. Определите требуемые значения R_L и L , а также величину отрицательного стробирующего сигнала, при которой создаются нормальные условия работы лампы.

17.8. Рассчитайте простой реостатно-емкостный генератор пилообразного напряжения. В качестве переключающей лампы используйте лампу 6J5. Напряжение источника анодного питания равно $300\ \text{в}$. Переключающая лампа стробируется симметричным прямоугольным сигналом, частота повторения которого равна $500\ \text{гц}$. Определите значения R и C , требуемые для получения сигналов, основание которых лежит на уровне $15\ \text{в}$, а пиковое значение составляет $50\ \text{в}$.

17.9. Реостатно-емкостный генератор трапецидального напряжения создает напряжение возбуждения для лампы генератора тока развертки. Переключающая лампа отперта в течение $200\ \text{мксек}$ и заперта в течение $300\ \text{мксек}$. Ток, протекающий через отклоняющую катушку, должен изменяться в течение прямого хода развертки на $100\ \text{ма}$. Коэффициент усиления μ лампы генератора тока развертки равен 10 , а внутреннее сопротивление $r_p = 5000\ \text{ом}$. Для переключающей лампы (6J5) $E_{bb} = 200\ \text{в}$, $C = 0,001\ \text{мкф}$, $R_L = 500\ 000\ \text{ом}$ и $R_1 = 10\ 000\ \text{ом}$. Определите размеры требуемого в этом случае трапецидального напряжения и значения L и R отклоняющей катушки.

17.10. Счетчик импульсов должен иметь в конце шестого импульса выходное напряжение $21\ \text{в}$. Рассчитайте параметры соответствующих цепей счетчика и амплитуду входного импульса. Входные импульсы имеют неизменную частоту повторения $1000\ \text{гц}$; длительность их $2\ \text{мксек}$, а полярность отрицательная.

17.11. Вычертите схему счетчика с автоматическим возвращением к исходному состоянию для условий задачи 17.10. За основу возьмите схему на рис. 17.42. Используйте тиратрон 884. Определите значения всех элементов схемы и величины всех напряжений.

17.12. Рассчитайте схему совпадения на пентоде 6AS6 при $E_{bb} = 300\ \text{в}$. Оба входящих импульса имеют длительность $1\ \text{мксек}$ и амплитуду $5\ \text{в}$.

ПУСКОВЫЕ СХЕМЫ И ГЕНЕРАТОРЫ НЕСИНУСОИДАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ

В главе 17 мы познакомились с обширной группой схем, в которых применяются электронные устройства, работающие в прерывистом режиме. Вследствие использования в этих схемах нелинейных элементов на их выходе получаются сигналы, которые нельзя сформировать линейными схемами, обладающими одинаковой проводимостью для сигналов разной полярности. Все рассмотренные в главе 17 схемы работают с разомкнутой петлей обратной связи, или не имеют обратной связи, или в них используется отрицательная обратная связь для улучшения некоторых рабочих характеристик.

Схемы, с которыми мы познакомимся в этой главе, отличаются от описанных в главе 17, в сущности, только тем, что в них используются усилители с сильной положительной обратной связью. Такие схемы, представляющие собой формирующие устройства с положительной обратной связью, мы будем называть пусковыми, или триггерными, схемами. Различие между ними и схемами, рассмотренными в главе 17, почти такое же, как между усилителями класса А и генераторами.

Пусковые схемы можно подразделить на мультивибраторы, схемы типа фантастроны, блокинг-генераторы и пусковые схемы на полупроводниковых приборах.

18.1. КЛАССИФИКАЦИЯ ПУСКОВЫХ СХЕМ

В главе 10 было показано, что ряд устройств обладает характеристиками по постоянному току с участком отрицательного сопротивления. Такие характеристики можно разбить на два основных типа — на характеристики систем с устойчивым состоянием при разомкнутой и при замкнутой цепи (рис. 18.1). Рабочие точки характеристик, лежащие в области 1 и 3, всегда устойчивы, а рабочая точка, находящаяся в области 2, может быть как неустойчивой, так и устойчивой (см. главу 10).

Пусковые схемы рассчитываются так, что они имеют вольтамперную характеристику, аналогичную одной из показанных на рис. 18.1, причем параметры этих схем выбираются так, чтобы рабочая точка

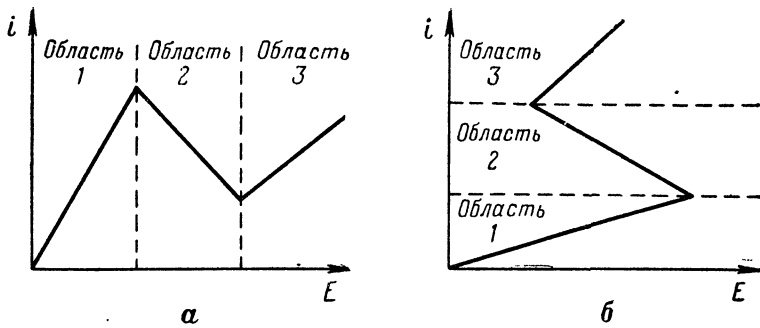


Рис. 18.1. Два типа характеристик с отрицательным сопротивлением: *а* — устойчивое состояние при замкнутой цепи; *б* — устойчивое состояние при разомкнутой цепи

в области 2 была неустойчивой. Поэтому пусковые схемы имеют три рабочих состояния — два устойчивых и одно неустойчивое. Процесс перехода схемы из одного устойчивого состояния в другое называется опрокидыванием схемы. Иногда схемы обладают способностью к самоопрокидыванию, или, как иногда говорят, к самозапуску; в других случаях опрокидывание вызывается внешним запускающим сигналом.

С этой точки зрения пусковые схемы можно подразделить на следующие категории [29]:

1. Двухтактные схемы, или схемы с двумя «постоянно устойчивыми» состояниями. Такие схемы не обладают способностью к самоопрокидыванию. Для полного цикла работы схемы, т. е. для ее перехода из устойчивого состояния 1 в устойчивое состояние 3 и затем снова в состояние 1, требуются два запускающих сигнала.

2. Однотактные (ждушие) схемы, или схемы с одним «постоянно устойчивым» и одним «временно устойчивым» состоянием. Они обладают способностью к самоопрокидыванию только из одного устойчивого состояния («временно устойчивого»). Для опрокидывания схемы из другого устойчивого состояния («постоянно устойчивого») требуется внешний запускающий сигнал. Таким образом, эти схемы совершают полный цикл работы и возвращаются в исходное состояние под действием одного запускающего сигнала.

3. Самовозбуждающиеся (автоколебательные) схемы. Схемы этого типа обладают способностью к самоопрокидыванию из обоих устойчивых состояний, которые назовем в связи с этим «временно» устойчивыми состояниями. Поэтому такие схемы генерируют непрерывную серию несинусоидальных сигналов без воздействия внешних запускающих импульсов.

18.2. ОСНОВНАЯ СХЕМА МУЛЬТИВИБРАТОРА

Пусковые схемы, называемые мультивибраторами, являются, в сущности, двухкаскадными усилителями с реостатной связью, в которых выход второго каскада соединен со входом первого.

В мультивибраторе, изображенном на рис. 18.2, легко узнать схему Икклса — Джордана (см. главу 10). Этот мультивибратор работает со 100% положительной обратной связью, и петля обратной связи оказывается замкнутой только тогда, когда обе усилительные лампы отперты. При 100% положительной обратной связи возникает неустойчивое состояние равновесия, соответствующее работе в области 2 характеристики по постоянному току, т. е. в области с отрицательным сопротивлением.

Петля положительной обратной связи размыкается и состояние системы становится устойчивым, когда одна из ламп запирается. Следовательно, схема обладает двумя устойчивыми состояниями равновесия, соответствующими работе в областях 1 и 3 характеристики постоянного тока. Эти устойчивые состояния возникают, когда: 1) лампа V_1 отперта, а V_2 заперта и 2) лампа V_2 отперта, а V_1 заперта. При нормальных условиях схема стабильно работает в одном из этих состояний, т. е. имеет два «постоянно» или, как часто говорят, «нормально» устойчивые состояния.

Предположим, что схема находится в одном из устойчивых состояний. Для опрокидывания ее в другое устойчивое состояние требуется создать неустойчивое состояние путем мгновенного отпирания обеих ламп. Это приводит к замыканию петли обратной связи и опрокидыванию схемы. Практически для замыкания петли обратной связи к мультивибратору подводится небольшой запускающий импульс через схему, которая придает ему положительную полярность, и в таком виде импульс поступает на управляющую сетку запертой лампы. Если амплитуда импульса имеет достаточную величину, запертая лампа мгновенно отпирается, петля обратной связи замыкается и возникает неустойчивый режим работы, приводящий к опрокидыванию схемы в другое устойчивое состояние.

Существует много различных схем мультивибраторов. Однако в основе работы каждой из них лежит описанный нами принцип. В двухтактных схемах между лампами применяются две связи по

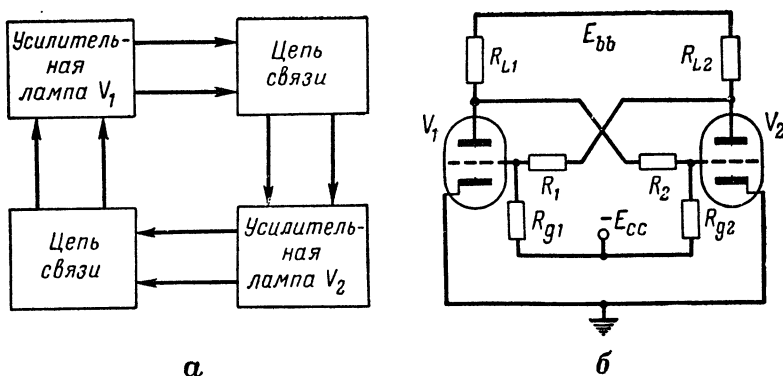


Рис. 18.2. Блочная (а) и принципиальная (б) схемы мультивибратора основного типа

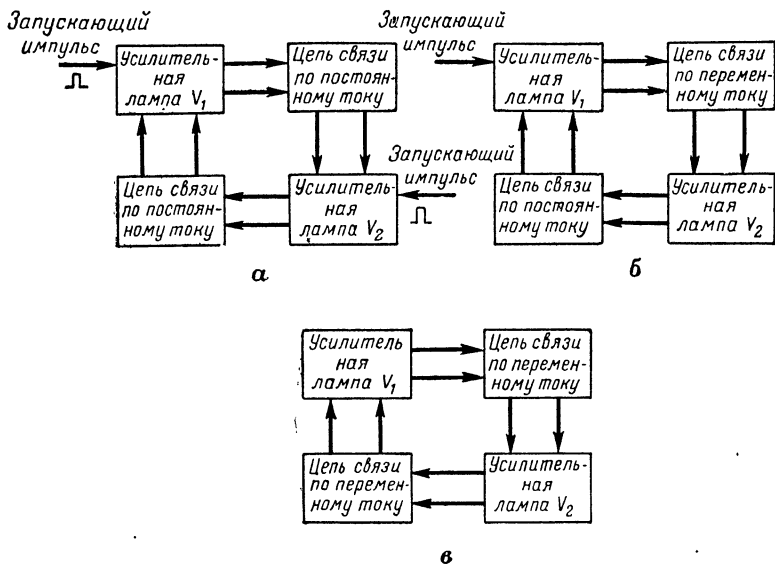


Рис. 18.3. Блок-схемы мультивибраторов.

а — двухтактный; б — однотактный; в — самовозбуждающегося

постоянному току. В однотактных мультивибраторах одна связь по постоянному току заменяется связью по переменному току, благодаря которой схема самопрокидывается из одного устойчивого состояния. В самовозбуждающихся мультивибраторах существуют две цепочки связи по переменному току, что приводит к самопрокидыванию схемы из обоих устойчивых состояний. Различие в схемах этих трех типов видно из рис. 18.3.

Механизм самопрокидывания схемы довольно прост. Рассмотрим, например, блок-схему однотактного мультивибратора. Когда на управляющую сетку нормально запертой лампы поступает запускающий импульс, возникает регенеративный процесс переключения, в результате чего ранее запертая лампа отпирается, а нормально проводящая лампа запирается. Однако благодаря связи по переменному току напряжение на управляющей сетке запертой лампы начинает изменяться по определенному закону. В некоторый момент времени это напряжение достигает величины, при которой лампа отпирается. Это приводит к замыканию петли обратной связи и самопрокидыванию схемы в первоначальное устойчивое состояние. Более подробно этот процесс будет рассмотрен в следующих разделах.

18.3. ДВУХТАКТНЫЙ МУЛЬТИВИБРАТОР

Двухтактный мультивибратор (рис. 18.4) аналогичен мультивибратору Икклса — Джордана и отличается от последнего только тем, что в нем вместо отдельного источника сеточного смещения применена схема автоматического катодного смещения и добавлены два

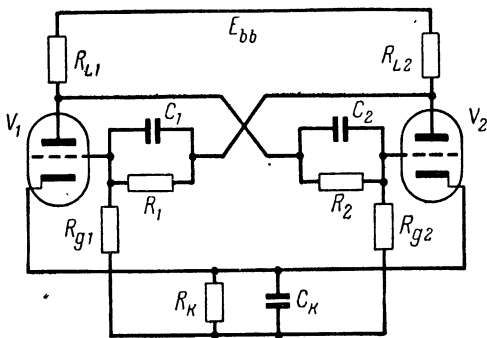


Рис. 18.4. Двухтактный мультивибратор с анодно-сеточной связью

конденсатора: C_1 и C_2 . Назначение этих изменений будет пояснено несколько позже. Такая схема получила название мультивибратора с анодно-сеточной связью, так как обе межкаскадные цепи связи проходят от анода одной лампы к сетке другой. Принцип работы схемы аналогичен описанному в разделе 18.2, и для ее опрокидывания требуется внешний положительный запускающий импульс с амплитудой, доста-

точной для отпирания запертой лампы и мгновенного замыкания петли обратной связи.

Неизбежное наличие межэлектродной и особенно входной емкости лампы сказывается отрицательно на работе схемы, так как эта емкость шунтирует сопротивление утечки сетки в цепи связи по постоянному току. Так как запускающие импульсы обычно имеют крутой передний фронт и небольшую продолжительность, эта емкость образует для них низкоомную цепь на землю. В результате амплитуда импульса, попадающего на управляющую сетку лампы, уменьшается и может оказаться недостаточной для отпирания лампы.

Для компенсации шунтирующего действия входных емкостей ламп и введены пусковые конденсаторы C_1 и C_2 , емкость которых значительно больше емкостей ламп. Образующийся емкостный делитель напряжения делит запускающий импульс на две части, из которых большая выделяется на входной емкости лампы, а следовательно, и на управляющей сетке лампы.

К катодному смещению в этой схеме не предъявляется жестких требований, так как почти все время (за исключением периода

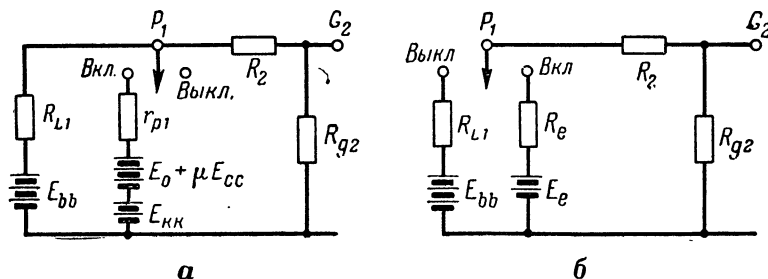


Рис. 18.5. Эквивалентная схема анодной цепи одного усилительного плеча двухтактного мультивибратора с анодно-сеточной связью:

a — эквивалентная схема; *б* — преобразование Тевеница для схемы *a*

опрокидывания) проводит только одна лампа. Поэтому при использовании одинаковых ламп в обоих плечах мультивибратора ток через сопротивление оказывается почти постоянным.

Построение эквивалентной схемы анодной цепи любого из двух усилителей, входящих в мультивибратор, — несложная задача, она выполнена на рис. 18.5. Цепь катодного смещения заменена здесь эквивалентным источником постоянного напряжения E_{kk} .

Пусковые конденсаторы, как и входная емкость лампы, на схеме не показаны, так как их влияние ограничивается только временем переходного процесса. Этот вопрос частично будет рассмотрен в следующих разделах.

Управляющая сетка любой из ламп может находиться под положительным потенциалом. Поэтому сопротивление R_g на эквивалентной схеме следует включить параллельно с цепью из последовательно включенных сопротивлений r_g и источника постоянного напряжения E_{kk} , где r_g — эквивалентное сопротивление участка сетка — катод лампы.

Имея эквивалентную схему, нетрудно вывести расчетные формулы и определить величины напряжений, действующих или подводимых к различным участкам схемы. Эту работу может легко выполнить читатель самостоятельно.

18.4. ДВУХТАКТНЫЙ МУЛЬТИВИБРАТОР. РАЗЛИЧНЫЕ ВАРИАНТЫ СХЕМ И УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ ОСНОВНОЙ СХЕМЫ

Мультивибраторы, собранные по только что рассмотренной основной схеме, нашли весьма широкое практическое применение. Однако они обладают серьезным недостатком, обусловливаемым применением в них анодно-сеточной связи. Этот недостаток особенно сильно проявляется в том случае, когда к мультивибратору присоединяется элемент связи, который должен передать сигнал, образованный мультивибратором, во внешнюю цепь. Из-за наличия такой цепи связи схема, в которую поступает сигнал с выхода мультивибратора, неизбежно воздействует на режим работы мультивибратора и изменяет его характеристики.

Этот недостаток можно в значительной мере преодолеть, если применить электронную связь, внося в схему изменения, показанные на рис. 18.6. В этой схеме пентоды включены так, что экранирующие сетки выполняют функции анодов ламп мультивибратора. Сигнал же снимается с реальной анодной цепи лампы, в связи с чем внешняя цепь и схема мультивибратора оказываются изолированными одна от другой.

Такая же проблема возникает при подключении к мультивибратору схемы запуска, так как эта схема не должна оказывать заметного влияния на работу мультивибратора. Наиболее простой метод развязки этих двух устройств — применение входных диодов, включаемых в схему мультивибратора, как показано на рис. 18.7. Диоды проводят ток только в момент появления на входе схемы корот-

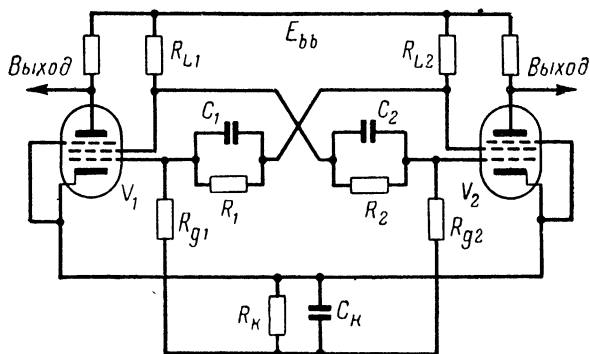


Рис. 18.6. Двухтактный мультивибратор с анодно-сеточной связью, в котором применена электронная связь

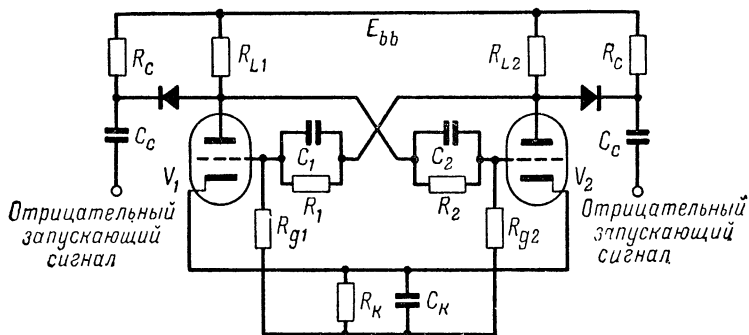


Рис. 18.7. Применение диодов для подведения к мультивибратору запускающих сигналов

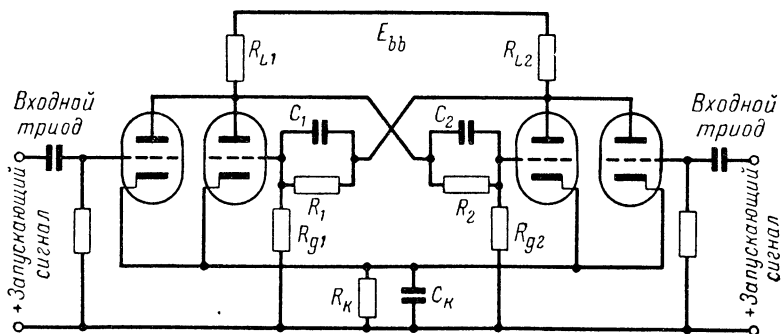


Рис. 18.8. Применение триодов для подведения к мультивибратору запускающих сигналов

ких отрицательных импульсов. Все остальное время они не проводят тока и надежно отключают источник сигналов запуска от мультивибратора.

Другой метод подачи сигналов запуска состоит в применении триодов, включаемых параллельно с лампами мультивибратора (рис. 18.8). Триоды схемы запуска все время заперты, за исключением коротких периодов времени, когда на их сетки поступают положительные запускающие импульсы. В эти моменты триоды отпираются и на аноде соответствующей лампы мультивибратора мгновенно появляется отрицательный сигнал. По цепи связи он передается к сетке второй лампы мультивибратора, усиливается и в обратной полярности появляется на сетке первой лампы и, отпирая ее, запускает схему.

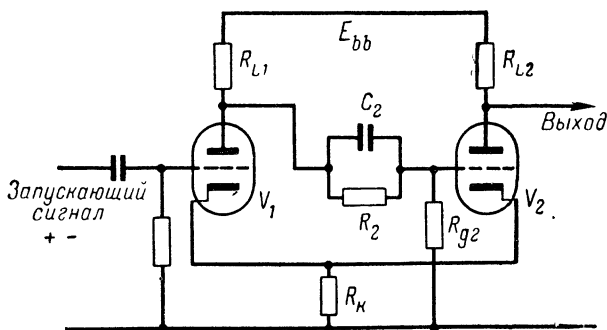


Рис. 18.9. Двухтактный мультивибратор с катодной связью

Проблема входной и выходной связи мультивибратора может быть решена также и несколько иным методом, для чего требуется внести в схему мультивибратора небольшие изменения. Так, если из рассмотренной нами схемы исключить одну из анодно-сеточных связей и стоящий в катодной цепи шунтирующий конденсатор, мы получим двухтактный мультивибратор с катодной связью (рис. 18.9).

Предположим, что схема находится в устойчивом состоянии, при котором лампа V_1 заперта, а лампа V_2 отперта. Анодный ток лампы V_2 , протекающий через сопротивление R_k , создает на нем падение напряжения, достаточное для того, чтобы лампа V_1 была заперта. При приходе положительного запускающего импульса на сетку лампы V_1 эта лампа отпирается, а лампа V_2 запирается. При этом возникает второе устойчивое состояние, так как величины элементов, образующих цепь связи по постоянному току, и ток, протекающий через лампу V_1 , оказываются достаточными для того, чтобы лампа V_2 была заперта.

Преимущества описанного мультивибратора легко заметить из его принципиальной схемы (рис. 18.9). Входная и выходная связи в этом мультивибраторе осуществляются так, что эти связи оказы-

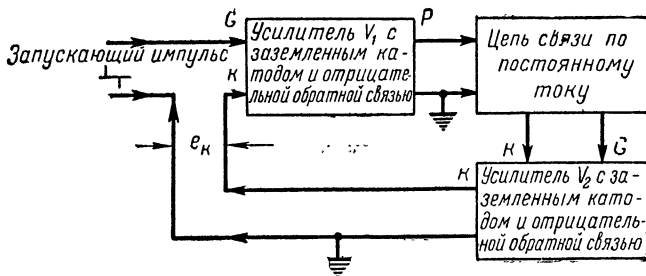


Рис. 18.10. Блок-схема, поясняющая работу двухтактного мультивибратора с катодной связью

ваются изолированными от элементов, образующих собственно мультивибратор.

Для уяснения принципа действия мультивибратора можно воспользоваться также рис. 18.10.

18.5. ОДНОТАКТНЫЙ МУЛЬТИВИБРАТОР С АНОДНО-СЕТОЧНОЙ СВЯЗЬЮ (ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ)

Однотактный режим работы мультивибратора можно получить, заменив в основной двухтактной схеме одну из цепей связи по постоянному току обычной межкаскадной реостатно-емкостной цепью (рис. 18.11). В нормальных условиях лампа V_1 оказывается запертой источником постоянного напряжения E_{cc} , достаточного для создания смещения, превышающего напряжение отсечки. Лампа V_2 нормально открыта. Схема не может сама перейти в другое устойчивое состояние, т. е. она находится в «постоянно», или «нормально», устойчивом состоянии. Когда на управляющую сетку лампы V_1 поступает внешний положительный запускающий импульс достаточной амплитуды, петля обратной связи замыкается и схема опрокидывается в другое устойчивое состояние, при котором лампа V_1

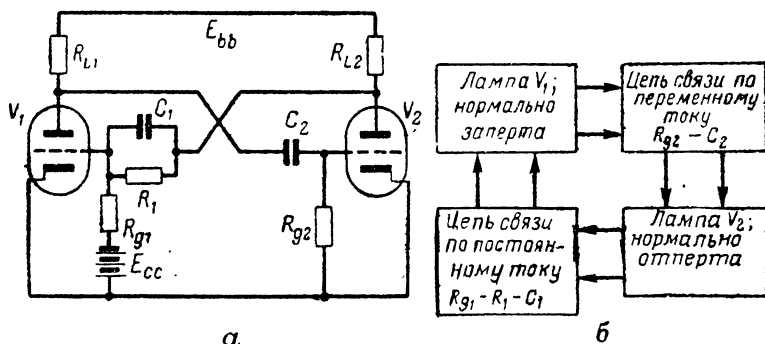


Рис. 18.11. Однотактный мультивибратор с анодно-сеточной связью: а — принципиальная схема; б — блок-схема

оказывается отпертой, а лампа V_2 — запертой. Этот режим работы называется «временно устойчивым» состоянием.

Рассмотрим работу схемы в этом режиме. Когда на сетку лампы V_1 , находящейся в нормальном устойчивом состоянии, поступает запускающий импульс, лампа отпирается и напряжение на ее аноде резко падает. Конденсатор C_2 не может мгновенно разрядиться, поэтому напряжение на сетке лампы V_2 уменьшается на такую же величину, что и напряжение на аноде лампы V_1 . При этом напряжение на сетке лампы V_2 становится меньше напряжения отсечки и лампа V_2 запирается. Напряжение на ее аноде возрастает до E_{bb} , вследствие чего изменяется напряжение на сетке лампы V_1 и ток, проходящий через эту лампу, резко возрастает.

Реагируя на эти изменения, конденсатор C_2 начинает разряжаться через сопротивления R_{g2} , R_L и лампу V_1 . Во время этого переходного процесса в результате падения напряжения на сопротивлении R_{g2} возникает напряжение на сетке лампы V_2 , оно растет по экспоненциальному закону от небольшой отрицательной величины до нуля. Как только это напряжение достигает напряжения отсечки лампы V_2 , эта лампа отпирается и петля обратной связи замыкается, что приводит к опрокидыванию схемы, которое заканчивается, когда восстанавливается первоначальное нормально устойчивое состояние схемы. Таким образом происходит самоопрокидывание схемы. Следовательно, под действием одного запускающего импульса совершается полный цикл работы мультивибратора, после чего схема остается в нормальном состоянии до тех пор, пока не придет следующий импульс.

Схема самоопрокидывается за счет разряда конденсатора C_2 во время временно устойчивого состояния схемы. Поэтому длительность генерируемого импульса сильно зависит от емкости конденсатора C_2 , называемого времязадающим конденсатором.

Длительность временно устойчивого состояния мультивибратора определяется также параметрами лампы V_1 и сопротивлениями R_{L1} и R_{g2} . Однако сопротивление R_{g2} обычно бывает настолько большим, что другие элементы почти не влияют на работу схемы. Поэтому оно получило название времязадающего сопротивления. Подробный анализ работы одноконтного мультивибратора приведен в следующем разделе; относится этот анализ в первую очередь к временно устойчивому состоянию схемы.

18.6. ОДНОТАКТНЫЙ МУЛЬТИВИБРАТОР С АНОДНО-СЕТОЧНОЙ СВЯЗЬЮ (АНАЛИЗ РАБОТЫ)

Длительность генерируемого импульса и формы сигналов, возникающих в различных точках схемы одноконтного мультивибратора (рис. 18.11), можно вычислить, воспользовавшись эквивалентными схемами анодных цепей. Легче всего это сделать, если вычертить эквивалентные схемы анодных цепей двух усилителей отдельно для каждого из двух устойчивых состояний работы (рис. 18,12, а, в).

Применяя теорему Тевенина к схемам указанных рисунков (относительно обозначенных на них зажимов), легко преобразовать их в простые последовательные реостатно-емкостные схемы (рис. 18.12, б). Эти схемы и будут использоваться нами при выводе математических соотношений, так как они имеют совершенно такой же вид, как и схемы на рис. 17.13 и 17.14.

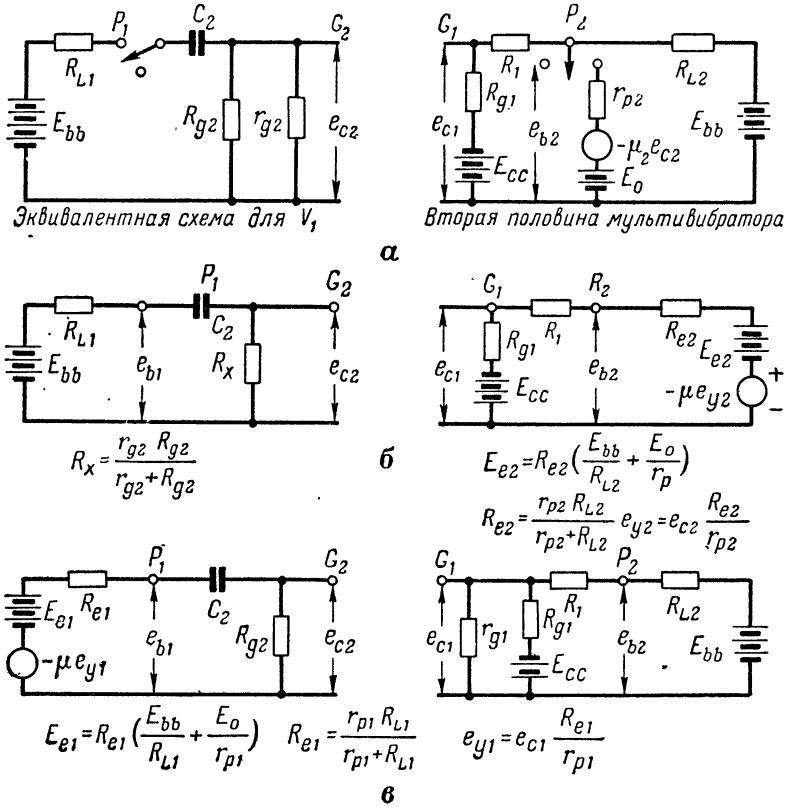


Рис. 18.12. Эквивалентные схемы однотактного мультивибратора с анодно-сеточной связью:

а — состояние 1 (нормально устойчивое); V_1 закрыта, V_2 открыта; **б** — упрощение схемы **а**;
в — состояние 2 (временно устойчивое); V_1 открыта, V_2 закрыта

Предположим, мультивибратор находится в «нормально устойчивом» состоянии настолько долго, что все неустановившиеся процессы можно считать закончившимися. Тогда для анализа можно применить эквивалентные схемы, показанные на рис. 18.12, б, причем все токи должны быть равны нулю. Следовательно, напряжение на конденсаторе C_2 должно равняться E_{bb} . Это напряжение конденсатор имеет и в момент времени, когда приходит запускающий импульс. Значит, напряжение на конденсаторе в момент начала временно устойчивого состояния равно $\gamma = E_{bb}$.

Таким образом, 0^+ секунд спустя после прихода запускающего импульса схема будет находиться во временно устойчивом состоянии и для ее анализа применимы эквивалентные схемы, показанные на рис. 18.12, *в*.

Напряжение на конденсаторе в этой схеме равно

$$E_A = E_{e1} - \mu_1 e_{y1} = E_{bb} \frac{R_{e1}}{R_{L1}} + (E_0 - \mu_1 e_{c1}) \frac{R_{e1}}{r_{p1}}.$$

Величину напряжения e_{c1} можно найти, используя эквивалентную схему анодной цепи лампы V_2 для периода временно устойчивого состояния. Простые расчеты показывают, что e_{c1} будет составлять доли вольта и иметь положительный знак. Следовательно, μe_{c1} и E_0 имеют примерно такие же небольшие значения. Таким образом, с достаточной точностью можно считать, что $E_0 - \mu_1 e_{c1} \approx \approx 0$. Напряжение, прикладываемое к схеме, при этом режиме работы равно

$$E_A \approx E_{bb} \frac{R_{e1}}{R_{L1}}.$$

Используя формулы, приведенные в таблице на рис. 17.14, можно написать, что ток в цепи при переходном процессе равен

$$i = \frac{E_A - \gamma}{R_{e1} + R_{g2}} e^{-t/(R_{e1} + R_{g2})} C_2.$$

Отсюда напряжение на сетке лампы V_2

$$e_{c2} = i R_{g2} = (E_A - \gamma) \frac{R_{g2}}{R_{e1} + R_{g2}} e^{-t/(R_{e1} + R_{g2})} C_2. \quad (18.1)$$

Подставив вместо E_A и γ их значения и произведя необходимые преобразования, получим

$$e_{c2} = - \frac{E_{bb}}{r_{p1}} \cdot \frac{R_{e1} R_{g2}}{R_{e1} + R_{g2}} e^{-t/(R_{e1} + R_{g2})} C_2. \quad (18.2)$$

Поскольку величина R_{e1} определяется на схеме рис. 18.12, *в* как

$$R_{e1} = \frac{r_{p1} R_{L1}}{r_{p1} + R_{L1}},$$

то совершенно очевидно, что коэффициент

$$R = \frac{R_{e1} R_{g2}}{R_{e1} + R_{g2}} \quad (18.3)$$

определяет общую величину всех параллельно включенных сопротивлений анодной цепи усилителя на лампе V_1 . Это выражение иден-

точно уравнению для R , выведенному в главе 4 для усилителей с реостатной связью. Следовательно, R определяет величину полного сопротивления анодной цепи усилителя на лампе V_1 при нереактивной нагрузке. Кроме того,

$$\omega_1 = \frac{1}{(R_{e1} + R_{g2}) C_2} \text{ рад/сек}, \quad (18.4)$$

где ω_1 — нижняя критическая частота усилителя V_1 с реостатной связью.

Наконец, если мы вспомним, что $g_{m1} = \mu_1/r_{p1}$, и осуществим все необходимые подстановки, то формула 18.2 значительно упростится:

$$e_{c2} = -\frac{E_{bb}}{\mu_1} (g_{m1}R) e^{-\omega_1 t}. \quad (18.5)$$

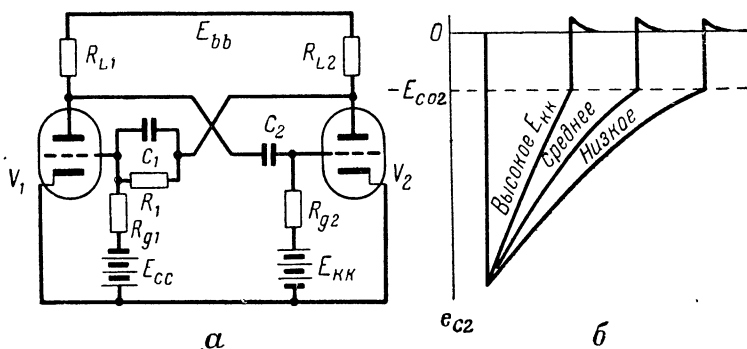


Рис. 18.13. Однотактный мультивибратор с анодно-сеточной связью, сопротивление сеточного смещения в котором соединено с источником положительного напряжения:

а — принципиальная схема; *б* — кривые напряжения на сетке, иллюстрирующие влияние изменения E_{kk}

В главе 4 указывалось, что $g_{m1}R = A_{r1}$ — относительному усилению усилителя на лампе V_1 . Следовательно,

$$e_{c2} = -\frac{E_{bb}}{\mu_1} A_{r1} e^{-\omega_1 t}. \quad (18.6)$$

Таким образом, в период временно устойчивого состояния кривая напряжения на сетке лампы V_2 имеет форму, приведенную на рис. 18.13, б.

Продолжительность временно устойчивого состояния равна времени, необходимому для того, чтобы e_{c2} достигло $-E_{c02}$, так как в этот момент схема самопрокидывается. Если это время обозначить через T , то можно написать:

$$e_{c2} = -E_{c02} = -\frac{E_{bb}}{\mu_1} A_{r1} e^{-\omega_1 T}.$$

Решив это уравнение относительно T , получим

$$T = \frac{\ln A_{r1} + \ln (E_{bb}/\nu_1 E_{c02})}{\omega_1} \quad (18.7)$$

Это соотношение указывает на то, что расчет мультивибраторов можно вести, используя данные, характеризующие работу усилителей с реостатной связью, так как A_{r1} — относительное усиление усилителя на лампе V_1 , а ω_1 — нижняя критическая частота этого усилителя. Из этого соотношения следует также, что нижняя граница полосы пропускания усилителя в значительной мере определяет временные соотношения в мультивибраторе и что для получения импульсов с небольшой длительностью приходится жертвовать усилением. Кроме того, из этого соотношения следует, что для создания коротких импульсов второе слагаемое числителя, а именно $\ln (E_{bb}/\nu_1 E_{c02})$, должно быть как можно меньше. Для этого требуется применять лампы, обладающие почти прямыми, параллельными и с острой отсечкой анодными характеристиками, так как при этом

$$\nu_2 = E_{bb}/E_{c02}$$

и

$$\ln \frac{E_{bb}}{\nu_1 E_{c02}} \approx \ln 1 = 0.$$

Амплитуды положительных и отрицательных импульсов, возникающих на анодах двух ламп, легко вычислить, используя кривые и соотношения соответственно на рис. 18.13 и 18.12.

Рабочие характеристики мультивибратора можно улучшить, если времязадающее сопротивление R_{g2} присоединить к источнику некоторого постоянного напряжения (E_{kk} на рис. 18.13, а). Происходящие при этом изменения режима работы показаны на рис. 18.13, б.

Изменение формы кривой нарастания сеточного напряжения приводит к двум весьма важным последствиям:

1) длительность импульса выдерживается более точно, так как пересечение кривой e_{c2} с линией $-E_{c02}$ получается под большим углом;

2) длительность импульса уменьшается.

Так как обычно бывает весьма желательно получать импульсы стабильной длительности, напряжение E_{kk} источника выбирается, как правило, большим. Поэтому в реальных схемах сопротивление R_{g2} чаще всего присоединяют непосредственно к E_{bb} .

Работу схемы, приведенной на рис. 18.13, можно анализировать таким же методом, как и работу схемы с заземленным времязадающим сопротивлением. Автор предлагает читателю провести такой анализ самому и показать, что длительность импульса

$$T \approx \frac{1}{\omega_1} \ln \frac{1 + A_r E_{bb}/\nu_1 E_{kk}}{1 + E_{c02}/E_{kk}} \quad (18.8)$$

при условии, что 1) R_{g2} значительно больше r_{p1} и R_{L1} и 2) $E_{o1} \approx \approx \mu_1 e_{c1}$. Если E_{kk} равно нулю, эта формула преобразуется в формулу 18.7. Если $E_{kk} = E_{bb}$, то

$$T \approx \frac{1}{\omega_1} \ln \left(\frac{1 + A_{r1}/\mu_1}{1 + E_{c02}/E_{bb}} \right). \quad (18.9)$$

Из формулы 18.8 следует, что изменение формы кривой сеточного напряжения незначительно влияет на режим работы схемы до тех пор, пока E_{kk} не превысит напряжения отсечки лампы V_2 .

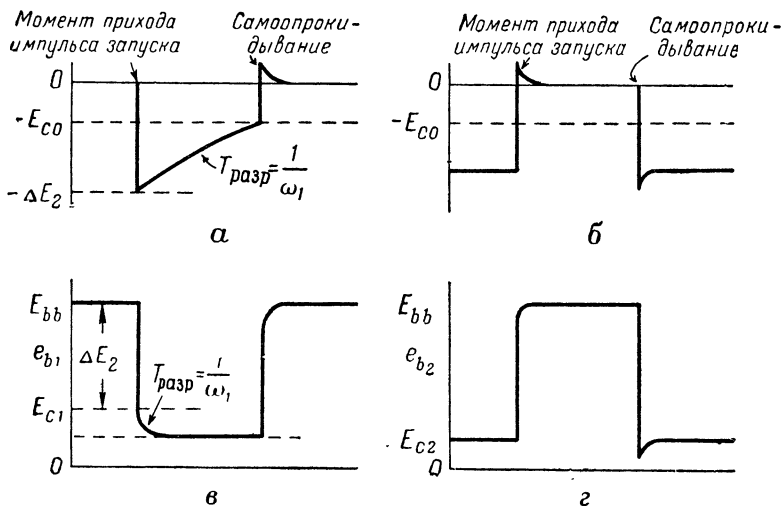


Рис. 18.14. Кривые напряжений в одноканальном мультивибраторе с анодно-сеточной связью:

a — времязадающее напряжение e_{c2} ; *б* — напряжение e_{c1} на сетке лампы V_1 ; *в* — напряжение e_{b1} на аноде лампы V_1 ; *г* — напряжение e_{b2} на аноде лампы V_2

На рис. 18.14 приведены кривые напряжений в одноканальном мультивибраторе с анодно-сеточной связью.

18.7. ОДНОКАНАЛЬНЫЙ МУЛЬТИВИБАТОР С КАТОДНОЙ СВЯЗЬЮ. НОРМАЛЬНО УСТОЙЧИВОЕ СОСТОЯНИЕ

Исключив из схемы одноканального мультивибратора с анодно-сеточной связью одну цепочку связи по постоянному току и введя в цепь катодов ламп нешунтированное сопротивление, мы получим одноканальный мультивибратор с катодной связью (рис. 18.15). При нормально устойчивом состоянии лампа V_1 заперта, а лампа V_2 проводит ток. Это достигается подключением сопротивления сеточного смещения лампы V_2 к источнику анодного питания E_{bb} и соответствующим выбором остальных параметров схемы (точное соотношение между различными параметрами схемы будет рассмотрено ниже). При временно устойчивом состоянии схемы, в конце

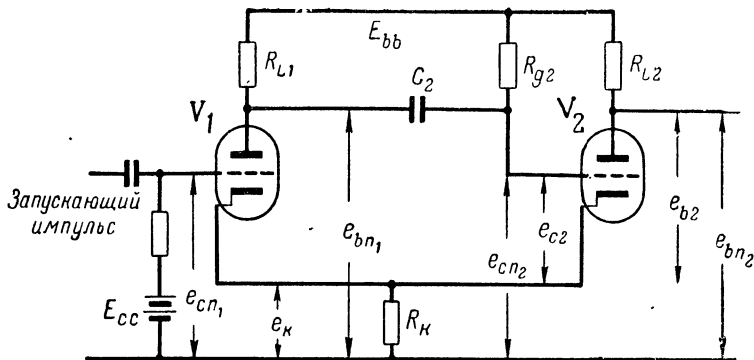


Рис. 18.15. Однотактный мультивибратор с катодной связью

которого она самопрокидывается, лампа V_1 проводит ток, а лампа V_2 заперта. Обратите внимание, что для обозначения всех напряжений на рис. 18.15, измеряемых относительно заземленной точки схемы, применяется дополнительный индекс n . Напряжения, измеряемые относительно катодов ламп, обозначаются буквами без этого индекса.

Эквивалентная схема усилителя на лампе V_1 для нормально устойчивого состояния приведена на рис. 18.16. Если схема находится в этом состоянии некоторое, относительно продолжительное время, то явлениями, связанными с неустановившимся режимом, можно пренебречь. Поэтому, воспользовавшись данной схемой, можно определить соотношения между ее постоянными, требующимися для предотвращения самопрокидывания схемы.

Если все переходные процессы закончились, ток через конденсатор C_2 или сопротивление R_{L1} в эквивалентной схеме не протекает. Следовательно, режим работы схемы определяется уравнением только для одного замкнутого контура схемы:

$$E_{bb} = I_{g2} (R_{g2} + r_{g2}) + E_k.$$

Отсюда сеточный ток лампы V_2

$$I_{g2} \approx \frac{E_{bb} - E_k}{R_{g2} + r_{g2}}.$$

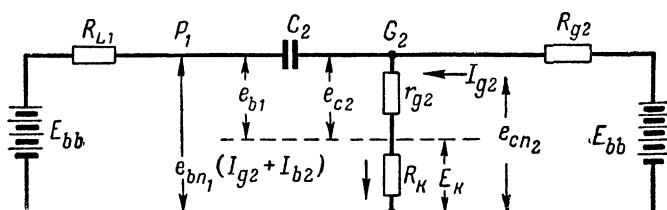


Рис. 18.16. Однотактный мультивибратор с катодной связью; эквивалентная схема анодной цепи усилителя на лампе V_1 для нормально устойчивого состояния (лампа V_1 заперта, лампа V_2 отперта)

Во всех реальных схемах сопротивление сеточного смещения R_{g2} значительно больше эквивалентного сеточного сопротивления r_{g2} . Поэтому можно считать, что

$$I_{g2} \approx (E_{bb} - E_k) / R_{g2}.$$

Напряжение на сетке лампы

$$e_{c2} = I_{g2} r_{g2} \approx (E_{bb} - E_k) \frac{r_{g2}}{R_{g2}}.$$

Так как R_{g2} значительно больше r_{g2} , напряжение e_{c2} между сеткой и катодом почти равно нулю и, будучи положительным, составляет лишь несколько десятых вольта. Практически e_{c2} можно считать равным нулю.

Определив напряжение на сетке лампы V_2 , легко найти положение рабочей точки лампы, для чего требуется только вычертить на статических характеристиках линию нагрузки применительно к величинам $R_L + R_k$ и E_{bb} . Этим самым мы определим анодный ток покоя I_{b2} .

Все напряжения в схеме мультивибратора определяются следующими формулами:

$$e_{bn2}(0^-) = E_{bb} - I_{b2} R_{L2}; \quad (18.10)$$

$$E_k = e_k(0^-) = (I_{b2} + I_{g2}) R_k; \quad (18.11)$$

$$e_{b2}(0^-) = E_{bb} - I_{b2} (R_{L2} + R_k) - I_{g2} R_k; \quad (18.12)$$

$$e_{c1}(0^-) = E_{cc} - (I_{b2} + I_{g2}) R_k; \quad (18.13)$$

$$e_{cn2}(0^-) = e_{c2}(0^-) + e_k(0^-) \approx I_{b2} R_k. \quad (18.14)$$

Теперь предположим, что лампа V_1 заперта. Тогда из уравнения 18.13 следует, что

$$[(I_{b2} + I_{g2}) R_k - E_{cc}] > E_{c0}. \quad (18.15)$$

Схему нужно рассчитывать так, чтобы это неравенство удовлетворялось, иначе схема станет самовозбуждающейся.

Так как лампа V_1 заперта,

$$e_{bn1}(0^-) = E_{bb}. \quad (18.16)$$

Напряжение на времязадающем конденсаторе C_2 составляет

$$\gamma_{зар} = e_{bn1}(0^-) - e_{cn2}(0^-) \approx E_{bb} - I_{b2} R_k, \quad (18.17)$$

если током I_{g2} можно пренебречь по сравнению с током I_{b2} . Когда в момент $t = 0$ к схеме подводится запускающий импульс, схема опрокидывается, в результате чего лампа V_1 отпирается, а V_2 запирается. Схема переходит во временно устойчивое состояние, которое мы рассмотрим в следующем разделе.

18.8. ОДНОТАКТНЫЙ МУЛЬТИВИБАТОР С КАТОДНОЙ СВЯЗЬЮ. ВРЕМЕННО УСТОЙЧИВОЕ СОСТОЯНИЕ

Переход от нормально устойчивого к временно устойчивому состоянию совершается за очень короткий промежуток времени. В связи с этим момент времени, соответствующий переходному процессу, целесообразно обозначить как $t = 0^+$.

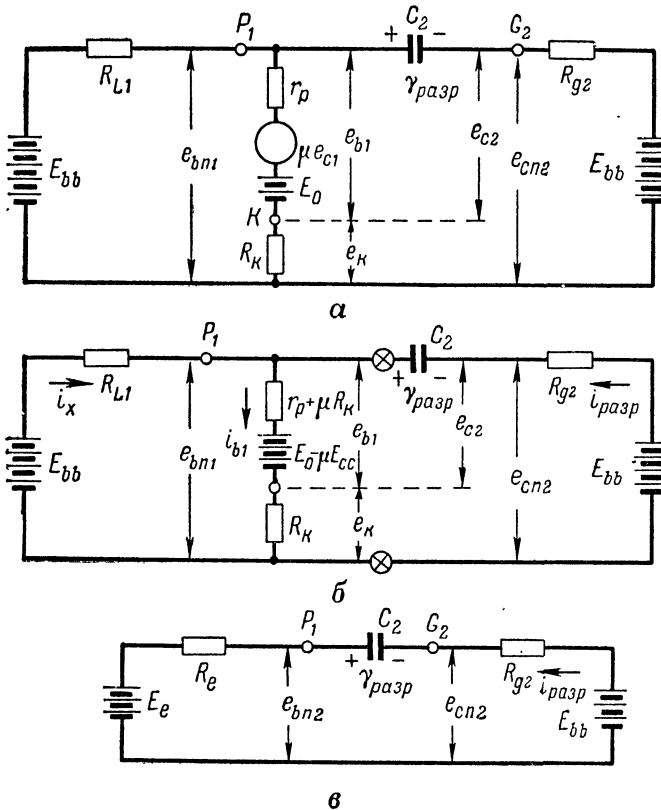


Рис. 18.17. Эквивалентные схемы усилителя V_1 однотокового мультивибратора с катодной связью для временно устойчивого состояния:

а — эквивалентная схема; *б* — видоизмененная эквивалентная схема; *в* — упрощенная схема, полученная из схемы *б* путем применения теоремы Тевенина для показанных на схеме зажимов

Эквивалентная схема анодной цепи усилителя на лампе V_1 для временно устойчивого состояния приведена на рис. 18.17, *а*. При анализе ее следует считать, что сетка V_1 находится под отрицательным потенциалом, при котором мультивибратор работает в лучшем режиме, в связи с чем при расчете схемы следует добиваться удовлетворения этого условия.

Эквивалентная схема может быть несколько преобразована, так как

$$e_{c1} = e_{cm1} - e_k = E_{cc} - i_{b1}R_k.$$

Следовательно, создаваемое генератором напряжение

$$\mu e_{c1} = \mu E_{cc} - i_{b1}\mu R_k.$$

Используя это соотношение, можно построить видоизмененную эквивалентную схему (рис. 18.17, б). Кроме того, поскольку мы считаем, что e_{c1} отрицательно, из предыдущего уравнения следует, что $E_{cc} - i_{b1}R_k$ должно быть меньше нуля. Значит,

$$i_{b1}R_k > E_{cc}. \quad (18.18)$$

Однако это соотношение мы не можем пока использовать, так как величина i_{b1} неизвестна.

Определение параметров схемы можно упростить, если к эквивалентной схеме рис. 18.17, б применить теорему Тевенина относительно отмеченных на этой схеме зажимов и построить упрощенную эквивалентную схему (рис. 18.17, в). Напряжение эквивалентного генератора и полное внутреннее сопротивление определяются для этой схемы следующими соотношениями:

$$E_e = E_{bb} - \left[\frac{E_{bb} + \mu E_{cc} - E_0}{r_p + R_{L1} + R_k(\mu + 1)} \right] R_L; \quad (18.19)$$

$$R_e = \frac{R_{L1}[r_p + R_k(\mu + 1)]}{r_p + R_{L1} + R_k(\mu + 1)}. \quad (18.20)$$

При применении в мультивибраторе триодов следует считать, что $E_{bb} + \mu E_{cc}$ значительно больше напряжения приведения E_0 . Следовательно, величиной E_0 в уравнении 18.19 можно пренебречь. Формуле 18.19 можно придать удобный для практических расчетов вид, если проделать следующие алгебраические преобразования выражения, заключенного в скобки: разделить числитель и знаменатель на $r_p + R_{L1}$, а затем умножить и разделить на r_p ; заменить r_p на μ/g_m .

После этих преобразований уравнение 18.19 приобретает следующий вид:

$$E_e = E_{bb} - \left(\frac{E_{bb}}{\mu} + E_{cc} \right) \left[\frac{g_m}{1 + R_k(\mu + 1)/(R_{L1} + r_p)} \right] [r_p R_{L1}/(r_p + R_{L1})]. \quad (18.21)$$

Выражение, заключенное во вторые квадратные скобки, представляет не что иное, как

$$g'_m = \frac{g_m}{1 + R_k(\mu + 1)/(r_p + R_{L1})},$$

т. е. эффективную крутизну усилителя с заземленным катодом и отрицательной обратной связью в цепи катода. Кроме того, если R_{g2} намного больше r_p или R_L , что обычно и бывает при применении триодов, то множитель, заключенный в последние квадратные скобки в уравнении 18.21, равен $R = r_p R_{L1} / (r_p + R_{L1})$, т. е. полному сопротивлению схемы усилителя. Следовательно, эквивалентный генератор Тевенина можно характеризовать следующим соотношением:

$$E_e = E_{bb} - \left(\frac{E_{bb}}{\mu} + E_{cc} \right) g'_m R. \quad (18.22)$$

Конечно, A'_r равно $g'_m R$, т. е. относительному коэффициенту усиления усилителя с отрицательной обратной связью. Значит,

$$E_e = E_{bb} - \left(\frac{E_{bb}}{\mu} + E_{cc} \right) A'_r. \quad (18.23)$$

Полное напряжение на времязадающем конденсаторе составляет

$$E_A = E_{bb} - E_e = \left(\frac{E_{bb}}{\mu} + E_{cc} \right) A'_r. \quad (18.24)$$

Начальное напряжение на конденсаторе $\gamma_{\text{раз}} = E_{bb} - E_k$. Следовательно, ток разряда

$$i_{\text{раз}} = \frac{E_A + \gamma_{\text{раз}}}{R_e + R_{g2}} e^{-t/(R_e + R_{g2})C_2}.$$

Но ω_1 равно $1/[(R_e + R_{g2})C_2]$, т. е. нижней критической частоте усилителя без отрицательной обратной связи. Кроме того, R_{g2} , как правило, бывает значительно больше R_e . Используя эти соотношения, а также выражения для E_A и $\gamma_{\text{раз}}$, получим

$$i_{\text{раз}} = \frac{\left(\frac{E_{bb}}{\mu} + E_{cc} \right) A'_r + E_{bb} - E_k}{R_{g2}} e^{-\omega_1 t}.$$

Немедленно после прихода запускающего импульса ток

$$i_{\text{раз}}(0^+) = \frac{\left(\frac{E_{bb}}{\mu} + E_{cc} \right) A'_r + E_{bb} - E_k}{R_{g2}}.$$

Напряжение между анодом лампы V_1 и заземленной точкой схемы в этот момент составляет

$$\begin{aligned} e_{bnl}(0^+) &= E_e + i_{\text{раз}}(0^+) R_e = \\ &= E_{bb} \left(1 + \frac{R_e}{R_{g2}} - \frac{E_k}{E_{bb}} \frac{R_e}{R_{g2}} \right) - \left(\frac{E_{bb}}{\mu} + E_{cc} \right) \left(A'_r - \frac{R_e}{R_{g2}} \right). \end{aligned}$$

Однако E_k меньше E_{bb} и R_e значительно меньше R_{g2} , а значит,

$$e_{bnl}(0^+) \approx E_{bb} - \left(\frac{E_{bb}}{\mu} + E_{cc} \right) A'_r. \quad (18.25)$$

Таким же образом можно найти напряжение между сеткой с катодом лампы V_2 :

$$e_{cn2}(0^+) = E_{bb} - i_{\text{раз}} R_{g2}$$

или

$$e_{cn2}(0^+) \approx E_k - \left(\frac{E_{bb}}{\mu} + E_{cc} \right) A'_r. \quad (18.26)$$

Так как лампа V_2 заперта, напряжение на ее аноде относительно заземленной точки схемы равно

$$e_{bn2}(0^+) = E_{bb}. \quad (18.27)$$

Напряжение между анодом лампы V_1 и заземленной точкой схемы можно определить, воспользовавшись рис. 18.17, б. Оно составляет

$$e_{bn1}(0^+) = E_{bb} - i_x R_{L1}.$$

Следовательно, ток $i_x = (E_{bb} - e_{bn1})/R_{L1}$. Таким образом, немедленно после прихода запускающего импульса

$$i_x(0^+) = \frac{E_{bb} - e_{bn1}(0^+)}{R_{L1}}$$

или в соответствии с формулой (18.25)

$$i_x(0^+) = \frac{(E_{bb}/\mu + E_{cc}) A'_r}{R_{L1}}. \quad (18.28)$$

Найти остальные напряжения теперь не представляет никакого труда:

$$e_k(0^+) = i_x(0^+) R_k, \text{ так как } i_x \gg i_{\text{раз}}; \quad (18.29)$$

$$e_{c1}(0^+) = E_{cc} - e_k(0^+); \quad (18.30)$$

$$e_{c2}(0^+) = e_{cn2}(0^+) - e_k(0^+). \quad (18.31)$$

Исходя из соотношений 18.25 и 18.31, мы теперь можем определить все основные точки кривых напряжений, действующих в рассматриваемой схеме.

Возникающие в момент прихода запускающего импульса напряжения e_k и e_{bn2} достигают своих конечных значений в момент $t = 0^+$. Это объясняется тем, что величина тока i_x , создающего эти напряжения, не связана с разрядом времязадающего конденсатора C_2 . Поэтому напряжение между анодом и катодом запертой лампы имеет в течение временно устойчивого состояния постоянную величину, равную

$$e_{b2} = e_{bn2}(0^+) - e_k(0^+).$$

Зная это напряжение и анодные характеристики лампы, легко определить соответствующее напряжение отсечки E_{c02} . Когда сеточное

напряжение e_{c2} становится равным найденной величине напряжения отсечки E_{c02} , лампа V_2 отпирается и в результате самопрокидывания схемы временно устойчивое состояние системы прекращается. Таким образом, длительность генерируемого мультивибратором импульса определяется временем, в течение которого напряжение e_{c2} изменяется от величины, соответствующей $t=0^+$, до E_{c02} . Обозначив длительность импульса через T , а момент времени, предшествующий моменту самопрокидывания, через t_1^- , можно написать, что $e_{c2}(t_1^-) = E_{c02}$. Из эквивалентной схемы следует, что $e_{c2} = e_{cn2} - e_k$. Подставив соответствующие значения e_{cn2} и e_k , получим

$$e_{c2} = E_{bb} - \left(\frac{E_{bb}}{\mu} + E_{cc} \right) A_r' \left(\frac{R_k}{R_{L1}} + e^{-\omega_1 t} \right) - (E_{bb} - E_k) e^{-\omega_1 t}.$$

Когда $t = T$, напряжение $e_{c2} = E_{c02}$ и предыдущее уравнение принимает вид

$$e^{-\omega_1 T} = \frac{(E_{bb} - E_{c02}) - \frac{R_k}{R_{L1}} \left(\frac{E_{bb}}{\mu} + E_{cc} \right) A_r'}{\left(\frac{E_{bb}}{\mu} + E_{cc} \right) A_r' + (E_{bb} - E_k)}. \quad (18.32)$$

Отсюда длительность импульса

$$T = \frac{1}{\omega_1} \ln \left[\frac{(E_{bb}/\mu + E_{cc}) A_r' + (E_{bb} - E_k)}{(E_{bb} - E_{c02}) - \frac{R_k}{R_{L1}} (E_{bb}/\mu + E_{cc}) A_r'} \right]. \quad (18.33)$$

Эта формула очень удобна для расчетов, так как большинство входящих в нее величин определяется, исходя из различных конструктивных соображений.

Сделаем одно важное замечание. При анализе мы предполагали, что в течение временно устойчивого состояния мультивибратора сетка лампы V_1 находится под небольшим отрицательным потенциалом. Чтобы это условие соблюдалось, необходимо выполнение следующего условия:

$$i_{b1} R_k \geq E_{cc} \text{ или } e_k(0^+) \geq E_{cc}.$$

Отсюда можно написать

$$\left(\frac{E_{bb}}{\mu} + E_{cc} \right) A_r' \frac{R_{L1}}{R_k} \geq E_{cc}. \quad (18.34)$$

Проведя небольшие преобразования, это неравенство можно привести к виду

$$\frac{R_{L1}}{R_k} \geq \frac{\mu}{(E_{bb}/E_{cc} + \mu) A_r'}. \quad (18.35)$$

Это неравенство, а также неравенство 18.15 являются основными условиями получения необходимого режима работы.

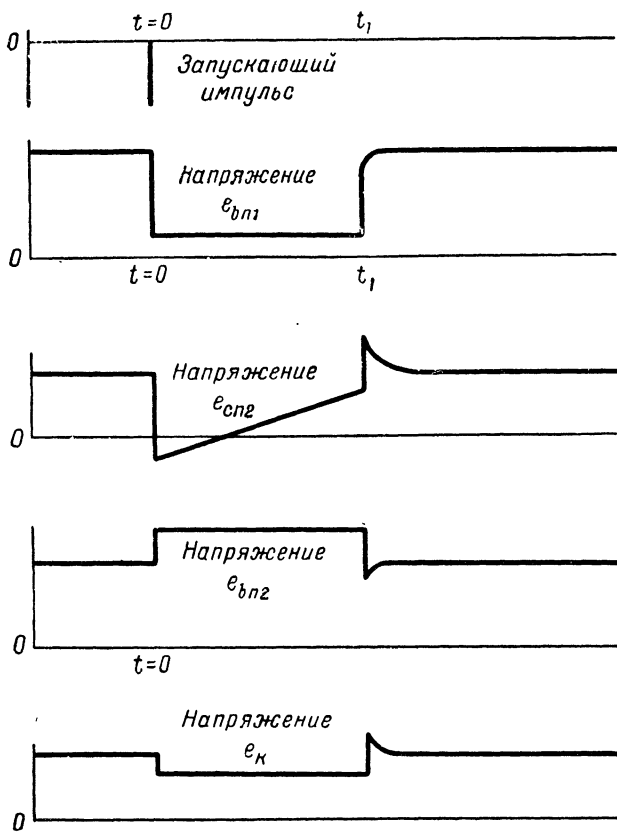


Рис. 18.18. Кривые напряжений в однократном мультивибраторе с катодной связью

Остальные характерные точки кривых на рис. 18.18 можно найти, применив тот же метод анализа и вычертив соответствующие эквивалентные схемы.

Одно из основных достоинств мультивибратора с катодной связью состоит в том, что длительность импульса может быть сделана почти линейной функцией сеточного смещения. Если это условие выполняется, то вторая производная T по E_{cc} должна быть равна нулю. Произведя необходимые действия, мы найдем, что

$$E_{cc} = - \frac{E_{bb} - E_{соз}}{2A'_r} \cdot \frac{R_{L1}}{R_k} - \frac{E_{bb}}{\mu} - \frac{E_{bb} - E_k}{2A'_r}. \quad (18.36)$$

Эта формула позволяет определить расчетное среднее значение E_{cc} .

18.9. МУЛЬТИВИБРАТОРЫ С САМОВОЗБУЖДЕНИЕМ

Однократный мультивибратор с анодно-сеточной связью (см. рис. 18.11) можно преобразовать в самовозбуждающийся мультивибратор (рис. 18.19), если оставшуюся цепочку связи по постоян-

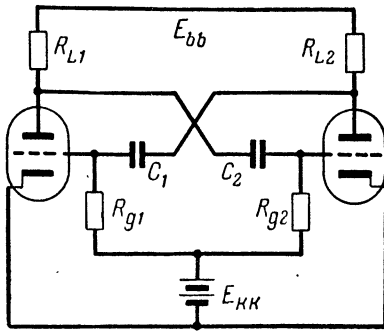


Рис. 18.19. Самовозбуждающийся мультивибратор с анодно-сеточной связью

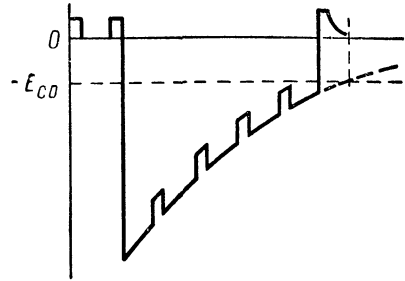


Рис. 18.20. Импульсная синхронизация самовозбуждающегося мультивибратора

ному току заменить цепочкой связи по переменному току. Такой мультивибратор имеет анодно-сеточную связь; сопротивления сеточного смещения присоединены к общему источнику постоянного напряжения E_{kk} .

Работа схемы аналогична работе одноктного мультивибратора (см. раздел 18.6), с той лишь разницей, что эта схема обладает двумя временно устойчивыми состояниями.

Отсюда следует, что полный период работы мультивибратора

$$T = T_1 + T_2 = \frac{1}{(\omega_1)_1} \ln \left(\frac{1 + A_{r1} E_{bb} / \psi_1 E_{kk}}{1 + E_{c02} / E_{kk}} \right) + \frac{1}{(\omega_1)_2} \ln \left(\frac{1 + A_{r2} E_{bb} / \psi_2 E_{kk}}{1 + E_{c01} / E_{kk}} \right).$$

Основные кривые напряжений определяются для мультивибратора с самовозбуждением так же, как и кривые напряжений для одноктного мультивибратора.

Мультивибраторы с самовозбуждением часто синхронизируются внешними сигналами, имеющими нужную частоту повторения, так как эти мультивибраторы обладают довольно плохой стабильностью частоты колебаний. Синхронизация достигается (рис. 18.20) такой подачей импульсов, что лампа отпирается несколько раньше, чем это происходило бы при свободных колебаниях (т. е. при отсутствии сигналов синхронизации).

18.10. ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ПРОЦЕССА ОПРОКИДЫВАНИЯ И ВРЕМЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ

До сих пор анализировалась работа мультивибраторов главным образом при нормально устойчивом и временно устойчивом состояниях. Переходные процессы не рассматривались, предполагая, что они имеют бесконечно малую продолжительность. В действительности же они занимают некоторый конечный период времени, длительность которого зависит от различных причин.

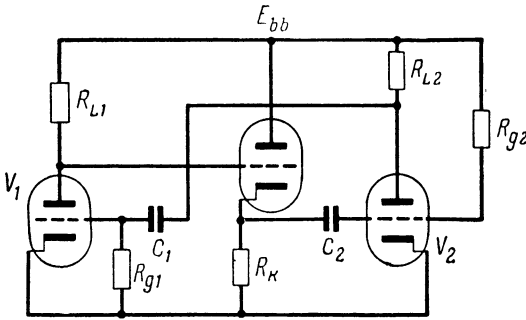


Рис. 18.21. Применение катодного повторителя для уменьшения времени перезаряда времязадающего конденсатора

Анализ этих процессов довольно сложен, и получаемые при этом выводы несколько расходятся с опытными данными. Однако этот анализ со всей очевидностью показывает, что длительность процесса опрокидывания сильно зависит от показателя качества g_m/C_T усилителя с реостатно-емкостной связью. Поэтому в тех случаях, когда

требуется, чтобы процессы опрокидывания имели небольшие длительности, необходимо применять лампы с большим показателем качества и видеусилители со схемой коррекции. Более подробно изложение этих вопросов можно найти в трудах [29, 30, 31].

Из анализа временно устойчивого состояния различных одноконтных мультивибраторов следует, что продолжительность выходных импульсов определяется длительностью процесса разряда времязадающего конденсатора. Когда временно устойчивое состояние оканчивается, возникает процесс опрокидывания, и схема переходит в другое состояние, в течение которого конденсатор заряжается до емкости, которую он имел до начала разряда. Это время заряда конденсатора называется временем восстановления схемы.

Пока восстановление не закончится, схема не возвращается в исходное состояние и, вообще говоря, не готова к переходу из одного состояния в другое; во всяком случае, опрокидывание произойдет при этом иначе, чем после полного восстановления схемы. Следовательно, временем восстановления определяется минимальное предельное расстояние между запускающими импульсами, так как раздельная реакция на два соседних импульса возможна только тогда, когда имелось достаточно времени для возвращения схемы в исходное состояние. Поэтому время восстановления очень часто является одним из основных параметров, значение которого приходится учитывать при расчете мультивибраторов.

Время восстановления зависит от следующих параметров мультивибратора:

- 1) от величины сопротивления промежутка сетка — катод лампы, которое ограничивает величину зарядного тока;
- 2) от величины напряжения, к которому через времязадающее сопротивление присоединена сетка лампы;
- 3) от постоянной времени заряда, равной $(r_{g2} + R_{L1})C_2$.

Таким образом, сократить время восстановления проще всего присоединением времязадающего сопротивления к источнику анодного напряжения E_{bb} и подключением диода с низким сопротивлением параллельно промежутку сетка — катод лампы.

Время восстановления схемы можно также сократить, уменьшив постоянную времени заряда, однако связанное с этим изменение параметров вреязадающей цепочки влияет также на длительность выходного импульса.

Наконец, сокращение времени восстановления может быть достигнуто введением во вреязадающую цепочку катодного повторителя (рис. 18.21). В этом случае почти весь ток катодного повторителя идет на перезаряд вреязадающего конденсатора, что приводит к уменьшению времени восстановления.

18.11. ФАНТАСТРОНЫ. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Фантастроны, санатроны и санафанты — это своеобразные одноктактные пусковые схемы. Они отличаются от мультивибраторов главным образом тем, что вместо экспоненциальной формы вреязадающее напряжение имеет у них линейную форму, так как создается специальным линейным генератором развертки. Это одно из главных преимуществ схем такого типа, поскольку длительность выходного прямоугольного импульса линейно зависит от входного управляющего напряжения, что повышает точность установления длительности импульса:

Упрощенная схема фантастроны (рис. 18.22) напоминает обычный интегратор Миллера и отличается от него только следующим:

1. Управляющая сетка лампы в фантастроне присоединена через сопротивление смещения к источнику анодного напряжения, а не к заземленной точке схемы.

2. Защитная сетка лампы не заземлена; на нее подано отрицательное смещение, достаточное для запираания лампы. Лампа открывается только в определенные периоды времени, когда на защитную сетку поступают положительные стробирующие импульсы.

3. Экранирующая сетка не соединена через сопротивление с заземленной точкой схемы.

Лампы, применяемые в схемах такого типа, должны обладатьстрой отсечкой и высокой крутизной по защитной сетке.

В нормальных условиях, когда лампа заперта по защитной сетке, напряжение на аноде равно E_{bb} . Напряжение на управляющей сетке лампы положительно и равно

$$e_c = E_{bb} \frac{r_g}{r_g + R_g} \approx E_{bb} \frac{r_g}{R_g}.$$

В реальных схемах это напряжение можно считать равным нулю, так как R_g значительно больше r_g . Весь ток катода поступает на экранирующую сетку, которая в

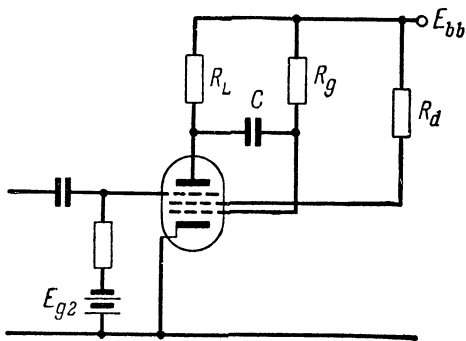


Рис. 18.22. Упрощенная схема фантастроны

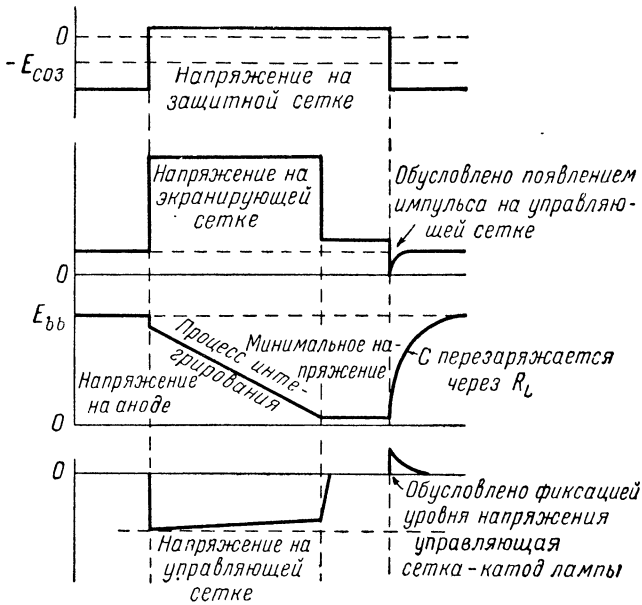


Рис. 18.23. Формы напряжений в схеме рис. 18.22

связи с этим находится под небольшим потенциалом. Напряжение на конденсаторе C почти равно E_{bb} , так как напряжения на аноде и управляющей сетке лампы значительно отличаются одно от другого. В таком состоянии схема находится перед появлением положительного стробирующего импульса на защитной сетке лампы.

При поступлении стробирующего импульса в анодной цепи лампы возникает ток и напряжение на аноде падает. В связи с наличием в схеме конденсатора обратной связи C напряжение на управляющей сетке уменьшается на такую же величину и становится отрицательным. Поэтому падение напряжения на аноде лампы прекращается. Как только наступает состояние равновесия, схема начинает работать как усилитель класса А интегратора Миллера. В начальный период изменения режима работы схемы ток экранирующей сетки резко уменьшается, поскольку лампа начинает работать как обычный пентод. В результате этого на экранирующей сетке появляется большой положительный импульс.

Благодаря свойству интегратора Миллера напряжение на аноде лампы снижается линейно, пока не достигает некоторого минимального значения. Напряжение на управляющей сетке повышается за это время лишь незначительно. Когда напряжение на аноде лампы достигнет минимальной величины, потенциал присоединенной к аноду лампы обкладки конденсатора обратной связи не изменяется.

Таким образом, когда конденсатор C заряжается, напряжение на управляющей сетке лампы резко возрастает, стремясь к E_{bb} . За

короткий период времени оно достигает нулевого уровня и удерживается на нем действием фиксирующего диода, образуемого пространством сетка — катод лампы. Такой резкий скачок напряжения на управляющей сетке от некоторого отрицательного значения до нуля приводит к заметному увеличению тока в цепи катода лампы. Этот дополнительный ток поступает на экранирующую сетку, так как напряжение на аноде в этот период времени минимально. Резкое увеличение тока экранирующей сетки вызывает резкое падение напряжения на ней.

В этом состоянии схема остается до окончания стробирующего импульса. Когда на защитной сетке восстанавливается отрицательное напряжение, анодный ток прекращается и, как только конденсатор C вновь зарядится через сопротивление R_L , напряжение на аноде снова становится равным E_{bb} . Это увеличение передается и на управляющую сетку, в связи с чем на ней создается положительный импульс напряжения, величина которого зависит от фиксирующих свойств пространства сетка — катод лампы. При прекращении анодного тока ток экранирующей сетки несколько увеличивается, причем в момент появления на управляющей сетке небольшого положительного выброса напряжения на экранирующей сетке возникает отрицательный импульс напряжения.

Кривые напряжений, возникающих в разные моменты времени на различных электродах ламп, показаны на рис. 18.23.

18.12. ФАНТАСТРОН. АНАЛИЗ РАБОТЫ

Эквивалентная схема фантастрона для периода времени, когда лампа проводит анодный ток, а также упрощенная эквивалентная схема показаны на рис. 18.24. Обратите внимание на то, что эквивалентный генератор E_0 , представляющий собой напряжение приведения, имеет полярность, противоположную той, которую он имеет в случае применения в схеме триода.

Полное дифференциальное уравнение для схемы на рис. 18.24, б имеет вид

$$E_{bb} = i(R_e + R_g) + \frac{1}{C} \int idt + E + \mu e.$$

Однако

$$\mu e = -g_m R_e e_c \text{ и } e_c = E_{bb} - iR_g.$$

Следовательно,

$$\mu e = -g_m R_e (E_{bb} - iR_g) = g_m R_e R_g i - E_{bb} g_m R_e.$$

Таким образом, дифференциальное уравнение для рассматриваемой нами системы будет иметь вид

$$E_{bb} - E + E_{bb} g_m R_e = i(R_e + R_g) + g_m R_e R_g i + \frac{1}{C} \int idt.$$

Применим теперь к этому уравнению преобразование Лапласа. Соберем все постоянные величины, включая и начальное напряжение

на конденсаторе, в левой части уравнения и затем умножим их на s . В результате получим

$$\frac{E_{bb}(1 + g_m R_e) + (E_{bb} - E)}{R_e + R_g} = I \left[s \left(1 + g_m \frac{R_e R_g}{R_e + R_g} \right) + \frac{1}{(R_g + R_e)C} \right].$$

В главе 4 при анализе усилителей с реостатной связью было показано, что относительный коэффициент усиления

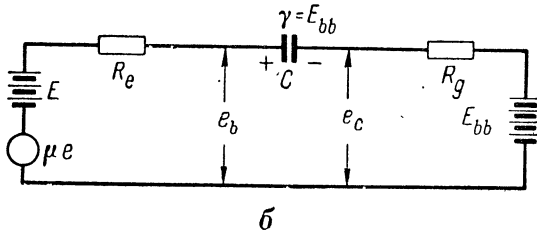
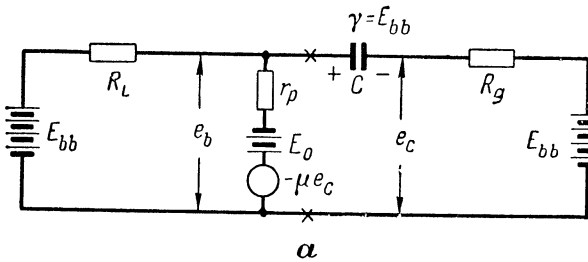
$$A_r = g_m R = g_m \frac{R_e R_g}{R_e + R_g}, \quad (18.37)$$

а нижняя предельная частота

$$\omega_1 = \frac{1}{(R_e + R_g)C}.$$

Следовательно, после определения разности $E_{bb} - E$ предыдущее уравнение примет вид

$$\frac{E_{bb}}{R_e + R_g} + \frac{A_r}{R_g} \left(E_{bb} \frac{\mu + 1}{\mu} + \frac{E_0}{\mu} \right) = I [(1 + A_r) s + \omega_1].$$



$$E = E_{bb} - \frac{E_{bb} + E_0}{\mu} g_m R_e$$

$$R_e = \frac{r_p R_L}{r_p + R_L} \quad e = -\frac{e_c}{\mu} g_m R_e$$

Рис. 18.24. Эквивалентные схемы фантастропа:

a — эквивалентная схема анодной цепи для случая, когда лампа отперта (временно устойчивое состояние); b — упрощенная эквивалентная схема (получена из схемы a путем применения теоремы Тевенина для указанных на этой схеме зажимов)

Это уравнение можно значительно упростить, если прибегнуть к некоторым допущениям и заменить точные значения ряда величин приближенными. Для пентода почти всегда коэффициент усиления μ значительно больше единицы. Величина E_0 , как правило, бывает значительно меньше μE_{bb} . С учетом таких допущений

$$\frac{E_{bb}}{R_g} A_r \left(1 + \frac{1}{g_m R_e}\right) \approx (1 + A_r) I \left(s + \frac{\omega_1}{1 + A_r}\right). \quad (18.38)$$

Следовательно, преобразование Лапласа для тока равно

$$I(s) = I = \frac{E_{bb}}{R_g} \cdot \frac{A_r}{1 + A_r} \cdot \frac{1 + A_x}{A_x} \cdot \frac{1}{s + \omega_1/(1 + A_r)},$$

где $A_x = g_m R_e$.

Отсюда следует, что неустановившийся ток, или обратное преобразование,

$$i(t) = \frac{E_{bb}}{R_g} \cdot \frac{A_r}{1 + A_r} \cdot \frac{1 + A_x}{A_x} e^{-\omega_1 t/(1 + A_r)}. \quad (18.39)$$

Когда через лампу проходит анодный ток, напряжение на аноде составляет $e_b = E + iR_e + \mu e$ или

$$e_b = E + iR_e + g_m R_e R_g i - E_{bb} g_m R_e.$$

Введя применяемые нами раньше обозначения, это уравнение можно написать так:

$$e_b = E - E_{bb} A_x + i(R_e + R_g A_x).$$

Подставив вместо E его значение и используя сделанные нами допущения, это уравнение можно упростить:

$$e_b \approx E_{bb} (1 - A_x) + i(R_e + R_g A_x).$$

Произведение $R_g A_x$ почти всегда значительно больше R_e . Учтя это и подставив в приближенное уравнение для e_b значение тока i , определяемое уравнением 17.39, получим

$$e_b \approx E_{bb} (1 - A_x) + E_{bb} \frac{1 + A_x}{1 + A_r} A_r e^{-\omega_1 t/(1 + A_r)}. \quad (18.40)$$

Как легко заметить, напряжение на аноде лампы уменьшается по экспоненциальному закону, стремясь к очень большому отрицательному напряжению $E_{bb} (1 - A_x)$; постоянная времени этой цепи составляет $(1 + A_r)/\omega_1$. Таким образом, напряжение изменится в достаточно больших пределах и относительно медленно, потому что постоянная времени имеет большую величину. В реальных схемах общее падение напряжения составляет только небольшую часть экспоненциальной кривой и может быть аппроксимировано прямой линией. Отклонение от прямой линии в реальных схемах редко превышает 1%.

Наклон (крутизна) начального участка кривой напряжения на аноде составляет

$$\left. \frac{de_b}{dt} \right|_{t=0} = -E_{bb}\omega_1 \frac{A_r}{1+A_r} \cdot \frac{1+A_x}{1+A_r}.$$

Схема обычно рассчитывается так, что A_x и A_r бывают значительно больше единицы. Поэтому

$$\text{Крутизна} \approx -E_{bb}\omega_1 \frac{A_x}{A_r} = -E_{bb}\omega_1 \frac{R_e}{R}.$$

Подставим теперь в эту формулу значения R , R_e и ω_1 . После сокращения одинаковых членов получаем

$$\text{Крутизна} \approx -\frac{E_{bb}}{R_g C}. \quad (18.41)$$

Время, в течение которого напряжение на аноде уменьшается от величины, почти равной E_{bb} , до минимального значения $E_{\text{мин}}$, равно

$$T = \frac{E_{bb} - E_{\text{мин}}}{\text{Крутизна}} = R_g C \left(1 - \frac{E_{\text{мин}}}{E_{bb}} \right). \quad (18.42)$$

Минимальная величина напряжения на аноде составляет всего несколько вольт, в то время как E_{bb} бывает обычно равно нескольким сотням вольт. Следовательно, если предположить, что отношение $E_{\text{мин}}/E_{bb}$ в уравнении 18.42 значительно меньше единицы, и пренебречь им, то получим, что длительность импульса T

$$T \approx R_g C. \quad (18.43)$$

18.13. СХЕМЫ ФАНТАСТРОНОВ

В разделе 18.11 было показано, что при подаче на защитную сетку лампы положительного стробирующего импульса лампа отпирается и через нее протекает анодный ток, в результате чего напряжение на аноде уменьшается по линейному закону до тех пор, пока не достигнет некоторой минимальной величины. При этом на экранирующей сетке лампы образуется большой положительный импульс. Передний его фронт совпадает с моментом отпираания лампы и появлением анодного тока, а задний — с моментом, когда напряжение на аноде достигает минимума. Следовательно, если этот импульс подавать на защитную сетку, схема будет иметь одно нормально устойчивое состояние, т. е. будет работать в одноканальном (ждущем) режиме. Такая схема получила название фантастронов со связью по экранирующей сетке (рис. 18.25).

Приведение этой схемы в рабочее состояние достигается тем, что на защитную сетку лампы через входной диод подается положительный запускающий импульс. Положительный прямоугольный выходной импульс снимается с экранирующей сетки лампы. Длительность его определяется с высокой точностью временем, необходи-

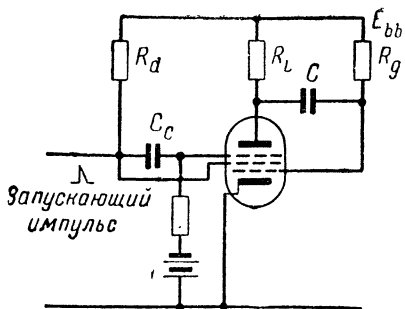


Рис. 18.25. Фантастрон со связью по экранирующей сетке

Этих недостатков нет в фантастроне с катодной связью (рис. 18.26). В нем используется отрицательный импульс, создаваемый на сопротивлении в цепи катода, которое не шунтируется конденсатором. Защитная сетка соединена с заземленной точкой схемы, в связи с чем появляющийся на катодном сопротивлении отрицательный импульс создает положительный

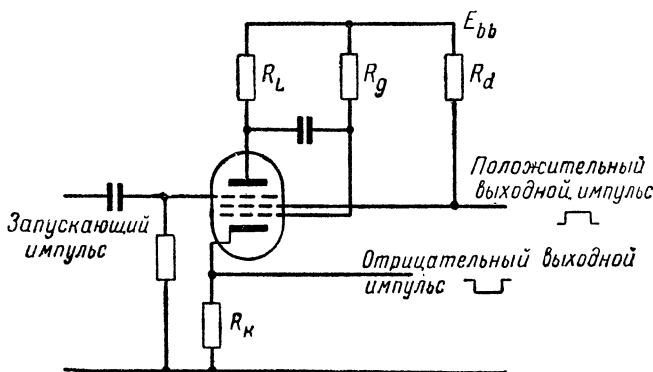


Рис. 18.26. Фантастрон с катодной связью

импульс в цепи защитная сетка — катод. Таким образом создается положительная обратная связь. Основным недостатком такой схемы заключается в том, что из-за отрицательной обратной связи по катоду коэффициент усиления уменьшается.

Для определения длительности импульса можно воспользоваться методом расчета из раздела 18.12.

18.14. ПРИНЦИП РАБОТЫ БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОРА

В предыдущих разделах было показано, что мультивибратор представляет собой, в сущности, двухкаскадный усилитель с реостатной связью и 100% обратной связью. Если вторую лампу заменить фазоопрокидывающим трансформатором, схема превратится в блокинг-генератор (рис. 18.27). Блокинг-генератор может работать

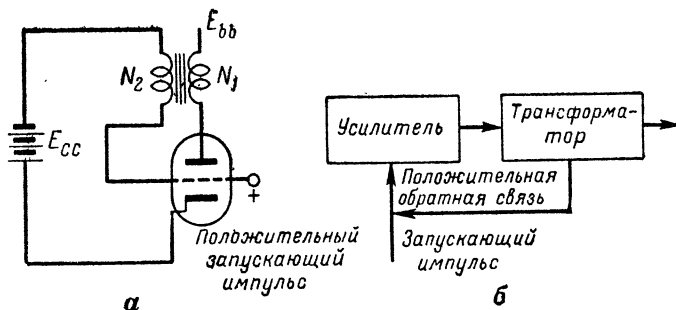


Рис. 18.27. Однотактный блокинг-генератор:
 а — упрощенная принципиальная схема; б — блок-схема

в режиме автоколебаний (самовозбуждения) или однотактном режиме, но в двухтактном режиме он работать не может.

Точные формулы, описывающие работу этой схемы, до настоящего времени еще не выведены. Это обусловливается главным образом тем, что импульсные трансформаторы имеют нелинейные характеристики, а также недостаточным количеством данных о характеристиках ламп, работающих с положительными напряжениями на управляющей сетке. Еще больше эта задача усложняется из-за использования приемно-усилительных ламп, к которым нельзя применить ряд допущений и приближенных формул и кривых, как это делается при использовании мощных усилительных ламп*.

Поэтому в настоящем разделе мы приведем лишь краткое описание работы блокинг-генератора.

В нормальных условиях лампа заперта отрицательным напряжением, подаваемым на ее сетку от источника постоянного напряжения. Когда под действием подводимого к сетке короткого положительного запускающего импульса лампа на некоторый момент отпирается, петля обратной связи замыкается и, так как коэффициент усиления обратной связи больше единицы, возникает процесс регенеративного переключения лампы. При отпирании лампы внезапному изменению анодного тока препятствует индуктивность трансформатора анодной цепи. В связи с этим почти все напряжение источника питания E_{bb} падает на обмотке трансформатора и напряжение на аноде лампы резко уменьшается. Падение анодного напряжения передается в цепь сетки с обратной фазой, в результате чего потенциал на сетке резко повышается, становясь положительным. При этом промежуток сетка — катод лампы замыкается через небольшое сопротивление r_g .

В цепи сетки возникает ток, вследствие чего некоторая часть мощности потребляется из анодной цепи. Сопротивление нагрузки

* С принципом работы блокинг-генератора и характеристиками его основных элементов читатель может ознакомиться по книге [29]. Описание методов приближенного анализа переходных процессов в импульсных трансформаторах можно найти в работах [30, 32].

анодной цепи получается примерно равным сумме сопротивления $r_g(N_1/N_2)^2$ и активного сопротивления обмотки трансформатора. Таким образом, нагрузка лампы по переменному току за короткий отрезок времени изменяется от практически бесконечной величины почти до нуля.

Все эти явления происходят настолько быстро, что анодный ток i_b изменяется очень мало и остается почти равным нулю. Однако после их окончания он начинает возрастать практически равномерно, проходя через лампу и трансформатор. Сопротивления r_g и r_p лампы очень невелики, поэтому цепь обладает большой постоянной времени и ток нарастает сравнительно долго. Это нарастание происходит почти по линейному закону, благодаря чему e_b , e_c и di_b/dt можно считать постоянными. Следует, однако, иметь в виду, что в реальных схемах некоторое отклонение от линейного закона существует, в связи с чем e_b несколько увеличивается, а e_c несколько уменьшается (рис. 18.28).

При больших анодных токах лампа обладает нелинейными характеристиками, поэтому скорость изменения анодного тока уменьшается и в конце концов становится равной нулю. При этом положительный сигнал с сетки снимается и напряжение на ней резко падает до $-E_{cc}$. Это явление должно было бы вызвать резкое уменьшение анодного тока, однако трансформатор, связывающий цепи сетки и анода, передает изменение напряжения с противоположной фазой в анодную цепь, действуя как источник тока. Напряжение на аноде резко возрастает и становится значительно больше E_{bb} , причем через лампу продолжает течь анодный ток, так как напряжение на сетке не достигает точки отсечки. Однако резкое увеличение анодного напряжения передается трансформатором с изменением фазы в цепь сетки, что приводит к дальнейшему уменьшению напряжения на сетке. В результате происходит регенеративное опрокидывание схемы и лампа запирается. Следующий цикл работы схемы начинается после прихода нового запускающего импульса.

Обозначим анодный ток лампы в момент ее запираения через I_s . Предположим, что при отпертой лампе анодный ток возрастает по линейному закону. Тогда длительность импульса $T \approx I_s di_b/dt$. Скорость изменения тока можно грубо аппроксимировать, так как падение напряжения на трансформаторе составляет $e_T = L_m di_b/dt$, а значит, $di_b/dt = e_T/L_m$. Когда лампа

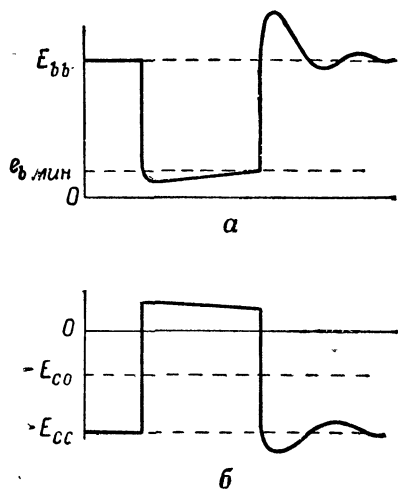


Рис. 18.28. Кривые напряжений в блокинг-генераторе:
 а — приближенная форма напряжения e_b ;
 б — приближенная форма напряжения e_c .

отперта (при временно устойчивом состоянии схемы), это падение почти постоянно: $e_T \approx E_{bb} - E_{\min}$, где $E_{\min} = e_{b\min}$ — минимальное напряжение на аноде лампы. Следовательно, длительность импульса

$$T \approx \frac{LmI_s}{E_{bb} - E_{\min}}. \quad (18.44)$$

Эта формула неточная. Она использована главным образом для объяснения зависимости длительности импульса от характеристик трансформатора и характеристики насыщения электронной лампы.

Показанные на рис. 18.28 изменения напряжения после запира-ния лампы обусловлены возникновением колебаний в контуре, создаваемом шунтирующей емкостью и индуктивностью трансфор-матора.

Самовозбуждения этой схемы можно добиться, введя в нее вме-сто источника постоянного сеточного смещения реостатно-емкост-ную цепочку смещения с требуемой постоянной времени.

18.15. ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В СХЕМАХ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ

В главе 8, рассматривая усилители класса А на полупроводни-ковых приборах, мы установили, что их входное и выходное сопро-тивления при определенных условиях могут быть отрицательными.

Анализ был сделан для характеристик переменного тока. В этом разделе мы покажем, что аналогичный результат получается и для характеристик постоянного тока.

Входное сопротивление показанной на рис. 18.29 общей эквива-лентной схемы составляет

$$R_i = R_{11} - \frac{R_{12}R_{21}}{R_{22} + R_L} = \frac{V_i}{I_i}. \quad (18.45)$$

Эквивалентная схема одного из типов усилителя с включенным в него полупроводниковым триодом приведена на рис. 18.29, б. Оче-видно, что в зависимости от области работы сопротивление, харак-теризующее крутизну (наклон) характеристики полупроводникового прибора, может иметь любое из трех или четырех значений.

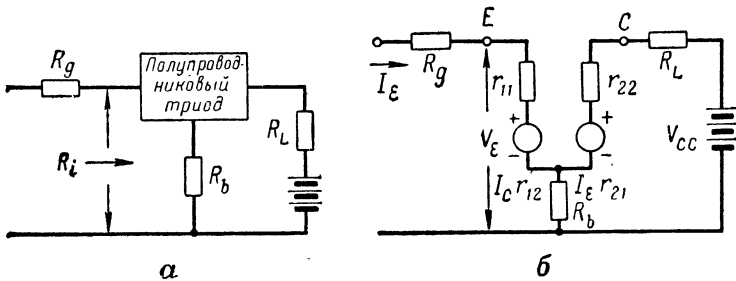


Рис. 18.29. Определение величины R_i :

а — общая схема; б — схема для определения сопротивления эмиттера

Для схемы, приведенной на рис. 18.29, б, $R_{11} = r_{11} + R_b$, $R_{22} = r_{22} + R_b$, $R_{12} = r_{12} + R_b$, $R_{21} = r_{21} + R_b$. Входное сопротивление схемы, измеренное на зажимах эмиттера, определяется из формулы 18.45 после соответствующей подстановки и преобразования ее членов:

$$R_i = R_b \left[1 + \frac{r_{11}}{R_b} - \frac{(1 + r_{12}/R_b)(1 + r_{21}/R_b)}{1 + R_L/R_b + r_{22}/R_b} \right]. \quad (18.46)$$

Так как для каждого из параметров полупроводникового триода существует по крайней мере три возможных значения, то R_i также может иметь три значения. Составив таблицу относительных величин сопротивлений, характеризующих крутизну (наклон) характеристик полупроводниковых приборов для трех основных областей, можно установить возможное изменение R_i .

Область	Величина сопротивления				
	r_{11}	r_{22}	r_{12}	r_{21}	R_i
1	Большая	Большая	Небольшая	Очень небольшая	Положительная большая
2	Небольшая	"	"	Большая	Отрицательная большая
3	Еще меньше	Очень небольшая	"	Нуль	Положительная небольшая

Вычисленные по формуле 18.46 значения R_i представляют собой не что иное, как крутизну характеристики V_c от I_E в трех рабочих областях. Результаты, полученные путем таких расчетов, не намного отличаются от экспериментальных.

Расчетная кривая (рис. 18.30) имеет форму характеристики с отрицательным сопротивлением, свойственной системам с устойчивым состоянием при разомкнутой цепи. Такие характеристики были рассмотрены в общем виде в главе 10. Поэтому при исследовании явлений, происходящих в таких схемах под действием запускающих импульсов, можно применить приемы из главы 10.

Следует заметить, что при анализе рассматриваемых схем не учитываются реактивные составляющие, которые могут быть в эквивалентных схемах полупроводниковых приборов.

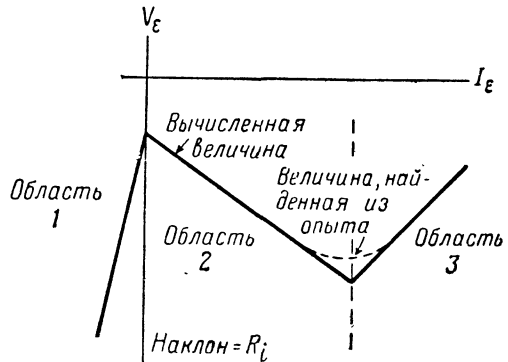


Рис. 18.30. Отрицательное сопротивление в цепи эмиттера

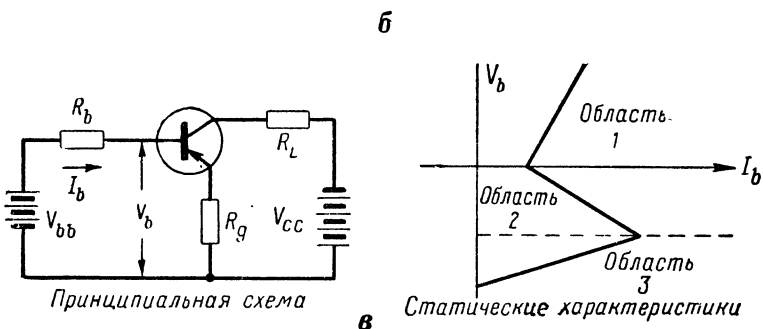
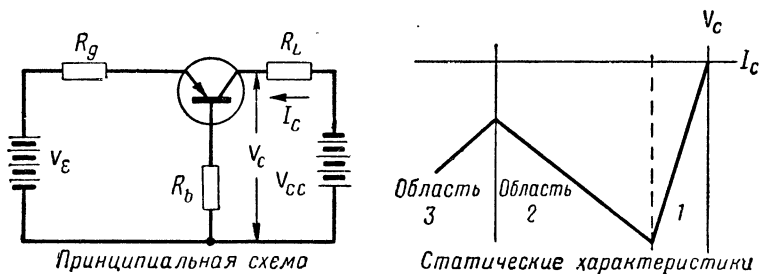
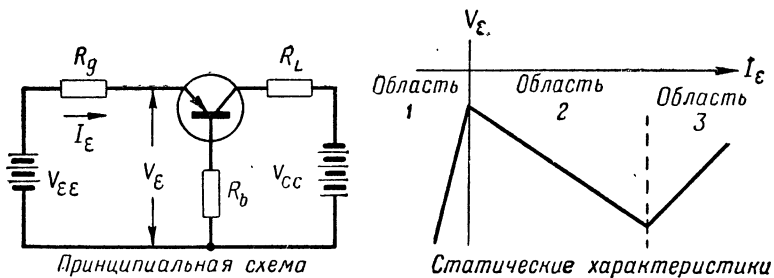


Рис. 18.31. Схемы с отрицательным сопротивлением на полупроводниковых приборах:

а — отрицательным сопротивлением обладает характеристика эмиттера; б — отрицательным сопротивлением обладает характеристика коллектора; в — отрицательным сопротивлением обладает характеристика базы

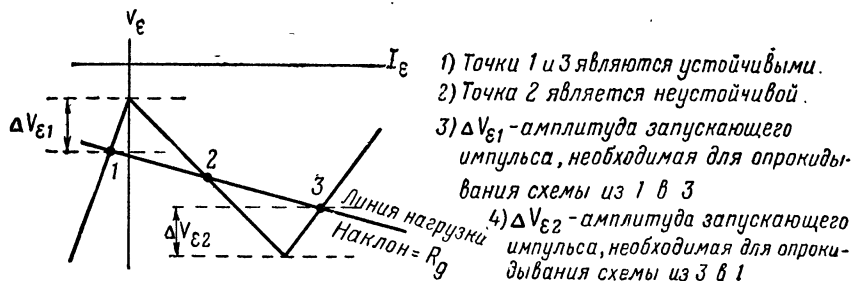
Аналогичные характеристики с отрицательным сопротивлением можно получить и для цепей коллектора и базы полупроводникового триода (рис. 18.31).

18.16. ПУСКОВЫЕ СХЕМЫ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ

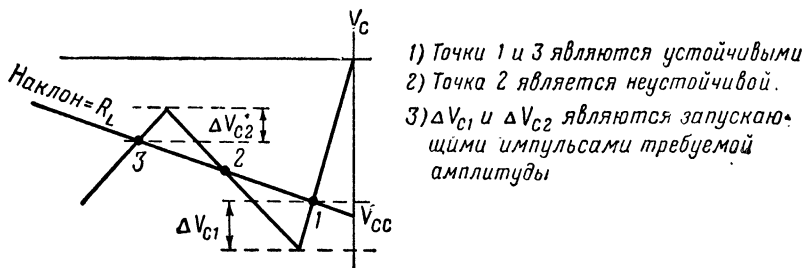
Подобно другим схемам, имеющим характеристики с отрицательным сопротивлением, свойственные системам с устойчивым состоянием при разомкнутой цепи, пусковые схемы на полупроводниковых приборах могут быть двухтактными, одноктактными (ждушими) или самовозбуждающимися (автоколебательными) [33, 34, 35].

Для получения двухтактного режима работы необходимо к зажимам отрицательного сопротивления подключить источник питания и последовательно с ним сопротивление нагрузки. Напряжение источника питания и сопротивление выбираются так, чтобы линия нагрузки пересекала характеристику схемы в трех точках. Условия для получения пусковых схем при трех основных положениях отрицательного сопротивления (в цепях эмиттера, коллектора и базы) показаны на рис. 18.32. Схема опрокидывается под действием запускающего импульса, подводимого к схеме таким же методом, как и в ламповых пусковых схемах.

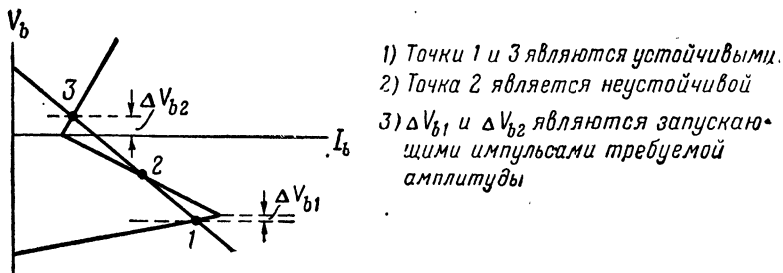
Однотактный режим работы достигается соответствующим выбором параметров и внесением в схему изменений, благодаря кото-



а



б



в

Рис. 18.32. Двухтактная пусковая схема на полупроводниковом триоде: а — применение отрицательного сопротивления характеристики эмиттера; б — применение отрицательного сопротивления характеристики коллектора; в — применение отрицательного сопротивления характеристики базы

рым схема самопрокидывается. Так, например, если параллельно цепи питания коллектора или эмиттера включить конденсатор и подобрать соответствующие значения напряжений источников питания и сопротивления нагрузки, цепь будет работать в однотактном режиме. Аналогичный результат можно получить и для схемы с отрицательным сопротивлением в цепи базы: для этого требуется включить последовательно в цепь базы триода индуктивность. Принципиальные схемы устройств, работающих в двухтактном и однотактном режимах, а также характеристики этих устройств показаны на рис. 18.32—18.34.

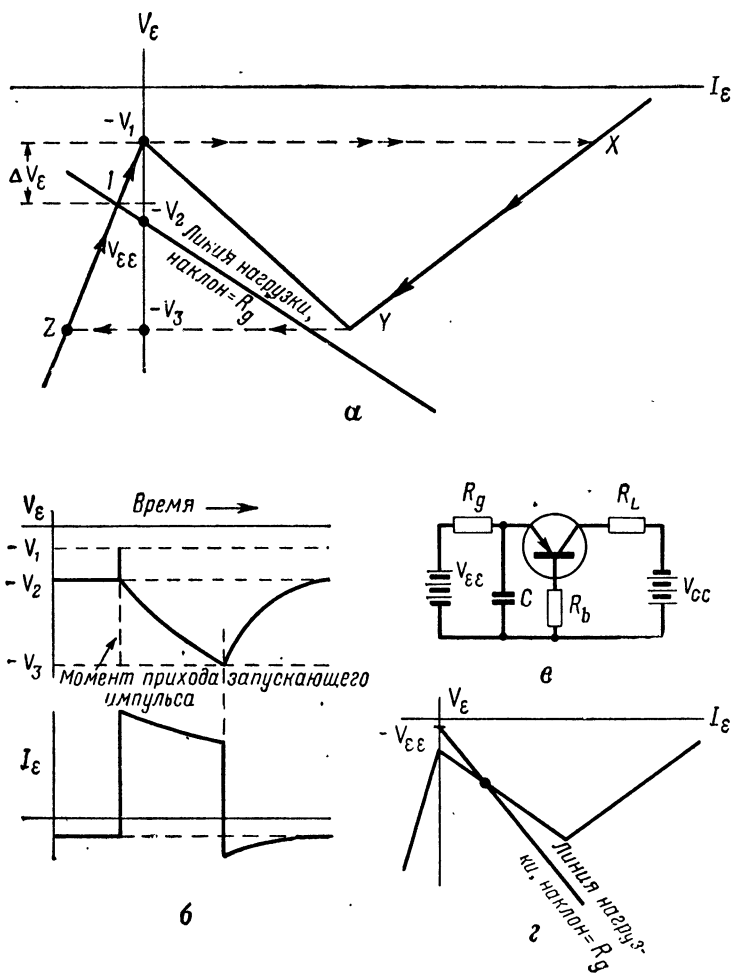
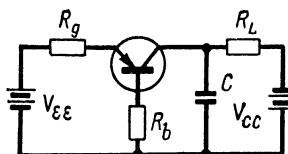
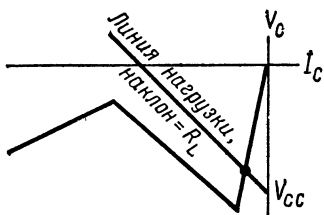


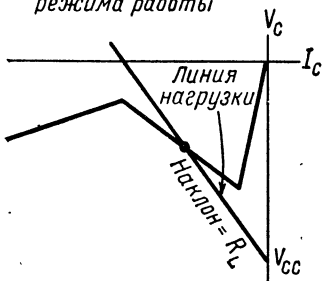
Рис. 18.33. Пусковая схема на полупроводниковом триоде, в которой используется отрицательное сопротивление цепи эмиттера: а — схема работы при однотактном режиме; б — формы тока и напряжения при однотактном режиме; в — принципиальная схема; г — условия для режима самовозбуждения



Принципиальная схема

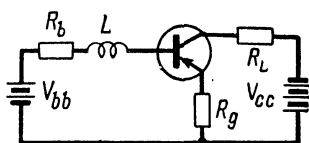


Условия для одноктактного режима работы

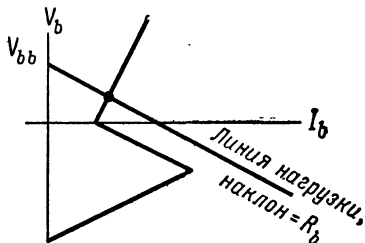


Условия для работы в режиме самовозбуждения

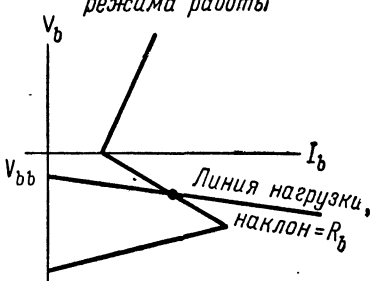
а



Принципиальная схема



Условия для одноктактного режима работы



Условия для работы в режиме самовозбуждения

б

Рис. 18.34. Самовозбуждающаяся и одноктактная пусковые схемы на полупроводниковых приборах:

а — отрицательное сопротивление в цепи коллектора; б — отрицательное сопротивление в цепи базы

Механизм самопрокидывания этих схем можно проследить на рис. 18.33, а. На рисунке показано положение линии нагрузки, соответствующее одноктактному режиму работы схемы с отрицательным сопротивлением в цепи эмиттера. При нормальных условиях работы схема находится в устойчивом состоянии, определяемом областью I характеристики. Когда от мощного источника (благодаря чему C не искажает импульс) на вход схемы поступает запускающий импульс с амплитудой ΔV_ϵ , схема переходит в другое устойчивое состояние. Однако, так как напряжение на конденсаторе C не может измениться мгновенно, напряжение на эмиттере сохраняется постоянным и рабочая точка перемещается в точку X.

Опрокидывание схемы происходит при этом вдоль пунктирной линии. В это время ток эмиттера возрастает от небольшой отрицательной до большой положительной величины. Как только конденсатор начинает заряжаться, напряжение на эмиттере триода постепенно увеличивается и рабочая точка перемещается вдоль характеристики до точки Y . Здесь схема самопрокидывается, причем напряжения на эмиттере в это мгновение благодаря наличию в схеме конденсатора сохраняется неизменным. В связи с этим рабочая точка перемещается вдоль горизонтальной линии в точку Z . По мере разряда конденсатора рабочая точка постепенно перемещается в точку I и схема переходит в первоначальное устойчивое состояние. В этом состоянии она находится до тех пор, пока не поступает следующий запускающий импульс. На рис. 18.33, б показаны формы тока и напряжения, соответствующие описанному циклу работы.

Аналогичным образом можно пояснить и работу двух других схем (в которых отрицательным сопротивлением обладают цепи коллектора и базы). Во всех трех случаях формы токов и напряжений, а также длительности импульсов можно вычислить на основе анализа соответствующих эквивалентных схем. Общие методы такого анализа для ламповых схем уже рассматривались; аналогичные методы применимы и для схем на полупроводниковых приборах.

Совершенно очевидно, что автоколебательный режим работы можно получить, применив однотактные схемы, в которых напряжение источника питания и величина последовательно включенного сопротивления изменены так, что рабочая точка сместилась в область отрицательного сопротивления (рис. 18.33, г и 18.34). Самопрокидывание такой схемы возникает при любом устойчивом состоянии. Работает схема аналогично самовозбуждающемуся мультивибратору.

18.17. ДВУХТАКТНАЯ ПУСКОВАЯ СХЕМА НА МАГНИТНЫХ УСИЛИТЕЛЯХ [26]

Принципиальная схема одного из двухтактных пусковых устройств, собранных на магнитных усилителях, изображена на рис. 18.35. Два устойчивых состояния соответствуют условиям, когда: 1) ни один из сердечников не насыщен и нет выходного сигнала; 2) оба сердечника насыщены и имеется выходной сигнал. Почти во всех таких схемах напряжение источника питания e'_{ac} при отсутствии входного сигнала устанавливается так, чтобы сердечники находились на самой грани насыщения. При этом магнитный поток сердечника изменяется между двумя крайними значениями:

— под действием тока намагничивания управляющей обмотки он принимает значение Φ_0 ;

— под действием тока, протекающего в нагрузочной обмотке, он принимает значение, лишь немного не достигающее потока насыщения Φ_s ; назовем этот магнитный поток Φ'_s .

Предположим, что различные переменные напряжения в рассматриваемый момент времени имеют мгновенные полярности, показанные на рис. 18.35, и что поток в первом сердечнике равен Φ'_s , а во втором — Φ_0 . В течение этого полупериода включенные в схему выпрямители препятствуют прохождению тока через управляющую обмотку сердечника 2 и нагрузочную обмотку сердечника 1. Однако в двух других обмотках небольшие намагничивающие токи протекают, поэтому поток в сердечнике 1 под действием напряжения e'_{ac} становится равным Φ_0 , а поток в сердечнике 2 изменяется с Φ_0 на Φ'_s . Однако сигнала на выходе схемы нет, так как ни один из сердечников не насыщен. В течение следующего полупериода возникают противоположные условия, так как полярность всех переменных напряжений меняется на обратную. Таким образом, пока

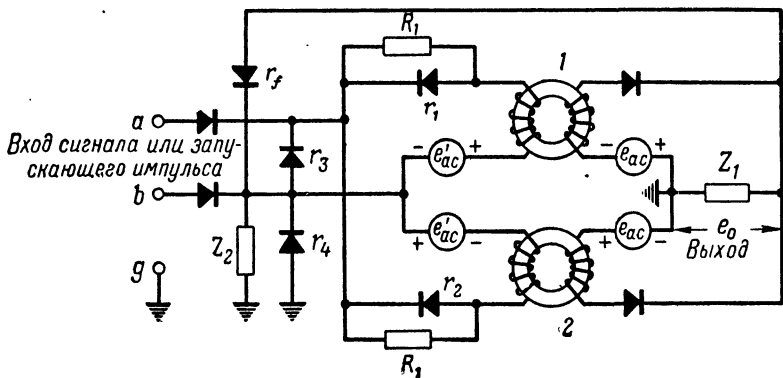


Рис. 18.35. Двухтактная пусковая схема на магнитных усилителях с параллельным включением элементов, собранных на одном сердечнике

входной сигнал отсутствует и потоки обоих сердечников изменяются лишь под действием напряжения e'_{ac} , насыщения не наступает и выходного сигнала на нагрузке Z_1 нет. Это — первое устойчивое состояние системы.

Предположим теперь, что в течение полупериода, когда напряжения имеют полярность, показанную на рис. 18.35, на входной зажим a поступает запускающий импульс. Если он обладает достаточно большой амплитудой, то под его влиянием магнитный поток в сердечнике 1 изменится не до величины Φ_0 , а только до некоторого значения Φ_x . В связи с этим в течение некоторой определенной части следующего полупериода (продолжительность которой зависит от амплитуды запускающего импульса) сердечник 1 окажется насыщенным и индуктивность нагрузочной обмотки уменьшится до нуля. При этом напряжение e_{ac} будет приложено к нагрузке Z_1 и на выходе схемы появится большой сигнал. Через выпрямитель r_f он поступит также на сопротивление Z_2 . Таким образом, выходной сигнал возникнет на входе системы. Если он будет

иметь достаточно большую амплитуду, процесс изменения магнитного потока в сердечнике 2 нарушится: сердечник в течение следующего полупериода окажется насыщенным и на выходе схемы вновь появится сигнал, который будет препятствовать изменению

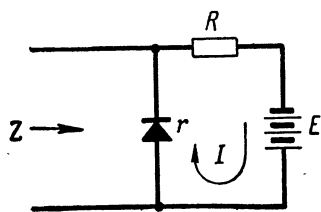


Рис. 18.36. Цепь нагрузки, соответствующая Z_1 и Z_2 (рис. 18.35)

магнитного потока сердечника 1 до величины Φ_0 , и т. д. Система перейдет во второе устойчивое состояние, так как процесс, происходящий в одном сердечнике, предотвращает изменение магнитного потока в другом сердечнике до его начального значения Φ_0 , в результате чего каждый из сердечников работает в течение следующего полупериода в режиме насыщения.

К входному запускающему импульсу предъявляют определенные требования. Он должен иметь такую амплитуду, чтобы быстро воздействовать на режим работы сердечника и создавать выходной сигнал, достаточный для предотвращения изменения магнитного потока до Φ_0 в другом усилителе.

Схему можно вернуть в первоначальное устойчивое состояние, изменив магнитный поток в любом из сердечников до Φ_0 , что прервет процесс, удерживающий схему во втором устойчивом состоянии. Изменить магнитный поток можно нейтрализацией импульса, появляющегося на сопротивлении Z_2 , для чего на зажим b нужно подать импульс противоположной полярности и с амплитудой, превышающей амплитуду выделяющегося на сопротивлении Z_2 сигнала обратной связи. Это отперет выпрямитель r_4 ; цепь обратной связи окажется закороченной и магнитный поток уменьшится до Φ_0 . Следовательно, в следующий полупериод напряжения сигнал на выходе схемы будет отсутствовать и величина магнитного потока сердечника будет определяться только величиной напряжения e'_{ac} . Схема возвратится в первоначальное состояние.

Время реакции схемы $T = t_2 - t_1$, где t_1 — момент поступления запускающего импульса, а t_2 — момент появления соответствующего выходного сигнала, определяемый длительностью полупериода питающего напряжения. Поэтому максимальная скорость работы схемы равна периоду колебаний питающего напряжения. Заметим, что схемы такого типа при изготовлении сердечников из специального материала могут работать на частотах, измеряемых мегагерцами.

Сопротивления Z_1 и Z_2 могут быть активными. Однако лучшие результаты получаются при использовании схемы рис. 18.36.

ЗАДАЧИ

18.1. В мультивибраторе с катодной связью применены следующие элементы: лампа 6SN7 (V_1 и V_2), сопротивления $R_{L1} = 10\,000$ ом, $R_k = 10\,000$ ом, $R_{L2} = 10\,000$ ом, $R_{g2} = 1$ Мом, конденсатор $C_2 = 200$ пф. Напряжения $E_{bb} =$

$= 300$ в, $E_{cc} = 45$ в. Вычертите кривые напряжений e_k , e_{bn2} , e_{bn1} , e_{cn2} , предварительно вычислив напряжения во всех контрольных точках этих кривых. Определите длительность импульса.

18.2. В одноконтном мультивибраторе с анодно-сеточной связью используются: лампа 6SN7 (V_1 и V_2), сопротивления $R_1 = 4$ Мом, $R_{L1} = R_{L2} = 20\ 000$ ом, $R_{g1} = 4$ Мом, $R_{g2} = 1$ Мом, конденсаторы $C_1 = 50$ пф, $C_2 = 250$ пф. Напряжение $E_{bb} = 300$ в. Определите минимальное значение E_{cc} , гарантирующее одноконтный режим работы. Вычислите длительность выходного импульса.

18.3. Определите частоту колебаний самовозбуждающегося мультивибратора с анодно-сеточной связью, в котором оба сопротивления сеточного смещения присоединены к заземленной точке схемы. В мультивибраторе используются, лампа 6SN7, $R_{g1} = R_{g2} = 1$ Мом, $C_1 = C_2 = 500$ пф, $R_{L1} = R_{L2} = 20\ 000$ ом. Напряжение $E_{bb} = 300$ в.

18.4. Определите все характерные и контрольные точки кривых напряжений на анодах и сетках лампы для схемы, описанной в задаче 18.3. Постройте эти кривые.

18.5. Определите частоту колебаний мультивибратора, данные которого приведены в задаче 18.3, если сопротивления сеточного смещения присоединить к E_{bb} .

18.6. Определите и вычертите кривые напряжений на анодах и сетках лампы мультивибратора, данные которого приведены в задаче 18.5.

18.7. Самовозбуждающийся мультивибратор собран на лампе 6SN7 (V_1 и V_2); $R_{g1} = 500\ 000$ ом подключено к $E_{bb} = 300$ в; $R_{g2} = 500\ 000$ ом присоединено к заземленной точке схемы; $R_{L1} = R_{L2} = 20\ 000$ ом. На сетку лампы V_2 подаются положительные импульсы синхронизации с частотой 500 имп/сек. Мультивибратор при поступлении каждого запускающего импульса генерирует импульс длительностью 100 мксек. Определите величину C_1 , требуемую для получения импульса длительностью 100 мксек. Вычислите, при каком минимальном значении C_2 схема будет устойчиво работать при частоте поступления импульсов синхронизации 500 имп/сек. Вычислите минимальную амплитуду запускающего импульса, необходимую для управления работой мультивибратора, если $C_2 = 1000$ пф.

18.8. Выведите формулу 18.8 для условий, оговоренных в тексте.

18.9. Значения сопротивлений, определяющих крутизну характеристики полупроводникового триода, для трех рабочих областей приведены в табл. 14. Полупроводниковый триод включен в схему с $R_b = 7000$ ом, $R_L = 2200$ ом, $V_{cc} = 45$ в. Вычислите входное сопротивление цепи эмиттера для каждой из трех рабочих областей. Для этого вычертите характеристическую кривую, вычислив зависимость V_e от I_e для трех рабочих областей.

Таблица 14

Рабочая область	r_{11}		r_{22}		r_{12}		r_{21}	
	обозначение	величина ом	обозначение	величина ом	обозначение	величина ом	обозначение	величина ом
1	r'_{11}	100 000	r_{22}	20 000	r_{12}	150	r'_{21}	150
2	r_{11}	250	r_{22}	20 000	r_{12}	150	r_{21}	50 000
3	r''_{11}	75	r''_{22}	120	r''_{12}	120	r''_{21}	80

18.10. Используя характеристику, вычерченную при решении задачи 18.9, определите соответствующие значения R_g и V_{ee} для двухтактной и одноконтной работы, а также для работы в режиме самовозбуждения.

18.11. Выведите формулу для длительности выходного импульса применительно к схеме рис. 18.33, в.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. M. Ryder, R. J. Kircher. Some Circuit Aspects of the Transistor (Вопросы применения в схемах полупроводниковых приборов). Bell System Tech. J., 1949, VII, т. 28, стр. 367—401.
2. R. L. Wallace, W. J. Pietsch. Some Circuit Applications of p-n-p Transistors (Применение в схемах полупроводниковых триодов типа p-n-p). Bell System Tech. J., 1951, VII, т. 30, стр. 530—563.
3. Charles R. Vail. Circuits in Electrical Engineering (Электрические цепи). Prentice-Hall, Inc., N. Y., 1950.
4. Велли и Вальман. Ламповые усилители. Перевод с английского. Изд-во „Советское Радио“, 1951.
5. J. W. Horton. Fundamental Considerations Regarding the Use of Relative Magnitudes (Основные соображения, связанные с применением относительных величин). Proc. IRE, 1952, IV, т. 40, стр. 440—444.
6. W. C. Elmore. Transient Response of Damped Linear Networks with Particular Regard to Wideband Amplifiers (Переходные характеристики линейных цепей с затуханием в применении к широкополосным усилителям). J. Appl. Phys., 1948, I, т. 19, стр. 55—62.
7. Gordon S. Brown, Donald P. Campbell. Principles of Servomechanisms (Принципы сервомеханизмов). John Wiley and Sons, Inc., N. Y., 1948, гл. 6—8.
8. Frank E. Bothwell. Nyquist Diagrams and the Routh-Hurwitz Stability Criterion (Диаграммы Найквиста и критерий стабильности Рута — Гурвица). Proc. IRE, 1950, XI, т. 38, стр. 1345—1348.
9. R. L. Wallace. Duality as a Guide in Transistor Circuit Design (Принцип дуальности в расчете схем на полупроводниковых приборах). Bell System Tech. J., 1951, IV, т. 30, стр. 381—418.
10. R. L. Petritz. On the Theory of Noise in P-N Junctions and Related Devices (О теории шумов в переходах типа P-N и связанных с ними устройствах). Proc. IRE, 1952, XI, т. 40, стр. 1440—1956.
11. H. C. Montgomery. Transistor Noise in Circuit Applications (Шумы в цепях с полупроводниковыми приборами). Proc. IRE, 1952, XI, т. 40, стр. 1461—1471.
12. Ph. le Corbeiller. The Nonlinear Theory of the Maintenance of Oscillations (Нелинейная теория колебаний). Proc. IRE, т. 23, 1935, стр. 361—378.
13. Wm. A. Edson. Vacuum Tube Oscillators (Теория ламповых генераторов). John Wiley and Sons, Inc., New York, 1953, стр. 43—51.
14. Wm. B. Wrigley. A Note on Moving Poles in Nonlinear Oscillating System (О перемещении полюсов в нелинейных колебательных системах).
15. И. Н. Бронштейн и К. А. Семендяев. Справочник по математике. Государственное изд-во технико-теоретической литературы, Москва, 1957.
16. Cruft Lab Staff. Electronic circuits and Tubes (Электронные лампы и схемы). McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1947, стр. 699—702.
17. W. L. Everitt. Communication Engineering (Техника связи). McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1937.
18. O. H. Schade. Radio-Frequency Operated High Voltage Supplies for Cathode Ray Tubes (Высоковольтные выпрямители, питаемые от высокочастотных источников). Proc. IRE, т. 31, апрель 1943, стр. 158—163.

19. George W. C. Mathers. Some Additions to the Theory of Radio Frequency High Voltage Supplies (Дополнения к теории высоковольтных выпрямителей, работающих от высокочастотных источников питания). Proc. IRE, т. 37, февраль 1949, стр. 199—206.
 20. T. G. Miles. Bibliography of Magnetic Amplifier Devices and Saturable Reactor Art (Перечень книг о магнитных усилителях). Trans. AIEE, т. 70, 1951, стр. 104—123.
 21. J. M. Manley. Some General Properties of Magnetic Amplifiers (Некоторые основные свойства магнитных усилителей). Proc. IRE, т. 39, март 1951, стр. 242—251.
 22. Thomas G. Wilson. Series Connected Magnetic Amplifier With Inductive Loading (Магнитный усилитель с последовательно включенными обмотками переменного тока и индуктивной нагрузкой). Communications and Electronics, т. 71, январь 1952, стр. 101—110.
 23. S. B. Cohen. Analysis and Design of Self-Saturable Magnetic Amplifiers (Анализ и конструкция магнитного усилителя с самонасыщением). Proc. IRE, т. 39, сентябрь 1951, стр. 1009—1020.
 24. L. A. Finzi, G. F. Pittman Jr., H. L. Durand. The Effective Feedback Ratio of Magnetic Amplifiers (Обратная связь в магнитных усилителях). Communications and Electronics, апрель 1952, стр. 157—164.
 25. R. A. Ramey. On the Mechanics of Magnetic Amplifier Operation (Принцип действия магнитных усилителей). Trans. AIEE, т. 70, часть II, стр. 1214—1223.
 26. R. A. Ramey. The Single Core Magnetic Amplifier as a Computer Element (Магнитные усилители с одним сердечником как элемент считающих схем). Communications and Electronics, январь 1953, стр. 442—446.
 27. Розенблат. Магнитные усилители. Изд-во „Советское радио“, 1956.
 28. Приемники радиолокационных станций. Перевод с английского под редакцией А. П. Сиверса, чч. I и II. Изд-во „Советское радио“, Москва, 1949.
 29. Генерирование электрических колебаний специальной формы, чч. I и II. Перевод с английского под редакцией Л. Ю. Блюмберга и Т. Р. Брахмана. Изд-во „Советское радио“, Москва, 1951.
 30. Меерович Л. А. и Зеличенко Л. Г. Импульсная техника. Изд-во „Советское радио“, Москва, 1954.
 31. M. V. Kiebert and A. F. Inglis. Multivibrator Circuits (Схемы мультивибраторов). Proc. IRE, т. 33, август 1945, стр. 534—539.
 32. Л. А. Меерович, Л. Г. Зеличенко. Импульсная техника. Изд-во „Советское радио“, Москва, 1954.
 33. A. W. Lo. Transistor Trigger Circuits (Пусковые схемы на полупроводниковых приборах). Proc. IRE, т. 40, ноябрь 1952, стр. 1531—1541.
 34. A. E. Anderson. Transistors in Switching Circuits (Применение полупроводников в переключающих схемах). Proc. IRE, т. 40, ноябрь 1952, стр. 1541—1558.
 35. G. E. McDuffie Jr. Pulse Duration and Repetition Rate of a Transistor Multivibrator (Длительность импульса и частота повторения в мультивибраторах на полупроводниках). Proc. IRE, 1952, стр. 1487—1489.
-

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Автоколебательные (самовозбуждающиеся) пусковые схемы, 627, 648—649, 664—665
- Автоматическая регулировка звука, 388, 408—412, 529—530
- Автоматическая регулировка усиления, 529—530
- Активные элементы схем, 27
- Акцентирующие схемы, 457
- Альфа-величина, 300—301
- Амплитудная модуляция, 406, 445—449
- Амплитудная селекция, 582
- Амплитудно-импульсная модуляция, 457—459
- Амплитудные искажения, 52
- Амплитудный ограничитель (см. также ограничение), 532, 575—585
- Анализ Фурье (см. Фурье анализ)
- Анодная модуляция, 459—467
- Апериодическая кривая реакции, 606
- Аппроксимация линейная, 8
- Армстронга система модуляции, 478
- Балансный модулятор, 467—469
- Бесселя функции, 452
- Блокинг-генератор, 657—660
- Боковые частоты, 447
- Вакуумные лампы
- индуктивности выводов, 16—17
 - катодное смещение, 64—65
 - коэффициент усиления, 11
 - межэлектродные емкости, 16—17
 - показатель качества, 114—115
 - поляризующие потенциалы, 62
 - прерывистый режим работы, 17
 - режим класса А, 17, 66
 - режим работы, 17
 - сопротивление в цепи анода, 68
 - цепи постоянного тока лампового усилителя, 57—58
 - шумы, 305—328
- Вакуумный триод (см. триоды)
- Ван-дер-Бийля модуляторы, 407
- Варимю лампы, 386, 409
- Варистор (переменное сопротивление), 10, 377
- Верхних частот усилитель, 102, 107, 109, 133—141
- многокаскадный, 155—160
 - обратная связь, 243—247
 - переходная характеристика, 213—215
 - полупроводниковый, 293—295
 - с заземленным эмиттером, 293—294
- Видеоусилитель (см. усилители низкой частоты)
- Вина генератор, 352, 358—362
- Волноводный эффект, 370
- Восстановители постоянной составляющей, 583—585
- Временная модуляция, 582
- Временная селекция, 582
- Время задержки, 103
- Время нарастания, 103—104
- в каскадах с максимально плоской характеристикой, 227
 - в многокаскадных усилителях, 210—213
 - в усилителях с параллельной коррекцией, 131
 - в усилителях с последовательной коррекцией, 131
 - в усилителях с реостатной связью, 114
 - 10—90%, 103
 - огibaющей, 223, 224, 227
 - при избыточной расстройке, 228
- Эльмора формула, 103, 210
- Время обратного хода, 599
- Время пролета, влияние на проводимость, 308
- Второй закон Кирхгофа (для контура), 28
- Выключения угол, 497
- Выпрямители, 482—515
- в схемах магнитных усилителей, 554
 - двухполупериодные, 485, 499, 501, 507, 513
 - игнитронные, 493
 - мостиковые, 485, 554
 - на газонаполненных триодах, 489
 - однополупериодные, 485, 498, 501, 507, 539

- питаемые от генераторов развертки, 517
- с генераторами высокой частоты, 515—517
- с RC-фильтрами, 494—506
- стабилизированные, 513
- тиратронные, 490
- фильтры, 486
- Выброс характеристики, 103
- многокаскадных усилителей, 213, 218
- пары взаимно-расстроенных каскадов, 227
- пары с максимально плоской характеристикой, 227
- при последовательной коррекции усилителя, 131
- при параллельной коррекции усилителя, 123
- Выпрямители с питанием от ВЧ-генераторов, 515
- Выпрямления к. п. д., 487
- Газонаполненный триод, 9
- Газоразрядная лампа, 10
- Гармонические составляющие, 375, 379—384, 388—391, влияние угла отсечки, 419—423
- Гармонический ряд, 379—384
- Генератор пилообразного напряжения, 588, 595—599
- Генератор пилообразного тока, 601—604
- Генератор развертки, 602
- Генераторы
 - блокинг-генераторы, 657—660
 - Вина, 352, 358—362
 - динактронные, 339—340
 - Икклса — Джордана, 341
 - кварцевые, 351, 353
 - класса А, 328—372
 - классификация, 337—338
 - Колпица, 351, 355—358
 - линейные, 337—367
 - метод изоклин, 341—346
 - мощности, 443
 - на полупроводниковых приборах, 353, 362—365
 - несинусоидальных колебаний, 626—666
 - обратная связь, 339, 349—350
 - основные элементы, 331
 - отрицательная крутизна характеристики 340
 - Пирса, 351
 - с колебательными контурами в цепи сетки и анода, 351, 367
 - с контуром в цепи базы, 353
 - с контуром в цепи коллектора, 353
 - с линией задержки, 352
 - с мостиковой схемой, 352
 - со стробированием, 608—609
 - с отрицательным сопротивлением, 338—341
 - с фазосдвигающей цепочкой, 352
 - транзистронные, 338—339
 - УКВ, 365—367
 - Хартлея, 351
 - циклограммы, 346—348
- Генераторы на полупроводниковых триодах
 - кварцевые, 353, 362—365
 - с контуром в цепи базы, 353
 - с контуром в цепи коллектора, 353.
- Г-образный фильтр, 506—512
- предельные значения, 510—512
- Граничный режим, 414
- Двухконтурные усилители, 146—151, 194—199
 - исходное усиление, 150
 - коэффициент усилителя, 148—149
 - критическая связь, 150
 - переходная связь, 150
 - полюса, 197
 - расчет, 198
 - резонансная частота, 150
 - с высоким Q , 197
 - схемы, 147
 - эквивалентные схемы, 147
- Двухтактные мультивибраторы, 629—631
- Двухтактные усилители, 399, 404
- Деакцентирующие схемы, 457
- Девиации частоты коэффициент, 451
- Дегенерация (см. отрицательная обратная связь)
- Демодулятор, демодуляция (см. Детектирование)
- Детектирование
 - анодное, 529
 - входное полное сопротивление детектора, 525
 - дробный детектором, 535
 - квадратичное, 385, 407
 - линейное, 519
 - максимально допустимая емкость, 521
 - расчет линейного детектора, 526
 - сеточное, 528
 - схема автоматического сеточного смещения, 528
 - частотно-модулированных сигналов, 531—536
- Детектирования к. п. д., 520
- Децибелы, 93—99
- Диаграмма полюсов и нулей
 - для коэффициентов частичного разложения, 50
 - для установившегося процесса, 54
 - при катодной дегенерации, 79
- Динамическая характеристика передачи, 372—376

- Динатронные генераторы, 339—340
 Диод вакуумный, 9
 Диодное ограничение, 575
 Диоды
 вакуумные, 9
 схемы совпадения, 617—623
 характеристики передачи, 376—377
 Дискриминаторы, 532—536
 Дифференцирования схемы, 589
 Дробный детектор, 534—535
 Дробовые шумы, 306, 313
 Дроссель с переменной индуктивностью, 512
- Единичная функция, 35
 Емкость межэлектродная, 16
- Зажигания характеристика, 490
 Заземление
 анода усилительных ламп, 379—384
 базы в усилителях, 284—287, 289
 коллектора в усилителях, 287—289
 сетки усилительных ламп, 91—93, 96
 эмиттера в усилителях, 280—284, 289—298
 Затухание критическое, 606
- Игнитронный выпрямитель, 493
 Избыточные шумы, 322
 Изоклин
 диаграмма, 344
 метод, 341—346
 Икклса — Джордана мультвибратор, 341, 628 (см. также мультвибраторы)
 Импульсные системы, 457—459
 Индуктивность выводов, 16
 Интегратор Миллера, 599, 600, 651—652
 Интеграторы, 589—593
 Интегрирующая схема с катодным повторителем, 598
 Искажения
 амплитудные, 51
 возникновение гармоник, 375, 388—391, 378—384
 в усилителях с обратной связью, 237
 нелинейные, 374—375
 фазовые, 51
 Источники стабилизированного напряжения 513—515
 Исходное усиление, 101
 Каскад с катодной нагрузкой
 анализ, 249—254
 входная емкость, 90, 96
 интегрирующая схема, 598
 коэффициент усиления, 86, 251
 критические частоты, 251—252
 показатель качества, 252
 полная входная проводимость, 89—91
- полное выходное сопротивление, 87—89, 96, 253—254
 с реостатной связью, 250
 схемы, 84—91
 эквивалентная схема, 85
 эффективная крутизна, 86, 96
 Катодная дегенерация (см. отрицательная обратная связь в цепи катода)
 Катодная модуляция, 459—461, 466
 Катодный повторитель (см. каскад с катодной нагрузкой)
 Квадратичные характеристики
 демодуляции, 384—386, 407—408
 детектирования, 407—408
 диода, 376—378
 модуляции, 385, 406
 смещения, 385, 406
 Кварцевый генератор, 351, 353
 Кирхгофа закон, 28
 Колебания паразитные, 367, 442
 Колебательная реакция, 606
 Коэффициент генератор, 351, 355
 Компенсация
 влияния обратной связи, 140
 оптимальная, 138—139
 по низкой частоте, 133
 соединение компенсированных усилителей, 160
 Комплексная s -плоскость, 54
 Конформное преобразование, 173, 187
 Корректирующий параметр
 при параллельной коррекции, 119
 при последовательной коррекции, 128
 усилителя на полупроводниковых приборах, 297
 Коррекция
 параллельная, 118, 120—126
 последовательная, 126—129
 Коэффициент
 амплитудной модуляции, 447
 девиации частоты, 451
 пульсации, 487
 стабильности, 489
 усиления лампы, 11
 усиления по току, 300—302
 фазовой модуляции, 455
 формы тока, 488
 частотной модуляции, 451
 Коэффициент полезного действия
 анодной цепи, 391—394
 асимптотический, 425, 429
 выпрямителей, 487
 детекторов, 520
 резонансных усилителей, 428
 Коэффициент связи
 критический, 150
 переходный, 150, 198
 К. п. д. (см. Коэффициент полезного действия)

- Критерий Рута — Гурвица, 265—267, 357
- Критерий стабильности Найквиста, 262—265
- Критическое затухание, 606
- Критическая частота (см. предельная частота)
- Кросби метод, 477
- Крутизна (см. также эффективная крутизна)
 полупроводникового триода, 278—279
 преобразования, 542
 усилительной лампы, 96
- Крутизна цепи экранирующая сетка—анод, 80
- Крутизна эффективная (см. эффективная крутизна)
- Ламповые усилители с заземленным катодом, 57—84, 108—231
- Лампы с переменной крутизной, 386, 409
- Лампы с удаленной отсечкой, 386, 409
- Лапласа преобразования
 начальное условие, 37
 обратное преобразование, 39
 операции преобразования, 36
 пары преобразования, 35
- Линейная аппроксимация, 8—9
- Линейные модуляторы, 462
- Линия нагрузки
 лампового усилителя, 58—61
 отрицательное сопротивление, 334
 переменного и постоянного тока, 394—397
 полупроводникового прибора, 270
- Лоджит, 94—95
 лоджит мощности, 95
 сравнение с децибелами, 94—95
 усиление по напряжению в лоджитах, 95.
- Лучевые тетроды, 14
- Магнитные усилители
 время реагирования, 558, 567
 двухтактная пусковая схема, 666
 каскадное (последовательное) включение, 573
 коэффициент усиления, 555, 565, 573
 обмотка смещения, 553
 показатель качества, 565, 573
 положительная обратная связь, 563
 постоянная времени, 555, 567, 573
 принцип работы, 545—573
 пусковая схема, 666
 самобалансирующиеся, 567
 с выпрямителями, 554
 сигнальная обмотка, 553
 с индуктивной нагрузкой, 559
- с последовательным включением обмоток, 559
 с самонасыщением, 570
 с одним сердечником, 570
 схемы совпадения, 622
 угол насыщения, 551
 функция передачи, 552
 эквивалентная схема, 547
 Максимальное усиление, 165—168
 Максимально плоская функция взаимно расстроенных каскадов, 180—186
 одного каскада, 177—180
 Межэлектродная емкость, 16—17, 272—273
- Методы расчета
 линейного детектора, 526
 максимальной полосы пропускания, 168—170
 максимального усиления, 165—168
 минимального времени нарастания, 213
 реостатно-емкостного фильтра выпрямителя, 502—506
 схем с оптимальной компенсацией, 138—139
 усилителя класса С, 433—437
 усилителя с анодной модуляцией, 461—466
 усилителя с взаимно расстроенными каскадами, 183, 188, 192
 усилителя с параллельной коррекцией, 125
 усилителя с реостатной связью, 115
- Микрофонные шумы, 312
- Минимальное шумовое число, 321—322, 326—327
- Минимальный сдвиг фазы, 54, 100
- Минимальный фазовый сдвиг, 54, 100
- Многоканальные системы, 457—459
- Многокаскадные усилители, 153—205
- Модуляторы
 балансные, 467—469
 Ван-дер-Бийля, 407
 линейные, 462
 с реактивной лампой, 410, 474—475
 с фазотроном, 480
- Модуляция
 анодная, 459—467
 амплитудная, 406, 445—449, 459
 амплитудно-импульсная (АИМ), 457—459
 временная импульсная (ВИМ), 458
 временная, 582
 девиация фазы, 455
 импульсов по ширине (ШИМ), 457
 катодная, 459—461, 466
 коэффициент амплитудной модуляции, 447
 коэффициент частотной модуляции, 451

- коэффициент фазовой модуляции, 455
- лампой с квадратичной характеристикой, 406
- мощных сигналов, 469
- сеточная, 459—461, 466
- слабых сигналов, 469, 470—474
- угловая, 449
- фазовая, 449, 454—456
- частотная, 450—454, 474
- частотная импульсов (ЧИМ), 458
- Мостиковая схема генератора, 352
- «Моторная» схема стабилизации средней частоты, 477
- Мощность, рассеиваемая на аноде, 391—394, 397—398
- Мощность шумов, 316
- Мощные автогенераторы, 443
- Мультивибраторы
 - время восстановления схемы, 649—651
 - двухтактные, 629—631
 - длительность импульса, 639—640, 647, 649
 - длительность процесса опрокидывания, 649—651
 - запуск схемы, 631—632
 - однотактные, 634—648
 - основные положения, 626—627
 - с анодно-сеточной связью, 630—632, 634—640, 649
 - самовозбуждающиеся, 627, 648
 - с катодной связью, 633, 648
 - синхронизация, 649
 - с положительным сеточным смещением, 638
 - с электронной связью, 631
- Наведенные в цепи сетки шумы, 307—309
- Нагрузочные линии (см. линии нагрузки)
- Найквиста диаграмма, 264
- Найквиста критерий, 262—265
- Нарастания время, 103
- Насыщение, 414
- Начальная функция, 45
- Начальная функция возбуждения, 45
- Неискаженная передача сигнала, 52
- Нейтрализация, 437—439
 - в двухтактных усилителях, 438—439
 - в цепи анода, 437—439
 - в цепи сетки, 437—438
- Нелинейность
 - анализ, 378
 - эквивалентные схемы, 15
- Нелинейные искажения, 372, 374
- Нелинейные схемы класса А, 372—408
- Неустойчивые режимы работы, 333—337
- Нортонa теорема, 30
- Нули и полюса, 47
- Обмотка переменного тока, 545—546
- Обостряющие цепи
 - типа RC, 586
 - типа RLC, 607—610
- Обратная связь
 - анодно-сеточная, 240
 - в магнитных усилителях, 563
 - в схемах на полупроводниковых приборах, 276—289
 - отрицательная, 241—249
- Обратная связь в усилителях
 - в цепи сетки — анод, 254—256
 - дифференцирующие схемы, 593—595
 - интегрирующие схемы, 593—595
 - искажения, 237—239
 - катодная дегенерация, 241—249
 - каскад с катодной нагрузкой, 249—252
 - контролируемая по напряжению, 240, 249—254
 - контролируемая по току, 240, 241—249
 - парных каскадов, 255—256
 - стабильность, 261—265
 - схемы соединений, 239—241
 - усиление при одной замкнутой петле, 235
- Обратное напряжение, 489
- Обратный ход развертки, 599
- Ограничение
 - амплитудное, 532
 - в схемах ЧМ-детекторов, 531
 - в цепях детектора, 528
 - диодное, 575
 - отрицательных полупериодов, 528
 - отсечкой анодного тока, 578
 - пентодные, 580
 - по защитной сетке, 580
 - сеточное, 579
 - триодное, 577
- Ограничение по амплитуде, 532, 575—585
- Однозначное соответствие выражений, 29
- Одноконтурные усилители, 141—146
 - каскадное включение, 162
 - показатель качества, 145
 - полюса, 187
 - усиление, 144
 - с высоким Q, 145
 - с симметричными характеристиками, 170
 - с синхронной настройкой, 162
 - с узкой полосой пропускания, 145, 180
 - ширина полосы пропускания, 144
 - эквивалентная схема, 143
- Однотактные схемы, 627, 634—648, 651—660, 662—663

- Октоидный преобразователь, 541
- Основная переменная составляющая, 379
- Относительные величины, 93
- Отношение сигнал/шум, 316
- Отношение усиления к времени нарастания, 104
- Отрицательная обратная связь
- катодная, 75—79, 82
 - в усилителе с заземленным эмиттером, 280—284
 - в цепи экранирующей сетки, 79—84
- Отрицательная обратная связь в цепи катода, 75—79
- анализ, 214—249
 - внутреннее полное сопротивление, 247—249
 - коэффициент усиления, 77, 242—244
 - расположение полюсов и нулей, 79
 - реакция усилителя, 243—249
 - эффективная крутизна, 77—78
- Отрицательная обратная связь по цепи экранирующей сетки, 79—82
- эквивалентная схема, 80
 - эффективная крутизна, 81
- Отрицательные сопротивления, 328—350
- в полупроводниковых схемах, 660—662
 - классификация схем, 338—339
 - с устойчивым состоянием при короткозамкнутой и при разомкнутой цепи, 332
 - типа характеристик, 331—333
 - триггерные режимы, 335—336
- Отсечки угол (см. угол отсечки)
- Паразитные колебания, 367, 442
- Пара каскадов обратной связи, 256—258
- максимально плоская характеристика, 261
 - полосовые пары, 258
 - усиление, 257
- Параллельная коррекция в усилителях
- время нарастания, 122—123
 - выброс, 121—122
 - критическая частота, 124
 - корректирующий параметр, 119
 - многокаскадное соединение, 160—162
 - на вакуумных приборах, 117—126
 - на полупроводниковых приборах, 295—298
 - переходная характеристика, 122
 - полюса, 120
 - расчет, 123—125
 - фронт импульса, 121
- Параллельное питание схем, 395
- Параллельное соединение усилителей, 398—399
- Параметр дробовых шумов, 307
- Пассивные цепи, 28
- Пентагрид-преобразователь, 541
- Пентагрид-смеситель, 541
- Пентод
- искажения, 390
 - статическая характеристика, 14
 - схема совпадения, 621
 - схемы смещения в цепи экранирующей сетки, 64
 - характеристика передачи, 375
 - эквивалентная схема, 14
- Первый закон Кирхгофа (для узла), 28
- Переднего фронта характеристика, 103
- в многокаскадных усилителях, 209—213
 - в усилителях с реостатной связью, 114
 - при параллельной коррекции, 121
 - при последовательной коррекции, 131
- Переключающие лампы, 585
- Перекрестная модуляция, 385
- Переменная индуктивность, 512
- Переходная характеристика RLC-цепи, 604—607
- Пиковое обратное напряжение, 489
- Пилообразного напряжения генераторы, 595—599
- Пирса генератор, 351
- Плоские функции, 174—189 (см. также усилители с взаимно-расстроенными каскадами)
- максимальные, 175—177
 - точный случай, 186—188
- П-образный фильтр, 512
- Подчеркивающие схемы, 457
- Показатель качества
- каскадов с катодной нагрузкой, 252
 - лампы, 114—115
 - магнитного усилителя, 558, 567, 574
 - многокаскадных усилителей, 158
 - одноконтурного усилителя, 145
 - пары взаимно-расстроенных каскадов, 229
 - пары каскадов с синхронной настройкой, 229
 - усилителей на полупроводниковых триодах, 291
 - усилителей с заземленной базой, 295
 - усилителей с заземленным коллектором, 295
 - усилителей с заземленным эмиттером, 293
 - усилителей с катодной дегенерацией, 246
 - усилителя с реостатной связью, 114
- Полиномы Чебышева, 190
- Полное сопротивление
- для комплексной частоты, 32—33
 - для определенной частоты, 31—33

- эквивалентного четырехполосника, 106—108
- Полоса пропускания
 двухконтурных усилителей с синхронной настройкой, 164
 однокаскадного усилителя, 144—145
 одноконтурных каскадов с синхронной настройкой, 163
 усилителя напряжения, 101
 усилителя с взаимно-расстроенными контурами, 193—194
 шумов, 309—311
- Полосовые усилители
 двухконтурные, 146—150, 194—199
 избыточная расстройка, 189—192
 на полупроводниковых приборах, 286, 298—299
 обратная связь между каскадами, 258—261
 одноконтурные, 141—146, 258
 полоса пропускания шумов, 309—311
 реакция на огибающую сигнала, 218—230
 с несколькими взаимно-расстроенными каскадами, 180—194
- Полупроводниковые триоды
 альфа-величина, 301
 выходная емкость, 278
 емкость коллектора, 272—273
 емкость эмиттера, 272—273
 идеализированные характеристики, 20
 коэффициент усиления по току, 24
 крутизна, 277—279
 межэлектродная емкость, 272—273
 области работы, 19
 показатель качества, 291
 полное входное сопротивление, 277
 полное выходное сопротивление, 278
 поляризующие потенциалы, 270
 предельная частота колебаний, 273
 сопротивление, характеризующее крутизну, 18
 статические характеристики, 19
 Т-образная эквивалентная схема, 23, 271—272
 точечные, 284
 шумы, 322
 эквивалентная схема, 18—22, 271—273
- Полюса
 двухконтурного усилителя, 197
 генераторов, 334
 как характеристика переходного процесса, 49
 комплексная s -плоскость, 46
 максимально плоской функции, 177—180
 одноконтурного усилителя, 187
 определения частотной характеристики, 54
 усилителей с избыточной расстройкой, 189
- Поляризующие потенциалы
 ламповой схемы, 62—64
 схемы на полупроводниковых приборах, 270
- Помехи, 456
- Последовательная коррекция в усилителях, 126—133
 время нарастания, 131
 выброс, 131
 корректирующий параметр, 130
 критическая частота, 132
 переходная характеристика, 130
 распределение полюсов, 130
 усиление, 128
- Последовательное включение усилителей
 n взаимно-расстроенных каскадов, 193—194
 общие соображения, 153—155
 с реостатной связью, 155—159
- Последовательное питание схем, 373, 395
- Предельная критическая частота
 альфа-величина, 300—301
 влияние компенсации, 138
 влияние отрицательной обратной связи, 243—247
 каскада с катодной нагрузкой, 251—252
 многокаскадных усилителей, 156, 160—161
 определение, 101
 при параллельной коррекции, 124—125
 при последовательной коррекции, 132
 усилителя с заземленной базой, 294—295
 усилителя с заземленным коллектором, 294—295
 усилителя с заземленным эмиттером, 293—294
 усилителя с реостатной связью, 114
- Предельная частота, соответствующая величине альфа, 300—301
- Преобразование частоты, 385, 536—543
- Преобразования крутизна, 542—543
- Преобразования функции
 для нижних частот, 260
 для полосы пропускания, 260
- Преобразователи, 536—543
- Принцип наложения, 29
- Произведение усиления на полосу пропускания, 101
- Пульсация, 487
- Пусковые схемы, 626—666

- ламповые, 627—662
 на магнитных усилителях, 666
 полупроводниковые, 662—666
 Пушпульные усилители, 399, 404
- Рабочая точка
 для вакуумного прибора, 58—61
 неустойчивая, 333—335
 устойчивая, 333—335
- Разложение на простейшие дроби
 функции преобразования, 40—43
 комплексные множители, 41
 определение коэффициентов, 40—41, 60
 повторяющиеся корни, 42
 при обратном преобразовании, 43
- Распределения шума, 307—309
 «Распределенные» усилители
 выброс выходного напряжения, 231
 исходное усиление, 206
 каскадное соединение, 203
 наименьшее число ламп, 204
 общие сведения, 199
 переходная характеристика, 230—232
 усиление каскада, 202
 частотная характеристика, 205
 эффективная крутизна, 205
- Реактивная лампа, 410, 474—475
 Реактивные лампы для модуляторов, 410
 Реакции функции, 27
 Реакция цепей на огибающую сигнала, 218—230
 RLC-мостик, 352
 RLC-обостряющие схемы, 607—610
 Рута — Гурвица критерий, 265—267, 357
 Рута — Гурвица определитель, 266
- Самовозбуждающиеся (автоколебательные) пусковые схемы, 627, 648—649, 664—665
 Самоопрокидывание схемы, 337
 Санатроны, 651
 Санафанты, 651
 Сверхрегулирующие лампы, 408
 Секционный распределительный усилитель, 200
 Селекция амплитудная, 582
 Селекция временная, 617—622
 Сеточная модуляция, 459—461, 466
 Сдвиг фазы, 54
 Сигнал/шум отношение, 316
 Симметрия в усилителях
 арифметическая, 172
 геометрическая, 171
- Синтез
 разложением на множители, 154—155
 максимально плоской характеристики, 174—180
- Синхронная настройка усилителей, 162—170
 время нарастания, 223—224
 полоса пропускания, 164, 168—170
 усиление, 162—163, 165—168
 характеристика огибающей, 221—224
- Система модуляции Армстронга, 478
 Смесители, 536—543
 Смещение
 катодное, 64—65
 в магнитных усилителях, 553
 в усилителях на полупроводниковых приборах, 283, 288
 в цепи управляющей сетки, 439—440
 в цепи экранирующей сетки, 64
 Смещение в цепи катода, 64—65
 Смещение в цепи экранирующей сетки, 64—65
 Смещения схемы, 440—441
 Сопротивление
 анодной цепи, 68
 нагрузки фильтра, 512
 экранирующей сетки, 80
- Составляющая основной частоты, 379
 Составное напряжение, 418
 Спад характеристики, 104—105
 в усилителях с компенсацией, 136
 в усилителях с реостатной связью, 114
 многокаскадных усилителей, 215—217
 начальная крутизна, 137
- Спектр сигнала при ЧМ, 453—454
 Стабилизация напряжения, 513—515
 Стабилизация средней частоты, 476
 Стабилизированные источники питания, 513
- Стабильность схемы с отрицательным сопротивлением, 333—337
 Стабильность усилителей
 критерий Найквиста, 262—265
 критерий Рута—Гурвица, 265—267
 определение, 261
 с заземленной базой, 286—287
 с заземленным коллектором, 287—288
 с заземленным эмиттером, 282—283
 с обратной связью, 261—265
- Статические характеристики, 12
 Степенные ряды, 378
 Стробированные генераторы, 607—610
 Стробующие схемы, 617—622
 Ступенчатая функция, 35
 Сужение полосы пропускания усилителя, 157
- Супергетеродин, 536
 Суперпозиции принцип (см. принцип наложения)

- Схема компенсации по низкой частоте, 133—141
 критическая частота, 138
 обычная, 138
 оптимальная, 137—139
 при отрицательной обратной связи, 140—141
 при отсутствии отрицательной обратной связи, 133—140
 расчет, 138—141
 Схемы автоматического восстановления, 611, 615—617
 Схемы временной селекции, 617—622
 Схемы ограничения (см. ограничение)
 Схемы развертки
 сигналом напряжения, 595
 сигналом тока, 601
 схемы совпадения, 617—623
 схемы стробирования, 617—622
 Счетчики
 восстановление исходного состояния, 615
 накопительные, 610—615
 нерегенеративные, 610—615
 Тевенина теорема, 29—30
 Теорема компенсации, 30, 255
 Теорема Нортона, 30
 Тепловые шумы, 305
 Термистор, 25
 Тиратронный выпрямитель, 489—493
 Т-образная эквивалентная схема, 271—273
 Ток пилообразной формы, 601—604
 Точка Q
 динамическое смещение, 384
 для схем на вакуумных лампах, 58—61
 для схем на полупроводниковых приборах, 269—271
 Транзистронные генераторы, 338
 Трансформаторная связь в усилителях, 286, 395, 399
 Трансформаторы двухконтурных усилителей, 148
 Трапецидальное напряжение, 588—589, 601—604
 Триггерные режимы работы, 335—337
 Триод-гексодный преобразователь, 541
 Триоды
 идеализированные характеристики, 12
 искажения, 374, 390
 коэффициент усиления, 11
 статические характеристики, 12
 схема Нортона, 14
 схема Тевенина, 14
 характеристики передачи, 372—376
 эквивалентные схемы, 11—14
 Угловая модуляция, 449
 Угол включения, 497
 Угол насыщения, 551
 Угол отсечки
 влияние на гармоники, 419—423
 влияние на к. п. д., 424—426
 в усилителях мощности, 413, 415
 Удаленная отсечка в лампах, 386, 409
 Ударно-возбуждаемые цепи, 609
 Ударного возбуждения генераторы, 607—610
 Удвоители напряжения, 485, 500, 516
 Удвоители частоты, 443
 УКВ генераторы, 365—367
 Умножители частоты, 384—385, 443
 Управляющие обмотки, 545—546
 Уравнение для контура, 29
 Усиление мощности
 магнитными усилителями, 555, 565, 573
 полупроводниковыми приборами, 301—303, 403
 Усиление по току, 301—302
 Усиление по току и мощности полупроводникового триода, 301—302
 Усиление при преобразовании, 543
 Усиления коэффициент, 69
 Усилители
 больших сигналов, 387
 верхних частот, 102, 110—111, 133—141
 двухконтурные, 146—150, 194—199
 класса АВ, 415, 422—423
 класса В, 415, 422—423
 класса С, 415, 422—423
 магнитные (см. магнитные усилители)
 многоступенчатые, 153—233
 модулированных сигналов, класса В, 470—474
 модулированных сигналов, класса С, 461—466
 мощности, класса А, 386—407
 на полупроводниковых приборах, 269—304, 322—327
 напряжения (см. усилители напряжения)
 нижних частот, 100, 109, 111—114, 117—133
 общее шумовое число каскадов, 317—320, 323—326
 оптимальная проводимость источника сигнала, 321—322, 326—327
 основное определение, 57
 полосовые, 218—230, 287, 298
 «распределенные», 199—207, 230—232
 с несколькими взаимно-расстроенными каскадами, 180—194
 с обратной связью, 234—268
 с трансформаторной связью, 286, 395—396, 399
 шумовое число каскадов, 315—317, 322

- эквивалентное представление усилителя шумами, 313—315, 322
- Усилители класса В, 470
- Усилители класса С,
анодная модуляция, 459—466
сеточная модуляция, 460, 466
- Усилители мощности
двухтактные, 399
класса А, 386—388
класса С (схемы), 433—437
к. п. д. анодной цепи, 391—394
на полупроводниковых приборах, 403—406
нелинейные искажения, 388—391
низких частот (см. усилители низких частот), 426
параллельное соединение, 398
пушпульные, 399
с максимальным к. п. д., 412—437
с параллельным питанием, 394—397
с последовательным питанием, 395
схемы питания, 412—439
- Усилители на полупроводниковых приборах
верхняя критическая частота, 291—293
двухтактные схемы, 404—406
каскадное соединение, 303
коэффициент усиления по мощности, 302
коэффициент усиления по току, 301—303
максимальное усиление по мощности, 302
нижняя критическая частота, 291, 294
одноконтурные, 298—300
полоса пропускания, 287, 298—300
с заземленной базой, 271—272, 284—287, 289, 295, 298—300
с заземленным коллектором, 287—289, 295
с заземленным эмиттером, 276—284, 289, 295, 296—298
с параллельной коррекцией, 295—298
с реостатной связью, 289—295
с трансформаторной связью, 286
схемы смещения, 283, 288
точка Q, 269
усиление по мощности, 301—302, 403—404
шумовое число, 323
эквивалентные схемы, 271—272, 275—276
- Усилители напряжения
амплитудно-частотная характеристика, 101, 298—300
двухконтурные, 194—199
избыточная расстройка, 189—193
критические частоты, 101
- на полупроводниковых приборах, 271
обратная связь, 234
однокаскадные, 99—153
одноконтурные, 141—146
при каскадном соединении, 162—194
рабочая точка, 58—61
«распределенные», 199
с заземленной сеткой, 66, 91—93, 96
с заземленным анодом (см. каскад с катодной нагрузкой), с заземленным катодом, 66, 67—70, 96
с отрицательной обратной связью (см. отрицательная обратная связь по катоду и экранирующей сетке) с параллельной коррекцией, 117—120
с последовательной коррекцией, 126
с реостатной связью, 108—114, 243—249, 289
точка Q, 58—61
уравнение усиления, 57
ширина полосы, 101
- Усилители с взаимно-расстроенными контурами
избыточная расстройка, 189—193
полюса, 191
расчет, 182
усиление, 190, 192
максимально плоская характеристика
двухконтурных усилителей, 196—197
каскада, 193—194
основные положения, 179—180
полюса, 184
расчет, 183—184
усиление, 185
пары каскадов обратной связи, 259—261
пары каскадов с максимальной плоской характеристикой
время нарастания, 224—228
выброс, 227
полоса пропускания шумов, 309—311
преобразования функция, 187
с узкой полосой пропускания частот, 180—186
точный случай плоской характеристики, 186—188
- Усилители с избыточной расстройкой, 189—193
время нарастания, 227
выброс, 227
- Усилители с различным затуханием, 199
- Усилители с реостатной связью, 108—116, 243—249
амплитудно-частотная характеристика, 111—114

время нарастания напряжения, 209—212, 217—218
исходное усиление, 158
каскадное включение, 155—160
критические частоты, 156, 157
на полупроводниковых приборах, 289—291
показатель качества, 158
полоса пропускания, 156
расчет, 115—116
схема, 108
эквивалентные схемы, 109
Устроитель частоты, 443

Фазовая модуляция, 449, 454—456
Фазовая характеристика, 51—54
Фазовые искажения, 52
Фазоинвертор, 62
Фазорасщепитель, 97
Фазосдвигающие цепи в генераторах, 352
Фазонтрон, 480
Фантастрон
длительность импульса, 658
принцип работы, 651—656
с катодной связью, 657
со связью по экранирующей сетке, 657
Фиксирующие схемы, 584—585
Фильтры выпрямителей
Г-образные, 506—510
П-образные, 512
реостатно-емкостные, 494—502
Фликкер-эффект, 312
Фостера—Сили дискриминатор, 533—535
Фотоэлемента характеристика, 25
Функция возбуждения, 27, 45
Функция возбуждения начальная, 45
Функция передачи
линейного детектора, 524
магнитного усилителя, 552
определение, 27
Функции равной пульсации, 190—191
Функция реакции, 27
Фурье анализ, 419—423

Характеристика передачи 415
диода, 376—377
магнитного усилителя, 551, 564—565
пентода, 372—375
триода, 372—374
Характеристика переходного процесса в RC-цепях, 586—589
критерий, 102—106
Характеристика плоской вершины, 104—105
многокаскадных усилителей, 215—217
одиночного каскада, 114, 133—141

Характеристика установившегося процесса, 51—54
Характеристическая функция, 27
Характеристическое уравнение, 265
Хартлея генератор, 35

Цепи с минимальным сдвигом фазы, 54
Циклограммы, 346—348

Частота
комплексная, 32
обобщенные понятия, 31—33
при установившемся режиме, 31—32
Частота модуляции, 450—454, 474
Армстронга система, 478
коэффициент, 451
спектр, 453—454
Частоты преобразования, 365, 536—543
Частоты умножения, 384—385, 443
Чебышева полиномы, 190
Четная функция, 419

Шумы
величина шумов
наводимых на сетке, 307—309
дробового эффекта, 306
распределения, 307—309
в полупроводниковых приборах, 322
в усилителях с обратной связью, 239
дробового эффекта, 306
избыточные, 322
катодного мерцания, 312
максимальная отдаваемая мощность, 316
микрофонные, 312
наводимые на сетке, 307—309
обусловленные движением ионов, 311—312
полоса пропускания, 309—311
распределения, 307—309
тепловые, 305
тока положительных ионов, 312
фликкер-шумы, 312
шумовое число, 315—317, 323
эквивалентные схемы, 312—313, 322
эквивалентный генератор Нортона, 314

Эквивалентные схемы
вакуумного диода, 9—10
вакуумного триода, 11
газонаполненного триода, 9
газозарядной лампы, 10
диода как переключающего устройства, 482
источников шумов, 312—313, 322
катодного повторителя, 84
катодной дегенерации, 75
магнитного усилителя, 547
метод построения, 9

- основные положения, 5—24**
отрицательной обратной связи в цепи катода и экранирующей сетки, 75, 79
переменного сопротивления, 10
полупроводниковых приборов, 18—24, 271
смесителей, 542
усилителя мощности, 417
усилителя с заземленной сеткой, 91
учет нелинейности, 15
- Элементы пассивного четырехполюсника, 28**
- Эльмора формула для времени нарастания, 121, 213**
- Эффективная крутизна каскада с катодной нагрузкой, 86, 96**
- при катодной дегенерации, 77—78, 82—84, 96**
- при отрицательной обратной связи по цепи экранирующей сетки, 79—82**
- «распределенного» усилителя, 205**
- усилителя с заземленной базой, 285, 289**
- усилителя с заземленным катодом, 82, 96**
- усилителя с заземленным коллектором, 287—289**
- усилителя с заземленным эмиттером, 281, 289**
- Эффект мерцания катода, 311**
- Эффект Миллера, 74**
-

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Часть I. Введение	5
Глава 1. Принципы построения эквивалентных схем	—
1.1. Характеристики простейших цепей	6
1.2. Принцип линейной аппроксимации	8
1.3. Эквивалентные схемы для диода и газонаполненного триода	9
1.4. Эквивалентная схема вакуумного триода	11
1.5. Эквивалентные схемы для пентодов и мощных лучевых тетродов	14
1.6. Учет нелинейности	15
1.7. Межэлектродные емкости и индуктивности вводов	16
1.8. Режимы работы	17
1.9. Эквивалентные схемы полупроводниковых приборов	18
1.10. Эквивалентная схема полупроводникового триода для работы в режиме класса А	22
1.11. Заключение	24
Задачи	—
Глава 2. Основные положения теории цепей	26
2.1. Реакция на воздействие, приложенное к системе	—
2.2. Элементы электрических цепей	27
2.3. Основные теоремы	29
2.4. Обобщенное понятие частоты	31
2.5. Простейшие преобразования	33
2.6. Преобразование Лапласа	34
2.7. Операции преобразования	36
2.8. Обратное преобразование Лапласа	39
2.9. Разложение на простейшие дроби	40
2.10. Применение простейших дробей в обратных преобразованиях	43
2.11. Типичная задача теории электрических цепей	44
2.12. Комплексная плоскость s . Полюса и нули.	46
2.13. Характеристики переходных процессов, определяемые распределением полюсов	48
2.14. Определение характеристики установившегося режима	51
2.15. Практические схемы и цепи с минимальным сдвигом фазы	54
Задачи	55
Часть II. Цепи класса А	57
Глава 3. Принципы работы ламповых усилителей	—
3.1. Соединения цепи по постоянному току	—
3.2. Нагрузочные линии и рабочие точки	58
3.3. Работа простейшего усилителя	61
3.4. Поляризующие потенциалы	62
3.5. Цепи смещения в цепях катода и экранирующей сетки	64

	Стр.
3.6. Типы ламповых усилителей	65
3.7. Общее уравнение усиления по напряжению	67
3.8. Практические схемы усилителей	70
3.9. Полная входная проводимость усилителей с заземленным катодом	73
3.10. Отрицательная обратная связь в цепи катода (катодная дегенерация)	75
3.11. Отрицательная обратная связь по экранирующей сетке (дегенерация в цепи экранирующей сетки)	79
3.12. Одновременная отрицательная обратная связь по цепи катода и цепи экранирующей сетки	82
3.13. Усилитель с заземленным анодом, или катодный повторитель	84
3.14. Полное выходное сопротивление катодного повторителя	87
3.15. Полная входная проводимость катодного повторителя	89
3.16. Усилитель с заземленной сеткой	91
3.17. Децибелы и применение относительных величин	93
Задачи	96
Глава 4. Однокаскадные ламповые усилители	99
4.1. Критерии для сравнения усилителей в установившемся режиме работы	—
4.2. Критерии для характеристик переходного процесса	102
4.3. Полное сопротивление	106
4.4. Эквивалентные схемы усилителей с реостатной связью	108
4.5. Рабочие характеристики усилителя с реостатной связью	111
4.6. Показатель качества для ламп	114
4.7. Расчет усилителей с реостатной связью	115
4.8. Видеоусилитель с параллельной коррекцией	117
4.9. Рабочие характеристики усилителя с параллельной коррекцией	120
4.10. Усилитель с последовательной коррекцией. Уравнение усиления	126
4.11. Характеристики усилителя с последовательной коррекцией	129
4.12. Компенсация по низкой частоте. Отсутствие отрицательной обратной связи	133
4.13. Компенсация влияния отрицательной обратной связи	140
4.14. Одноконтурные усилители	141
4.15. Двухконтурные усилители	146
Задачи	151
Глава 5. Многокаскадные усилители в установившемся режиме	153
5.1. Каскадное соединение	154
5.2. Идентичные усилители с реостатной связью в каскадном соединении	155
5.3. Каскадное соединение компенсированных усилителей	160
5.4. Синхронная настройка на одну частоту	162
5.5. Число каскадов, требуемых для получения максимального усиления	165
5.6. Усиление каскада для схем с синхронной настройкой и максимальной шириной полосы пропускания	168
5.7. Симметрия характеристик резонансных усилителей	170
5.8. Плоские функции	174
5.9. Максимально плоская функция	175
5.10. Полюса максимально плоской функции	177
5.11. Группы из n взаимно расстроенных каскадов с максимально плоской характеристикой	180
5.12. Взаимно расстроенные каскады с плоской характеристикой для точного случая	186
5.13. Взаимно расстроенные каскады с плоской характеристикой для точного случая. Методика расчета	188

5.14. Избыточная расстройка	189
5.15. Соединение групп из n взаимно расстроенных каскадов с плоской характеристикой	193
5.16. Двухконтурный усилитель. Случай равных и высоких значений Q	194
5.17. „Распределенные“ усилители. Общие сведения	199
5.18. Соединение каскадов распределенного усилителя	201
5.19. Частотная характеристика распределенного усилителя	205
Задачи	207
Глава 6. Переходные характеристики многокаскадных усилителей	
6.1. Составные части времени нарастания при отсутствии выброса	209
6.2. Составные части времени нарастания при наличии выброса	210
6.3. Условия получения минимального времени нарастания	213
6.4. Характеристика плоской вершины каскадных видеоусилителей	215
6.5. Формулировка правил для видеоусилителей	217
6.6. Аналогия для полосы частот и нижних частот	218
6.7. Синхронные одноконтурные каскады	221
6.8. Пары взаимно расстроенных каскадов	224
6.9. Характеристика огибающей. Выводы	228
6.10. Переходная характеристика распределенного усилителя	230
Задачи	232
Глава 7. Цепи обратной связи	
7.1. Общее уравнение усиления. Случай одной замкнутой петли	234
7.2. Влияние обратной связи на усиление, искажения и шумы	235
7.3. Соединения в цепи обратной связи	237
7.4. Катодная дегенерация с точки зрения отрицательной обратной связи	239
7.5. Влияние катодной дегенерации на реакцию и усиление	241
7.6. Внутреннее полное сопротивление при катодной дегенерации	243
7.7. Простой случай обратной связи по напряжению. Катодный повторитель	247
7.8. Внутреннее полное сопротивление при обратной связи по напряжению	249
7.9. Обратная связь через сопротивление в цепи сетка — анод	252
7.10. Пара каскадов обратной связи	254
7.11. Полосовые пары каскадов обратной связи	256
7.12. Стабильность усилителей с обратной связью	258
7.13. Критерий стабильности Найквиста	261
7.14. Критерий Рута — Гурвица	262
Задачи	265
Глава 8. Усилители на полупроводниковых приборах	
8.1. Определение точки Q	267
8.2. Типы усилителей на полупроводниковых триодах	269
8.3. Межэлектродные емкости	271
8.4. Метод анализа	272
8.5. Усилитель с заземленным эмиттером без обратной связи	273
8.6. Усилитель с заземленным эмиттером	276
8.7. Усилитель с заземленной базой	280
8.8. Усилитель с заземленным коллектором	284
8.9. Сравнение типов усилителей	287
8.10. Усилитель с реостатной связью. Исходный случай	289
8.11. Практические усилители с реостатной связью	—
8.12. Усилитель с параллельной коррекцией	291
8.13. Одноконтурный усилитель	295
8.14. Предельная частота, соответствующая величине α	298
8.15. Усиление по току и мощности	300
8.16. Общие замечания о каскадных соединениях	301
Задачи	303
	304

	Стр.
Глава 9. Шумы	305
9.1. Тепловые шумы	—
9.2. Дробовый эффект	306
9.3. Шумы распределения и шумы, наводимые в цепи сетки	307
9.4. Полоса пропускания шумов	309
9.5. Другие источники шумов	311
9.6. Форма выражения шумов	312
9.7. Эквивалентное представление усилителя шумами	313
9.8. Шумовое число усилительного каскада	315
9.9. Общее шумовое число соединенных в схему каскадов	317
9.10. Усиление мощности в средней полосе	320
9.11. Оптимальная проводимость источника	321
9.12. Шумы в полупроводниковых триодах	322
9.13. Шумовое число усилителей на полупроводниковых триодах . .	323
Задачи	327
Глава 10. Отрицательные сопротивления и генераторы класса А	328
10.1. Теория генераторов с отрицательным сопротивлением	329
10.2. Типы характеристик отрицательного сопротивления	331
10.3. Устойчивые и неустойчивые рабочие точки	333
10.4. Триггерные режимы работы	335
10.5. Классификация генераторов	337
10.6. Классификация устройств, обладающих отрицательным сопротивлением	338
10.7. Отрицательное сопротивление в характеристике постоянного тока	339
10.8. Метод изоклин	341
10.9. Циклограммы	346
10.10. Отрицательное сопротивление, создаваемое схемой обратной связи	349
10.11. Схемы генераторов с обратной связью	350
10.12. Анализ генераторов с обратной связью	354
10.13. Анализ генератора Колпица	355
10.14. Генератор Вина с мостиковой реостатно-емкостной схемой . . .	358
10.15. Кварцевый генератор на полупроводниковом приборе	362
10.16. Генераторы УКВ с обратной связью	365
10.17. Паразитные колебания	367
Задачи	370
Глава 11. Нелинейные схемы класса А	372
11.1. Динамические характеристики передачи, триоды и пентоды . . .	—
11.2. Нелинейность характеристики диода	376
11.3. Анализ нелинейных искажений при помощи степенных рядов . . .	378
11.4. Вычисление коэффициентов гармонического ряда	380
11.5. Некоторые практические области применения нелинейных устройств	384
11.6. Идеализированный ламповый усилитель мощности класса А	386
11.7. Нелинейные искажения в триодах и пентодах	388
11.8. Коэффициент полезного действия анодной цепи	391
11.9. Схемы питания, линии нагрузки постоянного и переменного токов	394
11.10. Мощность, рассеиваемая на аноде лампы	397
11.11. Параллельное соединение усилителей мощности	398
11.12. Двухтактные (пушпульные) усилители	399
11.13. Ламповые усилители мощности. Заключение	402
11.14. Коэффициент усиления по мощности полупроводниковых усилителей	403
11.15. Двухтактные усилители мощности на полупроводниковых приборах	404

11.16. Амплитудная модуляция при помощи лампы с квадратичной характеристикой передачи	406
11.17. Квадратичные детекторы	407
11.18. Применение нелинейных элементов для регулировки усиления	408
Задачи	410
Часть III. Работа в прерывистом режиме	412
Глава 12. Работа ламповых усилителей мощности в прерывистом режиме	—
12.1. Основные характеристики	—
12.2. Работа в прерывистом режиме	413
12.3. Предварительный анализ	416
12.4. Зависимость между гармониками выходного сигнала и углом отсечки	419
12.5. Коэффициент полезного действия анодной цепи	423
12.6. Зависимость к. п. д. анодной цепи от угла отсечки	424
12.7. Усилители мощности низких частот	426
12.8. Коэффициент полезного действия анодной цепи резонансных усилителей	428
12.9. Анализ резонансного усилителя, работающего в граничном режиме	430
12.10. Расчет оптимального режима резонансного усилителя класса С	433
12.11. Нейтрализация	437
12.12. Схемы подключения источников питания к резонансным усилителям	439
12.13. Паразитные колебания	442
12.14. Мощные автогенераторы	443
12.15. Заключение	—
Задачи	—
Глава 13. Модуляция и модуляторы	445
13.1. Принципы амплитудной модуляции	—
13.2. Принципы угловой модуляции	449
13.3. Частотная модуляция (ЧМ)	450
13.4. Фазовая модуляция	454
13.5. Сравнение методов амплитудной и частотной модуляции. Помехи и шумы	456
13.6. Импульсные многоканальные системы на одной несущей частоте	457
13.7. Методы амплитудной модуляции	459
13.8. Расчет усилителя класса С с анодной модуляцией	461
13.9. Другие схемы амплитудной модуляции сигналов	466
13.10. Балансные модуляторы	467
13.11. Модуляция мощных и слабых сигналов	469
13.12. Расчет усилителей класса В	470
13.13. Частотная модуляция при помощи реактивной лампы	474
13.14. Стабилизация средней частоты	476
13.15. Система Армстронга	478
13.16. Фазотрон	480
Задачи	—
Глава 14. Выпрямители и фильтры выпрямительных устройств	482
14.1. Диод как переключатель и его эквивалентные схемы	—
14.2. Схемы выпрямителей и фильтров для однофазных источников питания	485
14.3. Оценка выпрямителя	487
14.4. Выпрямители на газонаполненных триодах	489
14.5. Выпрямители с реостатно-емкостными фильтрами. Введение	494
14.6. Характеристики выпрямителей с реостатно-емкостными фильтрами	499

	Стр.
14.7. Примерный расчет параметров реостатно-емкостного фильтра	502
14.8. Выпрямитель с Г-образным фильтром	506
14.9. Предельные значения параметров для Г-образного фильтра	510
14.10. П-образный фильтр	512
14.11. Стабилизированные по напряжению источники питания	513
14.12. Источники питания с генераторами высокой частоты	515
Задачи	517
Глава 15. Детекторы и смесители	519
15.1. Линейный диодный детектор	—
15.2. Максимальная допустимая емкость конденсатора	521
15.3. Эквивалентная схема линейного детектора	524
15.4. Полное входное сопротивление диодного детектора	525
15.5. Другие схемы детектирования	528
15.6. Автоматическая регулировка усиления	529
15.7. Детектирование частотно-модулированных сигналов	531
15.8. Амплитудный ограничитель	532
15.9. Дискриминатор	—
15.10. Принципы работы смесителей	536
15.11. Практические схемы смесителей	539
15.12. Эквивалентные схемы смесительных каскадов	542
Задачи	543
Глава 16. Магнитные усилители	545
16.1. Принцип работы усилителя при нулевом управляющем напряжении	—
16.2. Работа схемы при действии управляющего напряжения	548
16.3. Некоторые характеристики усилителя	551
16.4. Функция передачи	552
16.5. Обмотка смещения (подмагничивания) и сигнальная обмотка	553
16.6. Применение выпрямителей	554
16.7. Коэффициент усиления и постоянная времени простейшего магнитного усилителя	555
16.8. Время реагирования	558
16.9. Магнитный усилитель с последовательно включенными обмотками переменного тока и индуктивной нагрузкой	559
16.10. Применение обратной связи	563
16.11. Показатель качества усилителя с обратной связью	565
16.12. Самобалансирующиеся магнитные усилители	567
16.13. Магнитный усилитель с самонасыщением	570
16.14. Магнитные усилители с одним сердечником	571
16.15. Последовательное (каскадное) включение усилителей	573
Глава 17. Формирующие и считающие схемы	575
17.1. Диодное ограничение	—
17.2. Ограничители на триодах и пентодах	577
17.3. Возможные методы применения ограничителей	580
17.4. Удаление и восстановление постоянной составляющей сигнала	583
17.5. Использование радиоламп как переключателей	585
17.6. Переходные процессы в цепях, содержащих емкость и активное сопротивление	586
17.7. Схемы дифференцирования и интегрирования	589
17.8. Интегрирование и дифференцирование при помощи усилителей с обратной связью	593
17.9. Генераторы пилообразного напряжения	595
17.10. Сокращение времени обратного хода	599
17.11. Напряжения трапецидальной формы (токи пилообразной формы)	601
17.12. Реакция колебательного контура, состоящего из индуктивности, емкости и активного сопротивления	604

	Стр.
17.13. Обостряющие параллельные контуры и системы с ударным возбуждением контура	607
17.14. Схемы накопительных (нерегенеративных) счетчиков	610
17.15. Восстановление исходного состояния счетчиков	615
17.16. Схемы совпадения и временной селекции	617
17.17. Влияние шунтирующей емкости	622
17.18. Схемы совпадения с магнитными усилителями	—
Задачи	623
Глава 18. Пусковые схемы и генераторы несинусоидальных колебаний	626
18.1. Классификация пусковых схем	—
18.2. Основная схема мультивибратора	627
18.3. Двухтактный мультивибратор	629
18.4. Двухтактный мультивибратор. Различные варианты схем и усовершенствования основной схемы	631
18.5. Однотактный мультивибратор с анодно-сеточной связью (принцип действия)	634
18.6. Однотактный мультивибратор с анодно-сеточной связью (анализ работы)	635
18.7. Однотактный мультивибратор с катодной связью. Нормально устойчивое состояние	640
18.8. Однотактный мультивибратор с катодной связью. Временно устойчивое состояние	643
18.9. Мультивибраторы с самовозбуждением	648
18.10. Длительность процесса опрокидывания и время восстановления	649
18.11. Фантастроны. Общие сведения	651
18.12. Фантастрон. Анализ работы	653
18.13. Схемы фантастронов	656
18.14. Принцип работы блокинг-генератора	657
18.15. Отрицательное сопротивление в схемах на полупроводниковых приборах	660
18.16. Пусковые схемы на полупроводниковых приборах	662
18.17. Двухтактная пусковая схема на магнитных усилителях	666
Задачи	668
Литература	670
Предметный указатель	672

Томас Мартин.
Электронные цепи.
Перевод с английского

Редактор *Астапенков И. Г.*
Технический редактор *Стрельникова М. А.*
Корректор *Ильина Е. М.*

Сдано в набор 28.12.57 г.
Подписано к печати 2.7.58 г.
Г-41919

Формат бумаги $60 \times 92^{1/16}$
 $43^{1/4}$ печ. л. 43,25 усл. печ. л.
42,757 уч.-изд. л.

Военное издательство
Министерства обороны Союза ССР.
Москва, К-9, Тверской бульвар, 18.
Изд. № 5/9282
Зак. № 2102

2-я типография имени К. Е. Ворошилова
Военного издательства
Министерства обороны Союза ССР
Ленинград — Центр-1, Дворцовая пл., 10
Цена 22 р. 40 к.

Цена 22 р. 40 к.